

# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

## **Vorschlag zum Bau eines großen Laser-Interferometers zur Messung von Gravitationswellen**

– Erweiterte Fassung –

Gerd Leuchs, Karl Maischberger, Albrecht Rüdiger

Roland Schilling, Lise Schnupp, Walter Winkler

**Vorschlag zum Bau eines großen Laser-Interferometers  
zur Messung von Gravitationswellen**

– Erweiterte Fassung –

Gerd Leuchs, Karl Maischberger, Albrecht Rüdiger

Roland Schilling, Lise Schnupp, Walter Winkler

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt  
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-report has been printed as author's manuscript  
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik  
8046 GARCHING bei MÜNCHEN, Bundesrepublik Deutschland

## Vorwort

Die Existenz der Gravitationswellen ist in der Allgemeinen Relativitätstheorie von Albert Einstein schon vor etwa 70 Jahren vorhergesagt worden. Trotz erheblicher Anstrengungen ist bis heute jedoch noch kein direkter experimenteller Nachweis von Gravitationswellen gelungen. Nach der Allgemeinen Relativitätstheorie entstehen sie bei der Beschleunigung von Massen; dies ist analog zur Erzeugung elektromagnetischer Wellen bei der Beschleunigung von Ladungen. Die Wirkung der Gravitationswellen ist aber so schwach, daß Ereignisse in der Größenordnung von Sternkatastrophen auftreten müssen, damit an eine Beobachtung der dabei entstehenden Gravitationswellen auf der Erde gedacht werden kann.

Bei dem geplanten Experiment geht es zunächst um den grundsätzlichen Nachweis der Gravitationswellen, darüber hinaus wird eine erfolgreiche Antenne die Astronomie um ein weiteres wichtiges Beobachtungsinstrument bereichern: Nur über Gravitationswellen kann man z.B. über die in Millisekunden ablaufenden Vorgänge im Sterninnern während eines Supernova-Ausbruchs Kunde erlangen. Die dabei auftretenden Prozesse sind unter anderem deshalb von großer Bedeutung, weil dabei die schweren Elemente im Kosmos entstehen.

Die ersten Versuche, Gravitationswellen nachzuweisen, wurden Ende der sechziger Jahre von Joseph Weber mit Antennen aus schweren Aluminiumzylindern durchgeführt. An der Weiterentwicklung dieser Nachweismethode wird in mehreren Laboratorien gearbeitet.

Moderne Lasermessmethoden erlauben inzwischen die Entwicklung anderer Verfahren zum Nachweis von Gravitationswellen. Man kann abschätzen, daß eine Michelson-Interferometer-Anordnung prinzipiell empfindlicher gemacht werden kann, als eine Zylinderantenne. Bei dem bisher erfolgreichsten Prototyp dieser Art, dem 30m-Interferometer im MPI für Quantenoptik, wurde die Empfindlichkeit bis an eine erste theoretische Grenze gesteigert.

Sternkatastrophen von einer Größenordnung und Nähe zur Erde, wie sie im Mittel einmal im Jahrhundert auftreten, könnten mit dieser Apparatur bereits nachgewiesen werden. Mit der Häufigkeit von einem Ereignis pro Monat kann man rechnen, wenn eine Empfindlichkeit erreicht wird, die noch zehntausendmal größer ist als diejenige der vorhandenen Anlage. Zu diesem Zweck muß sowohl die Armlänge des Interferometers als auch die Lichtleistung des Lasers erheblich vergrößert werden. Dies ist eine Herausforderung für Optik und Laserphysik, die zu neuen Impulsen und interessanten technologischen Entwicklungen auf beiden Gebieten führen wird.

Durch die Vorexperimente im Max-Planck-Institut für Quantenoptik sind die Voraussetzungen für einen sowohl für die Relativitätstheorie wie auch für die Astrophysik gleichermaßen wichtigen Großversuch geschaffen worden. Der endgültige Aufbau soll aus einem Michelson-Interferometer mit Armen von je etwa drei Kilometern Länge bestehen.

Wenn man bedenkt, welche Anstrengungen gemacht wurden, um die im *elektromagnetischen* Spektrum enthaltene Information möglichst lückenlos zu empfangen, so scheint der Vorschlag, Gravitationswellen aus dem Kosmos zu beobachten,

kaum einer Rechtfertigung zu bedürfen. Es geht ja hier nicht darum, ein schon erfolgreich benutztes Fenster zu erweitern, wie etwa, als der Astronomie vorher unzugängliche Teile des elektromagnetischen Spektrums erschlossen wurden. Mit dem Schritt zur Gravitationswellenastronomie würde vielmehr ein völlig neues Fenster geöffnet. Welche Überraschungen dahinter warten, darüber kann man nur spekulieren.

Im Laufe der letzten Jahre hat sich gezeigt, daß ein weiteres Vordringen in die Grundgesetze und die Grundstrukturen der physikalischen Welt wohl nur durch die Untersuchung von Zuständen extremer Energiedichte möglich sein wird. Die aus Kosten- und Größengründen sich abzeichnenden Grenzen immer größerer Beschleuniger lassen es wahrscheinlich werden, daß bald nur noch die Astronomie und Astrophysik neue erfahrungsmäßige Zugänge werden schaffen können. Materie kann ja letztlich nur durch ihre Schwerkraft wieder in den extrem dichten Zustand geraten, aus dem sie im Anfang der Welt hervorging. Die letzte direkte Information über einen solchen zeitumgekehrten Urknall, den Gravitationskollaps, ist gerade in den Gravitationswellen enthalten. Wenn sie auch leider nicht so reich sein wird, wie man es gern hätte, so wird sie doch Antworten auf viele offene Fragen bringen und vielleicht auch selbst neue, noch tiefere, Fragen aufwerfen.

*Dem ehemaligen Leiter unserer Gruppe, Herrn Prof. Heinz Billing, möchten wir an dieser Stelle danken für seinen unermüdlichen Einsatz und für seine wertvolle Mitarbeit am Gravitationswellen-Projekt.*

*Des weiteren gilt unser besonderer Dank Herrn Peter Kafka vom MPI für Astrophysik. Der gesamte Teil 1 dieser Studie wurde im wesentlichen von ihm ausgearbeitet (und später auch separat veröffentlicht [1]).*

*Auch Herrn David Shoemaker sind wir für seine wertvolle Hilfestellung bei der Ausarbeitung der ersten Version von 1985 zu großem Dank verpflichtet.*

## Anmerkungen

Die hier vorliegende Studie ist, wie schon ihr Vorläufer von 1985 [2], in drei Hauptteile gegliedert. Im ersten werden Herkunft und physikalische Bedeutung der Gravitationswellen erläutert, sowie die prinzipielle Wirkungsweise einer Laserinterferometer-Antenne diskutiert. Im zweiten Teil werden die technischen Aspekte solcher Antennen dargelegt und der derzeitige Stand der Prototypen beschrieben, während im dritten Teil der zukünftige Bau von großen Antennen behandelt und speziell der Vorschlag des MPI für Quantenoptik näher vorgestellt wird.

In diesen drei Hauptteilen werden viele sehr unterschiedliche Themenkreise diskutiert. Jedem der entsprechenden Kapitel ist eine Zusammenfassung von etwa einer Seite vorangestellt, die es ermöglichen soll, über den Inhalt soviel zu erfahren, wie für das Verständnis anderer Kapitel unbedingt erforderlich ist.

Das Literaturverzeichnis erhebt nicht den Anspruch einer vollständigen Sammlung aller relevanten Originalarbeiten. In vielen Fällen werden nur neuere zusammenfassende Arbeiten zitiert; dort findet man Verweise auf frühere Literatur. Hingewiesen sei auch auf drei populärwissenschaftlich gehaltene Arbeiten in *Physik in unserer Zeit*, bei denen sich die Schwerpunkte von der Theorie der Gravitationswellen [3] über Zylinder-Experimente [4] zu den Laser-Interferometern [5] hin verschieben. Eine gute Einführung in den Problemkreis der Astrophysik stark kondensierter Sterne, die ja als hauptsächliche Quellen von Gravitationswellen in Frage kommen, gibt das Buch *Weißer Zwerge – Schwarze Löcher* von R. und H. Sexl [6].



## INHALTSVERZEICHNIS

## Vorwort

I

## Inhaltsverzeichnis

IV

<b>1. Physik und Astrophysik der Gravitationswellen</b>	<b>1-1</b>
1.1 Was sind Gravitationswellen ?	1-1
1.1.0 Zusammenfassung	1-1
1.1.1 Eigenschaften in der Fernzone	1-2
1.1.2 Prinzip der Erzeugung	1-3
1.2 Bisher entwickelte Beobachtungsverfahren	1-5
1.2.0 Zusammenfassung	1-5
1.2.1 Rückblick	1-6
1.2.2 Wirkungsprinzip der geplanten Antenne	1-8
1.2.3 Empfindlichkeit der geplanten Antenne	1-9
1.3 Erwartete kosmische Signale im Frequenzbereich um 1 kHz	1-13
1.3.0 Zusammenfassung	1-13
1.3.1 Hinweis auf andere Frequenzbereiche	1-14
1.3.2 Verschmelzung kompakter Doppelsterne	1-14
1.3.3 Supernovae vom Typ II	1-18
1.3.4 Supernovae vom Typ I	1-19
1.3.5 Die Supernova SN 1987 A	1-19
1.3.6 Pulsare	1-21
1.3.7 Akkretierende Neutronensterne	1-22
1.3.8 Stochastischer Hintergrund	1-23
1.3.9 Gegenüberstellung von Quellen und Empfindlichkeit	1-23
<b>2. Laser-Interferometrie zum Nachweis von Gravitationswellen</b>	<b>2-1</b>
2.1 Laser-Interferometer mit langen Lichtwegen	2-1
2.1.0 Zusammenfassung	2-1
2.1.1 Stärke und spektraler Bereich von Gravitationswellen	2-3
2.1.2 Michelson-Anordnung	2-3
2.1.3 Optische Laufzeitleitungen	2-5
2.1.4 Spiegelabmessungen bei Laufzeitleitungen	2-7
2.1.5 Laufzeitleitungen mit $N$ Einzelspiegeln	2-8
2.1.6 Fabry-Perot-Resonatoren	2-9
2.1.7 Gegenüberstellung der Realisierung langer Lichtwege	2-10

2.2 Erste fundamentale Grenze: Schrotrauschen	2-13
2.2.0 Zusammenfassung	2-13
2.2.1 Natur des Photonenrauschens	2-14
2.2.2 Spektrale Dichte des Schrotrauschens	2-15
2.2.3 Starke Argonlaser	2-17
2.2.4 Starke langwellige Laser	2-17
2.2.5 Starke Laserdioden	2-19
2.2.6 Kohärentes Aufaddieren von Laserleistungen	2-19
2.2.7 Rückführung von Laserlicht	2-20
2.2.8 Nicht-klassische Zustände des Strahlungsfeldes	2-22
2.3 Mechanische Störquellen	2-25
2.3.0 Zusammenfassung	2-25
2.3.1 Schwankungen der Spiegelabstände	2-26
2.3.2 Passive seismische Isolation	2-26
2.3.3 Lokale Regelungen	2-29
2.3.4 Stabilisierung der Spiegelabstände	2-29
2.3.5 "Mechanische" Anforderungen an das Vakuum	2-30
2.3.6 "Optische" Anforderungen an das Vakuum	2-31
2.3.7 Streulicht und vibrierende Vakuumrohre	2-32
2.4 Zweite fundamentale Grenze: Thermische Bewegungen	2-34
2.4.0 Zusammenfassung	2-34
2.4.1 Größe der thermischen Bewegungen	2-35
2.4.2 Spektrale Dichte der thermischen Bewegung	2-36
2.4.3 Hohe Güte $Q$ des Spiegelsubstrats	2-37
2.4.4 Resonanzen der Aufhängung	2-39
2.4.5 Konsequenzen für den Spiegelabstand $\ell$	2-40
2.5 Optische Störquellen	2-42
2.5.0 Zusammenfassung	2-42
2.5.1 Schwankungen der Helligkeit des Lasers	2-43
2.5.2 Helligkeitsschwankungen und Streulicht	2-44
2.5.3 Schwankungen der Strahlgeometrie	2-45
2.5.4 Frequenzschwankungen und statische Wegdifferenz	2-47
2.5.5 Frequenzschwankungen und Streulicht	2-49
2.5.6 Stabilisierung der Laserfrequenz	2-50
2.5.7 Aufheben der Kohärenz von Streulichtbeiträgen	2-53
2.6 Status verschiedener Labors	2-55
2.6.0 Zusammenfassung	2-55
2.6.1 Stand der Entwicklungen am MPI für Quantenoptik	2-58
2.6.2 Experimentelle Arbeiten am Massachusetts Institute of Technology	2-60
2.6.3 Experimentelle Arbeiten an der Universität Glasgow	2-62
2.6.4 Experimentelle Arbeiten am California Institute of Technology	2-63
2.6.5 Experimentelle Arbeiten an der Université de Paris-Sud (Orsay)	2-65
2.6.6 Im Aufbau befindliche Prototypen anderer Labors	2-67

<b>3. Vorschläge zum Bau großer Gravitationswellen-Antennen</b>	<b>3-1</b>
3.1 Vorschlag des MPI für Quantenoptik für eine große Gravitationswellen-Antenne . . . . .	3-1
3.1.0 Zusammenfassung . . . . .	3-1
3.1.1 Grundanforderungen an eine große Gravitationswellen-Antenne . . . . .	3-2
3.1.2 Abmessungen der vom MPQ vorgeschlagenen Antenne . . . . .	3-3
3.1.3 Anforderungen an die Verlegung der Vakuumrohre . . . . .	3-3
3.1.4 Bauweise mit überdeckten Tunneln . . . . .	3-5
3.1.5 Geschützte oberirdische Bauweise . . . . .	3-6
3.1.6 Vergleich verschiedener Bauweisen . . . . .	3-7
3.1.7 Vollständige und redundante Antennenanlagen . . . . .	3-8
3.1.8 Dreiecks-Konfiguration . . . . .	3-10
3.1.9 Mögliche Standorte der Gravitationswellen-Antenne . . . . .	3-13
3.2 Phase der Voruntersuchungen . . . . .	3-15
3.2.0 Zusammenfassung . . . . .	3-15
3.2.1 Standortsuche . . . . .	3-16
3.2.2 Planung von Bau und Vakuumeinrichtung . . . . .	3-18
3.2.3 Spiegelherstellung . . . . .	3-18
3.2.4 Entwicklung optischer Komponenten . . . . .	3-20
3.2.5 Entwicklung optischer Methoden . . . . .	3-21
3.2.6 Zusätzliche Anwendungen . . . . .	3-22
3.2.7 Laserkreisell und Sagnac-Effekt . . . . .	3-23
3.3 Vorläufige Vorstellungen zur Ausführung . . . . .	3-26
3.3.0 Zusammenfassung . . . . .	3-26
3.3.1 Basis der Kostenschätzungen . . . . .	3-27
3.3.2 Längenabhängige Baukosten . . . . .	3-27
3.3.3 Längenabhängige Kosten der Vakuumapparatur . . . . .	3-28
3.3.4 Vakuumtanks . . . . .	3-29
3.3.5 Feste Baukosten . . . . .	3-30
3.3.6 Versorgungseinrichtungen . . . . .	3-32
3.3.7 Optische Installation . . . . .	3-33
3.3.8 Zwei denkbare Antennenkonfigurationen . . . . .	3-34
3.3.9 Laufende Kosten . . . . .	3-35
3.4 Pläne anderer Institute und internationale Zusammenarbeit . . . . .	3-36
3.4.0 Zusammenfassung . . . . .	3-36
3.4.1 Ausbauabsichten anderer Institute . . . . .	3-37
3.4.2 Internationale Zusammenarbeit . . . . .	3-38
3.4.3 Koinzidenz-Experimente . . . . .	3-39
<b>Anhang</b>	<b>A-1</b>
A Spiegelabmessungen . . . . .	A-1
B Amplituden der Streulichtkomponenten . . . . .	B-1
C Streulicht und vibrierende Vakuumrohre . . . . .	C-1
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>L-1</b>

## 1. Physik und Astrophysik der Gravitationswellen

### 1.1 Was sind Gravitationswellen?

#### 1.1.0 Zusammenfassung

Nach Aussage der Allgemeinen Relativitätstheorie entstehen Gravitationswellen bei der beschleunigten Bewegung von Massen, ganz in Analogie zur Entstehung elektromagnetischer Wellen durch die Beschleunigung elektrischer Ladungen. Gravitationswellen sind ebenfalls transversale Wellen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten sollten. Ihre Wirkung besteht in einer zeitabhängigen Veränderung der räumlichen Metrik und äußert sich z.B. in der Verformung elastischer Körper oder in der Veränderung des Abstandes freier Massen, und zwar in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Wellen. Die Größe  $\delta l$  dieser Abstandsänderung ist dem Abstand  $l$  und der Wellenamplitude  $h$  proportional:  $\delta l = \frac{1}{2} h \cdot l$ . Sie hat in zwei durch die Polarisierung der Wellen vorgegebenen, zueinander senkrechten Richtungen entgegengesetztes Vorzeichen.

Als hinreichend intensive Quellen für Gravitationswellen kommen nur astrophysikalische Vorgänge in Betracht. Eine Erzeugung von Gravitationswellen im Labor in einer zum Nachweis ausreichenden Stärke ist völlig aussichtslos, trotz des geringen Abstandes zwischen Quelle und Detektor. Die stärksten denkbaren Emissionen von Gravitationswellen erwartet man einerseits bei der Bildung von kompakten astronomischen Objekten (Neutronensternen oder Schwarzen Löchern), z.B. im Verlauf von Supernovaexplosionen. Andererseits führt die Endphase von Doppelsternsystemen aus zweien solcher kompakter Objekte bei einem immer schneller werdenden Einspiralen schließlich zur Verschmelzung der beiden Partner, wobei ebenfalls immense Energien in Form von Gravitationswellen abgestrahlt werden. Die theoretische Obergrenze liegt hier in der Größenordnung von  $10^{53}$  Watt!

Die Erforschung solcher extremer Kollapsereignisse wird zu den interessantesten Aufgaben der Gravitationswellen-Detektoren gehören, da die Wellen direkt die kollektiven Massenbewegungen in den Quellen widerspiegeln und diese Information, wegen der hohen Dichte der Materie, vermutlich durch keine andere Art von Strahlung zu uns gelangen kann.



### 1.1.1 Eigenschaften in der Fernzone

Ruhende Massen sind von einem statischen Schwerfeld umgeben, doch beschleunigte Bewegungen der Massen erzeugen zeitlich veränderliche Störungen dieses Feldes, die sich fortpflanzen (ähnlich wie die Störungen des elektrischen Feldes in der Umgebung beschleunigter elektrischer Ladungen sich als elektromagnetische Wellen ausbreiten). Zur theoretischen Beschreibung ist eine relativistische Verallgemeinerung des Newtonschen Gravitationsgesetzes erforderlich. Die einfachste hinreichend umfassende derartige Gravitationstheorie ist die Einsteinsche Allgemeine Relativitätstheorie, die bisher zu keinerlei Widersprüchen mit Beobachtungen geführt hat. Ihr zufolge breiten sich Gravitationswellen [7, 8] im Vakuum mit Lichtgeschwindigkeit aus. In großem Abstand von den Quellen sind die Wellen praktisch eben. Sie machen sich durch zeitliche Änderungen der räumlichen Metrik bemerkbar, die z.B. als Abstandsänderungen zwischen freien Körpern oder als Kräfte in Festkörpern in Erscheinung treten. Von vielen Übersichtsartikeln, die sich mit der Erzeugung und dem Erscheinungsbild der Gravitationswellen befassen, seien hier drei besonders gute Darstellungen, nämlich von Kip Thorne [9, 10] und von Th. Damour [11] zitiert.

Die Wellen sind nach Einsteins Theorie transversal (d.h. die "Kräfte" haben keine Komponente in der Ausbreitungsrichtung), sie haben den zum Spin 2 gehörigen Tensorcharakter (d.h. die "Kräfte" bewirken Verformungen nicht in einer einzigen Richtung, sondern zugleich Dehnung und Stauchung in zwei aufeinander und auf der Ausbreitungsrichtung senkrechten Richtungen, also elliptische Verformungen). Es gibt dementsprechend zwei unabhängige Polarisationszustände (z.B. für lineare Polarisation die beiden um  $45^\circ$  gegeneinander gedrehten elliptischen Verformungsmuster). Diese Eigenschaften einer klassischen Welle zum "Graviton" mit Spin 2 werden durch künftige Beobachtungen einer Gravitationswellenquelle mit mehreren Antennen der hier vorgeschlagenen Art nachprüfbar sein, so daß konkurrierende Theorien zuverlässiger ausgeschlossen werden könnten. Falls eine ferne Quelle gleichzeitig oder mit geringer zeitlicher Verzögerung auch elektromagnetische Strahlung aussendet, so wird die Übereinstimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit der des Lichts sogar mit hoher Genauigkeit nachprüfbar sein.

Die Verformung, die ein (z.B. von kräftefreien Teilchen gebildeter) Kreis in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung erleidet, ist in Bild 1.1 dargestellt. Diese Verformung legt folgende Definition der Wellenstärke nahe: Der Kreis vom Radius  $\ell$  wird derart elliptisch verzerrt, daß die Halbachsen der Ellipse die Extremwerte  $\ell + \delta\ell$  und  $\ell - \delta\ell$  annehmen. Dabei ist  $\delta\ell$  proportional zu  $\ell$ , so daß

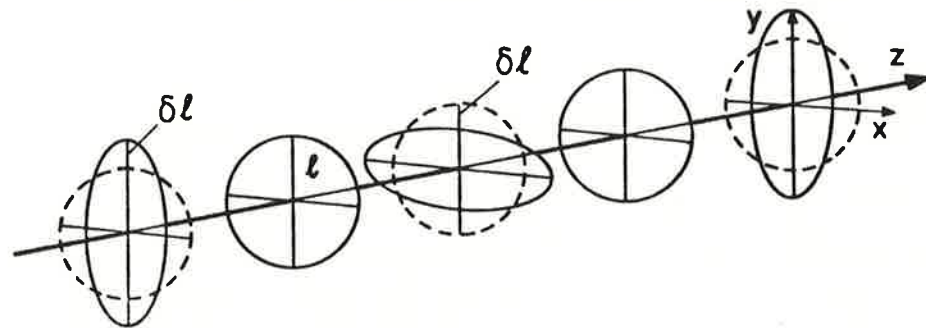


Bild 1.1: Zeitlicher Verlauf periodischer Raumdehnungen  $\delta\ell/\ell$  in der  $x$ - $y$ -Ebene, wie sie durch eine in  $z$ -Richtung fortschreitende Gravitationswelle hervorgerufen werden.

der an einem beliebigen Kreis gemessene Wert  $\delta\ell/\ell$  ein Maß für die Wellenstärke ist. Üblicherweise nennt man die dimensionslose Zahl  $h = 2\delta\ell/\ell$  die Wellenamplitude im betreffenden Polarisationszustand. Die Wirkungsweise des hier vorgeschlagenen Gravitationswellenempfängers besteht darin, daß die zeitlichen Änderungen der Lichtwege in zwei verschiedenen Raumrichtungen durch Laserinterferometrie miteinander verglichen werden.

### 1.1.2 Prinzip der Erzeugung

Massenbewegungen sind nach der Allgemeinen Relativitätstheorie nur dann eine Quelle von Gravitationswellen, wenn sie eine zeitliche Änderung des Trägheitstensors (genauer: des spurfreien Quadrupoltensors) der ganzen Anordnung bewirken. Kugelsymmetrische Schwingungen strahlen also nicht, und ein rotierender Stern nur dann, wenn er nicht rotationssymmetrisch ist. Schon die Einsteinschen Arbeiten zeigten, daß an eine Entdeckung von künstlich im Labor erzeugten Gravitationswellen kaum zu denken ist. Trotz ihrer großen Entfernungen sind die einzigen diskutablen Quellen die Bewegungen großer Massen im Kosmos.

Eine besonders einfache Quelle, an der alle wesentlichen Züge von Gravitationswellen anschaulich zu machen sind, wäre ein Doppelsternsystem [12]: Umkreisen zwei Sterne der Massen  $M_1$  und  $M_2$  einander im Abstand  $d$ , so beobachtet man in der Entfernung  $D$  ( $\gg d$ ) eine Gravitationswelle der doppelten Umlauffrequenz, deren dimensionslose Amplitude  $h$  bis auf richtungsabhängige Faktoren der Größenordnung 2 einfach durch die charakteristischen Längen bestimmt ist:

$$h = \frac{r_{s1} \cdot r_{s2}}{d \cdot D}. \quad (1.1)$$

Hierbei ist  $r_s = 2GM/c^2$  der "Schwarzschildradius" einer Masse  $M$ ,  $G$  die Newtonsche Gravitationskonstante und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Mit z.B. der Masse  $M_\odot$  unserer Sonne ergibt sich  $r_s = 3$  km, wogegen die Entfernungen  $D$  zu den nächsten engen Doppelsternsystemen viele Parsec ( $1 \text{ pc} \approx 3 \text{ Lichtjahre} \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ km}$ ) betragen. Die Welle erscheint bei Beobachtung aus der Richtung der Drehachse zirkular polarisiert, einem Beobachter in der Bahnebene dagegen linear polarisiert. Der Energieverlust durch die Gravitationsstrahlung bewirkt ein Schrumpfen der Bahn (und falls diese elliptisch war, wird sie zunehmend kreisförmiger). Im einfachsten Beispiel mit  $M_1 = M_2$  schrumpft der Bahndurchmesser vom Wert  $d = d_0$  (zur Zeit  $t = 0$ ) nach dem genäherten Gesetz

$$\frac{d}{d_0} = \left(1 - \frac{t}{t_E}\right)^{1/4} \quad \text{mit} \quad t_E = \frac{5}{64} \frac{r_s}{c} \left(\frac{d_0}{r_s}\right)^4. \quad (1.2)$$

Die Frequenz entwickelt sich dabei nach

$$\frac{f}{f_s} = \left(\frac{r_s}{d}\right)^{3/2} \quad \text{mit} \quad f_s = \frac{1}{\pi} \frac{c}{r_s}.$$

Die lange umstrittene Näherung, die zu diesen Gesetzen führt (vgl. [13, 14]), gilt jetzt als zuverlässig, solange  $d \gg r_s$  ist und wird durch die Beobachtungen des "Doppelpulsars" PSR 1913+16 gut bestätigt [15]. Die Gravitationswellen dieses Doppelsternsystems, in dem ein Neutronenstern und ein gleichschwerer ( $\approx 1,4 M_\odot$ ), aber unbeobachteter, kompakter Stern einander in sehr geringem



Abstand (etwa einem Sonnendurchmesser) umkreisen, sind zwar nicht "beobachtet", aber durch ihre Wirkung auf die Bahn indirekt nachgewiesen. Bei anderen engen (den sogenannten "kataklysmischen") Doppelsternsystemen mit Massenaustausch ist das Strahlungsgesetz mit etwa 50 % Genauigkeit bestätigt [16, 17]; beim Doppelpulsar ist bereits eine Genauigkeit von wenigen Prozent erreicht.

Nach dem Gesetz (1.2) wäre zur Zeit  $t = t_E$  der Bahndurchmesser auf Null geschrumpft, die Frequenz unendlich hoch, und die Strahlung unendlich stark, falls die Sterne Punktmassen wären. Tatsächlich ist aber der denkbar kompakte Zustand einer Masse das Schwarze Loch, dessen Ausdehnung durch den Schwarzschildradius  $r_s$  (mit geringen Modifikationen durch mögliche Rotation) gegeben ist. Waren die umlaufenden Sterne schon anfangs Schwarze Löcher, so wird im Endzustand ein einziges, vereinigt Schwarzes Loch übrig bleiben. Dessen Masse und Rotationszustand sind aber trotz der scheinbar geringen Komplexität des Problems bisher nicht berechenbar.

Die Extrapolation der Näherungsformeln bis zum Abstand einiger Schwarzschildradien (wo die Spiralbewegung in raschen Kollaps übergeht, vgl. [18]) legt nahe, daß nur einige Prozent der gesamten Ruheenergie abgestrahlt werden. Die Beobachtung eines solchen Verschmelzungsprozesses in den nach Amplitude und Frequenz anwachsenden und schließlich wieder schnell abnehmenden Gravitationswellen brächte wesentliche Fortschritte für das Verständnis und die Entwicklung zuverlässiger Näherungsmethoden zur Lösung von Problemen der nichtlinearen Gravitationstheorie. Auch Überraschungen sind hier vorstellbar! Ein Hinweis darauf, wie schwierig die theoretische Behandlung ist, ergibt sich daraus, daß erst vor kurzem endlich bewiesen werden konnte, daß in der Allgemeinen Relativitätstheorie die Ruhmasse jedenfalls eine obere Schranke für die Abstrahlung darstellt (vgl. [19]).

Könnte eine Masse  $M$  innerhalb der Zeit  $r_s/c$  zerstrahlt werden, so wäre die Leistung  $c^5/G$ , also fast  $10^{53}$  Watt. Diese einfache Kombination zweier grundlegender Naturkonstanten ist also eine (nicht erreichbare) theoretische obere Schranke für die Leistung der extremsten Gravitationsstrahlungsquellen. Die entsprechende Obergrenze beobachtbarer Amplituden von möglichst asymmetrischen Kollapsereignissen wäre dabei, nach der Faustformel (1.1) für die Wellenamplitude von Doppelsternen, auf

$$h < \frac{r_s}{D} \approx 10^{-17} \left[ \frac{10 \text{ kpc}}{D} \right] \frac{M}{M_\odot}$$

abschätzbar. Die Frequenzen lägen für Massen der Größenordnung  $M_\odot$  in der Nähe von 1 kHz. Größere Ereignisstärken wären wohl nur bei "Hochenergiestößen" kompakter Körper oder Schwarzer Löcher denkbar, die aber als Folge astrophysikalischer Prozesse kaum zu erwarten sein dürften.

Die Erforschung extremer Kollapsereignisse wird zu den interessantesten Aufgaben der hier vorgeschlagenen Gravitationswellen-Detektoren gehören. Die Wellen spiegeln direkt die kollektiven Massenbewegungen in den Quellen wider, die vor allem dann eine wesentliche Information über die physikalischen Gesetze und Abläufe liefern, wenn wegen der hohen Dichte der Materie keine anderen Arten von Strahlung aus den zentralen Bereichen der Quelle zu uns gelangen können (hierzu weitere Details in Kapitel 1.3).

## 1.2 Bisher entwickelte Beobachtungsverfahren

### 1.2.0 Zusammenfassung

Die ersten Versuche zum Nachweis von Gravitationswellen gehen auf Joseph Weber zurück. Nach Vorarbeiten im Verlauf der sechziger Jahre berichtete er 1969 [20] über die Entdeckung von impulsartigen Gravitationswellen-Signalen, wie sie von astronomischen Kollapsereignissen erwartet werden. Als Detektor benutzte er zwei etwa tausend Kilometer voneinander entfernte schwere Aluminiumzylinder, deren Schwingungsverhalten registriert und auf koinzidente Anregungen untersucht wurde. Allerdings überstiegen Stärke und Häufigkeit der berichteten Ereignisse die theoretischen Vorstellungen der Astrophysiker um viele Größenordnungen. Webers Versuche wurden daher weltweit wiederholt, mit z.T. erheblich verbesserter Empfindlichkeit [21], doch waren seine Ergebnisse nicht reproduzierbar. Immerhin hatte man damit eine experimentelle obere Grenze  $h \approx 10^{-17}$  für die Stärke impulsartiger Gravitationswellen-Ereignisse gesetzt.

Im Laufe der siebziger Jahre begann man deshalb nach Wegen zu suchen, die eine erhebliche Steigerung der Empfindlichkeit ermöglichten. Da von den vermutlich stärksten Gravitationswellen-Ereignissen in unserer Galaxie nur wenige pro Jahrhundert vorkommen, muß man die Empfindlichkeit soweit steigern, daß man einige tausend Nachbargalaxien erfassen kann um wenigstens mehrere Ereignisse pro Jahr entdecken zu können. Das erfordert eine Meßbarkeit von Raumdehnungen in der Größenordnung von  $h = 10^{-21}$ ! Zur Erreichung dieses Ziels boten sich zwei Methoden an: (1) wesentlich verbesserte Zylinderantennen und (2) interferometrische Verfahren.

Um mit Zylinderantennen derartige Empfindlichkeiten realisieren zu können, muß man Materialien mit sehr hohen mechanischen Güten verwenden ( $Q \sim 10^8$ ) und zu extrem tiefen Temperaturen (Millikelvin) übergehen. Darüberhinaus stellt sich das Problem Zylinderbewegungen zu messen, die kleiner sind als die quantenmechanische Nullpunktsbewegung. Dies sollte zwar im Prinzip für jeweils eine Komponente der Bewegung möglich sein, doch steht die experimentelle Verifizierung noch aus. Die höchste bisher mit Zylinderantennen erreichte Empfindlichkeit liegt bei etwa  $10^{-18}$  [22].

Der vom MPI für Quantenoptik vorgeschlagene Gravitationswellen-Detektor ist vom Typ der interferometrischen Antennen. Bei ihnen nutzt man die Einwirkung der Gravitationswellen auf den Abstand freier Massen aus, indem man die zeitliche Änderung der Lichtwege in zwei verschiedenen Raumrichtungen durch Laserinterferometrie miteinander vergleicht. Die quantenmechanische Empfindlichkeitsgrenze liegt hierbei um einige Größenordnungen unter der für Zylinderantennen, doch verhindern vielerlei technische Probleme derzeit noch eine Annäherung an diese Grenze. Ein Vorteil der Interferometerantennen liegt auch in ihrer Breitbandigkeit, die es erlauben sollte, den zeitlichen Verlauf eines Gravitationswellen-Ereignisses zu vermessen. Hierzu muß sich allerdings das Signal hinreichend deutlich vom Rauschen der Antenne abheben, wobei es nützlich ist, wenn über Eigenschaften der zu beobachtenden Signale im voraus, z.B. aus theoretischen Überlegungen, möglichst viel bekannt ist.



### 1.2.1 Rückblick

Die Versuche und Vorarbeiten zur Vermessung der variablen Raummetrik in Gravitationswellen folgen bisher im wesentlichen zwei Grundprinzipien: Man registriert entweder die Verformung elastischer Körper oder die variable Laufzeit elektromagnetischer Wellen zwischen Körpern, die (abgesehen von der Gravitation) relativ kräftefrei sind. Auf dem ersten Prinzip beruhten Joseph Webers bahnbrechende Experimente [20]. Dabei wurde ein Aluminiumzylinder von über 1 m Länge und über 1 t Gewicht mechanisch und akustisch so gut isoliert aufgehängt, daß in seiner Grundschiwingung (ca. 1600 Hz) das thermische Rauschen bei Zimmertemperatur die beherrschende Störung war. Die zugehörigen Amplituden der Zylinderendflächen lagen bei nur ca.  $10^{-16}$  m, also unterhalb von Atomkernabmessungen, waren aber dennoch (wegen des kollektiven Effekts der großen Teilchenzahl) durch die Spannung in aufgeklebten Piezokristallen relativ leicht nachweisbar.

Weber berichtete, zwei etwa tausend Kilometer voneinander entfernte Apparaturen zeigten häufig koinzidente Störungen, die wohl nur als Pulse von Gravitationswellen zu deuten seien. Da dies viel mehr starke Ereignisse gewesen wären, als Astrophysiker erwartet hätten, wirkten Webers Arbeiten äußerst stimulierend auf Theoretiker und Beobachter. Seine Versuche wurden weltweit in mehreren anderen Laboratorien (mehr oder weniger abgewandelt) wiederholt, jedoch waren seine Ergebnisse nicht reproduzierbar. Das empfindlichste Langzeit-Koinzidenzexperiment dieser "ersten Generation" war die Kollaboration München-Frascati (später München-Garching) [23].

Nachdem das negative Ergebnis dieses Experiments verlässliche obere Grenzen für Raten und Stärken von Gravitationswellenpulsen im kHz-Bereich geliefert hatte [24], und daher mit Ereignissen auf dem Empfindlichkeitsniveau von  $h > 10^{-17}$  nicht mehr ernsthaft gerechnet wurde, wandte sich die München-Garchinger Gruppe ab 1975 dem zweiten oben genannten Prinzip zu. Damals begannen die Vorarbeiten zu dem Programm eines großen Laserinterferometers, das seit 1982 im Rahmen des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik fortgesetzt wird.

Aus Betrachtungen wie im Abschnitt 1.1.2 folgt, daß man einige tausend Nachbargalaxien erreichbar machen müßte, um von den vermutlich stärksten Ereignissen im kHz-Bereich wenigstens mehrere pro Jahr entdecken zu können. Da das Zentrum des nächsten größeren Galaxienhaufens, des "Virgo-Haufens", aber 15 bis 20 Mpc (Megaparsec) von uns entfernt ist, also über tausendmal weiter als das Zentrum unserer Milchstraße, bedeutet dies, daß mindestens Amplituden der Größenordnung  $10^{-21}$  entdeckbar werden müßten.

Wenn es nicht nur um die Bestätigung oder Widerlegung der Existenz von Gravitationswellen-Ereignissen geht, sondern wenn man auch die Information in der zeitlichen Struktur der Signale gewinnen will, so muß man Breitbandantennen oder ganze "Orgeln" von Resonatoren konstruieren. Unter diesem Gesichtspunkt schien der München-Garchinger Gruppe schon damals die Entwicklung einer großen Laserantenne, die ja von Natur aus breitbandig ist, erfolgversprechender.

In mehreren anderen Instituten in aller Welt (vgl. Table VI in [25]) wurde inzwischen auch die Entwicklung von Resonanzantennen des Weberschen Typs weitergetrieben, bisher am erfolgreichsten von der Gruppe in Stanford (vgl. [22]). Die Amplitudenempfindlichkeit ist der Wurzel aus der Temperatur umgekehrt und den Wurzeln aus der Masse und der mechanischen Güte des Resonators direkt proportional, wenn es gelingt, die anderen Rauschquellen und die Rückwirkung der Signalauskoppelung hinreichend zu unterdrücken. Da die Länge des Resonators, und damit im wesentlichen auch seine Masse, durch die astrophysikalisch interessanteste Frequenz um 1 kHz vorgeschrieben ist, wird vor allem am Erreichen extrem tiefer Temperaturen (im Millikelvin-Bereich) und höchster mechanischer und elektrischer Güten gearbeitet. Die derzeit höchste erreichte Empfindlichkeit in derartigen Experimenten liegt bei etwa  $10^{-18}$  [22]. Auch bei solchen Resonanzantennen ist eine gewisse Vergrößerung der Bandbreite erreichbar [26, 27].

Um eine Amplitudenempfindlichkeit von  $10^{-21}$  zu erreichen, muß man bereits das "Quantenlimit" überwinden, d.h. man muß fähig sein, einzelne Quantensprünge des tonnenschweren Antennenkörpers nachzuweisen. Das ist gleichbedeutend mit der Aufgabe, Lage- oder Impulskoordinate der Zylinderschwingung genauer zu verfolgen, als es die Heisenbergsche Unschärferelation bei symmetrischer Verteilung der Nullpunktsschwankungen auf beide Koordinaten zuläßt. Man kann im Prinzip Verfahren entwickeln, die eine Reduzierung der Unschärfe für jeweils eine Koordinate erlauben [28, 29], doch sind die hieran arbeitenden Gruppen noch lange nicht am Ziel.

Bei einer Steigerung der Empfindlichkeit, z.B. durch weiteres Abkühlen der Zylinderresonatoren, wird sich auch hier das Problem stellen, eine entsprechend rauscharme Übertragung der mechanischen Bewegung in ein meßbares elektrisches Signal zu erreichen. Die zur Zeit verwendete Ankopplung, kapazitiv oder induktiv in Verbindung mit einem SQUID-Verstärker (superconducting quantum interference device), müßte dazu noch wesentlich verbessert werden [30].

Kürzlich haben Binnig und Nicksch eine Alternative zu diesem Übertragungssystem diskutiert, die auf dem Tunnelmikroskop beruht [31]. Die damit bisher erreichte Empfindlichkeit in der Abstandsmessung ( $10^{-14}$  m) ist allerdings noch nicht so groß wie die bei der SQUID-Anordnung. Die nahezu punktförmige Abtastung durch das Tunnelmikroskop scheint zunächst ein Nachteil zu sein, da so nicht die in der Bewegung der gesamten Endfläche des Zylinderresonators steckende Information ausgenutzt wird. Binnig und Mitarbeiter denken nun an einen sich zum Ende hin verjüngenden Resonator, bei dem sich die mechanische Bewegung bei entsprechender Impedanzanpassung hochtransformieren läßt [32], ähnlich wie bei der resonanten Energieübertragung zwischen gekoppelten Pendeln verschiedener Masse [26]. Die erreichbare Amplitudenempfindlichkeit wird auch bei diesem Übertragungssystem durch die im letzten Abschnitt diskutierten quantenmechanischen Schwankungen begrenzt sein.

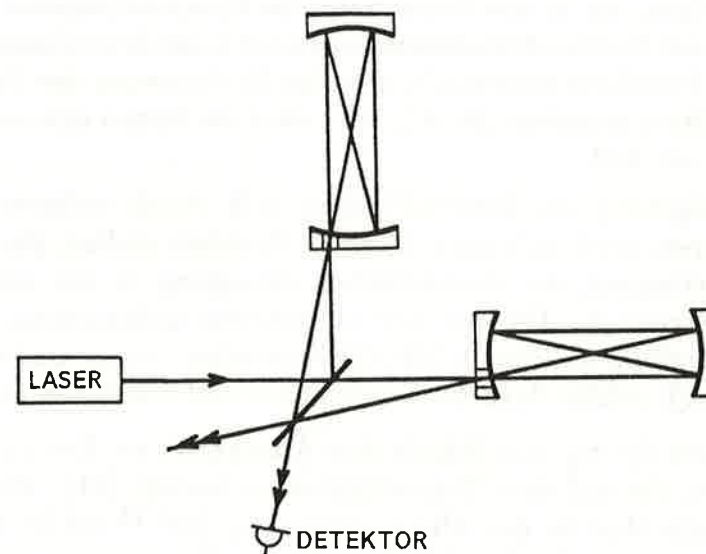
Auch bei laserinterferometrischen Antennen gibt es im Prinzip eine solche Begrenzung [33], doch liegt diese noch weit unterhalb der jetzt angestrebten Empfindlichkeit, die für derzeit erreichbare Lichtleistungen durch das Schrotrauschen begrenzt ist (siehe Kapitel 2.2). Es wird aber schon diskutiert, wie man in fernerer Zukunft, bei Weiterentwicklung von Antennen der hier vorgeschlagenen Art,



durch Benutzung von Laserlicht in "squeezed states" diese Grenze erreichen könnte (siehe Abschnitt 2.2.7).

### 1.2.2 Wirkungsprinzip der geplanten Antenne

Gravitationswellen-Antennen, die auf dem Prinzip eines Laser-Interferometers aufbauen, wurden schon 1963 von Gertsenshtein [34] und 1964 von Weber vorgeschlagen. Ein erstes Experiment wurde 1971 von Forward durchgeführt [35]. Angeregt durch diese Arbeiten konzentrierte sich die Münchener Gruppe auf die Entwicklung eines empfindlicheren Laser-Interferometers, wobei sie sich teilweise auf den 1972 von R. Weiss im MIT ausgearbeiteten Vorschlag einer solchen Antenne stützen konnte [36]. Als geeignete interferometrische Methode bietet sich eine Michelson-Anordnung an, in der sich wegen der Symmetrie zwischen den beiden Armen einige Störeffekte weitgehend aufheben [37, 38]. Als Lichtquelle kommt wegen der notwendigen Leistung und Stabilität nur ein Laser in Frage, wobei zur Zeit hauptsächlich an einen Argon-Ionen-Laser gedacht wird [39].



**Bild 1.2 :** Prinzip eines Michelson-Interferometers mit Laufzeitleitungen. Die durch eine Gravitationswelle hervorgerufene entgegengesetzte Änderung der Lichtwege in den beiden Armen bewirkt eine Phasenverschiebung zwischen den interferierenden Lichtstrahlen und damit eine entsprechende Helligkeitsschwankung am Detektor.

Bild 1.2 zeigt ein Schemabild der Apparatur. Das Laserlicht wird durch einen Strahlteiler zu gleichen Teilen in die beiden Arme gebracht, wo es zwischen den sphärischen Spiegeln einer "Laufzeitleitung" (vgl. Abschnitte 2.1.2 und 2.1.3) hin- und herreflektiert wird, bis es nach der gewünschten Aufenthaltszeit  $\tau$  die Arme verläßt und am Strahlteiler wieder vereinigt wird (im Bild 1.2 ist zur Vereinfachung nur eine Anzahl von  $N = 4$  Strahlen gezeichnet).

Die an den Ausgängen beobachtete Intensität hängt nun von der Phasendifferenz des Lichtes aus den beiden Armen ab.

### 1.2.3 Empfindlichkeit der geplanten Antenne

Die von einer Gravitationswelle verursachte Phasenverschiebung ergibt sich als Differenz von Integralen über die metrische Verschiebung  $h(t)$ , die das Licht während des Durchlaufs in den Armen erfahren hat. Da die Antwort der Antenne auf Signale beliebiger Richtung und Polarisation etwas unanschaulich ist [40], beschränken wir uns hier zur Demonstration der Antennenfunktion auf den einfachsten Fall, daß die Ebene des Interferometers senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung der Wellen steht. Außerdem betrachten wir die Gravitationswellen-Amplitude  $h(t)$  nur in dem der Antennenorientierung angepaßten linearen Polarisationszustand, in dem die beiden Antennenarme stets gerade entgegengesetzte Lichtwegänderungen zeigen. In diesem Fall erzeugt die Gravitationswelle die folgende Differenz der Lichtwege in den beiden Armen:

$$s_g(t) = c \int_{t-\tau}^t h(t') dt', \quad (1.3)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit bedeutet,  $t$  den Zeitpunkt der Wiedervereinigung am Strahlteiler und  $\tau$  die Aufenthaltsdauer des Lichts, also das Intervall zwischen Eintritt und Austritt.

Bei optimaler Verwertung der Information aus beiden Interferometerausgängen ist das Ausgangssignal der Antenne dieser Größe (1.3) proportional. Wie man sieht, bewirkt eine Verlängerung der Verweildauer  $\tau$  (und damit des Lichtweges) eine Vergrößerung des Ausgangssignals  $s_g(t)$  nur, solange das Eingangssignal  $h(t)$  während der Lichtlaufzeit noch nicht sein Vorzeichen umkehrt. Um von einem Eingangssignal der Frequenz  $f$  das maximale Ausgangssignal zu erhalten, wird man also die Verweildauer  $\tau$  des Lichtes in der Antenne gleich der halben Gravitationswellenperiode wählen, d.h.  $\tau = 1/(2f)$ . Da eine einmal eingerichtete Anlage nicht ständig auf andere Frequenzen abgestimmt, sondern als Breitbandantenne verwendet werden wird, wählt man  $\tau$  gemäß der Frequenz der am meisten interessierenden Signale.

Gravitationswellen-Signale verschiedener kosmischer Quellentypen (siehe Kapitel 1.3) haben charakteristische Zeitverläufe  $h(t)$  der metrischen Verformung. So werden z.B. kurzdauernde, mehr oder weniger aperiodische "Pulse" erwartet, aber auch eher periodische Vorgänge mit langsam veränderlicher Frequenz und Amplitude, oder auch (als Überlagerung vieler ferner Ereignisse) stochastische Wellen mit gewissen spektralen Eigenschaften. Jeder solche Signaltyp würde in einer rauschfreien Antenne ein entsprechendes charakteristisches Ausgangssignal  $s_g(t)$  hervorrufen. Die Empfindlichkeit der Antenne für einen Signaltyp  $h(t)$  ist dadurch bestimmt, wie stark das Rauschen das zu  $h(t)$  gehörende  $s_g(t)$  simuliert.

Wenn alle wesentlichen Rauschquellen "Gaußschen" Charakter haben, und wenn sowohl das Eingangssignal wie auch die Rauschquellen linear im Ausgangssignal erscheinen, so ist die Theorie der Antennenempfindlichkeit besonders einfach (vgl. [41]). Der zu einem fest gewählten, zeitlich begrenzten, aber sonst

beliebigen Signalverlauf  $h(t - t_0)$  gehörende Verlauf  $s_g(t - t_0)$  ist dann nämlich zum Zeitpunkt  $t_0$  im Verlauf des reinen Ausgangsrauschens  $s(t - t_0)$  mit einer bestimmbaren Gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung enthalten. Daher kann man zu jedem vorgegebenen Signaltyp fortlaufend eine "Signalgehaltsfunktion" des Antennenausgangs bestimmen, die jenes Signal im Mittel optimal aus dem Rauschen hervorheben würde ("optimale Filterung"). Als Maß für die "Stärke" eines bestimmten Signaltyps nehmen wir zweckmäßig die maximale Amplitude  $h_0$  während seines Verlaufs. Die Amplitudenempfindlichkeit der Antenne für dieses Signal ist dann definiert durch die Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert ("Effektivwert") der vom reinen Rauschen simulierten Signalgehaltsfunktion in ihrer Gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$W(h_0)dh_0 \sim \exp(-\Phi h_0^2)dh_0.$$

Also ist die Amplitudenempfindlichkeit gegeben durch den Wert  $h_0 = 1/\sqrt{2\Phi}$ .

Die Zahl  $\Phi$  berechnet sich (vgl. [41]) aus der spektralen Dichte<sup>1</sup>  $\bar{S}_s(\omega)$  des Ausgangsrauschens  $s(t)$  und der Fouriertransformierten  $s_g(\omega)$  des rauschfreien Ausgangssignals  $s_g(t)$ . Letztere ergibt sich aus der fouriertransformierten Signalfunktion  $h(\omega)$  durch Multiplikation mit der "Übertragungsfunktion" der Antenne:

$$s_g(\omega) = c \cdot \frac{1 - e^{i\omega\tau}}{i\omega} \cdot h(\omega),$$

der Betrag der Übertragungsfunktion ist also  $c\tau \cdot \frac{\sin(\pi\tau f)}{\pi\tau f}$ . Damit ergibt sich die Zahl  $\Phi$ , die die Empfindlichkeit bestimmt, zu

$$\Phi = 2 \int_0^\infty \frac{|s_g(\omega)|^2}{\bar{S}_s(\omega)} d\omega.$$

Die Signalgehaltsfunktion bei optimaler Filterung, bei der allein die durch  $\Phi$  definierte optimale Empfindlichkeit erreicht wird, konstruiert man durch fortlaufende Faltung des Ausgangs  $s(t)$  mit einer von Signaltyp und Rauschcharakter bestimmten Zeitfunktion

$$h_0(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(t')s(t+t')dt'.$$

Dabei ist die Faltungsfunktion  $G(t)$  die Fourier-Rücktransformierte von  $\frac{1}{2\pi\Phi} \frac{s_g(\omega)}{\bar{S}_s(\omega)}$ , also

$$G(t) = \frac{1}{\pi\Phi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \frac{s_g(\omega)}{\bar{S}_s(\omega)} \cdot e^{i\omega t} d\omega.$$

<sup>1</sup> Der kürzeren Schreibweise wegen benutzen wir hier, im Gegensatz zu Teil 2, die spektrale Dichte als Funktion der Kreisfrequenz  $\omega$  und bezeichnen sie mit  $\bar{S}(\omega)$ . Der quadratische Mittelwert schreibt sich somit

$$\langle s^2(t) \rangle = \int_0^\infty \bar{S}_s(\omega) d\omega = \int_0^\infty S_s(f) df.$$

Diese optimale Suche nach bestimmten angenommenen Signalformen wird im Falle der beschriebenen Gravitationswellen-Antenne trivial, wenn das Rauschen in einem weiten Frequenzbereich vom "Schrotrauschen" des Laserlichts beherrscht wird, d.h. durch die statistischen Schwankungen der Lichtquantenzahl innerhalb der Auflösungszeit. Wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt wird, soll dies oberhalb einer unteren Frequenzgrenze von etwa 100 Hz erreicht werden.

Wenn das Schrotrauschen beherrschend ist, so wird wegen dessen "weißen" Spektrums die Funktion  $\bar{S}_s(\omega)$  zu einer Konstanten

$$\bar{S}_s(\omega) = \frac{1}{2\pi} S_s(f) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\hbar c}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{\eta P}$$

(vgl. Abschnitt 2.2.2) und die optimale Suche nach einer gegebenen Signalform besteht einfach in der Faltung des Ausgangssignals mit der reinen Antennenantwort auf diese Signalform. Die zugehörige optimale Empfindlichkeit ist dann einfach durch

$$\Phi = \frac{1}{\bar{S}_s} \int_{-\infty}^{+\infty} [s_g(t)]^2 dt$$

bestimmt, d.h. durch die gesamte Energie im Ausgangssignal  $s_g(t)$  im Vergleich zur Rauschenenergie in  $s(t)$ .

Als instruktives Beispiel betrachten wir ein an- und abschwellendes Signal fester Frequenz  $f$ :

$$h(t) = e^{-\mu|t|} \sin(2\pi ft).$$

Die Anzahl der Perioden, während derer die Amplitude größer als  $1/e$  ist, also die Zahl  $n = 2f/\mu$ , nennt man die "Güte" des Signals.

Die Berechnung der optimalen Empfindlichkeit für diesen Signaltyp läßt sich für beliebige  $n$  analytisch durchführen. Für große  $n$  ergibt sich der vom Rauschen simulierte Effektivwert der maximalen Signalamplitude aus

$$\begin{aligned} h_0\sqrt{n} &= \frac{\pi}{c} \sqrt{2S_s(f)} \cdot \frac{f^{3/2}}{\sin(\pi\tau f)} \\ &= 3,37 \cdot 10^{-21} \left[ \frac{f}{1 \text{ kHz}} \right]^{3/2} \cdot \left[ \frac{\eta P}{100 \text{ W}} \right]^{-1/2} \cdot \left[ \frac{\lambda}{514 \text{ nm}} \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{\sin(\pi\tau f)}. \end{aligned}$$

Man sieht auch hier wieder: Will man bei der Frequenz  $f$  maximale Empfindlichkeit, so wird man  $\tau = 1/(2f)$  wählen. Ist die Antenne aber auf eine bestimmte Verweilzeit  $\tau$  eingestellt, so wird unterhalb der Frequenz  $f = 1/(2\tau)$  wegen des Verhaltens der Funktion  $\frac{\sin x}{x}$  bald eine Proportionalität mit  $\sqrt{f}$  erreicht, während bei den geraden Vielfachen der Frequenz  $1/(2\tau)$  Nullstellen der Empfindlichkeit liegen. Für die Signale geringer Güte machen sich diese natürlich weniger bemerkbar, weil deren Information über einen größeren Frequenzbereich verteilt ist.

Falls die Antenne nicht mit Laufzeitleitungen sondern mit Fabry-Perot-Resonatoren betrieben würde (vgl. Abschnitt 2.1.6), ergäben sich im wesentlichen die gleichen Empfindlichkeiten; nur liegen dann die Nullstellen bei den viel höheren Frequenzen  $f$ , wo der einfache Hin- und Rückweg des Lichts ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge  $c/f$  beträgt.



Der am gewählten Spezialbeispiel gewonnene Ausdruck für die optimale Empfindlichkeit ist auch für allgemeinere Signalformen gültig, wenn deren wesentliches Verhalten durch eine Art "Güte" charakterisiert ist. Bei Signalen komplizierterer zeitlicher Struktur trägt diese gemäß ihrem Anteil im Energiespektrum zu einer besseren Entdeckbarkeit bei.

In der Abbildung 1.3 (am Ende von Kapitel 1.3) sind Kurven für  $h_0\sqrt{n}$  gegen die Frequenz  $f$  aufgetragen, und zwar im oberen Bildbereich für den jetzt betriebenen Prototyp (geometrische Länge  $\ell = 30$  m,  $\tau = 10$   $\mu$ s,  $\eta P = 100$  mW), und im mittleren Bereich für die geplante Großanlage ( $\ell = 3$  km,  $\tau = 0.33$  ms,  $\eta P = 100$  W). Die Begrenzung der Empfindlichkeit bei tiefen Frequenzen durch seismisches Rauschen ist durch Schraffur angedeutet (vgl. hierzu Kapitel 2.3).

Eine spätere noch weitere Steigerung der Empfindlichkeit ist nicht ausgeschlossen. Wenn es gelingen würde, die nutzbare Lichtleistung durch "Recycling" (vgl. Abschnitt 2.2.7) noch wesentlich zu erhöhen, und wenn dabei alle nicht durch die Vielfachreflexion bedingten Verluste und zusätzlichen Rauschbeiträge vernachlässigbar klein gehalten werden könnten, so ergäbe sich für die Empfindlichkeitskurve mit  $\tau = 1/(2f)$  statt des Anwachsens mit  $f^{3/2}$  ein solches nur mit  $f$  (weil bei höherer Frequenz weniger Reflexionen nötig sind, was geringere Recycling-Verluste bedeuten würde). Im rechten unteren Teil des Bildes 1.3 ist eine entsprechende Empfindlichkeitslinie eingetragen, die auf sehr optimistischen Annahmen R. Drevers [42, 43] beruht. Sollte sich dieses Ziel als erreichbar erweisen, so käme man bei tiefen Frequenzen bereits dem in Abschnitt 1.2.1 erwähnten "Quantenlimit" nahe, bei dem der Lichtdruck gleichgroße Schwankungen erzeugt wie das Schrotrauschen, so daß die Heisenbergsche Unschärferelation die Messung der Lichtwegschwankungen einschränkt.

Es ist klar, daß eine einzelne Antenne keine zuverlässigen Ergebnisse in der Nähe der Empfindlichkeitsgrenze liefern kann, falls die Ereignisse selten sind. Seltene externe oder interne Störungen der Apparatur haben ja im allgemeinen keine Gaußsche Charakteristik und sind in den oben skizzierten Überlegungen nicht erfaßbar. Man muß deshalb auf jeden Fall mit mindestens zwei unabhängigen Antennen arbeiten, um Gravitationswellen-Ereignisse von zufälligen Antennenstörungen unterscheiden zu können. (Dies legt nahe, schon in der Aufbauphase eine spätere weltweite Zusammenarbeit bei der Orientierung der Antennen und bei der Auswertung ins Auge zu fassen, vgl. [44].) Damit sehr seltene Ereignisse noch zuverlässig entdeckt und nicht durch "falschen Alarm" des Rauschens vorgetäuscht werden können, muß die Ereignisamplitude (bzw. der Wert von  $h_0\sqrt{n}$ ) noch etwa 5- bis 7-mal höher sein, als ihr Effektivwert im Rauschen (vgl. [41]).

### 1.3 Erwartete kosmische Signale im Frequenzbereich um 1 kHz

#### 1.3.0 Zusammenfassung

Die geplante Antenne wird im Frequenzbereich von wenigen 100 Hz bis zu einigen kHz empfindlich sein. Die Astrophysik erwartet hier vor allem zwei Klassen starker Ereignisse: Erstens das Endstadium kompakter Doppelsternsysteme (aus Neutronensternen und/oder Schwarzen Löchern), in dem die beiden Partner unter dem Einfluß des Energieverlusts durch Gravitationsstrahlung spiralförmig aufeinander zu laufen, und zweitens die Neuentstehung von Neutronensternen oder Schwarzen Löchern in Supernovaereignissen (oder auch ohne solche spektakuläre optische Aktivität) am Ende der Entwicklung vor allem schwerer Sterne. Außerdem strahlen bei solchen Frequenzen auch schnelle Pulsare oder andere schnell rotierende Neutronensterne, wenn sie hinreichend stark von der Axialsymmetrie abweichen. Schließlich besteht auch die Möglichkeit der Existenz eines stochastischen Hintergrundes von Gravitationswellen aus früheren Phasen der kosmologischen Entwicklung.

Die Diskussion erwarteter oder denkbarer Quellen von Gravitationsstrahlung macht deutlich, wie groß die Unsicherheiten schon in der Existenz bestimmter Quellentypen, vor allem aber in ihrer Stärke und Häufigkeit sind. Diese Unsicherheit beruht teils auf unserer Unkenntnis der Entstehungsphase unserer Galaxie, teils auf der Unkenntnis des Materiezustandes bei Dichten oberhalb der Atomkern-dichte, und teils auf der Komplexität der Phänomene, die selbst bei bekannten physikalischen Grundlagen noch keine zuverlässigen Modellrechnungen erlauben. Dies alles zeigt aber auch, wie wertvoll die in Gravitationswellen enthaltene Information sein könnte, um solche Lücken in unserem Verständnis zu schließen. (In manchen Fällen kann ja sogar das Ausbleiben von Signalen eine wichtige Information darstellen!)

Im Bild 1.3 (in Abschnitt 1.3.9) sind einige Beispiele von Quellen für verschiedene Entfernungen im Vergleich zur Empfindlichkeit der existierenden und geplanten Antennen eingetragen. Der einzige dieser Quellentypen, für den eine recht zuverlässige untere Schranke für Stärke und Häufigkeit abschätzbar wird, ist das Endstadium kompakter Doppelsterne. Um mit 90% Sicherheit jährlich drei solche Ereignisse zu entdecken, müssen die Antennen bei pessimistischster Beurteilung der Häufigkeit eine Entfernung von etwa 100 Mpc überbrücken. Die Rate könnte jedoch auch beträchtlich höher liegen. Bei Supernovae ist dagegen (zumindest für die auch optisch starken Ereignisse) zwar die Rate einigermaßen abschätzbar (einige pro Jahrhundert pro Galaxie), nicht aber die Signalstärke. Letztere hängt von zu vielen, nicht hinreichend gut bekannten Prozessen und Parametern ab.

Die Gegenüberstellung der diskutierten Quellen mit der Antennenempfindlichkeit macht deutlich, daß die Suche nach Gravitationswellen-Ereignissen mit Anlagen der hier vorgeschlagenen Art erfolgversprechend ist. Es bestehen gute Aussichten, daß sich daraus zu einem späteren Zeitpunkt eine echte Gravitationswellen-Astronomie entwickeln könnte.



### 1.3.1 Hinweis auf andere Frequenzbereiche

Starke Ereignisse, die von Neutronensternen oder stellaren Schwarzen Löchern herrühren, werden hauptsächlich im Frequenzbereich um 1 kHz liegen, auf den die vorgeschlagenen Antennen eingerichtet werden sollen. Bei höheren Frequenzen (oberhalb von 10 kHz) sind kaum effektive Quellen zu erwarten, da der Gravitationskollaps kleinerer Objekte praktisch ausgeschlossen ist. Es käme dort höchstens noch ein stochastischer Hintergrund aus der kosmologischen Vorgeschichte in Betracht.

Bei tieferen Frequenzen dagegen gibt es nicht nur die bekannten Typen normaler enger Doppelsterne, deren nächste Exemplare bei uns Amplituden  $h$  bis  $10^{-20}$  mit Perioden von etwa 1 Stunde erzeugen, sondern vielleicht auch kurzzeitige Ereignisse von hohem astrophysikalischem Interesse, wie z.B. die schnelle Entstehung oder die Verschmelzung massiverer Schwarzer Löcher, etwa nach der Kollision von Galaxien. Solche Ereignisse sind allerdings vermutlich extrem selten (vgl. [45]). Um den Frequenzbereich unterhalb etwa 100 Hz für die Beobachtung zu erschließen, müssen wahrscheinlich Laserinterferometer im Weltraum konstruiert werden (vgl. [46]), weil man irdische Apparaturen vermutlich nicht hinreichend gegen niederfrequente Erschütterungen isolieren kann.

Zur Beobachtung sehr tiefer Frequenzen (Perioden von Minuten bis Stunden) eignet sich die Radarvermessung ("Doppler tracking") von Planeten und interplanetaren künstlichen Satelliten (vgl. [47]). Noch langsamere Schwankungen (Monate bis Jahre) aus Vorgängen in der Frühphase des Universums oder aus "kosmischen Strings" könnten sich in Unregelmäßigkeiten von Pulsarsignalen bemerkbar machen [48].

Im folgenden werden nur diejenigen Quellen diskutiert, die zwischen 0,1 und 10 kHz beobachtbar sein könnten, und es wird dabei kurz auf astrophysikalische Fragen eingegangen, zu deren Beantwortung solche Beobachtungen vielleicht beitragen könnten (vgl. die Übersichten in [10, 18, 49, 50]).

### 1.3.2 Verschmelzung kompakter Doppelsterne

Stöße zwischen ungebundenen Sternen sind auch in den dichtesten bekannten Sternhaufen extrem unwahrscheinlich, selbst wenn die Sterne noch ihre "normale" Größe haben, also nicht kollabiert sind. Es gibt jedoch mit Sicherheit enge Doppelsternsysteme mit zwei kompakten Partnern (Weiße Zwerge, Neutronensterne oder Schwarze Löcher), wie z.B. den bekannten Doppelpulsar PSR 1913+16. Am Ende der Entwicklung eines solchen Systems steht, wie in Abschnitt 1.1.2 beschrieben, zwangsläufig ein starkes Gravitationswellen-Ereignis (vgl. [18, 51]). Falls die Antenne Beobachtungen ab 100 Hz zulässt, so wird sie im Verlauf einer Zeit von 1 bis 2 Sekunden einen Wellenzug mit einigen hundert Wellenbergen langsam zunehmender Frequenz und Amplitude registrieren. Als Funktionen der Frequenz  $f$  folgen die Amplitude  $h$  (gemittelt über alle möglichen Orientierungen von Quelle und Empfänger) und die "Güte"  $n = f^2/(df/dt)$  anfangs bekannten Gesetzen. Es ergibt sich

$$h\sqrt{n} \approx 0,085 \cdot \frac{r_s}{D} \left( \frac{c}{fr_s} \right)^{1/6}.$$

Für die Kosmologie ist die Bemerkung [52] wichtig, daß in dem Stadium, wo noch in guter Näherung Keplerbahnen vorliegen, die Beobachtung von Amplitude  $h_0$  und Frequenz  $f$  als Funktionen der Zeit die Bestimmung der Entfernung  $D$  gestattet, wenn mit Hilfe von mindestens drei unabhängigen Meßstationen (weltweit!) auch die Richtung und die Polarisierung gemessen sind (die unbekannten Sternmassen fallen heraus). Falls ein elektromagnetisches Ereignis (Licht, Radio, Röntgen etc.) in einer fernen Galaxie zugeordnet werden könnte, hätte man also das alte Ideal einer "Standardkerze" erreicht: eine Zuordnung von Rotverschiebung und Entfernung, d.h. eine direkte Bestimmung der Hubble-Konstanten. Auch ohne optische Identifikation würde die mit vier oder mehr Antennen erreichbare Winkelauflösung von wenigen Grad (aus Laufzeitdifferenzen) statistisch eine Zuordnung zu Galaxienhaufen ermöglichen und nach Messung von etwa 10 Ereignissen die Hubble-Konstante auf einige Prozent genau zu bestimmen erlauben [53].

Wenn es sich bei den verschmelzenden Partnern um zwei Neutronensterne handelt (vgl. [54]), so wird das abschließende Signalverhalten in der Nähe von 1 kHz durch komplizierte Prozesse bestimmt; z.B. wird Massenaustausch eintreten, dessen Details von der Zustandsgleichung der Materie und vielerlei Transportprozessen (Neutrinos, Magnetohydrodynamik u.a.) abhängen. Da leichtere Neutronensterne größer sind als schwerere, wird der Massenaustausch instabil, und der entsprechende Drehimpulsaustausch führt wieder zu einer Erweiterung der Bahn, so daß die Gravitationswellen-Frequenz nach Erreichen eines Maximums (nahe 1 kHz) wieder abnehmen wird. Die komplizierten Vorgänge sind jedoch noch nicht mit Sicherheit zu beurteilen. Es könnte sich z.B. auch eine Akkretionsscheibe und später noch ein Schwarzes Loch bilden (dies jedoch möglicherweise in einem ziemlich rotationssymmetrischen Vorgang, so daß die Abstrahlung von Gravitationswellen unter Umständen nur ein kleineres zweites Maximum erreichen würde).

Gerade die so schwer vorhersagbaren Charakteristika des Ausklingens der Strahlung würden wesentliche physikalische Information vermitteln, die auf keine andere Weise zugänglich ist. Dabei wäre die Empfindlichkeit für diese unbekannte Information dadurch beträchtlich erhöht, daß der relativ gut bekannte Verlauf mit einigen hundert Wellenbergen von 100 Hz bis etwa 1 kHz vorangehen würde. Die vom Rauschen simulierte Amplitude dieses Signaltyps wird also etwa um die Wurzel aus der Anzahl der Wellenberge niedriger, so daß für die Analyse des anschließenden Signalverhaltens ein geringeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis ausreicht.

Das Charakteristikum des vorangehenden Signals, die beschleunigt zunehmende Frequenz mit einer entsprechenden Zunahme der Amplitude, erleichtert außerdem die Identifizierung des Doppelsternkollapses ganz wesentlich. Da kaum ein Störeffekt – seismischer, akustischer oder elektrischer Natur – genau diesen Signaltyp treffen wird, gelten Doppelsternkatastrophen als diejenigen Quellen kosmischer Signale, die schon mit nur einer Gravitationswellenantenne, ohne Koinzidenzschaltung, mit großer Sicherheit nachgewiesen werden können.

Falls die Partner ein Neutronenstern und ein Schwarzes Loch sind [55], so ist der Signalverlauf ähnlich und zum Schluß ebenfalls durch Gezeiteffekte und mögliches Zerreißen des Neutronensterns kompliziert; es sei denn, das Schwarze



Loch ist schwerer als einige Sonnenmassen und kann den Neutronenstern unzerstört schlucken.

Im Falle eines Paares aus zwei Schwarzen Löchern handelt es sich dagegen um die "saubere, rein relativistische" Angelegenheit, die in Abschnitt 1.1.2 erwähnt wurde, falls nicht die Vereinigung in einer Umgebung mit hinreichender Materiedichte stattfindet, was auch zu starker elektromagnetischer Strahlung, vor allem zu Röntgenstrahlung führen würde. Die Partner spiralen aufeinander zu, bis ein kritischer Bahnradius (vermutlich wenige Schwarzschildradien des größeren Partners oder der Gesamtmasse) erreicht ist. Dann erfolgt in etwa einem Umlauf die Verschmelzung der beiden Schwarzen Löcher zu einem einzigen. Hierbei wird durch die unsymmetrische Strahlung auch Linearimpuls abgestrahlt, so daß das neue Schwarze Loch eine Geschwindigkeit erhält, die nach groben Näherungsrechnungen [56] einige 100 km/sec betragen könnte. Das Gravitationswellen-Signal wird gegen Ende des Prozesses auch über diesen Vorgang Information vermitteln. Der typische anfängliche Signalverlauf mit zunehmender Frequenz und Amplitude hält, ungestört durch Materieeffekte, bis zum Einsetzen der relativistischen Instabilität an. Die Maximalfrequenz liegt vermutlich unterhalb von  $10 \text{ kHz}/M_2$ , wenn  $M_2$  die schwerere Masse in Einheiten der Sonnenmasse ist. Die bis dahin angewachsene Amplitude wird zum Ende hin ziemlich plötzlich abfallen, denn die nicht-axialsymmetrischen Deformationen des neu gebildeten, rotierenden Schwarzen Loches werden in wenigen Schwingungen bzw. Umdrehungen abgestrahlt [57]. Das Signalverhalten am Ende enthält wertvolle Information über die "reine Gravitation", die auf keinerlei andere Art experimentell gewinnbar ist, bisher nur durch Extrapolation störungstheoretischer Rechnungen abschätzbar ist, und auch in Zukunft erst mit wesentlich leistungsfähigeren Computern (aufgrund der Allgemeinen Relativitätstheorie oder einer ihrer vorgeschlagenen Modifikationen) numerisch simulierbar sein wird (vgl. [58]). Die stärkste Abstrahlung – doch wahrscheinlich nur wenige Prozent der Gesamtmasse (vgl. [59, 54]) – erwartet man für die Verschmelzung zweier gleichschwerer Schwarzer Löcher.

Wie häufig Verschmelzungen kompakter Doppelsternpartner vorkommen, ist sehr schwer abzuschätzen. Der bekannte Doppelpulsar PSR 1913+16 wird erst in einigen hundert Millionen Jahren dieses Schicksal erleiden. Es sind in unserer Galaxie mittlerweile sieben solcher engen Doppelsternsysteme mit zwei kompakten Partnern bekannt, von denen drei jedenfalls eine Abklingzeit haben, die kleiner als die Hubble-Zeitkonstante ist [53]. Andererseits wurden alle diese Systeme nur entdeckt, weil einer der Partner ein aktiver Pulsar ist, und die Pulsare stellen sicher nur einen kleinen Bruchteil aller Neutronensterne dar. Es könnte also viele ähnliche aber bisher kaum entdeckbare Systeme geben. Vorhersagen sind sehr unzuverlässig, da die Entstehungsmöglichkeiten für solche Paare noch nicht unwidersprüchlich klar sind.

In diesem Zusammenhang verdient ein Vorschlag Erwähnung [60], der das bisher unverstandene Objekt *Gemina* erklären will: Diese stärkste stetige Gammastrahlenquelle am Himmel könnte ein Paar aus einem Schwarzen Loch von einigen Sonnenmassen und einem Weißen Zwerg sein, der erst seit etwa 130 Jahren Masse in das Schwarze Loch überfließen läßt, so daß seitdem die Bahnperiode von etwa einer Minute allmählich wieder anwächst. Falls diese Modellvorstellung zuträfe, so müßten wohl aus Wahrscheinlichkeitsgründen sehr viele ähnliche

enge Systeme existieren, die im Frequenzbereich unter 0,1 Hz starke Gravitationsstrahler wären. Das Gravitationswellensignal des hypothetischen *Gemina*-Modells hätte eine Periode von etwa 30 sec und bei einem Abstand von 100 pc eine Amplitude  $h \approx 2 \cdot 10^{-19}$ . Im uns interessierenden Frequenzbereich oberhalb 100 Hz wären ähnliche Systeme entdeckbar, wenn anstelle des Weißen Zwerges ein Neutronenstern stünde, so daß die Bahn auf wesentlich kleinere Radien schrumpfen müßte.

Neben solchen isolierten engen Doppelsternen kommt auch die nahe Begegnung oder der gegenseitige Einfang kompakter Sterne in dichten Haufen in Frage. Die Zentren von Kugelhaufen bieten hierfür eine gewisse Chance, vor allem wenn dort die Schwarzen Löcher (und in geringerem Maße auch die Neutronensterne) wegen ihrer größeren Masse zum Zentrum sedimentiert sind (vgl. [61]).

Die Existenz eines extrem dichten "relativistischen" Haufens kompakter Sterne in unserem Milchstraßensystem (etwa als Überrest eines früheren Quasarstadiums) könnte zu hohen Stoßraten führen, ist aber äußerst unwahrscheinlich.

Eine weitere, zunächst noch spekulative Möglichkeit ergibt sich aus dem Vorschlag, daß die im Halo unserer Galaxie offenbar vorhandene große Menge unsichtbarer Masse aus den kompakten Überresten einer frühen Sterngeneration (der hypothetischen "Population III") besteht (vgl. [45]), möglicherweise sogar viele enge Paare von Schwarzen Löchern enthält [62]. Dann könnten schon mit der jetzt angestrebten Amplitudenempfindlichkeit von  $10^{-21}$  mehrere starke Ereignisse pro Jahr entdeckbar sein. Übrigens wären so nahe Verschmelzungen, falls mindestens ein Neutronenstern beteiligt wäre, auch für die Neutrinoastronomie entdeckbar! Bei größeren Entfernungen wird die Neutrino-Astronomie aber bald hoffnungslos, weil eine Empfindlichkeitssteigerung nur durch Vergrößerung der Zählernasse zu erreichen wäre. Bei Gravitationswellen ist die Lage viel günstiger, da man hier im Bereich klassischer Wellen operiert, und sich daher die Empfindlichkeit nicht nur durch Vergrößerung der Apparatur, sondern auch durch weitere Rauschunterdrückung steigern läßt.

Die Empfindlichkeit von  $10^{-21}$  reicht bei Verschmelzungsereignissen bis zur Entfernung des Virgohaufens. Eine konservative Abschätzung der Häufigkeit von Verschmelzungsereignissen, allein aufgrund der Existenz des Doppelpulsars in unserer Galaxie [63] ergibt eine entdeckbare Rate von einigen Ereignissen pro Jahr, wenn die Antenne eine Reichweite von etwa 100 Mpc hat. Da eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit um etwa einen Faktor 10 (durch kombinierten Einfluß höherer Lichtleistung, besserer Spiegel und besserer Rauschunterdrückung vor allem bei tiefen Frequenzen) nicht unplausibel erscheint, kann man also sagen, daß schon diese Verschmelzungsprozesse kompakter Sterne, die praktisch unbezweifelbar starke GW-Strahlungsquellen darstellen, und deren Vorkommen durch das beobachtete Verhalten des Doppelpulsars ebenfalls praktisch gesichert ist, den Bau der vorgeschlagenen großen Antennen rechtfertigen könnten.



### 1.3.3 Supernovae vom Typ II

Im Endstadium der Entwicklung massiver Sterne bildet sich im Zentrum ein Kern von der Art eines Weißen Zwerges. Nach dem gegenwärtigen Verständnis wird dieser Kern instabil und stürzt zu einem Neutronenstern oder einem Schwarzen Loch zusammen. Wenn die Sternmasse im Bereich von etwa 8 bis 20 Sonnenmassen liegt, wird ein großer Teil der Sternhülle nach außen beschleunigt und führt zu einem spektakulären optischen Ereignis, einer Supernova vom Typ II. Als Überrest kann ein Pulsar zurückbleiben (vgl. [64]). Außerdem wird vermutet, daß alle im Kosmos zu findenden chemischen Elemente jenseits des Eisens durch schnellen Neutroneneinfang in solchen Prozessen aufgebaut und teilweise nach außen abgegeben werden (vgl. [65]). Die Vorgänge im Innern sind dabei prinzipiell nur durch ihre Neutrino- oder Gravitationswellen-Abstrahlung beobachtbar, wobei allerdings die Neutrinos auch schon teilweise absorbiert werden. Inwiefern eine Supernova vom Typ II eine wesentliche Quelle von Gravitationswellen darstellt, ist noch ungeklärt, weil die Einflüsse von Rotation, Magnetfeldern und verschiedensten Transportprozessen eine zuverlässige numerische Simulation (wohl noch auf lange Sicht) erschweren. Auch die entscheidend wichtige Zustandsgleichung bei hohen Dichten ist noch nicht genau genug bekannt und wird demnächst vielleicht (aus theoretischen Gründen) wesentlich modifiziert, so daß die zur Zeit meist benutzten "Standardeigenschaften" von Neutronensternen möglicherweise stark abgeändert werden müssen (vgl. [66]).

Supernovae vom Typ II ereignen sich in unserer Milchstraße einige Male pro Jahrhundert (meist optisch verdeckt). Eine Reduktion der üblicherweise angenommenen Häufigkeit [67] um etwa einen Faktor 0,3 wird z.Z. diskutiert [68], doch die überraschenden Eigenschaften der nahen Supernova 1987 A (siehe Abschnitt 1.3.5) werden möglicherweise diese Diskussion stark beeinflussen.

Man erwartet vom Kollapsvorgang selbst und von dessen rascher Verzögerung ("Abprallen") bei der Bildung eines Neutronensterns ("Harter Kern") ein ziemlich aperiodisches Gravitationswellen-Signal. Wenn  $E_G$  die in Gravitationswellen abgestrahlte Energie ist, und  $f$  die Frequenz des spektralen Maximums, so ergibt sich eine maximale Amplitude von etwa

$$h \approx 1,6 \cdot 10^{-20} \cdot \left[ \frac{15 \text{ kpc}}{D} \right] \cdot \sqrt{\left[ \frac{E_G}{10^{-6} M_\odot c^2} \right] \cdot \left[ \frac{1 \text{ kHz}}{f} \right]}.$$

Selbst bei pessimistischen Annahmen über die Vorgänge beim Kollaps ist es also wahrscheinlich, daß solche Ereignisse innerhalb unserer Milchstraße (Entfernung  $D \approx 15 \text{ kpc}$ ) bei einer Amplitudenempfindlichkeit von  $10^{-21}$  noch klar entdeckbar wären [69]. Bei 1000 mal größerer Entfernung (15 Mpc) erfaßt man den Virgohaufen und damit mehrere Ereignisse pro Jahr. Falls nicht nur der Kollaps und die anschließenden Schwingungen in Achsenrichtung zur Gravitationswellen-Strahlung beitragen, sondern infolge kritisch werdender Rotation eine Instabilität in azimuthaler Richtung auftritt (Jacobi- oder Dedekind-Moden [70]), so könnten die Verhältnisse auch denen bei der Verschmelzung zweier Neutronensterne ähnlich werden und damit zu erheblich stärkerer, quasiperiodischer Gravitationswellen-Strahlung führen.

Im günstigsten Falle (Abstrahlung nahe 1% von  $M_\odot c^2$  durch eine starke Abweichung von der Rotationssymmetrie) wäre also schon mit den ersten Beobachtungsversuchen etwa monatlich eine Typ-II-Supernova im Virgohaufen entdeckbar. Solche Abweichungen von der Rotationssymmetrie würden auch erzeugt, wenn der entstandene Neutronenstern von einer Akkretionsscheibe aus zurückfallender Materie umgeben wäre und dadurch zu schnellerer Rotation angetrieben würde. Aufgrund solchen nachträglichen Massengewinns mit zeitweise quasiperiodischer Gravitationsstrahlung ("Friedmann-Schutz-Instabilität", siehe Abschnitt 1.3.7) könnten vielleicht Typ-II-Supernovae auch noch einen verspäteten Gravitationswellen-Puls abgeben, wenn nämlich ein zunächst entstandener Neutronenstern über die kritische Grenzmasse anwuchse und zu einem Schwarzen Loch kollabierte.

### 1.3.4 Supernovae vom Typ I

Nach der gegenwärtig plausibelsten Theorie handelt es sich bei Supernovae vom Typ I, die etwa ebenso häufig sind wie Typ II, um Explosionen Weißer Zwerge vom Kohlenstoff-Sauerstoff-Typ, die keine bedeutende Hülle besitzen (vgl. [71, 72, 73]). Die Explosionsenergie wäre hier im wesentlichen Kernenergie. Es käme entweder zur völligen Zerstreuung des Sternes, oder es bliebe ein leichter Weißer Zwerg zurück. Da gar nicht erst hohe Dichten erreicht würden, wäre die Abstrahlung von Gravitationswellen vernachlässigbar.

Es läßt sich jedoch nicht ausschließen, daß auch solche kollabierende Weiße Zwerge die Explosion vermeiden und einen Neutronenstern bilden könnten. Zur nuklearen Deflagration ist nämlich Voraussetzung, daß das Verhältnis von Kohlenstoff und Sauerstoff im Weißen Zwerg in einem bestimmten Bereich liegt. Falls Sedimentation eintreten könnte [74, 75], oder falls ein anderes C/O-Mischungsverhältnis vorliegen sollte, würde die Kernenergie nicht zur Zerstörung des Sternes ausreichen, und es entstünde in einer schwächeren (und deshalb vielleicht nicht sichtbaren) Supernova [76] ein Neutronenstern oder gar ein Schwarzes Loch. Neue Laboratoriums-Messungen der  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Rate [77], die für das C/O-Verhältnis nach Ende des Heliumbrennens entscheidend ist, könnten beträchtliche Korrekturen der bisherigen Vorstellungen bringen.

Die Unsicherheiten in der Supernova-Häufigkeit und in der Pulsar-Entstehungsrate würden es zulassen, daß noch weitere Entstehungswege für Neutronensterne existieren [78]. Auch solche hypothetischen Kollapsereignisse könnten entdeckbare Gravitationswellen-Pulse liefern, vor allem, wenn die beteiligten Weißen Zwerge hinreichend rasch rotierten.

### 1.3.5 Die Supernova SN 1987 A

Wären die derzeit empfindlichsten, oder gar schon die geplanten Gravitationswellenantennen am 23. Februar 1987 um 2:52 und um 7:35 Uhr Weltzeit in Betrieb gewesen, so hätte dies die Geburtsstunde der Gravitationswellenastronomie bedeuten können. Die Neutrinoastronomie war glücklicher, doch zeigt deren Beispiel auch, wie unbefriedigend es ist, ein einmaliges Ereignis hoher Komplexität nur knapp oberhalb des Rauschens zu entdecken: Die Signifikanz des ersten, im



Mont-Blanc-Tunnel beobachteten Ereignisses [79] wird von vielen bezweifelt, und die Information im zweiten, gleichzeitig von der KAMIOKANDE-Gruppe [80] und der IMB-Gruppe [81] entdeckten Neutrinopuls ist auch zu spärlich, um eindeutige Aussagen über die Natur des Kollapsvorganges zu machen. Insbesondere lassen auch die Diskrepanzen zwischen bisherigen Modellvorstellungen und den Beobachtungen der Neutrinos und der elektromagnetischen Wellen die vielen vorgeschlagenen, modellabhängigen Schlüsse auf Ruhmassen der Neutrinos als zweifelhaft erscheinen.

Was in der Supernova in der großen Magellanschen Wolke wirklich vorging, ist noch nicht klar, doch werden Beobachtungen in allen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums während der kommenden Monate noch weitere Aufschlüsse liefern. Es steht jetzt fest, daß es sich im wesentlichen um eine Supernova vom Typ II handelte, daß aber der Vorläuferstern ein wohlbekannter, bisher recht unverdächtiger B3-Überriese von etwa 20 Sonnenmassen war [82] – für die meisten Supernovaspezialisten zunächst überraschend, weil sie annahmen, der Kern solcher Sterne werde erst instabil, wenn die Entwicklung schon bis ins Stadium des Roten Riesen fortgeschritten sei. Auch wurde die typische maximale Helligkeit von Typ-II-Supernovae nicht erreicht (während der ersten drei Monate stieg die Leuchtkraft im Sichtbaren zwar noch um einen Faktor vier an, doch beginnt sie jetzt offenbar rasch abzufallen).

Manche der Besonderheiten hängen sicherlich mit der geringen Metallhäufigkeit in der Magellanschen Wolke zusammen, doch erhält auch die Hoffnung neue Nahrung, es könne auch in normalen Galaxien Kollapsereignisse geben, die im elektromagnetischen Spektrum weniger spektakulär erscheinen als typische Supernovae. Eine Zahl von etwa einem Ereignis pro Jahrzehnt in unserem Milchstraßensystem, die auch mit Abschätzungen der Entstehungsrate von Pulsaren und Röntgenquellen verträglich ist, scheint also nicht unplausibel. Damit ist es klar, daß ein rascher Ausbau des Netzes von Neutrinodetektoren trotz der nur noch mäßigen Steigerungsmöglichkeit für die Empfindlichkeit unbedingt zu empfehlen ist: Das nächste von "Neutrinoastronomen" beobachtete Kollapsereignis dürfte etwa vier bis sechs mal näher liegen und damit eine Fülle physikalischer und astrophysikalischer Erkenntnisse bringen. An der Abstrahlung von mehreren Prozent der Massenenergie des kollabierenden stellaren Kernes in Form von Neutrinos ist ja nun nicht mehr zu zweifeln.

Für die "innergalaktische Gravitationswellenastronomie" sieht die Lage natürlich nicht ganz so günstig aus, da ja nach wie vor unbekannt ist, wie effektiv im Kollaps Gravitationswellen abgestrahlt werden. Die Größenordnung von einem Prozent wäre ja nur erreichbar, wenn der kollabierende Kern rasch rotierte und dadurch erhebliche Abweichungen von der Rotationssymmetrie erzeugte. Unter solchen Umständen hätte die Supernova 1987 A auf der Erde bei extremsten Annahmen eine Gravitationswellenamplitude von maximal  $10^{-18}$  hervorrufen können (Beispiel anhand der "Faustformel" (1.1) für zwei Sonnenmassen:  $h \leq (3 \text{ km} \cdot 3 \text{ km}) / (6 \text{ km} \cdot 50 \text{ kpc}) \approx 10^{-18}$ ).

Aber selbst ein so optimistischer Wert hätte noch nicht ausgereicht, um bei dem 30-m-Prototyp-Interferometer in Garching ein Signal/Rausch-Verhältnis von 1 : 1 zu erzeugen. Die Meldung [83], einer der weniger empfindlichen, bei Zimmertemperatur betriebenen Zylinder vom "Weber-Typ" in der Universität Rom

habe ein mit dem "Mont-Blanc-Neutrino-Puls" koinzidentes Signal gezeigt, ist daher, und in Anbetracht der geringen statistischen Signifikanz, mit großer Skepsis aufzunehmen. Die Amplitudenempfindlichkeit dieser Antenne hätte selbst für das hier beschriebene extreme Signal noch um mehr als eine Größenordnung zu tief gelegen. Die Entdeckung von Signalen der Supernova 1987 A mit dieser Antenne der ersten Generation würde daher zweifellos eine andere Gravitationstheorie erfordern. Auch das von einer Zylinderantenne in Maryland berichtete Signal (ebenfalls leidlich zeitgleich mit Mont-Blanc) könnte wohl nur erklärt werden, wenn man unorthodoxe Annahmen über die Antennenempfindlichkeit macht [84].

Falls der erste, im Mont-Blanc-Tunnel beobachtete, Neutrinopuls "echt" war, müßte man die Möglichkeit in Betracht ziehen, daß er dem Kollaps des Kernes zu einer Neutronensternkonfiguration zuzuordnen war, die zu schwer war, um auf Dauer stabil zu existieren, die aber z.B. durch innere Energie oder durch Rotation noch fast fünf Stunden lang am endgültigen Kollaps in ein Schwarzes Loch gehindert wurde [85]. Diesem zweiten Kollaps wäre dann das spätere Neutrinosignal zuzuordnen. Ob weitere Beobachtungen und Modellrechnungen ein solches Bild im Falle der Supernova 1987 A stützen werden, ist natürlich sehr fraglich.

Wenn derartige Vorgänge in der Natur vorkommen sollten, werden sie nur durch Gravitationswellenbeobachtungen weiter analysierbar sein. Die vorgeschlagenen Antennen mit Amplitudenempfindlichkeiten von  $10^{-21}$  könnten sie in vielen tausend benachbarten Galaxien entdeckbar machen. In Anbetracht der Komplexität der Vorgänge und der wohl auch weiterhin geringen Zuverlässigkeit ihrer Modellierung (vgl. auch [86]) ist sogar damit zu rechnen, daß erst die Beobachtungen mehrerer Supernovae mit einem globalen Netz von Gravitationswellenantennen Klarheit bringen werden.

### 1.3.6 Pulsare

Pulsare sind rotierende Neutronensterne. Da die "Pulsation" ihrer elektromagnetischen Strahlung durch einen "Leuchtturmeffekt" zustandekommt, ist eine Abweichung von der Rotationssymmetrie offensichtlich, so daß periodische Gravitationsstrahlung bei der doppelten Spinfrequenz zu erwarten ist. Bei zusätzlicher Präzession sind auch noch andere Frequenzen beteiligt [87, 88]. Wenn  $\epsilon$  die relative Abweichung des Trägheitsmoments von der Rotationssymmetrie bezeichnet, so wird von einem Pulsar in der Entfernung  $D$  bei der Gravitationswellen-Frequenz  $f$  eine Amplitude

$$h \approx 10^{-18} \cdot \epsilon \cdot \left[ \frac{f}{1 \text{ kHz}} \right]^2 \cdot \left[ \frac{1 \text{ kpc}}{D} \right]$$

erwartet. Leider dürften die bekannten schnellen Pulsare (Crab:  $f \approx 60 \text{ Hz}$ , Vela:  $f \approx 22 \text{ Hz}$ )  $\epsilon$ -Werte unter  $10^{-5}$  haben und der schnellste der neuentdeckten "Millisekunden-Pulsare", PSR 1937+214 (mit  $f = 1284 \text{ Hz}$ ), der trotz der extrem raschen Drehung eine besonders geringe Frequenzänderung durch Drehimpulsverlust zeigt, sogar unter  $10^{-8}$  [89]. Dennoch wären diese Pulsare wegen der Unsicherheit in der Theorie des Aufbaus (und damit in  $\epsilon$ ) interessante Ziele der Gravitationswellenastronomie.



Da die Frequenzen der schnellen Pulsare und ihre regelmäßige zeitliche Änderung mit hoher Genauigkeit bekannt sind, kämen hier Beobachtungen mit sehr langer Integrationszeit in Frage. Der Millisekundenpulsar z.B. durchläuft in etwa 10 Tagen ca.  $10^8$  Perioden, so daß ein Faktor  $\sqrt{n} = 10^4$  an Amplitudenempfindlichkeit gewinnbar wäre. Man müßte hierzu bei der Signalverarbeitung bereits die veränderlichen Dopplerverschiebungen aufgrund der Erdrotation und der Drehung der Erde um die Sonne berücksichtigen. Bei der Pulsarentstehung in einer nahen Supernova ließe sich durch Polarisationsmessung mit einem Netzwerk von Gravitationswellen-Antennen auch die räumliche Lage der Drehachse bestimmen, was für Pulsarmodelle wichtig wäre.

### 1.3.7 Akkretierende Neutronensterne

Schwach magnetische Neutronensterne in Doppelsternsystemen könnten durch Akkretionsscheiben auf extreme Rotationsfrequenzen beschleunigt werden ("Spin-Up"-Modell für die Entstehung des Millisekundenpulsars). Eine ähnliche Situation könnte bei einem eben entstandenen Neutronenstern eintreten, wenn die zurückfallenden Hüllenteile einer Supernova vom Typ II eine Akkretionsscheibe bilden. Bei diesem Anwachsen des Drehimpulses wird der zunächst rotationssymmetrische Stern schließlich (gerade wegen der Möglichkeit der Gravitationswellen-Aussendung!) instabil gegen nicht-rotationssymmetrische Störungen ("Friedmann-Schutz-Instabilität"; vgl. [70]), so daß der weiterhin durch die Scheibe zugeführte Drehimpuls nicht mehr die Drehung beschleunigt, sondern in Gravitationswellen abtransportiert wird. Dabei laufen die Asymmetrien nicht mit der Spinfrequenz (von etwa 1 kHz) um, sondern nur mit einigen 100 Hz. Da die Energie der akkretierten Materie größtenteils in Röntgenstrahlung umgesetzt wird, ihr Drehimpuls aber in Gravitationswellen, kann man das Verhältnis zwischen den Strahlungsleistungen (und daher auch den beobachteten Intensitäten) in elektromagnetischen und Gravitationswellen abschätzen [90]. Bei einem Röntgenfluß  $F_X$  ergibt sich

$$h \approx 3 \cdot 10^{-27} \sqrt{\left[ \frac{300 \text{ Hz}}{f} \right] \cdot \left[ \frac{F_X}{10^{-11} \text{ W m}^{-2}} \right]}.$$

Die stärkste Röntgenquelle (Sco X-1) beleuchtet uns im Mittel mit etwa  $2 \cdot 10^{-10} \text{ W/m}^2$  im Röntgenbereich, alle anderen derartigen Quellen, in denen ein Neutronenstern Masse von einem Begleiter akkretiert, sind mindestens eine Größenordnung schwächer. Auch bei in Supernovae neugebildeten Neutronensternen dürfte die Akkretionsrate durch den Strahlungsdruck begrenzt sein, so daß nicht mit erheblich größeren Gravitationswellen-Leistungen durch Friedmann-Schutz-Instabilität zu rechnen wäre. Da es bei solchen akkretierenden Neutronensternen sehr schwierig ist, die Frequenz der Gravitationswellen genau anzugeben (falls sie sich nicht durch kleine Modulationen der elektromagnetischen Strahlung zu erkennen geben sollte), stellen solche Quellen vermutlich erst ein späteres Ziel der Gravitationswellen-Astronomie dar.

### 1.3.8 Stochastischer Hintergrund

Da Gravitationswellen praktisch ungestört alle Materie durchdringen, also nur der Schwächung durch die Entfernung und die kosmologische Rotverschiebung unterworfen sind, muß es einen Hintergrund von Gravitationswellen aus der ganzen Geschichte des Kosmos geben. Seine Quellen wären vor allem die kollapsartigen Ereignisse seit dem Frühstadium bis in die Geschichte unserer eigenen Galaxie.

Da Gravitationswellen auf Skalen, die groß gegen ihre Wellenlänge sind, ein Energieinhalt zuzuschreiben ist, stellen sie selbst eine Quelle der Raumkrümmung im Großen dar. Daher liefern kosmologische Daten bereits obere Grenzen für die GW-Hintergrundstrahlung. Üblicherweise gibt man eine kosmologische Energie- oder Materiedichte durch eine Zahl  $\Omega$  an, wobei die zu  $\Omega = 1$  gehörende Dichte gerade das Friedmann-Modell mit euklidischem Raum ergibt. Wenn man annimmt, daß der Hintergrund auf eine Bandbreite  $\Delta f \approx f$  um die Frequenz  $f$  verteilt ist und eine kosmologische Dichte  $\Omega_{GW}$  erzeugt, so ergibt sich für die Wurzel aus der spektralen Dichte der Amplitude

$$\tilde{h}(f) \approx \frac{6 \cdot 10^{-22}}{\sqrt{\text{Hz}}} \sqrt{\left[ \frac{100 \text{ Hz}}{f} \right]^3 \cdot \Omega_{GW}}.$$

Spekulationen über Phasenübergänge im frühen Universum und dabei entstandene lineare Strukturen ("strings") lassen die Existenz eines sehr alten Gravitationswellen-Hintergrundes als möglich erscheinen [48, 91], jedoch hätte er vermutlich ein  $1/f$ -Spektrum und wäre im hier vorgesehenen Frequenzbereich wohl unentdeckbar. Jedoch ist das gegenwärtige Wissen hier so begrenzt, daß niemand Überraschungen ausschließen würde.

Andere nicht unplausible Überlegungen im Zusammenhang mit der offenbar "fehlenden Masse" von Galaxien (einschließlich unserer eigenen) lassen es als möglich erscheinen, daß vor oder bei der Galaxienentstehung aus sehr massiven Sternen große Mengen Schwarzer Löcher entstanden, die heute die geforderte unsichtbare Masse darstellen. Die vielen früheren Kollapsereignisse aus allen Galaxien würden heute einen Gravitationswellen-Hintergrund liefern, der vielleicht bis zu  $\Omega = 10^{-4}$  betragen könnte (vgl. [45]). Falls die Schwarzen Löcher großenteils in engen Paaren entstanden wären, und schließlich nach Schrumpfen der Bahn die Partner kollidierten und verschmolzen [62], so wäre die Beobachtungssituation noch günstiger, und man könnte außer einem starken Hintergrund vielleicht sogar die Einzelereignisse aus dem Halo unserer eigenen Galaxie entdecken (vgl. Abschnitt 1.3.2).

### 1.3.9 Gegenüberstellung von Quellen und Empfindlichkeit

Um die Möglichkeiten der geplanten Großantenne anschaulich zu machen, sind in Bild 1.3 die wesentlichen Rauschbegrenzungen sowie einige der Quellen eingetragen, deren zu erwartende Stärken in den Abschnitten 1.3.2 bis 1.3.8 diskutiert wurden.

Die Bedeutung der Empfindlichkeitskurven für die geplante Anlage (Kurven für 100 W), wie auch für die existierende Versuchsantenne (Kurven für 250 mW)



ist im Abschnitt 1.2.3 erläutert worden. Zusätzlich ist noch eine denkbare spätere Weiterentwicklung ("optimales Recycling") angedeutet. Die oberste Kurve (MPQ 1986) stellt den aktuellen Stand, gemäß einem an der Versuchsantenne gemessenen Spektrum, dar (siehe Abschnitt 2.6.1).

Die im Bild durch Schraffur bezeichnete Grenze der Empfindlichkeit bei tiefen Frequenzen entspricht der realistischen Möglichkeit, durch Aufhängung der wesentlichen Komponenten an Doppelpendeln mit je 1 Hz Resonanzfrequenz die seismische Anregung bei 100 Hz von etwa  $10^{-11} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  auf etwa  $10^{-19} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  zu unterdrücken. Das bedeutet bei 3 km Armlänge die Simulation eines Gravitationswellen-Signals bei 100 Hz mit einer effektiven Amplitude von etwa  $3 \cdot 10^{-22}$ .

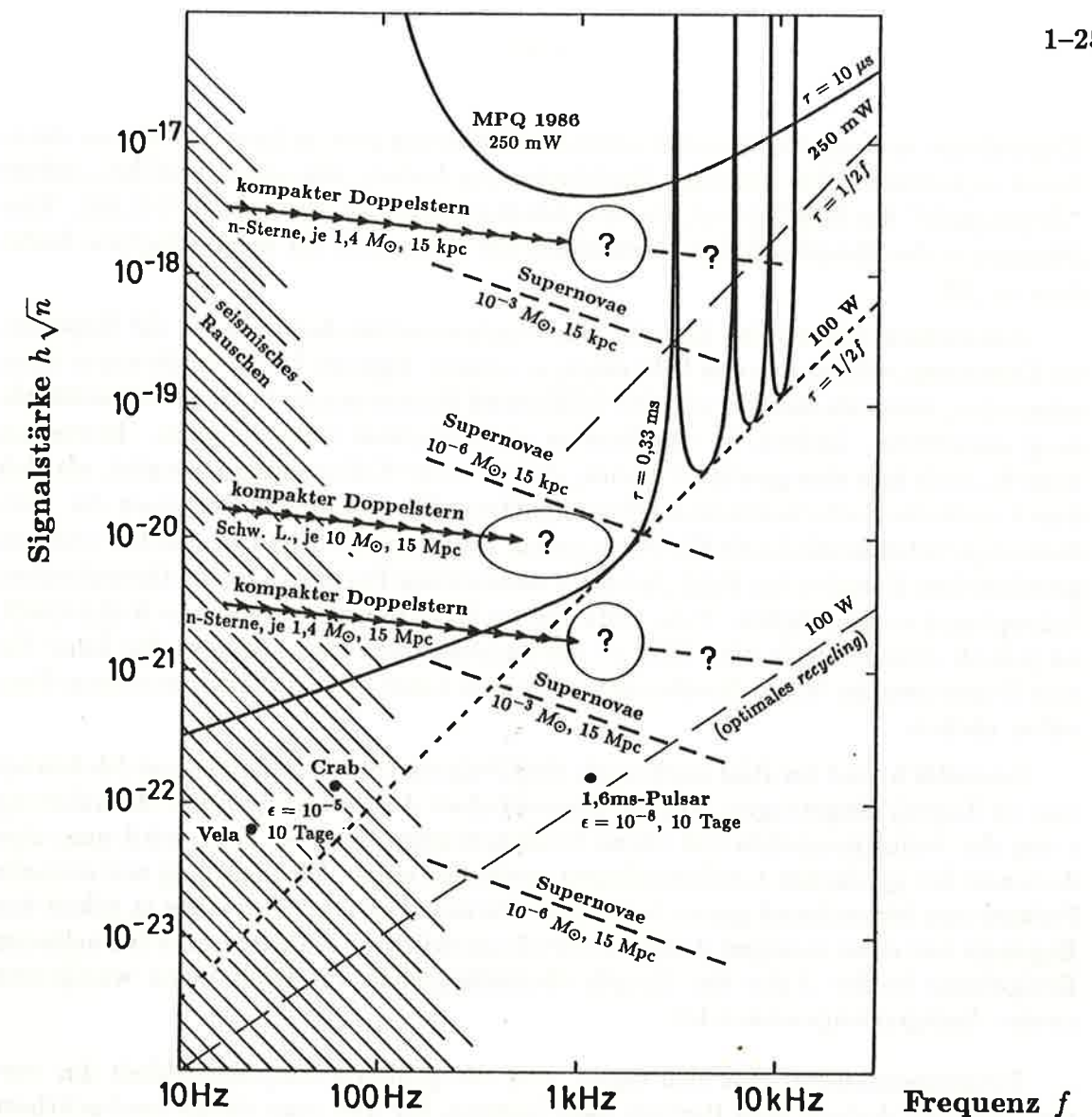
Wie man sieht, wäre evtl. schon der jetzt arbeitende Prototyp (30m-Antenne mit 250 mW effektiver Lichtleistung und einer Aufenthaltszeit des Lichtes von  $10 \mu\text{s}$ ) fähig, das Endstadium des bekannten "Doppelpulsars" PSR 1913+16 zu entdecken, wenn dieses System, wie allgemein vermutet, aus zwei Neutronensternen von je 1,4 Sonnenmassen ( $M_{\odot}$ ) besteht und nicht weiter als etwa 5 kpc entfernt ist. Leider wird dieses Ereignis noch einige 100 Millionen Jahre auf sich warten lassen! Wie viele ähnliche Systeme (ohne aktiven Pulsar) jedoch in unserem Milchstraßensystem existieren, ist unbekannt.

Wie in Abschnitt 1.3.2 angedeutet wurde, gibt es Spekulationen über die "unsichtbare Masse" auch in unserer Galaxie, die eine Chance für die Entdeckung naher Verschmelzungsereignisse kompakter Sterne (Neutronensterne oder Schwarze Löcher) bieten könnten. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit hierfür nach Meinung der meisten Astrophysiker recht gering. Bei der Empfindlichkeit der geplanten Großantenne kommen aber für solche Ereignisse bereits mehrere tausend bis zehntausend Galaxien ins Blickfeld, so daß die Entdeckungschancen beträchtlich steigen.

Bei pessimistischster Abschätzung der Häufigkeit (vgl. [63]) gibt es eine Erfolgsgarantie für die Entdeckung von etwa 3 solchen Ereignissen pro Jahr, wenn die Empfindlichkeit nochmals um einen Faktor 10 gesteigert wird. Dies erscheint für die spätere Zukunft möglich, doch bietet zweifellos auch schon die jetzt vorgeschlagene Antenne eine realistische Chance. Hierbei wäre die Entdeckung beim Eintritt des Signals in das Beobachtungsfenster (also z.B. bei etwa 100 Hz) am leichtesten, aber die interessanteste Information wäre aus den im Bild mit Fragezeichen markierten Bereichen zu erwarten.

Bei der Spiralbewegung zweier Neutronensterne überstreicht das Signal mit zunehmender Amplitude, aber abnehmender Güte, innerhalb von etwa zwei Sekunden den Frequenzbereich von 100 Hz bis 1 kHz. Der ungewisse Abschluß eines solchen "Zirp"-Signals würde wesentliche Information über extrem dichte Materiezustände und andere offene Fragen liefern. Die gestrichelte Fortsetzung des Signalverlaufs bis zu etwa 10 kHz entspricht der Möglichkeit, daß sich schließlich ein Schwarzes Loch von etwa 2,7 Sonnenmassen bildet.

Die für ein System aus zwei Schwarzen Löchern von je 10 Sonnenmassen skizzierte Linie würde ab 100 Hz in nur etwa 0,1 Sekunden durchlaufen; die Art des Abklingens des Signals gäbe Auskunft über Masse, Drehimpuls und eventuell im Kollaps erworbenen Linearimpuls des vereinigten Schwarzen Loches. Zu diesen



**Bild 1.3:** Signalstärke einiger Quellen von Gravitationswellen, aufgetragen als Produkt  $h\sqrt{n}$  gegen die Frequenz  $f$ . Dabei ist  $h$  die Amplitude des Signals und  $n$  seine Güte (etwa die Anzahl der Schwingungen in der Umgebung der Frequenz  $f$ ). Als Beispiele sind Supernova-Ereignisse (abgestrahlte Energien von  $10^{-3}$  bzw.  $10^{-6} M_{\odot}$ ) und die Entwicklung kompakter Doppelsterne, jeweils für Entfernungen in der Milchstraße (15 kpc) und zum Virgohaufen (15 Mpc) wiedergegeben. Außerdem sind noch ausgewählte Pulsare angedeutet. Die Kurve für Supernovae in Milchstraßenentfernung gibt auch an, welche Signale optimistischstenfalls von der Supernova SN1987A zu erwarten gewesen wären.

Zum Vergleich ist das Rauschverhalten der geplanten Antenne für eine effektive Lichtleistung von 100 W eingezeichnet. Die punktierte Gerade zeigt die Grenzempfindlichkeit bei Optimierung auf die jeweilige Signalfrequenz, die ausgezogene Kurve entsprechend bei Optimierung auf 1,5 kHz. (In der Nähe der geraden Vielfachen dieser Frequenz wird die Antenne besonders unempfindlich).

Die 250 mW-Kurven gelten entsprechend für den 30m-Prototyp, wobei die oberste Kurve (MPQ 1986) experimentell gewonnen wurde.

Mit der (gestrichelten) Geraden 'optimales Recycling' ist eine Steigerung der Empfindlichkeit angedeutet, wie sie unter optimistischsten Annahmen durch extremes "Recycling" des Lichts bei 100 W Eingangsleistung erreicht werden könnte [42, 43].

Ergebnissen extremster Gravitationswechselwirkung gibt es keinen anderen denkbaren experimentellen Zugang. Darüberhinaus bieten, wie schon erwähnt, solche "Zirpsignale" die Möglichkeit, die Hubble-Konstante zu bestimmen [52, 53]. Eine Diskussion der Empfindlichkeit verschiedener Antennen für solche Signale findet man in [92].

Das andere wesentliche Ziel der Gravitationswellen-Astronomie, die Supernova-Ereignisse, wären, wie das Bild zeigt, in unserer eigenen Milchstraße sogar dann erkennbar, wenn sie weniger als eine Millionstel Sonnenmasse in Gravitationsstrahlung umsetzten. Jedoch ist die Rate in einer Galaxie wohl zu klein. Immerhin besteht auch hier eine gewisse Chance, daß es mehr Kollapsereignisse gibt, als sich durch optische Supernovae bemerkbar machen. Eine *fundierte* Prognose der Entdeckungswahrscheinlichkeit für Supernovae im Virgo-Haufen (die beiden unteren gestrichelten Geraden im Bild), ist ohne wesentliche Fortschritte der theoretischen Astrophysik nicht möglich. Falls Rotation im Kollaps eine wesentliche Rolle spielt, ist jedoch offensichtlich eine Chance vorhanden, denn dann könnte die Linie für eine Supernova im Virgo-Haufen der untersten Linie für ein Neutronenstern-Paar näher rücken.

Schließlich sind im Bild auch noch drei Pulsare (bei Annahme einer Meßdauer von 10 Tagen) eingetragen. Da die theoretischen Abschätzungen der Abweichung  $\epsilon$  von der Axialsymmetrie mit vielen Unsicherheiten behaftet sind, wird man eine Antenne der geplanten Größenordnung zweifellos einige Wochen lang auf schnelle Pulsare mit hinreichend genau bekannter Periode richten. Hier wäre ja schon das Ergebnis nur einer einzigen Antenne vertrauenswürdig - während man bei seltenen Ereignissen in der Nähe der Empfindlichkeitsgrenze auf Koinzidenz wenigstens zweier Anlagen angewiesen ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die geplante Empfindlichkeit der vorgeschlagenen Anlage dem Bereich nahe kommt, für den man einige beobachtbare Ereignisse pro Jahr mit Sicherheit garantieren kann, und daß darüber hinaus sehr gute Chancen bestehen, häufigere, nicht mit absoluter Sicherheit vorhersagbare, doch durchaus plausible Ereignisse von hohem physikalischem Interesse zu entdecken.



## 2. Laser-Interferometrie zum Nachweis von Gravitationswellen

### 2.1 Laser-Interferometer mit langen Lichtwegen

#### 2.1.0 Zusammenfassung

Für eine breitbandige Messung der von Gravitationswellen verursachten, außerordentlich kleinen Raumdehnung  $h/2 = \delta L/L$  bieten sich interferometrische Methoden an. In Teil 1 war gezeigt worden, daß man nur dann Ereignisse in brauchbarer Häufigkeit wird empfangen können, wenn man in Empfindlichkeitsbereiche der Größenordnung  $h \approx 10^{-21}$  vorstößt.

Vorteilhaft ist eine Michelson-Anordnung<sup>1</sup> (siehe Bild 2.1), in der sich wegen der Symmetrie zwischen den beiden Armen einige Störeffekte weitgehend aufheben [37, 38]. Für die Ausleuchtung kommt, aus Gründen von Lichtleistung und Stabilität, nur Laserlicht in Frage [39]; neben den zur Zeit hauptsächlich verwendeten Argon-Ionen-Lasern (Wellenlänge  $\lambda = 0.514 \mu\text{m}$ ) wird dabei zunehmend auch an Nd:YAG-Laser ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ) gedacht.

Kurzzeitige Abweichungen  $\delta L(t)$  von einem geeigneten Arbeitspunkt (z.B. dem Interferenzminimum) werden durch eine Regelung kompensiert. Die dafür an einem elektro-optischen Kristall, einer Pockelszelle, anzulegende Spannung  $V_P(t)$  stellt somit das auf Gravitationswellen zu analysierende Ausgangssignal dar. Die durch Gravitationswellen der Stärke  $h(t)$  verursachte Wegdifferenz  $\delta L(t) = h(t) \cdot L$  ist umso größer, je länger der optische Weg  $L$  ist; die im Interferometer zu messende Phasendifferenz steigt allerdings mit zunehmendem Weg  $L$  nur an bis zu einem optimalen Weg  $L_{\text{opt}} = c/(2f_m)$ , der halben Wellenlänge der Gravitationswellen. Für einen typischen Wert von 1,5 kHz für die mittlere zu messende Frequenz  $f_m$  ergibt dies  $L = 100 \text{ km}$ . Zur Vermeidung von Störungen durch Brechzahlchwankungen im Lichtweg muß das Licht in gutem Vakuum geführt werden.

Lichtwege dieser Länge  $L$  kann man z.B. mit sogenannten optischen Laufzeitleitungen realisieren, in denen der Lichtstrahl zwischen zwei Spiegeln im Abstand  $\ell$  eine gerade Anzahl  $N$  mal hin- und herläuft, bevor er zum Eintrittsloch wieder austritt (für  $N = 4$  in Bild 2.1 angedeutet). Der optische Gesamtweg ist also  $L = N \cdot \ell$ . Mit derzeit erzielbaren Spiegelreflektivitäten (bis zu 99,99%, allerdings bisher nur bei kleinen Spiegeln) stellen Reflexionszahlen  $N - 1$  bis in die Größenordnung  $10^3$  kein Problem dar, mehr dagegen der für eine hinreichende Strahlentrennung erforderliche Spiegeldurchmesser  $D \approx 2,5 \cdot \sqrt{L\lambda}$ , der mit der Lichtwellenlänge  $\lambda = 0,5145 \mu\text{m}$  des Argonlasers und mit  $L = 100 \text{ km}$  dann etwa  $D = 0,6 \text{ m}$  betragen müßte.

<sup>1</sup> In dieser Arbeit wird unter Michelson-Anordnung ein Interferometer verstanden, bei dem die Lichtwege in zwei gleichartig aufgebauten Armen interferometrisch miteinander verglichen werden, wobei in den Armen zur Verlängerung der Lichtwege Mehrfachreflexionen oder auch Fabry-Perot-Resonatoren verwendet werden können. Teilweise hat sich auch ein restriktiverer Sprachgebrauch eingebürgert, nämlich "Michelson" mit der Verwendung von Laufzeitleitungen gleichzusetzen.

In einer Variante [93] zur Realisierung der langen optischen Wege  $L$  bildet jeder Arm einen Fabry-Perot-Resonator, wieder aus zwei sphärischen Spiegeln im Abstand  $\ell$ . Diese Methode kommt mit wesentlich kleineren Spiegeln aus ( $D \approx 2\sqrt{\ell\lambda}$ ), bringt dafür aber einige grundsätzliche Nachteile mit sich.

Die Gravitationswellen-Gruppe im MPI für Quantenoptik wird daher den bisher als vorteilhaft erwiesenen Weg der Verzögerungsleitung weiterverfolgen. Dabei soll eine Variante genauer untersucht werden, bei der statt der großen Spiegel jeweils eine Vielzahl (einzeln aufgehängter) kleiner Spiegel benutzt wird. Vor- und Nachteile dieser bisher noch nicht erprobten Spiegelanordnung werden diskutiert.

Auch wenn ein Gesamtweg  $L$  von 100 km verwirklicht ist, würde die nachzuweisende Raumdehnung  $h = 10^{-21}$  (die für Sternkatastrophen im Virgo-Haufen erwartet wird) nur eine Änderung  $\delta L$  von  $10^{-16}$  m, also von  $2 \cdot 10^{-10}$  optischen Wellenlängen, bewirken. Bei einer Zahl von z.B. 15 Reflexionen an jedem Spiegel ( $N = 30$ ,  $\ell = 3$  km) entspricht dies einer Spiegelauslenkung von nur  $3 \cdot 10^{-18}$  m, die in Gegenwart von vielerlei Störungen noch nachgewiesen werden sollen. Die experimentellen Schwierigkeiten und die fundamentalen Grenzen, an die man dabei stößt, sollen in späteren Kapiteln (2.2 bis 2.5) näher ausgeführt werden.

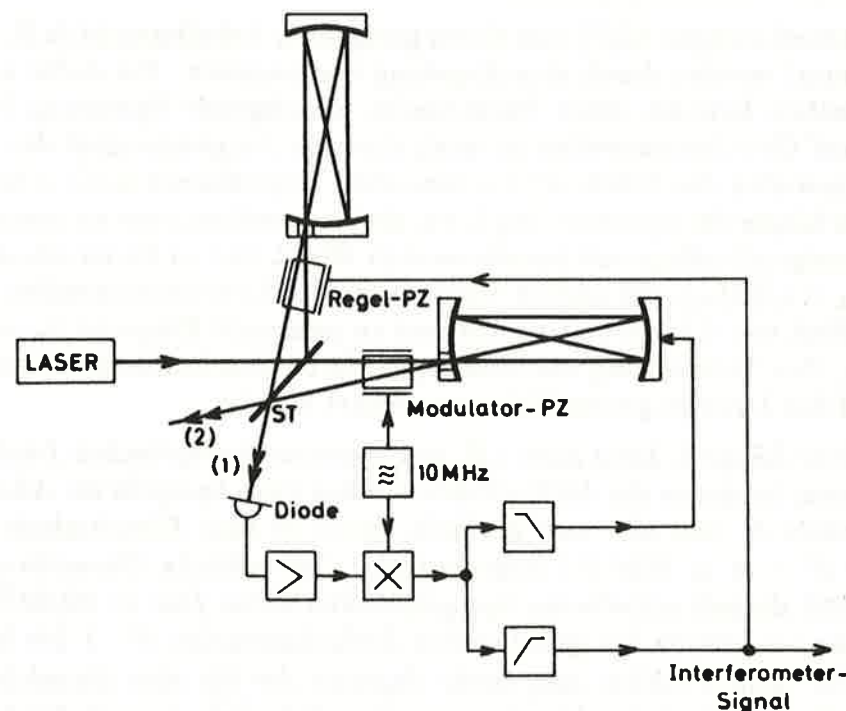


Bild 2.1: Schematische Darstellung eines Michelson-Interferometers mit optischer Laufzeitleitung ( $N = 4$ ). Regelung des Arbeitspunktes durch elektrooptische Kristalle (Modulator- und Regelpockelszelle) und Spiegelnachführung. Der höherfrequente Anteil des Regelsignals stellt das Ausgangssignal des Interferometers dar.

### 2.1.1 Stärke und spektraler Bereich von Gravitationswellen

In Kapitel 1.3 sind bereits die Quellen von Gravitationswellen näher behandelt worden, die für eine erste Suche nach dieser bisher noch nicht direkt nachgewiesenen Strahlung besonders erfolgversprechend sind. Hauptsächlich ist da an einmalige Ereignisse wie z.B. Supernovae und letztes Einspiralen enger Doppelsterne zu denken. Der dafür interessante Frequenzbereich erstreckt sich bis hinauf zu Frequenzen  $f$  in der Größenordnung einiger Kilohertz, eine untere Frequenzgrenze ist mehr durch Störungen aufgrund technischer Gegebenheiten bedingt, auf die später (in den Kapiteln 2.3 bis 2.5) noch genauer eingegangen wird. Die Auswirkung solcher Störungen ist, daß derzeit mit einer erdgebundenen Antenne eine Suche nach Gravitationswellen unterhalb etwa hundert Hertz nicht aussichtsreich erscheint. Für die folgenden Betrachtungen möge man sich unter dem Frequenzfenster, in dem Beobachtungen vorgenommen werden sollen, etwa den Bereich von 300 bis 3000 Hz vorstellen.

Um Supernova-Ereignisse im Virgohaufen zu entdecken, muß eine Empfindlichkeit für Raumdehnungen  $h$  von etwa  $10^{-21}$  angestrebt werden.

Die zu errichtende Antenne muß jedoch als eine sehr langfristig angelegte Investition angesehen werden, die zu späteren Zeitpunkten auch eine Aufbesserung zu höheren Empfindlichkeiten und zu einem (insbesondere zu tiefen Frequenzen hin) erweiterten Frequenzfenster erlaubt. Damit könnten eventuell auch die von andersartigen Quellen ausgesandten Gravitationswellen erfaßt werden. Hierbei sollten auch periodische und stochastische Signale in Betracht gezogen werden.

### 2.1.2 Michelson-Anordnung

Wie bereits in Kapitel 1.1 ausgeführt, erzeugt eine Gravitationswelle Abstandsänderungen, und zwar in zwei zueinander senkrechten Raumrichtungen mit entgegengesetztem Vorzeichen. Ein Michelson-Interferometer mißt gerade die Längendifferenz zweier senkrecht aufeinander stehender Arme – es erscheint somit als ein geeignetes Meßinstrument. Als Lichtquelle kommt ein leistungsstarker, extrem stabiler Laser in Frage, hauptsächlich wird z.Zt. an die Verwendung von Argon-Ionen-Lasern gedacht.

Vorüberlegungen und erste Versuche zu einem Michelson-Interferometer als Gravitationswellen-Antenne wurden von R. Weiss, MIT [36] und R. Forward, Hughes Research Laboratories [35] in den frühen Siebziger-Jahren durchgeführt. Forward betrieb in den Jahren 1971/72 ein Interferometer von 8 m optischer Weglänge, mit einem He-Ne-Laser als Lichtquelle [40]. Dieser erste Prototyp konnte noch eine Dehnung  $\delta\ell/\ell$  von etwa  $10^{-14}$  auflösen (innerhalb einer Bandbreite von 1 kHz), war aber damit um drei Zehnerpotenzen weniger empfindlich als die Weberschen Resonanzantennen. Mittlerweile sind wesentliche Fortschritte gemacht worden, und erstmals wurde mit dem 30-Meter-Prototyp des MPI für Quantenoptik die Empfindlichkeit der Raumtemperatur-Zylinder übertroffen [94].

Das Interferometer wird möglichst symmetrisch aufgebaut, sodaß die Wellenfronten der beiden sich überlagernden Strahlen parallel verlaufen. Man beobachtet daher an den beiden Ausgängen 1 und 2 (siehe Bild 2.2 a) je einen Ausgangsstrahl



mit dem Intensitätsprofil des beleuchtenden Laserstrahls. Wird die Lichtwegdifferenz  $\delta L$  kontinuierlich verändert, etwa durch Vergrößerung eines Spiegelabstandes, so schwankt die Helligkeit der beiden Ausgangsstrahlen sinusförmig, und zwar in komplementärer Weise: ist der eine Ausgang gerade dunkel, so zeigt der andere maximale Helligkeit und umgekehrt:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \cos \frac{2\pi \delta L}{\lambda} \right),$$

wie es auch in Bild 2.2 b dargestellt ist. Für die Messung könnte als Arbeitspunkt z.B. eine Stelle größter Steilheit in Bild 2.2 b gewählt werden. Eine Gravitationswelle würde die Wegdifferenz der Strahlen in den beiden Armen verändern und damit in den Ausgangsstrahlen gegenläufige Helligkeits-Schwankungen bewirken, die mit Hilfe von Photodioden registriert werden können.

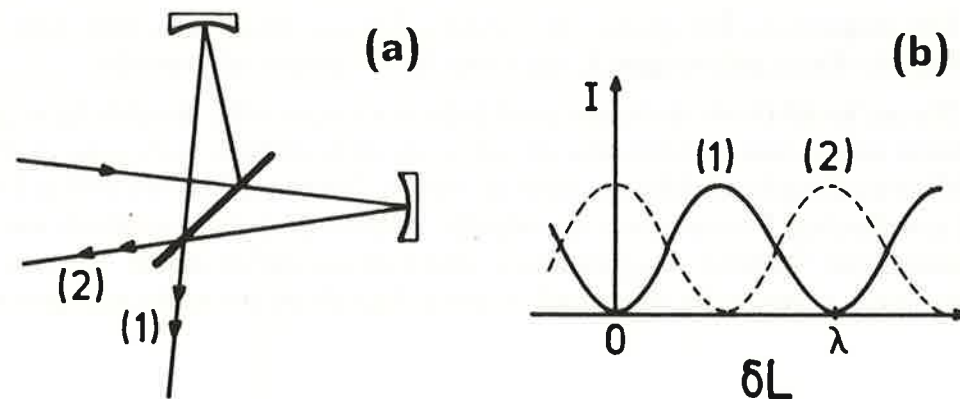


Bild 2.2: (a) Strahlengang in einem stark vereinfachten Michelson-Interferometer: der vom Laser kommende Strahl wird von einem halbdurchlässigen Strahlteiler auf die beiden Arme aufgeteilt, und am gleichen Strahlteiler werden die zurückkommenden Strahlen wieder vereinigt. Je nach Wegdifferenz (Phasenlage) zwischen den beiden Strahlen teilt sich die Lichtleistung unterschiedlich auf die beiden Ausgangsstrahlen (1) und (2) auf.

(b) Abhängigkeit der Intensitäten  $I$  der beiden Ausgangsstrahlen (1) und (2) von der Wegdifferenz  $\delta L$ .

Da eine Gravitationswelle eine "Dehnung"  $h/2 = \delta L/L$  des Raumes vorgibt, ist die zu messende Wegdifferenz  $\delta L$  umso größer, je länger der Lichtweg  $L$  ist. Man wird daher den Lichtweg so groß wie möglich machen wollen. Ein Optimum ist erreicht, wenn die Laufzeit  $\tau$  des Lichts im Interferometer einer halben Periodendauer  $T = 1/f$  der Gravitationswelle entspricht:  $L_{\text{opt}} = cT/2 = c/(2f)$ . Für noch größere Lichtwege ändert die Raumdehnung während der Laufzeit des Lichts im Interferometer ihr Vorzeichen, sodaß eine teilweise Kompensation auftritt. Für eine mittlere Frequenz  $f_m$  von 1,5 kHz errechnet sich so der optimale Lichtweg  $L$  zu 100 km.

Die beiden grundsätzlichen Möglichkeiten, derart große Lichtwege zu realisieren, nämlich Optische Laufzeitleitungen und Fabry-Perot-Resonatoren, sollen in den folgenden Abschnitten besprochen werden.

### 2.1.3 Optische Laufzeitleitungen

Es sollen zuerst die wesentlichen Eigenschaften einer Laufzeitleitung beschrieben werden. (Der Ausdruck "optical delay line" wurde mit 'Laufzeitleitung' übersetzt, denn es kommt hier weniger auf die Verzögerung an, als auf die Laufzeit, die das Licht in dem von einer Gravitationswelle beeinflussten Gebiet unterwegs ist).

Im einfachsten Fall besteht eine Laufzeitleitung aus zwei sphärischen Hohlspiegeln mit gleichem Krümmungsradius  $R$ , die sich in einem Abstand  $\ell$  gegenüberstehen. Der Lichtstrahl tritt durch eine Öffnung im strahlteiler-nahen Spiegel ein, läuft eine gerade Anzahl  $N$  mal hin und her, und verläßt die Laufzeitleitung durch die Eintrittsöffnung (in Bild 2.3 für  $N = 4$  skizziert). Die Länge des Lichtweges ist somit gegeben durch  $L = N\ell$ .

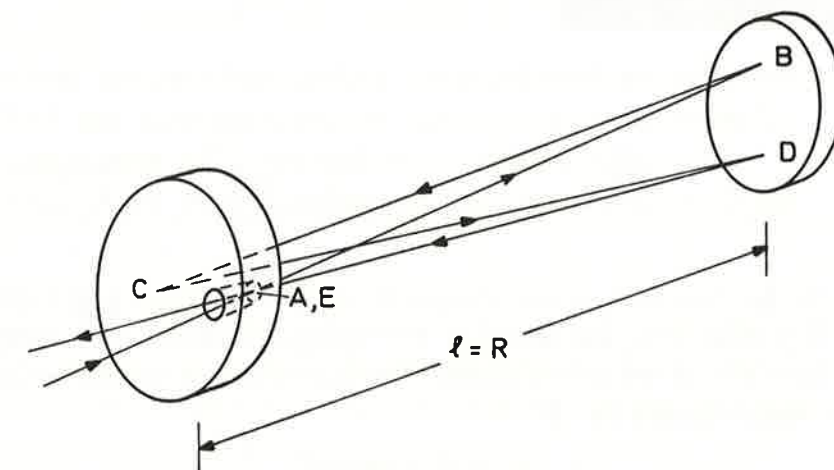


Bild 2.3: Strahlengang in einer Laufzeitleitung, hier für konfokalen Fall ( $\ell = R$ ), bei dem der Strahl bereits nach  $N = 4$  Durchläufen zum Eintrittsloch austritt.

Zur anschaulichen Erklärung der Entstehung der  $N$  Reflexionen geht man zweckmäßigerweise vom sogenannten konfokalen Fall aus. Hierbei ist der Spiegelabstand gleich dem Krümmungsradius, also gleich der doppelten Brennweite; die Brennebenen der beiden Spiegel fallen somit zusammen ("konfokal"). Über die Reflexion bei B erzeugt der ferne Spiegel ein Abbild (C) der Eintrittsöffnung (A), wieder auf dem nahen Spiegel, jedoch auf der anderen Seite der optischen Achse. Dieses Abbild (C) kann erneut als Gegenstand betrachtet werden, der dann exakt auf die Eintrittsöffnung abgebildet wird (E). In einer konfokalen Laufzeitleitung trifft also der vierte Strahl immer in die Eintrittsöffnung, unabhängig von der Orientierung des Eintrittsstrahls – solange die drei vorangegangenen Strahlen überhaupt noch auf die Spiegel treffen.



Bei einer Änderung des Spiegelabstandes trifft der vierte Strahl (E) dagegen nicht mehr genau in die Eintrittsöffnung, sondern auf die verspiegelte Fläche daneben, und es beginnt ein erneuter Umlauf, an den sich dann weitere Umläufe anschließen können. Bei geeigneter Wahl der Einschußbedingung (der erste ferne Reflex B ist gegenüber der Eintrittsöffnung um etwa  $90^\circ$  versetzt) sind die Reflexionen auf den beiden Spiegeln auf kreisförmigen Fleckkränzen vom Radius  $W_K$  angeordnet.

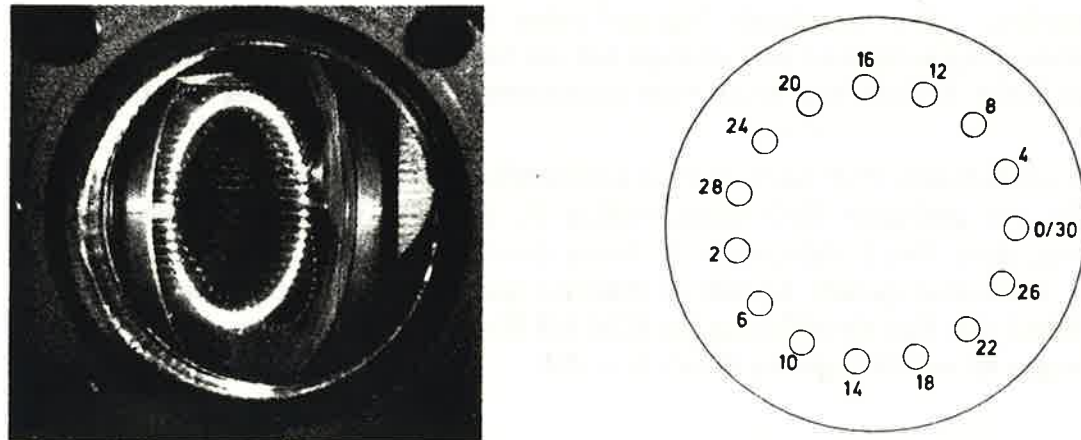


Bild 2.4: Kreisförmige Anordnung der Reflexionsflecken auf einem Spiegel:

- (a) Aufnahme eines Spiegels der 3m-Apparatur, mit 63 Flecken ( $N = 126$ ), Fleckkranzdurchmesser  $2W_K$  etwa 9 cm;  
(b) Lage der Flecken auf dem nahen Spiegel, bei  $N = 30$ .

Die Größe der Versetzung des vierten Strahles (Reflexes) gegen das Eintrittsloch hängt von dem Weg ab, um den der Spiegelabstand  $\ell$  vom ursprünglichen konfokalen Wert  $\ell = R$  verändert wurde. Die Koordinaten der Reflexionen können dann beschrieben werden durch

$$\begin{aligned} x_n &= W_K \cos n\Theta, \\ y_n &= W_K \sin n\Theta. \end{aligned}$$

$\Theta$  ist eine Hilfsgröße, deren Wert durch das Verhältnis von Spiegelabstand  $\ell$  zu Krümmungsradius  $R$  festgelegt ist:

$$\cos \Theta = 1 - \frac{\ell}{R}.$$

Für gewisse diskrete Werte  $\ell/R$  trifft der Strahl nach einer bestimmten Anzahl von Reflexionen wieder in die Eintrittsöffnung (Bild 2.4). Dann ist  $N\Theta$  ein Vielfaches von  $2\pi$ . Die Anzahl  $N$  der Strahlen in der Laufzeitleitung wird somit durch die Wahl des Spiegelabstandes festgelegt:

$$N = \frac{\pi}{\arcsin\left(1 - \frac{\ell}{R}\right)} \approx \frac{\pi}{1 - \frac{\ell}{R}}.$$

Wenn eine solche "Austrittsbedingung" erfüllt ist, verhält sich der Austrittsstrahl so, als ob er an der Oberfläche des nahen Spiegels reflektiert worden wäre, und

dies auch noch, wenn der ferne Spiegel seitlich verschoben oder geneigt wird. Diese Eigenschaft erleichtert es sehr, ein Interferometer mit großen Armlängen zu justieren und die beiden sich überlagernden Strahlen auf dem Strahlteiler zur Deckung zu bringen und dort zu halten.

Zur Verwirklichung eines großen optischen Weges  $L = N\ell$  (von z.B. 100 km) wird man aus Kostengründen zunächst versuchen, den Spiegelabstand  $\ell$  klein zu halten und die Zahl  $N$  der Reflexionen entsprechend groß zu machen. Mit der derzeit besten Technologie lassen sich Spiegel mit Reflexionsvermögen besser als 99,99 % herstellen (wenn auch bisher nur für kleine Spiegeldurchmesser), sodaß eine Anzahl von Reflexionen in der Größenordnung von einigen tausend möglich wäre, ohne daß allzu viel Lichtleistung verloren ginge. Je mehr Strahlen verwendet werden, umso mehr kommen jedoch Störungen zum Tragen, die von Schwankungen im Spiegelabstand herrühren, wie etwa seismisch und thermisch angeregte Bewegungen der Spiegel (siehe Kapitel 2.3 und 2.4). Auch andere Störfaktoren wie etwa die Stärke des Streulichts (Abschnitt 2.5.5 und Anhang B) nehmen mit der Anzahl der Reflexionen zu, so daß man aus diesen Gründen anstreben wird, die Zahl der Strahlen so klein wie möglich zu halten und dafür zu größeren Spiegelabständen überzugehen. Wie in den angegebenen Kapiteln gezeigt wird, stellen ein Spiegelabstand von etwa 3 km, und damit ungefähr 30 Reflexionen, einen wünschenswerten Kompromiß dar.

#### 2.1.4 Spiegelabmessungen bei Laufzeitleitungen

Für große Lichtwege werden Spiegel mit sehr großem Durchmesser erforderlich. Dies wird in Anhang A näher ausgeführt, hier seien nur die wichtigsten Ergebnisse wiedergegeben. Die abbildenden Eigenschaften der Spiegel begrenzen den Strahldurchmesser ( $2w_m$ ) über den gesamten Lichtweg auf die Größenordnung  $\sqrt{\ell\lambda}$ , wobei  $\lambda$  die Lichtwellenlänge und  $\ell$  den Spiegelabstand bezeichnen.<sup>1</sup> Der notwendige Spiegeldurchmesser ergibt sich allgemein aus den beiden Bedingungen:

- a) der Austrittsstrahl muß von seinen Nachbarn getrennt sein,  
b) alle Reflexionen müssen hinreichend weit vom Spiegelrand entfernt sein, um keine Beschneidung zu erfahren.

Die Trennung des Austrittsstrahls von seinen Nachbarn wird erleichtert, wenn man durch Fokussieren den Strahldurchmesser in der Eintrittsöffnung reduziert. Dies führt jedoch an anderen Stellen zu einer Aufweitung und damit zu einer gewissen Überlappung der Reflexionen (Anhang A) und folglich zu mehr störendem Streulicht (Anhang B). Die Optimierung bezüglich des kleinsten Spiegeldurchmessers  $D$  liefert

$$D = 2,5 \cdot \sqrt{L\lambda},$$

wobei neben der Wellenlänge  $\lambda$  nur noch der Gesamtlichtweg  $L = N\ell$  und nicht mehr der Spiegelabstand  $\ell$  oder die Anzahl  $N$  der Strahlen einzeln erscheinen. Für

<sup>1</sup> Ein Zahlenbeispiel: bei einem Spiegelabstand von 3 km und für grünes Licht ist der Durchmesser  $2w_m$  eines einzelnen Strahls auf den Spiegeln knapp 5 cm.



einen Lichtweg von 100 km ist somit mit einem Spiegeldurchmesser von mindestens 0,6 m für  $\lambda = 0.514 \mu\text{m}$  und 0,86 m für  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  zu rechnen.

### 2.1.5 Laufzeitleitung mit $N$ Einzelspiegeln

Im MPI für Quantenoptik wird z.Zt. untersucht, ob man nicht statt der beiden großen Spiegel einer Laufzeitleitung eine Vielzahl kleinerer Spiegel verwenden kann. Einige Gesichtspunkte, die in den folgenden Kapiteln jeweils etwas genauer erläutert werden sollen, lassen es vorteilhaft erscheinen, jedem der  $N$  Strahlen einen eigenen Spiegel zuzuordnen (streng genommen sind es  $N-1$  Reflexionen an  $N-1$  Spiegeln). Am MPI für Quantenoptik laufen Experimente an derartigen Laufzeitleitungen gerade an.

Wie in Bild 2.5 angedeutet, können die Lichtstrahlen so angeordnet werden, daß sie den Rohrquerschnitt optimal ausnutzen. Man kann es sich dadurch leisten, die Strahlen im sogenannten "angepaßten Mode" zu führen, also mit untereinander gleichen Fleckdurchmessern, und braucht nicht zu der in Anhang A beschriebenen Anordnung mit überlappenden Flecken Zuflucht zu nehmen, die ja erhöhte Streulichtstörungen verursacht.

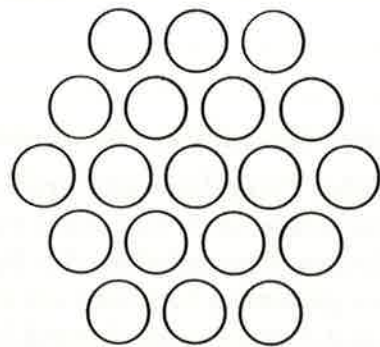


Bild 2.5 : Mögliche Anordnung der 19 getrennten Spiegel, die in einer Laufzeitleitung mit  $N = 38$  Strahlen den fernen Spiegel ersetzen.

Damit der Lichtstrahl nicht aufgrund einer zu kleinen Spiegelfläche beschnitten wird, müssen die Spiegel wenigstens einen Durchmesser  $D$  von etwa 3 Strahldurchmessern ( $3 \cdot 2w_m$ ) besitzen, also etwa 15 cm bei einem Spiegelabstand von 3 km und einer Lichtwellenlänge von  $0,5 \mu\text{m}$ . Für einen Gesamtlichtweg von 100 km ist daher eine lichte Weite des Vakuumrohres von etwa einem Meter anzusetzen. Zur Vermeidung von Resonanzen im Frequenzfenster um 1 kHz werden die Spiegel einzeln aufgehängt und jeder für sich "lokal" geregelt (s. Abschnitt 2.3.3).

Mit dem Aufbau einer Laufzeitleitung aus  $N$  Einzelspiegeln wird die den herkömmlichen Laufzeitleitungen gegebene starre Verkopplung zwischen fokussierender und Strahlrichtung bestimmender Eigenschaft aufgehoben. Damit gibt man zwar die wertvolle Unempfindlichkeit gegenüber Kippungen und seitlichen Bewegungen der fernen Spiegel auf; andererseits gewinnt man die Möglichkeit, die geometrischen Eigenschaften des Austrittsstrahls zu verändern, falls dies notwendig

werden sollte: Position und Orientierung kann man durch die Orientierung der beiden zuletzt getroffenen Spiegel festlegen; Strahldurchmesser und Krümmung der Wellenfronten können durch geeignete Zusammenstellung der möglicherweise leicht unterschiedlich gekrümmten Spiegel beeinflußt werden.

Auf diese Weise lassen sich die Fertigungstoleranzen und mögliche langzeitige Formänderungen der Spiegeloberfläche weitgehend ausgleichen. Weitere Vorteile sind die einfachere Herstellung und Beschichtung der Spiegel, die Möglichkeit der Einstellung gleicher Weglängen in den beiden Interferometerarmen, sowie die Verringerung der Störungen durch Streulicht als auch durch thermische Schwingungen.

Diese Vorteile werden erkaufte durch einen beträchtlichen Aufwand an Regelungen, die jedoch mit zuverlässigen und erprobten Mitteln erfolgen können.

### 2.1.6 Fabry-Perot-Resonatoren

Die andere Möglichkeit, die langen Lichtwege zu realisieren, ist die Verwendung von Fabry-Perot-Resonatoren [93,95]. Die Resonatoren können ebenfalls aus je zwei sphärischen Hohlspiegeln bestehen. Der Laserstrahl durchsetzt das Substrat des nahen Spiegels und wird bei den Reflexionen am fernen und am nahen Spiegel jeweils wieder auf sich abgebildet. Auf diese Weise entsteht innerhalb des Resonators nur ein Strahl, der aus einer Summe von unendlich vielen Beiträgen besteht.

Die Amplitude der einzelnen Beiträge nimmt wegen der Reflexionsverluste (Streuung, Transmission) ab, der durchlaufene Lichtweg um je einen Hin- und Herlauf zwischen den Spiegeln zu. Es gibt hier also keinen wohldefinierten Gesamtlichtweg wie im Falle der Laufzeitleitung. Für die Berechnung der im Interferometer entscheidenden Abhängigkeit der Lichtphase von Abstandsänderungen  $\delta\ell$  läßt sich aber der Wert  $\frac{2}{\pi} \cdot \mathcal{F} \cdot \ell$  verwenden, wobei sich die Finesse  $\mathcal{F}$  über  $\mathcal{F} = \pi\rho/(1 - \rho^2)$  aus der Reflektivität  $\rho^2$  der Spiegel errechnet. Mit neuerdings fast routinemäßig erreichbaren Reflektivitäten von 99.99 % und besser kommt man zwar auf Finessewerte von über  $\mathcal{F} = 10^4$ ; so hohe Werte der Finesse in einem Fabry-Perot bringen aber nur dann einen Vorteil, wenn die Suche nach Gravitationswellen bei relativ niedrigen Frequenzen vorgenommen werden soll. Die hohe erreichbare Reflektivität der Spiegel kann aber an anderer Stelle, der Rückführung des Lichts (s. Abschnitt 2.2.7), von sehr großer Wichtigkeit sein.

Ein ganz wesentlicher Vorteil der Fabry-Perot-Resonatoren besteht aber in dem kleineren Spiegeldurchmesser: er muß nur einige Strahldurchmesser  $2w_m$  betragen; bei einer Armlänge  $\ell$  von 3 km beträgt  $2w_m$  etwa 5 cm, als Spiegeldurchmesser benötigt man etwa  $3 \times 5 \text{ cm} = 15 \text{ cm}$ .

Um den vom Laser kommenden Strahl genau in Position, Richtung und Wellenfront an den sich im Fabry-Perot ausbildenden Schwingungsmodus anzupassen, ist ein wesentlich höherer Aufwand für die Regelung der Spiegelorientierungen notwendig als bei der Laufzeitleitung [96].



### 2.1.7 Gegenüberstellung der Realisierung langer Lichtwege

In Tabelle 2.I wurde versucht, Vor- und Nachteile der drei Realisierungsmöglichkeiten langer Lichtwege, nämlich

LL2: Laufzeitleitung mit zwei  $N/2$ -fach genutzten großen Spiegeln

LLN: Laufzeitleitung mit  $N$  einfach getroffenen kleineren Spiegeln

FP: Fabry-Perot-Resonatoren (mit zwei kleineren Spiegeln)

tabellenmäßig einander gegenüberzustellen. Dies geschieht vielfach im Vorgriff auf Eigenschaften und Probleme, die erst in späteren Abschnitten näher erläutert werden. Der jeweilige Aufwand (die Kosten) für die Realisierung unter Berücksichtigung des bezeichneten Merkmals wurde durch Minuszeichen (-) symbolisiert. Die Wichtungen für unterschiedliche Merkmale (Zeilen) sind nicht in allen Fällen miteinander vergleichbar.

Optisches System:	FP	LL2	LLN
Merkmal			
1) Spiegelherstellung	o	--	-
2) Modenanpassung	--	o	o
3) Regelaufwand	--	o	--
4) Armlängengleichheit	--	--	o
5) Vakuum	---	--	-
6) Spiegelaufheizung	--	-	-
7) thermische Anregung	--	-	-
8) Streulicht an Spiegeln	-	--	-
9) Streulicht am Rohr	-	-	-
10) mehrere Interferometer	o	--	--
11) Recycling	--	-	-
12) Squeezing	--	-	-
13) große Weglängen	o	--	--
14) Abstimmbarkeit	-	--	--

Tabelle 2.I: Zusammenstellung der Nachteile (-) der verschiedener Verfahren zur Realisierung großer Weglängen. Die Wichtungen für unterschiedliche Merkmale (Zeilen) sind nicht in allen Fällen miteinander vergleichbar. Aus einer quantitativeren Betrachtung erscheint die Version LL2 zur Zeit die wünschenswerteste.

Zu den einzelnen Punkten sind folgende Erläuterungen zu geben:

(1) *Herstellung*: Für FP sind je Arm nur zwei Spiegel mäßiger Größe (z.B. 15 cm Durchmesser), aber hoher Qualität, erforderlich; für LLN benötigt man  $N$  solcher Spiegel (aber sicher nicht zu  $\frac{N}{2}$ -fachen Kosten); für LL2 sind zwei sehr große Spiegel (z.B. 60 cm Durchmesser) besonders hoher Qualität nötig (3.2.3).

(2) *Modenanpassung*: Beim FP muß der einlaufende Strahl an den sich im FP ausbildenden Mode sehr gut angepaßt werden; diese Forderung entfällt bei LL2 und LLN.

(3) *Regelaufwand*: Das Aufrechterhalten der richtigen Spiegelorientierungen stellt beim FP eine schwierige Aufgabe dar [96]; die Anforderungen sind bei LL2 und vermutlich auch bei LLN leichter zu erfüllen, bei LLN aber mit sehr vielen zu regelnden Freiheitsgraden.

(4) *Armlängengleichheit*: Die Einstellung der beiden Arme auf gleiche Phasenteilheit (d.h. auf gleiche optische Länge  $L = N\ell$  im Falle der Laufzeitleitungen) ist am einfachsten bei LLN, im Falle LL2 recht schwierig, und setzt bei FP eine sehr genaue Kontrolle der Reflektivitätseigenschaften voraus.

(5) *Vakuum*: Die statistischen Brechungsindex-Schwankungen durch das Restgas (2.3.6) geben wegen der unterschiedlichen Ausnutzung des Rohrvolumens durch den Lichtstrahl unterschiedlich hohe Störungen, bei FP am meisten, bei den Laufzeitleitungen merklich weniger.

(6) *Spiegelaufheizung*: Die (kleinflächige) Aufheizung der Spiegel durch Absorption eines kleinen Teils der (hohen) Lichtleistung in den Spiegeloberflächen kann zu Verformungen der Spiegel führen; am stärksten konzentriert bei FP; evtl. unsymmetrische Aufheizung bei LL2.

(7) *thermische Anregung*: Die Wärmebewegung in den unterschiedlichen Moden der mechanischen Eigenschwingungen der Spiegel (2.4) gehen unterschiedlich in die drei Anordnungen ein; die rotationssymmetrischen Moden z.B. beim FP voll, beim LL2 evtl. nur sehr abgeschwächt; LLN ist günstig, weil die Vibrationen der getrennten Spiegel unkorreliert sind. Bei den hochfrequenten Ausläufern der Pendelfrequenz (2.4.3) wirkt sich die große Masse bei LL2 günstig aus.

(8) *Streulicht an Spiegeln*: Bezüglich des Streulicht-Verhaltens wird dem FP ein Vorteil zugesprochen, wobei aber auch hier die durch Streuung entstehenden zusätzlichen Schwingungsmoden die optische Interferenz verschlechtern und so zu Störungen Anlaß geben könnten. Durch die bessere Ausnutzung des Rohrquerschnitts lassen sich bei LLN die störenden Streulichtbeiträge insgesamt kleiner halten als bei LL2.

(9) *Streulicht am Rohr*: Hier scheinen die über die Rohrwandung hereinkommenden Streulichtanteile in gleicher Weise einzugehen (2.3.7, Anhang C), aber beim FP (wenigstens solange nur ein Strahl im Rohr verwendet wird) sind die Abstände zur Rohrwandung größer und somit die Störungen etwas kleiner; geringfügig ist auch hier LLN besser als LL2.

(10) *mehrere Interferometer*: Bei den Laufzeitleitungen (LL2, LLN) ist praktisch der ganze Rohrquerschnitt schon durch ein einziges Interferometer ausgenutzt; für den Fall der FP werden jedoch Mehrfachausnutzungen diskutiert.

(11) *Recycling*: Beim FP müssen für das Recycling drei Resonanzbedingungen gleichzeitig erfüllt werden. Die Schwierigkeiten, die Lichtstrahlen für eine Rückführung des Laserlichts (2.2.7) geometrisch und phasenmäßig richtig anzupassen, werden daher beim FP besonders hoch, beim LLN am niedrigsten eingeschätzt;

bisher ist das Recycling nur in einfachen Michelson-Anordnungen erprobt worden [97].

(12) *Squeezing*: Die Möglichkeit, durch zusätzliches Einbringen einer Lichtstrahlung mit nichtklassischer Photonenstatistik (2.2.8) das Schrotrauschen zu reduzieren, wird beim FP für schwieriger angesehen als bei den Laufzeitleitungen (LL2, LLN).

(13) *große Weglängen*: Die Verwirklichung extrem großer Weglängen  $L$  (oberhalb z.B. 300 km) ist wohl nur mit FP möglich; für LL2 wird sie oberhalb  $L = 100$  km zunehmend schwieriger.

(14) *Abstimmbarkeit*: Zum optimalen Nachweis periodischer Signale müßte die Verweildauer des Lichts in den einzelnen Armen der Signalfrequenz angepaßt werden. Die Möglichkeiten hierzu sind bei LL2 sehr gering, bei LLN auch nur begrenzt, und nur beim FP scheinen befriedigende Einstellmöglichkeiten denkbar.

Bis jetzt steht noch nicht fest, welche der drei Möglichkeiten sich letzten Endes als vorteilhafteste erweisen wird. Auch die obige Zusammenstellung hat gezeigt, daß sich die verschiedenen Vor- und Nachteile weitgehend die Waage halten. Am MPI für Quantenoptik soll, zumindest für die nächste Zeit, das Konzept der Laufzeitleitung aus drei Gründen weiterverfolgt werden: einmal ist es vom Prinzip her das einfachste, zum zweiten hat es sich bisher als besonders erfolgreich erwiesen, und drittens liegt im MPQ die für diese Betriebsart notwendige Erfahrung vor.

Für eine Beurteilung der Vor- und Nachteile ist auch zu beachten, daß die fünf letztgenannten Gesichtspunkte (10) bis (14) nicht so sehr für eine Grundversion, als vielmehr erst für spätere Ausbaustadien relevant werden. Außerdem sind die Bauwerke und die Vakuumapparatur, die in den Gesamtausgaben die größten Posten darstellen, nicht nur in den Kosten, sondern auch in der Ausführung, nahezu unabhängig von der gewählten Realisierung der optischen Lichtwege. Somit kann die Entscheidung über die endgültige optische Ausführung noch bis zur Klärung einiger Detailfragen hinausgeschoben werden, und selbst der Übergang zu einer anderen Methode bei einem späteren Ausbau der Anlage erscheint von den Kosten her durchaus verantwortbar.

## 2.2 Erste fundamentale Grenze: Schrotrauschen

### 2.2.0 Zusammenfassung

Eine erste fundamentale Beschränkung der Antennenempfindlichkeit rührt her von den statistischen Intensitäts-Schwankungen aufgrund der Quantennatur des Lichts. Dieses sogenannte Schrotrauschen täuscht in einem Interferometer eine Schwankung der Lichtwegdifferenz vor, und zwar in allen Frequenzbereichen mit einem gleich großen Beitrag des mittleren Schwankungsquadrats  $\langle (\delta L)^2 \rangle$  ("weißes Rauschen"). Wir beschreiben diese Störbeiträge durch die (lineare) spektrale Dichte

$$\tilde{\delta L}_{\text{SR}}(f) = \sqrt{\frac{\hbar c}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{\eta P}}, \quad (2.1)$$

die also – wegen der dann besseren Mittelung – umso kleiner wird, je höher die verfügbare Lichtleistung  $\eta P$  ist ( $2\pi\hbar$  ist das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\lambda$  die Lichtwellenlänge, und  $\eta$  ist der nahe bei 1 liegende Wirkungsgrad der Photodiode).

Bei den hauptsächlich in Betracht kommenden Argon-Ionen-Lasern ( $\lambda = 0,5145 \mu\text{m}$ ) käme man mit einer heutzutage verfügbaren (Einmoden-)Leistung von  $P = 5 \text{ W}$  auf  $\tilde{\delta L}_{\text{SR}} = 0,3 \cdot 10^{-16} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Mit  $L = 100 \text{ km}$  und einer Meßbandbreite von  $1 \text{ kHz}$  führt dies auf eine Empfindlichkeitsgrenze für die Raumdehnung  $h$  von  $10^{-20}$ , man ist also noch um etwa eine Zehnerpotenz von dem gesteckten Ziel  $h = 10^{-21}$  entfernt.

Um die vom Schrotrauschen verursachten Störungen um diesen Faktor 10 zu reduzieren, müßte man gemäß Gleichung (2.1) die im Interferometer umlaufende Lichtleistung  $P$  um zwei Zehnerpotenzen erhöhen. Dazu erscheinen hauptsächlich zwei Wege aussichtsreich, die vermutlich sogar beide gleichzeitig beschritten werden müssen.

Zwar wurden Argon-Ionen-Laser schon bei Höchstleistungen bis zu 300 W betrieben, jedoch jeweils nur für Betriebsdauern von wenigen Stunden. Man kann hohe Leistungen aber auch dadurch erzielen, daß man das Licht von mehreren marktgängigen (und sehr zuverlässigen) Lasern kohärent addiert. Dazu ist notwendig, daß man durch geeignetes "Impfen" mit Licht von einem gut stabilisierten Primär-Laser eine ganze Anzahl von Sekundär-Lasern dazu zwingt, zueinander phasenstarres Licht zu emittieren. Vorversuche hierzu wurden bereits unternommen [98]. Bei Ausfall eines der parallelgeschalteten Laser kann der Betrieb (mit leicht reduzierter Leistung) sogar weiter aufrechterhalten bleiben.

Die andere Methode zur Verringerung des Schrotrauschens nützt die Tatsache aus, daß beim üblichen Betrieb des Interferometers der Meßausgang im Minimum der Interferenz gehalten wird, fast alles Licht also am anderen Interferometerausgang ungenutzt austritt. Dieses Licht kann man über Spiegel und einen zusätzlichen Strahlteiler so zurückführen, daß sich im Interferometer eine wesentlich erhöhte Lichtleistung aufbaut ("recycling"). Diese Methode bedarf einer sehr sorgfältigen Frequenzstabilisierung des Lasers, denn es muß ja eine feste Phasenbeziehung zwischen dem augenblicklich emittierten und dem bereits seit Millisekunden im Interferometer umlaufenden Licht gewährleistet sein. Der im



MPI für Quantenoptik zur Verbesserung der Frequenzregelung benutzte "zweite Regelkreis" stellte bereits eine wichtige Vorstufe zu diesem "recycling" dar. Mittlerweile sind im MPI für Quantenoptik Vorversuche gemacht worden, in denen (an einem vereinfachten Interferometer) beträchtliche Überhöhungen der eingespeisten Laserleistung nachgewiesen wurden, mit denen auch eine Erniedrigung des Schrotrauschpegels einherging.

Eine weitere Methode, das Schrotrauschen zu reduzieren, ergäbe sich im Prinzip bei Verwendung von Lichtfeldern mit nicht-klassischer Photonostatistik. Diese Möglichkeit wurde bisher nur theoretisch diskutiert, die Existenz der benötigten nichtklassischen Lichtfelder wurde in letzter Zeit mehrfach experimentell bestätigt.

### 2.2.1 Natur des Photonenrauschens

In einem Michelson-Interferometer wird die Empfindlichkeit zur Messung von Raumdehnungen  $h$  ganz wesentlich bestimmt durch die Auflösung, mit der sich Lichtwegdifferenzen  $\delta L$  messen lassen. Das Rauschen des Photostroms stellt hier eine fundamentale Grenze dar.

Diese Grenze kommt auf folgende Weise zustande: Lichtwegänderungen  $\delta L$  im Interferometer werden gemessen über die von ihnen bewirkten Helligkeitsschwankungen in den Ausgangsstrahlen. Die Quantenausbeute der dabei verwendeten Photodioden liegt nahe bei 1, d.h. praktisch jedes ankommende Photon aktiviert in der Diode ein Elektron und trägt damit zum Photostrom bei. Der Photostrom repräsentiert somit weitgehend die Lichtleistung im Interferometerausgang.

In vielen Fällen gehorcht das Rauschen des Photostroms der Poisson-Statistik. Dieses Schrotrauschen liegt insbesondere dann vor, wenn ein idealer Laser als Lichtquelle benutzt wird. Aber auch Verlustmechanismen wie Neutralabschwächer, Strahlteiler und eine von 100 % abweichende Quantenausbeute des Photodetektors tragen durch ihre stochastische Natur zur Entstehung einer Poisson-Statistik bei.

Abweichungen vom Poisson-verteilten Schrotrauschen findet man z.B. bei einer thermischen Lichtquelle unter räumlich kohärenter Beobachtung für Abtastintervalle, die kürzer als die Kohärenzzeit des thermischen Lichtes sind. In diesem Fall ist das Rauschen größer als es der Poisson-Statistik entspricht. Abweichungen vom Schrotrauschen finden sich auch in der Elektronik: Eine Elektronenröhre z.B. zeigt ein reduziertes Rauschen, wenn sie raumladungsbegrenzt betrieben wird [99].

Elektromagnetische Strahlungsfelder, bei denen eine Abweichung des Photonrauschens von der Poisson-Statistik experimentell beobachtet wurde, fallen unter die Rubrik "Nichtklassische Zustände des Strahlungsfeldes". Für Licht dieser Art kann das Rauschen des Photostromes geringere Schwankungen zeigen, als es der Poisson-Statistik entspräche. Hieraus leiten sich auch Anwendungen für das Interferometer ab (s. Abschnitt 2.2.8). In den folgenden Kapiteln wird zunächst aber von den Möglichkeiten abgesehen, die sich aus der Verwendung nichtklassischen Lichts ergäben.

In der Praxis zeigt die Helligkeit eines unstabilisierten Lasers erhebliche, weit über dem Schrotrauschen liegende Fluktuationen. Werden die Auswirkungen dieser Fluktuationen auf die Messung eliminiert, z.B. durch eine Nullmethode (s. Abschnitt 2.5.1), so blieben doch die vom Strahlteiler herrührenden, quantenstatistischen Schwankungen übrig. Im Zeitbereich heißt dies: werden die Photoelektronen gezählt, die jeweils innerhalb eines festen Zeitintervalles (Abtastintervalls) ankommen, so findet man im Mittel eine gewisse Anzahl  $\langle n \rangle$ . Mit wachsender Lichtleistung (wachsendem  $\langle n \rangle$ ) nimmt zwar die mittlere Schwankung solcher Einzelmessungen entsprechend  $\sqrt{\langle n \rangle}$  zu, aber die Stärke des Nutzsignals aufgrund einer Lichtwegänderung noch stärker, nämlich mit  $\langle n \rangle$ .

Das hier entscheidende Verhältnis von Nutz- zu Störsignal steigt also mit zunehmender Photonenzahl  $\langle n \rangle$  wie  $\sqrt{\langle n \rangle}$ . Ist die Meßgenauigkeit nur durch die statistischen Schwankungen begrenzt, so wird sie umso größer, je mehr Photonen und damit Photoelektronen verwendet werden. Es können somit umso kleinere Raumdehnungen gemessen werden, je größer die Lichtleistung im Interferometer ist. Erst bei extrem hohen Lichtleistungen der Größenordnung  $10^9 \text{ W/N}^2$  würden die antikorrelierten Schwankungen des Lichtdrucks auf die Spiegel dann wieder die Empfindlichkeit verschlechtern [100].

### 2.2.2 Spektrale Dichte des Schrotrauschens

Die übliche Beschreibung des Schrotrauschens geschieht im Frequenzbild. Diese Beschreibung ist der Aufgabenstellung angepaßt, nämlich innerhalb eines bestimmten Frequenzfensters Beobachtungen durchzuführen. Ausgangspunkt ist die Schottky-Beziehung, die den Rauschstrom  $i_R$  durch die spektrale Dichte seines Schwankungsquadrats,

$$S_{i_R}(f) = 2 e i_0, \quad (2.2)$$

ausdrückt. Darin ist  $i_0$  der Gleichstrom, der in der Diode fließt,  $e$  ist die Elementarladung. Die spektrale Dichte gibt den quadratischen Mittelwert der betrachteten Größe bei der Frequenz  $f$  an, und zwar innerhalb der Einheitsbandbreite von 1 Hz. In Gleichung (2.2) hängt die spektrale Dichte nicht von der Frequenz ab, sie liefert vielmehr bei jeder Frequenz den gleichen Wert; man spricht daher von einem "weißen" Rauschen (die Farbe "weiß" entsteht ja auch durch Überlagerung aller Farben mit jeweils etwa gleicher Stärke).

Die Stärke des Rauschstroms muß verglichen werden mit der Stärke des Signalstroms aufgrund einer Lichtwegänderung. Die spektrale Dichte des Schwankungsquadrats der durch das Schrotrauschen vorgetäuschten Lichtwegänderung ist gegeben durch

$$S_L(f) = \frac{\hbar c}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{\eta P}. \quad (2.3)$$

Hierin ist  $\hbar$  das (durch  $2\pi$  geteilte) Planck'sche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\lambda$  die Lichtwellenlänge,  $P$  die Lichtleistung im Interferometer und  $\eta$  die (nahe bei 1 liegende) Quantenausbeute der Photodiode.



Da die spektrale Dichte bezogen ist auf die Einheitsbandbreite von 1 Hz, hat  $S_L(f)$  die Dimension  $\text{m}^2/\text{Hz}$ . Um ein lineares Maß für die betrachtete Schwankung zu bekommen, wird die Wurzel gezogen, und man spricht von der "linearen" spektralen Dichte (hier immer mit einer Tilde gekennzeichnet)

$$\tilde{\delta L}_{\text{SR}}(f) = \sqrt{S_L(f)}$$

mit der Dimension  $\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Infolge des Schrotrauschens wird man in dem Frequenzfenster  $\Delta f$  zwischen  $f_1$  und  $f_2$  also ein Signal von

$$\delta L_{\text{SR, eff}} = \tilde{\delta L}_{\text{SR}} \sqrt{\Delta f}$$

vorgetäuscht bekommen. Ein in diesem Frequenzfenster zu beobachtendes Signal  $\delta L_{\text{GW}}$  muß also größer sein als  $\delta L_{\text{SR, eff}}$ . Bei Verkleinerung der Bandbreite, d.h. bei Signalen, die auf ein schmaleres Frequenzfenster konzentriert sind, können entsprechend kleinere Änderungen  $\delta L$  entdeckt werden.

Nach Gleichung (2.3) ließe sich die Empfindlichkeit mit wachsender Lichtleistung beliebig steigern. Diese Aussage ist jedoch nur solange richtig, als die Rückwirkung der Messung auf die Meßanordnung vernachlässigbar klein ist. Eine unvermeidliche Rückwirkung erfolgt über den statistisch schwankenden Strahlungsdruck auf die den Lichtweg bestimmenden Komponenten, also auf Strahlteiler und Spiegel. Dieser Störanteil nimmt mit wachsender Lichtleistung zu (siehe Abschnitt 2.2.8).

Bei einer gewissen optimalen Lichtleistung  $P_{\text{opt}}$  würde die Summe der Störungen minimal; Schrotrauschen und Strahlungsdruck-Schwankungen liefern dann gleiche Beiträge. Dies stellt eine spezielle Form der Heisenbergschen Unschärferelation dar und setzt vermutlich eine prinzipielle Grenze für die erzielbare Empfindlichkeit. Die optimale Lichtleistung ist umso kleiner, je kleiner die Beobachtungsfrequenz ist. Bestimmend ist somit die untere Grenze des gewählten Frequenzfensters. Nehmen wir dafür den Wert 300 Hz an, so errechnet sich für eine Spiegelmasse von 200 kg, grünes Licht und 30 Strahlen in jedem Interferometerarm die optimale Lichtleistung  $P_{\text{opt}}$  zu 10 Megawatt – und dies ist eine Leistung, die um viele Zehnerpotenzen höher liegt, als man mit derzeitigen Lasern im Dauerbetrieb herstellen kann. Für die heutzutage verfügbaren Laserleistungen ist daher die Begrenzung der Meßgenauigkeit allein durch das Schrotrauschen des Photostromes gegeben.

### 2.2.3 Starke Argonlaser

Ein günstiges  $\lambda/P$ -Verhältnis, siehe Gleichung (2.3), besitzen die Argon-Ionen-Laser. Mit gängigen kommerziellen Typen sind bei einer Wellenlänge  $\lambda$  von 514,5 nm (grünes Licht) Dauerstrichleistungen von mehr als 5 W im Einmodenbetrieb möglich. Die zugehörige Schrotrauschgrenze liegt bei  $\tilde{\delta L}_{\text{SR}} = 0,3 \cdot 10^{-16} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Mit einem Lichtweg von 100 km und einem Frequenzfenster von 1 kHz Breite ergibt dies eine Auflösung für  $h$  von  $10^{-20}$ . Zur angestrebten Empfindlichkeit von  $10^{-21}$  fehlt also noch ein Faktor 10, den man durch eine 100-fach stärkere Lichtleistung zu gewinnen hofft. (Auf eine völlig andere Möglichkeit, das Schrotrauschen zu reduzieren, nämlich durch Anwendung sogenannter "squeezed states", wird in Abschnitt 2.2.8 eingegangen).

Mit Argon-Ionen-Lasern wurden in Laborausführungen bereits erstaunlich hohe Leistungen – über 300 W Dauerstrich – erzielt [101]. Wegen der Resonanzüberhöhung innerhalb des Laserresonators betrug die Leistungsdichte auf den Spiegeln etwa  $10^4 \text{ W}/\text{cm}^2$  – eine Belastung, der die Spiegel der damaligen Technologie nur für wenige Stunden standhielten. Der Laser war dabei im Multimode-Zustand, d.h. es waren gleichzeitig viele longitudinale und transversale Moden angeregt. Solches Laserlicht ist nicht mehr streng monochromatisch, und es besitzt keine rein Gaußsche Intensitätsverteilung. Diese Betriebsart ist für das Gravitationswellen-Experiment nicht geeignet wegen der damit verbundenen starken Schwankungen in Frequenz und Position des Laserstrahls (siehe Kapitel 2.5).

Nicht für Versuche an Prototypen, wohl aber für den kontinuierlichen Betrieb einer späteren großen Antenne, stellt der schlechte Wirkungsgrad (einige  $10^{-4}$ ) der Argon-Ionen-Laser wegen des damit bedingten hohen Stromverbrauchs einen großen Nachteil dar.

### 2.2.4 Starke langwellige Laser

Wesentlich leistungsstärkere Laser finden sich vor allem im infraroten Spektralgebiet. So gibt es heute bereits  $\text{CO}_2$ -Laser mit einer Leistung von über 10 kW bei einer Wellenlänge von 10,6  $\mu\text{m}$ . Allerdings liegt wieder der unerwünschte Multi-mode-Betrieb vor. Aber selbst bei einem Einmoden-Betrieb ist das  $\lambda/P$ -Verhältnis in Gleichung (2.3) noch wesentlich günstiger als etwa bei einem Argon-Ionen-Laser mit 5 W Einmodenleistung. Aus verschiedenen Gründen ist es jedoch unzumutbar, bei einer so großen Wellenlänge zu arbeiten. Wie in Abschnitt 2.1.4 angegeben, ist nämlich der erforderliche Spiegeldurchmesser bei festem Lichtweg  $L$  proportional zur Wurzel aus der Lichtwellenlänge  $\lambda$ ; für eine Laufzeitleitung mit  $L = 100 \text{ km}$  müßte daher mit Spiegeldurchmessern von etwa 3 m gerechnet werden – einer völlig unakzeptablen Größe. Auch die zweite Möglichkeit zur Realisierung langer Lichtwege, nämlich der Fabry-Perot-Resonator, scheint in diesem Zusammenhang nicht erfolgversprechend. Zwar müßten die Spiegel bei einem gegenseitigen Abstand von 3 km nur noch 60 cm im Durchmesser besitzen; der Laserstrahl müßte jedoch durch das Spiegelsubstrat in den Resonator eingebracht werden, und es gibt kaum geeignete Substrat-Materialien, die in diesem Spektralgebiet transparent sind.



Etwas günstiger erscheint der optisch gepumpte Nd:YAG-Laser, der heute bereits eine Dauerstrichleistung in der Größenordnung von einigen 100 W bei einer Wellenlänge von  $1,06 \mu\text{m}$  liefert. Der Laser arbeitet dabei wieder im sogenannten "Multimode"-Zustand. Um einen einzigen Schwingungsmodus zu realisieren sind Modifikationen des Laseraufbaus notwendig, die üblicherweise eine merkliche Reduzierung der Ausgangsleistung mit sich bringen, sodaß gegenwärtig der Nd:YAG-Laser gegenüber dem Argon-Ionen-Laser keinen wesentlichen Vorteil im  $\lambda/P$ -Verhältnis aufweist. Wegen des viel höheren Wirkungsgrades (etwa  $10^{-3}$ ) lassen sich aber gleiche Lichtleistungen mit wesentlich geringeren Stromkosten erzeugen.

Die größere Wellenlänge bringt einige entscheidende Nachteile mit sich. Die Unsichtbarkeit der infraroten Strahlung erschwert es außerordentlich, ein Interferometer mit großen Spiegelabständen zu justieren und in Betrieb zu nehmen. Eine Kontrolle auf störende Reflexe ist nur sehr schwer möglich. Zum anderen müssen die Spiegel der Laufzeitleitung um die Wurzel aus dem Wellenlängenverhältnis, also um  $\sqrt{1,06/0,514} = 1,44$  größer sein – was einen sehr unangenehmen Anstieg von 0,60 auf 0,86 m Spiegeldurchmesser mit sich brächte.

Mit nichtlinearen Medien im Strahlengang ist es möglich, die Frequenz des YAG-Lasers zu verdoppeln, und damit wieder bei grünem Licht zu arbeiten. Der Wirkungsgrad dieser Frequenzverdopplung kann in der Größenordnung von 50 % sein, so daß das Verhältnis  $\lambda/P$  in der Schrotrauschformel etwa konstant bleibt. Die für eine effiziente Frequenzverdopplung erforderlichen hohen Feldstärken stehen im Inneren des Laserresonators zur Verfügung, und im sogenannten modengekoppelten Betrieb auch außerhalb.

An den technischen Problemen, die bei den Nd:YAG-Lasern auftreten, wird im Augenblick an verschiedenen Stellen gearbeitet, und zwar sowohl in einigen Gravitationswellen-Labors (MIT, Orsay, Garching) wie auch in der Laserindustrie. Ziele sind dabei hohe Lichtleistung, Verwendung von Laserdioden zum Pumpen des YAG-Lasers, Einmodenbetrieb, hohe Frequenzstabilität.

Es ist denkbar, daß dieser Lasertyp im geplanten Experiment zu einem späteren Zeitpunkt zum Einsatz gelangen könnte. Zumindest für die Anfangsphase wird man jedoch auf jeden Fall die sehr zuverlässigen kommerziellen Argon-Ionen-Laser verwenden.

## 2.2.5 Starke Laserdioden

Eine Sparte, in der zur Zeit enorme Fortschritte gemacht werden, ist die Entwicklung von immer leistungsstärkeren Lasern aus Halbleiterdioden. Es ist bekannt, daß diese Laserart den bei weitem höchsten Wirkungsgrad ( $> 50\%$ ) für die Umwandlung von elektrischem Strom in kohärente Strahlung erzielt. Allerdings waren die emittierten Lichtleistungen lange Zeit auf wenige Milliwatt begrenzt. Dies hat sich nun drastisch geändert, insbesondere durch die Entwicklung der in einem zweidimensionalen Feld angeordneten phasengekoppelten Laserdioden, die kohärente Strahlung bis zu einer Leistung von einigen Watt erzeugen können. Aber auch einzelne Laserdioden emittieren heute bis zu einigen 100 mW.

Die entscheidenden Impulse für die Entwicklung kommen aus der digitalen Unterhaltungselektronik. Durch das rasche Wachstum des Marktes für CD-Platten und die zugehörigen Abspielgeräte werden einerseits große Summen für die weitere Forschung und Entwicklung ausgegeben, andererseits verbilligt sich der Stückpreis drastisch. Die Begrenzung in der emittierten Lichtleistung wird momentan durch die Effizienz bestimmt, mit der die auf kleinstem Raum entstehende Wärme abgeführt werden kann.

Da die Strahlung einer Einmoden-Laserdiode meist noch erhebliche Frequenzschwankungen zeigt, scheinen sich diese Lasertypen zunächst nur als Pump-Lichtquelle für Miniatur-Nd:YAG-Laser zu eignen, die dann ein wesentlich verbessertes Frequenzspektrum haben [102] (siehe auch Abschnitt 2.6.5).

Aber auch die Stabilisierung der Laserdioden selber hat vielversprechende Fortschritte gemacht [103], so daß die Hoffnung besteht, daß diese Laser in Zukunft auch direkt in großen Laserinterferometern zum Einsatz kommen könnten.

## 2.2.6 Kohärentes Aufaddieren von Laserleistungen

In den letzten Abschnitten war besprochen worden, daß z.Zt. die für ein hinreichend niedriges Schrotrauschen erforderlichen Laserleistungen von mehreren hundert Watt noch nicht zur Verfügung stehen. In diesem Abschnitt wird eine Maßnahme beschrieben, mit deren Hilfe man unter Verwendung von existierenden kommerziellen Argon-Lasern die ins Interferometer eingespeiste Lichtleistung wesentlich erhöhen könnte: die (phasenrichtige) Addition der Ausgangsleistung mehrerer Laser. Im nächsten Abschnitt (2.2.7) soll eine andere Methode, die Wiederverwendung des vom Interferometer zurückkehrenden Lichts, besprochen werden.

Vorversuche zur phasenrichtigen Addition zweier Laserstrahlen wurden bereits in Paris durchgeführt [98]. Dazu geht man von einem gut stabilisierten Laser aus, dem sogenannten "Primärlaser", der im Einmodenbetrieb läuft, d.h. er schwingt auf einer einzigen Frequenz, und sein Strahl hat eine Gaußsche Intensitätsverteilung. Wird ein kleiner Bruchteil der Ausgangsleistung dieses Lasers in den Resonator eines zweiten Lasers, des sogenannten "Sekundärlasers" eingekoppelt, so schwingt dieser auf der angebotenen Frequenz, sofern eine seiner möglichen Eigenfrequenzen hinreichend nahe liegt (sogenanntes "injection locking"). Eine gewisse Vorstabilisierung des Spiegelabstands im Sekundärlaser ist daher notwendig.



Möglicherweise kann jedoch hierbei auf ein Etalon und auf einen elektrooptischen Modulator innerhalb des Resonators verzichtet werden, die üblicherweise die Ausgangsleistung reduzieren.

Die Schwingung des Sekundärlasers erfolgt phasenstarr zur Schwingung des Primärlasers. Eine phasenrichtige Summation des Lichts mehrerer solcher Sekundärlaser ermöglicht es somit, wesentlich höhere single-mode-Lichtleistungen herzustellen, als dies mit einem einzelnen Laser möglich ist.

### 2.2.7 Rückführung von Laserlicht

Zusätzlich kann die im Interferometer zur Verfügung stehende Lichtmenge erhöht werden durch Wiederverwendung des aus dem Interferometer zurückkehrenden Lichts ("recycling"). Die Idee hierzu wurde unabhängig von R. Drever [104] und von unserer Gruppe entwickelt. Das Prinzip soll hier kurz anhand von Bild 2.6 beschrieben werden.

Der Ausgangsstrahl (1) wird – wie bereits in Bild 2.1 gezeigt – zur Gewinnung des Interferometersignals verwendet. Ein Regelkreis, bei dem in Bild 2.6 zur Vereinfachung nur der Spiegel SP1 als Stellglied benutzt wird, sorgt für ein Helligkeitsminimum auf der Diode D1. Der zweite, bisher unbenutzte Ausgangsstrahl (2) enthält praktisch die gesamte Lichtleistung. Er kann nun, über den zusätzlichen Strahlteiler ST2 mit dem Eintrittsstrahl zur Interferenz gebracht werden. Der dabei gebildete Resonator wird über einen Regelkreis in Resonanz gehalten, und zwar dadurch, daß man den auf die Diode D2 fallenden Ausgangsstrahl ebenfalls in einem Interferenzminimum hält. Als Stellglieder werden die Spiegel SP1 und SP2 gleichphasig angesteuert. Diese Rückführung ("recycling") des Ausgangsstrahls (2) in das Interferometer bewirkt eine Erhöhung der im Interferometer zur Verfügung stehenden Lichtleistung, und damit die gewünschte Absenkung der Schrotrauschgrenze.

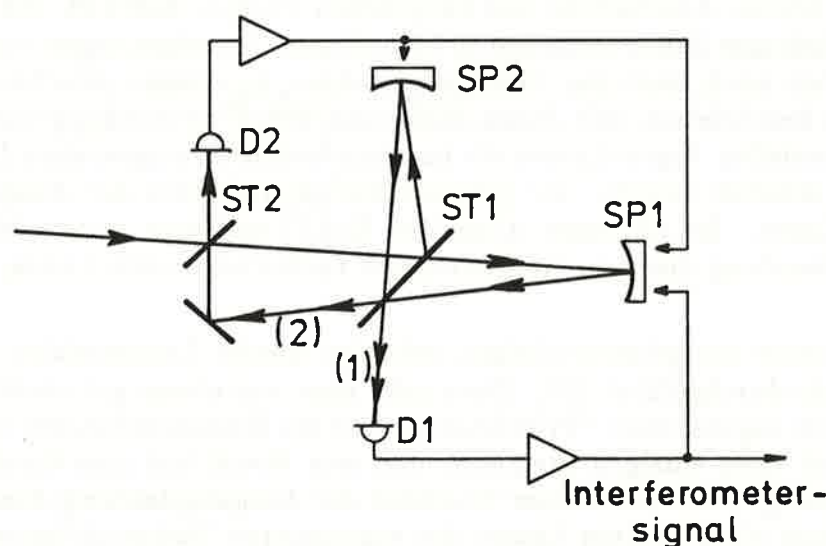


Bild 2.6 : Schematische Darstellung einer Anordnung zur Rückführung des Ausgangsstrahles (2) in das Interferometer.

Die im Interferometer umlaufende Lichtleistung ist um so höher, je geringer die auftretenden Verluste sind und je besser die Wellenfronten von rückgeführtem Strahl und Laserstrahl einander angeglichen werden können. Daraus ergeben sich hohe Anforderungen an die Qualität der optischen Komponenten, insbesondere der Spiegel der Laufzeitleitungen.

Es sind Anordnungen vorgeschlagen worden [105, 106], wie man im Inneren des Recycling-Kreises völlig auf Pockelszellen (Modulator-PZ und Regel-PZ in Bild 2.1 in Kapitel 2.1) verzichten kann, die ja neben Verlusten auch Verformungen der Wellenfronten mit sich bringen. Das Konzept der dazu erforderlichen "externen Modulation" ist an einem vereinfachten Interferometer bereits erprobt worden [107], und theoretische Betrachtungen [108, 109] haben nachgewiesen, daß interne und externe Modulation im Prinzip gleichwertig sind.

Für eine vollständige Rückführung des Lichts über Interferenz benötigt man außerdem einen Strahlteiler, dessen Transmission an die Gesamtverluste  $v$  in einem Strahlumlauf angepaßt ist. Dieses Problem kann mit polarisationsoptischen Methoden gelöst werden. Überlagert werden hierbei Strahlen unterschiedlicher Polarisationsrichtung, aber gleicher Phase; die Rolle des variablen Strahlteilers übernimmt ein  $\lambda/2$ -Plättchen, dessen Orientierung die Polarisationssebene des hindurchgegangenen Lichts festlegt.

Durch die Rückführung des Lichts kann man die im Interferometer umlaufende Lichtleistung maximal um den Faktor  $1/v$  erhöhen, wobei in  $v$  alle Verluste in einem Umlauf zusammengefaßt seien. Solche Verluste sind hauptsächlich durch die  $N$  Reflexionen an den Spiegeln und durch die nichtvollständigen Interferenzen an den Strahlteilern gegeben. So führen z.B. verzerrte Wellenfronten zu einem endlichen Interferenzminimum, das dann auch einen höheren Modulationshub erforderlich macht, der zu weiteren Lichtverlusten an den Meßdioden führt. Daher sind Erhöhungen der Lichtleistung um wesentlich mehr als eine Zehnerpotenz sicher nur schwer zu realisieren.

Wichtige Vorarbeiten zu diesem Problemkreis wurden am MPI für Quantenoptik im Zusammenhang mit der Frequenzstabilisierung des beleuchtenden Lasers bereits vor längerer Zeit durchgeführt. Denn auch dabei kam es schon darauf an, die Phase des vom Laser kommenden Lichts möglichst starr an die Phase des aus dem Interferometer austretenden Lichts anzukoppeln.

Mittlerweile ist am MPI für Quantenoptik an einem vereinfachten Michelson-Interferometer mit einer Armlänge von 0,3 m die Lichtrückführung erstmals praktisch demonstriert worden [97]. Dabei wurde anfangs eine geometrische Trennung (wie in Bild 2.6) von hin- und rücklaufendem Strahl verwendet, später wurden hin- und rücklaufender Strahl aufeinandergelegt: der Strahlteiler ST2 steht dann senkrecht zum Strahlengang, der Umlenkspiegel entfällt. (Durch einen Faraday-Isolator muß dann natürlich das Rücklaufen des Lichts in den Laser verhindert werden.) In beiden Anordnungen konnte eine Erhöhung der im Interferometer zur Verfügung stehenden Lichtleistung bis zu einem Faktor 10 beobachtet werden.

Bis zu einer (aufgeschaukelten) Leistung von 0,5 W war die Schrotrauschgrenze erreicht worden. Damit wurde die gleiche Empfindlichkeit nachgewiesen, die bei



früheren Versuchen nur mit entsprechend höheren Laserleistungen möglich war. Bild 2.7 macht die Verringerung des Rauschens durch das "recycling" deutlich.

Die kleinste meßbare Lichtwegänderung  $\delta\tilde{L}$  in diesem vereinfachten Interferometer kann mit  $\delta\tilde{L} = 1.8 \cdot 10^{-16} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  angegeben werden. Dies ist wohl der kleinste je mit einer interferometrischen Meßmethode erreichte Wert.

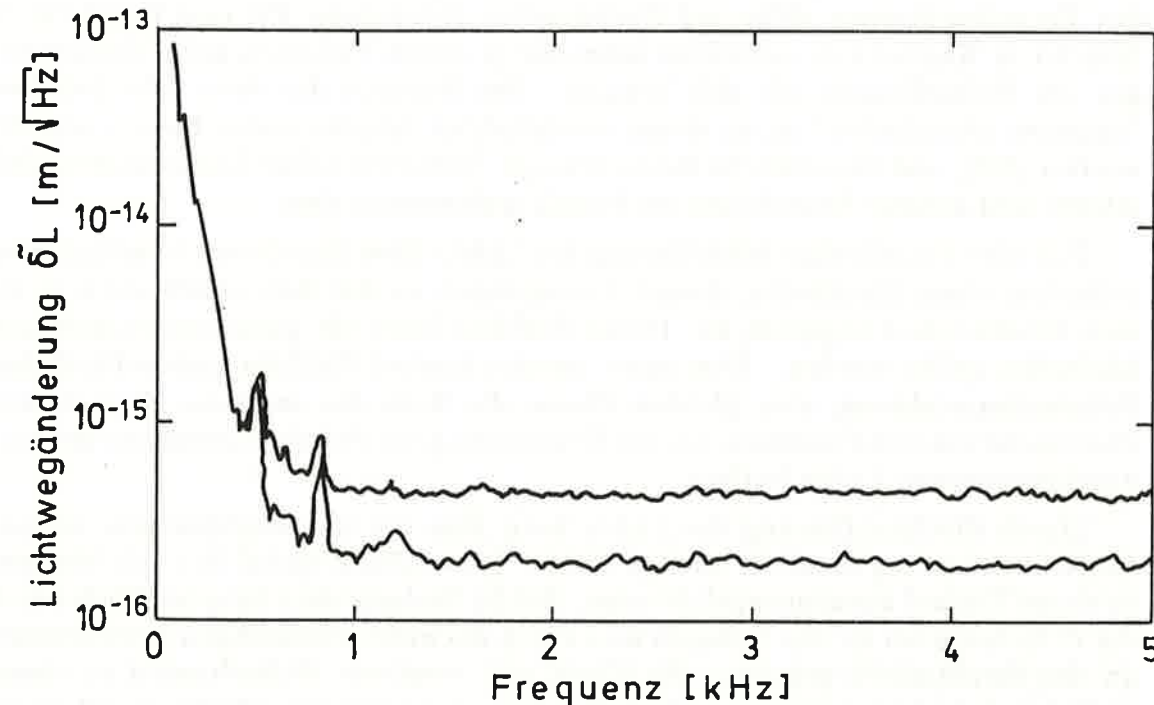


Bild 2.7: Rauschspektren des kleinen 30-cm-Interferometers, jeweils ausgedrückt als (lineare) spektrale Dichte  $\delta\tilde{L}$  der scheinbaren Lichtwegänderung:

obere Kurve: bei 60 mW effektiver Leistung

untere Kurve: bei durch "recycling" erhöhter effektiver Leistung von 550 mW

Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit ist erst zu erwarten, wenn auch bei Leistungspegeln oberhalb 0,5 W die Schrotrauschgrenze erreicht werden kann. Dies ist vorläufig wegen der Verluste in den optischen Komponenten (wohl hauptsächlich in den Pockelszellen) noch nicht möglich: offensichtlich führt eine durch Absorptionsverluste verursachte Erwärmung zu einer Strahlverzerrung und damit zu einer Verschlechterung des Kontrastes im Interferometer. Dadurch wiederum wird die Meßempfindlichkeit begrenzt. Maßnahmen zur Behebung dieses Effektes sind vorgesehen.

## 2.2.8 Nicht-klassische Zustände des Strahlungsfeldes

Eine weitere, vor kurzem von Kimble *et al.* [110] experimentell demonstrierte Methode zur Absenkung der Schrotrauschgrenze besteht in der Verwendung nicht-klassischer Zustände des optischen Strahlungsfeldes. Die Photonenzahlstatistik des Laserlichts kann mit klassischer Wellentheorie beschrieben werden und gehorcht einer Poisson-Verteilung. Dies bedeutet, daß das Signal-Rausch-Verhältnis proportional zu  $\langle n \rangle / \sqrt{\langle n \rangle}$  ansteigt, wobei  $\langle n \rangle$  die mittlere Zahl der im Abtastintervall auf den Detektor fallenden Photonen bezeichnet (siehe Abschnitt 2.2.1). Theoretische Überlegungen haben aber gezeigt, daß das  $\sqrt{\langle n \rangle}$ -Rauschen am Interferometerausgang nicht von der Photonenzahlstatistik des Laserlichts abhängt, sondern allein durch den Strahlteiler erzeugt wird. Wie sich herausstellt, wird das von dem Strahlteiler erzeugte Rauschen aber beeinflusst, wenn am normalerweise unbenutzten zweiten Eingang des Strahlteilers ein speziell präpariertes Licht eingekoppelt wird. Die Beschränkung der Meßempfindlichkeit durch das  $\sqrt{\langle n \rangle}$ -Rauschen stellt somit keine absolute Begrenzung dar [111]. Dies bedeutet, daß man zumindest teilweise auf die oben erwähnte hohe Laserleistung verzichten könnte. Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts soll diese Alternative kurz diskutiert werden.

Das Signal-Rausch-Verhältnis aufgrund des Schrotrauschens wird umso größer, je größer die mittlere Zahl der im Abtastintervall auf den Detektor fallenden Photonen  $\langle n \rangle$  ist. Bei größer werdender Lichtintensität werden auch die Fluktuationen des Photonendrucks auf die beiden Interferometerspiegel, falls unkorreliert, zu einer Begrenzung der erreichbaren Empfindlichkeit führen. Nun ist aber nicht so leicht einzusehen, warum die Schwankungen der Photonenzahl in den beiden Interferometerarmen unkorreliert sein sollten. Ist die in einem Abtastintervall auf den Strahlteiler auftreffende Zahl der Photonen größer als der Mittelwert, so sollte das zu einer vergleichbaren Erhöhung der Photonenzahl in beiden Interferometerarmen führen. Tatsächlich wurde diese Frage länger diskutiert, bis schließlich Caves [112] und Loudon [113] das Problem auf grundlegende Weise behandelten.

Zum Teil ergab sich die Kontroverse dadurch, daß von Photonenzahlschwankungen der Lichtquelle ausgegangen wurde. Caves und Loudon haben aber gezeigt, daß ein Teil des Photonenrauschens am Ort des Detektors unabhängig von der Photonenzahlstatistik des einfallenden Lichtes auftritt. Eine anschauliche Erklärung dafür ist, daß der Strahlteiler die Photonen statistisch auf die beiden Interferometerarme verteilt. Intensitätsschwankungen der Lichtquelle können das Rauschen nur vergrößern. Weiter wurde gezeigt, daß die antikorrelierten Fluktuationen des Strahlungsdrucks auf die beiden Spiegel von der Photonenzahlstatistik der Lichtquelle abhängen. Das Ergebnis dieser Überlegungen ist, daß es eine optimale Lichtleistung gibt, für die das Michelson-Interferometer die größte Empfindlichkeit hat (siehe Abschnitt 2.2.2). An diesem Punkt wird eine prinzipielle Grenze erreicht, die sich auch auf anderem Wege aus der Heisenbergschen Unschärferelation für Ort und Impuls der Spiegelmassen ableiten läßt [114].

Zur anschaulichen Erklärung hat Caves [112] das folgende Bild gebraucht: Das Michelson-Interferometer hat einen zweiten Eingang, der normalerweise nicht genutzt wird (gestrichelte Linie in Bild 2.8). Auch wenn kein Licht über diesen Weg eingekoppelt wird, gibt es immer noch die Nullpunktsschwankungen des Strahlungsfeldes, die in den Interferometerarmen mit dem Laserlicht interferieren.

Dieses Bild, konsequent angewandt, reproduziert die oben zitierten Ergebnisse für die erreichbare Empfindlichkeit, es legt aber auch nahe, daß die Empfindlichkeit verbessert werden kann, wenn es gelingt, die Nullpunktsschwankungen zu manipulieren [33].

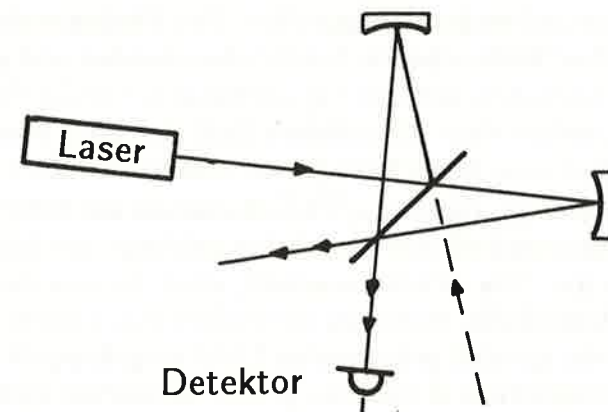


Bild 2.8 : Stark vereinfachtes Michelson-Interferometer. Der zweite, normalerweise nicht genutzte Eingang ist durch die gestrichelte Linie angedeutet.

Das Auftreten des  $\sqrt{\langle n \rangle}$ -Rauschens der Photonenzahl liegt letztlich an der Quantisierung des Strahlungsfeldes. Da die quantenmechanischen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren nicht kommutieren, ergibt sich eine Unschärferelation zwischen den Amplituden zweier  $90^\circ$  außer Phase schwingender Anteile der Lichtwelle (z.B. Cosinus- und Sinusanteil). Dies ist ganz analog zur Unschärfe zwischen Ort und Impuls beim harmonischen Oszillator, die dort ebenfalls  $90^\circ$  außer Phase schwingen. Laserlicht und auch der Vakuumzustand des Feldes haben minimale Unschärfen, die für die Cosinus- und Sinuswelle gleich groß sind [115].

Caves [33] hat vorgeschlagen, andere Zustände des Strahlungsfeldes mit minimaler Unschärfe zu erzeugen, bei denen die Amplituden der beiden außer Phase schwingenden Wellen unterschiedliche Unschärfen haben. Wird ein derart präpariertes Lichtfeld in den normalerweise ungenutzten Eingang des Interferometers eingekoppelt, so kann sich das Photonenrauschen auf Kosten vergrößerter Strahlungsdruckfluktuationen verringern. Auf diese Weise könnte die optimale Meßgenauigkeit schon bei geringerer Lichtintensität erreicht werden.

Die Zustände mit unsymmetrischer minimaler Unschärfe in den Amplituden des Sinus- und Cosinus-Anteils der Lichtwellen ("squeezed states") sind auch theoretisch sehr interessant, da sie im Gegensatz zu fast allen anderen Phänomenen in der Optik (z.B. Lichtausbreitung, Beugung, Photoeffekt) nicht mit der klassischen Wellentheorie beschrieben werden können.

In den letzten anderthalb Jahren haben mehrere Arbeitsgruppen den experimentellen Nachweis für die Existenz dieser nicht-klassischen Zustände des Strahlungsfeldes erbracht [116, 117]. Die zu diesem Zweck eingesetzten Anordnungen beruhen auf verschiedenen Prozessen der nichtlinearen Wechselwirkung zwischen Licht und Materie [118]. Ein Aufbau nutzt z.B. die parametrischen Effekte in einem nichtlinearen optischen Kristall aus, der sich innerhalb eines Resonators befindet.

Vor einer Anwendung in der Gravitationswellenantenne ist noch viel Entwicklungsarbeit nötig, z.B. bezüglich der Größe der Asymmetrie der Unschärfen und der erforderlichen hohen Quantenausbeute des Photodetektors. Theoretische Überlegungen haben gezeigt, daß die zu erhoffende Empfindlichkeitssteigerung auch kritisch von der Sichtbarkeit der Interferenz abhängt [119].

Insgesamt sollte sich durch den Einsatz der nichtklassischen Zustände asymmetrischer Unschärfe mindestens die Rauschreduzierung erreichen lassen, die sich sonst nur bei fünfmal höherer Laserleistung ergibt. Diese Abschätzung wird noch günstiger, wenn die Sichtbarkeit der Interferenz und die Detektor-Quantenausbeute noch über die bisher im Experiment erreichten Werte gesteigert werden. Da die Alternative einer wesentlich höheren Laserleistung ebenfalls große Probleme aufwirft ist es sicherlich sinnvoll, beide Wege zu verfolgen.



## 2.3 Mechanische Störquellen

### 2.3.0 Zusammenfassung

Mechanische Erschütterungen müssen so gut es geht vom Interferometer ferngehalten werden. Besondere Sorgfalt muß dabei den Interferometerspiegeln gewidmet werden, deren Auslenkungen mit  $N$ , der Zahl der Reflexionen in der optischen Laufzeitleitung, multipliziert erscheinen.

Hauptsächlich bedient man sich hierbei passiver Maßnahmen: die Spiegel werden an relativ langen, sehr dünnen Drähten aufgehängt. Für Frequenzen  $f$  oberhalb der dabei resultierenden Pendelfrequenz  $f_P$  (der Größenordnung 1 Hz) werden Schwankungen der Aufhängungspunkte um den Faktor  $(f_P/f)^2$  reduziert, bei  $f = 1$  kHz also um etwa 6 Zehnerpotenzen. Eine weitere Reduktion gewinnt man dadurch, daß man die Aufhängungspunkte selbst schon durch mechanische Filter von den Bodenerschütterungen isoliert. Dies wird in einigen Labors durch abwechselnde Lagen aus weichen und aus schweren Materialien (Gummi, Blei) bewirkt, in Garching dagegen durch ein Doppelpendel, indem man die ganze obere Plattform, von der aus die Komponenten aufgehängt sind, selbst als Pendel aufhängt.

Oberhalb von Frequenzen von 100 Hz kommt man mit diesen Maßnahmen zu einer für derzeitige Empfindlichkeiten ausreichenden Unterdrückung mechanischer Störungen. Mit Verbesserung der Empfindlichkeit werden die Forderungen zwar größer, es ist aber selbst dann noch damit zu rechnen, daß die Probleme in diesem Frequenzgebiet mit rein passiven Maßnahmen beherrschbar bleiben.

Zu niedrigen Frequenzen hin nehmen die seismischen Anregungen mit etwa  $1/f^2$  zu. Außerdem führt die pendelartige Aufhängung der vier Spiegel und des Mittelblocks bei den Pendelfrequenzen (von etwa 1 Hz) zu extrem starken Überhöhungen der äußeren Anregung. Diese Störungen fallen zwar nicht in das interessierende Frequenzintervall um 1 kHz, sie täuschen aber durch die nichtlineare Abhängigkeit des Interferometersignals vom Spiegelabstand auch bei diesen höheren Frequenzen Spiegelbewegungen vor. Daher ist es unbedingt erforderlich, die Auslenkung der Spiegel auch bei der Pendelfrequenz wesentlich kleiner als eine Lichtwellenlänge zu halten. Zu diesem Zweck werden aktive Regelungen eingesetzt.

Ein erster Schritt besteht darin, die Spiegelbewegungen bei der Pendelfrequenz selbst durch eine frequenzselektive Dämpfung zu begrenzen [120]. Niederfrequente Regelungen mit weit höheren Anforderungen werden zur Stabilisierung der Abstände zwischen den Spiegeln verwendet. Eine erste solche Regelung dient der Stabilisierung der absoluten Lichtweglängen ( $L_1, L_2$ ) in jedem der beiden Arme. Benötigt wird hier eine Stabilität von etwa  $10^{-8}$  m, was mit interferometrischen Methoden erreichbar ist [94].

Noch höher ist die Stabilisierung der Differenz  $\Delta L = L_1 - L_2$  der optischen Weglängen in den beiden Armen, die in den beiden Experimenten des MPI für Quantenoptik nur um  $1/100$  Wellenlänge, also um 5 nm, schwankt. Bei Werten von  $N$  von mehr als 100 Strahlen in der optischen Verzögerungsleitung entsprach dies einer mittleren verbleibenden Spiegelbewegung von weniger als 0,05 nm ( $= 0,5 \text{ \AA}$ ). Damit ist es gelungen, die mechanischen Störungen, die gerade bei den

tiefen Frequenzen besonders große Auslenkungen bewirken würden, hinreichend zu unterdrücken.

Zur Vermeidung akustischer Anregung der Spiegel und von Anregung durch örtliche Druckschwankungen des Restgases muß das ganze Interferometer in einem guten Vakuum (z.B.  $10^{-6}$  mbar) untergebracht sein. Es zeigt sich, daß Streulicht, das auf dem Weg über die (vibrierenden) Wandungen der Vakuumapparatur wieder in den Hauptstrahl zurückkommt, auch bei völlig ruhigen Spiegeln zu Störsignalen führen kann.

### 2.3.1 Schwankungen der Spiegelabstände

In den Kapiteln 2.1 und 2.2 wurde besprochen, welche Grenzemphindlichkeit ein Michelson-Interferometer als Gravitationswellen-Antenne theoretisch erreichen kann. In der Praxis sind jedoch viele Störungen vorhanden, die zu Schwankungen in den Lichtwegdifferenzen zwischen den beiden Interferometerarmen führen und dadurch Signale von der gleichen Art hervorrufen, wie die Gravitationswellen.

Die offensichtlichste dieser Störungen sind Bewegungen der den Lichtweg bestimmenden Komponenten, wie etwa des Strahlteilers und der Spiegel. Bewegungen der Spiegel wirken sich wegen der Vielfachreflexion am stärksten aus, und zwar erscheint eine Verschiebung um  $\delta\ell$  mit der Anzahl  $N$  der Strahlen vergrößert:  $\delta L = N \cdot \delta\ell$ . Bei der Verwendung von Fabry-Perot-Resonatoren hätte man etwa  $\frac{2}{\pi} \cdot \mathcal{F}$  statt  $N$  einzusetzen.

Derartige Bewegungen kommen zustande durch Anregung "von außen" und "von innen". Als äußere Anregung wirken Bodenerschütterungen (Seismik, technisch verursachte Erschütterungen) und Schall. Im vorliegenden Kapitel soll auf diese Störungen eingegangen werden. Die thermischen Bewegungen als von innen verursachte Störung werden im nächsten Kapitel (2.4) behandelt.

### 2.3.2 Passive seismische Isolation

Die Stärke der Bodenbewegung ist von Ort zu Ort verschieden, je nach Bodenbeschaffenheit und nach Entfernung zu den verursachenden Quellen natürlicher oder technischer Art, wie etwa dem Meer (Brandung, Dünung) oder z.B. einer Autobahn. Die niedrigsten Werte werden in tiefen Bergwerken gefunden [121]. Unsere Meßwerte in Garching [122] liegen im Mittelfeld der für viele verschiedene Orte in der Literatur angegebenen Spektren [123]. Über weite Frequenzbereiche (mHz bis kHz) findet man immer wieder einen genähert mit  $f^{-2}$  abfallenden Frequenzgang der (linearen) spektralen Dichte, die sich für Abschätzungen durch einen typischen Gang

$$\tilde{z} \approx 10^{-7} \left[ \frac{1 \text{ Hz}}{f} \right]^2 \frac{\text{m}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (2.4)$$

beschreiben läßt. In einem erst bei 300 Hz beginnenden Frequenzfenster summieren sich die Beiträge zwar nur noch zu etwa  $10^{-11}$  m, aber auch dies liegt noch um viele Zehnerpotenzen oberhalb der zu messenden Signale.



Um das Interferometer gegen diese Bodenbewegungen zu isolieren, werden mechanische Filter verwendet. Die wirkungsvollste dieser Filtermaßnahmen ist, die optischen Komponenten als Pendel an dünnen Drähten aufzuhängen. Für eine Fadenlänge  $l$  in der Größenordnung von 1 m liegt die Pendelfrequenz

$$f_P = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{g}{l}}$$

bei etwa 0,5 Hz. Bewegt sich der Aufhängepunkt mit einer Frequenz  $f$ , die weit oberhalb  $f_P$  liegt ( $f \gg f_P$ ), so macht die träge Pendelmasse diese Bewegung nur um die Übertragungsfunktion

$$H(f) \approx (f_P/f)^2$$

reduziert mit; bei Beobachtungsfrequenzen oberhalb  $f = 300$  Hz erfolgt somit eine Unterdrückung um mehr als einen Faktor  $10^5$ .

Bei höheren Frequenzen muß der Pendeldraht – oben eingespannt am Aufhängungspunkt, unten an der Pendelmasse  $m$  – selbst als ein schwingungsfähiges Gebilde angesehen werden (ähnlich einer Klaviersaite), dessen Resonanzen bei nahezu äquidistanten Frequenzen

$$f_n = n \pi f_P \cdot \sqrt{\frac{m}{\mu}}$$

liegen, worin  $\mu$  die Masse des Drahtes ist. Diese Resonanzfrequenzen liegen umso höher, je kürzer und je dünner der Draht ist. Bei  $l = 70$  cm und Belastung bis nahe an die Reißfestigkeit erhält man als typische Werte  $f_n \approx n \cdot 250$  Hz. Unmittelbar bei den (sehr schmalbandigen) Drahtresonanzen  $f_n$  geht die Filterung der Seismik praktisch völlig verloren, und in den Frequenzgebieten dazwischen hat man einen Gang der Übertragungsfunktion entsprechend

$$H(f) \approx \frac{f_P}{f} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{m}},$$

der also nicht mehr so stark mit zunehmender Frequenz abfällt [124].

Die endliche mechanische Güte  $Q$  der Pendelaufhängung führt ebenfalls zu einer Abflachung gemäß einem Gesetz  $f^{-1}$ , das etwa ab  $f_Q = Q \cdot f_P$  gilt. Bei den hohen mechanischen Güten ( $Q > 10^4$ ) würde diese Abflachung erst oberhalb des interessierenden Frequenzbereiches einsetzen.

Zur Isolation gegen Erschütterungen im Labor sind bei allen derzeitigen Prototypen die Vakuumtanks entweder auf getrennten Fundamenten oder auf speziellen erschütterungsarmen Tischen aufgestellt, und in den Tanks sind die Aufhängungspunkte durch zusätzliche Maßnahmen entkoppelt, z.B. durch abwechselnde Lagen aus Gummi und Metall [104, 125].

Noch einen Schritt weiter ging man bei der 30-Meter-Anlage in Garching: Die ganze obere Plattform, die die verschiebbaren Schlitten trägt, von denen aus die einzelnen Komponenten abgehängt sind, ist selbst als Pendel ausgebildet. Statt Drähten wurden dabei Zylinderfedern benutzt, um auch bezüglich vertikaler seismischer Anregung eine brauchbare Entkopplung zu erreichen.

Die das obere Pendel bildende Masse der Plattform wurde größer gewählt als die Masse der daran aufgehängten Pendel, um eine möglichst gute Filterwirkung zu erzielen. Die Dimensionierung ist analog zu sehen zu einer Serienschaltung von passiven Filtern in einem elektrischen Schaltkreis: für die Filterwirkung ist es günstig, wenn die Impedanz von einem Filter zum nächsten ansteigt oder zumindest nicht abfällt.

Die gemessene Unterdrückung gab recht gut den theoretisch für diesen Fall erwarteten steilen Gang der Übertragungsfunktion

$$H(f) \approx \left( \frac{f_{P1} f_{P2}}{f^2} \right)^2$$

wieder, worin  $f_{P1}$  und  $f_{P2}$  die Resonanzfrequenzen für gleichsinnige und gegensinnige Bewegung der beiden Pendelmassen sind; und auch die erwartete Abflachung der Übertragungsfunktion oberhalb der niedrigsten Fadenresonanz ( $\approx 250$  Hz) auf einen nur noch gemäß  $f^{-2}$  abfallenden Gang wurde beobachtet [124].

Die Möglichkeiten seismischer Isolierungen sind in den bisherigen Prototypen noch nicht ausgeschöpft. Wenn bei einer weiteren Reduzierung der Schrotrauschgrenze eine Verbesserung der Isolation erforderlich wird, dann ist dies vermutlich auch weiterhin mit rein passiven Methoden zu bewerkstelligen. Sehr aufwendige Systeme, mit bis zu sieben aufeinanderfolgenden Pendelstufen werden diskutiert [126]. Es werden zusätzlich aktive Verfahren in Erwägung gezogen [127, 128], die hauptsächlich dann interessant werden können, wenn der Meßbereich auch auf Frequenzen unterhalb 100 Hz ausgeweitet werden soll.

Die Aufhängung der Komponenten des Interferometers in Form von einzelnen Pendeln führt zunächst zu der Schwierigkeit, daß bei der Pendelfrequenz die Pendelausschläge im Vergleich zur Bodenbewegung um einen Faktor  $\sqrt{Q}$  überhöht werden, wenn  $Q$  die mechanische Güte des Pendels bezeichnet. Andererseits muß das Pendel eine möglichst hohe Güte, d.h. geringe innere Reibung besitzen, um bei Frequenzen weit oberhalb der Resonanzfrequenz eine gute Filterwirkung gegen Bewegungen der Aufhängungspunkte zu gewährleisten, und auch um den thermisch angeregten hochfrequenten Ausläufer der (langsamen) Pendelresonanz klein zu halten (Abschnitt 2.4.4). Die Güte der augenblicklich verwendeten Pendel ist größer als  $10^4$ . Bei einer Bodenbewegung von etwa  $0,1 \mu\text{m}$  bei 1 Hz würden die Pendel daher mittlere Amplituden  $\delta l$  von mehr als  $10^{-5}$  m zeigen; wegen der Vielfachreflexion (z.B.  $N = 50$ ) entspräche dies einer Lichtwegänderung  $\delta L$  von etwa  $10^3$  Wellenlängen.

Derart große Lichtwegänderungen müssen aus verschiedenen Gründen vermieden werden, z.B. wegen des begrenzten dynamischen Bereichs der Pockelszellen und vor allem wegen der Störungen durch Streulicht (siehe Kapitel 2.5). Insgesamt werden drei verschiedene Arten von Regelungen eingeführt: die sogenannten lokalen Regelungen, die Regelung für die Armlängendifferenz und schließlich die Regelung der absoluten Armlänge.



### 2.3.3 Lokale Regelungen

Die lokalen Regelungen verhindern das oben erwähnte Aufschaukeln der Pendel bei deren Resonanzfrequenz [120]. Dazu wird zunächst die Relativbewegung gemessen, die das Pendel gegenüber einem lokalen Referenzpunkt, der z.B. mit dem Vakuumtank fest verbunden ist, ausübt. Für die Messung der Pendelbewegung wurden verschiedene Verfahren erprobt und zeitweise angewandt: zunächst ein optisches, bei dem der Strahl eines zusätzlichen Hilfslasers (He-Ne-Lasers) auf positionsempfindliche Dioden gelenkt wurde; dann ein elektromagnetisches, bei dem am Spiegel angebrachte Permanentmagnete in eine Meßspule eintauchten; und jetzt ein optisches, bei dem eine mit dem Spiegel verbundene lichtundurchlässige Fahne den Lichtfluß zwischen einer Leuchtdiode und einer Photodiode teilweise abschattet.

Über ortsfeste Spulen und auf die Spiegel aufgebrachte Magnete werden die Bewegungen der Spiegel durch einen Regelkreis gedämpft. Für jeden der aufgehängten Körper werden in dieser Form mehrere Freiheitsgrade, nämlich zwei Rotationen und jeweils eine oder zwei Translationen, ausgeregelt. Die zwei Dioden (zur Messung nach der Schattenmethode) und die Spule (zur Kraftübertragung) wurden zu einer kompakten Einheit integriert, die für die vielen (z.Zt. etwa dreißig) Meßstellen in großer Stückzahl hergestellt wurden, und die mittlerweile auch von zwei anderen Labors (Glasgow, Orsay) benutzt werden.

Die Wirksamkeit der lokalen Regelungen beschränkt man durch elektrische Filter auf die unmittelbare Umgebung der Pendelfrequenz  $f_P$ ; insbesondere bei den Meßfrequenzen, also weit oberhalb der Pendelfrequenz, sind die Regelungen absichtlich unwirksam gemacht. Nur dann kann der bei höheren Frequenzen  $f$  erwünschte steile Abfall (mit  $f^{-2}$  beim Einfachpendel, mit  $f^{-4}$  beim Doppelpendel) aufrechterhalten werden.

### 2.3.4 Stabilisierung der Spiegelabstände

Die Spiegelabstände werden in zweierlei Hinsicht stabilisiert: für den Interferometer-Abgleich kommt es zunächst darauf an, die Differenz der beiden Armlängen konstant zu halten; es hat sich aber auch als notwendig erwiesen, die absolute Länge der Arme möglichst gut konstant zu halten.

Die Regelung der Armlängendifferenz erhält ihr Signal vom Interferometerausgang und wird wieder mit Hilfe von Spulen und Magneten vorgenommen. Die Wirksamkeit dieser Regelung wird auf tiefe Frequenzen ( $< 100$  Hz) beschränkt, bei denen die auftretenden Amplituden besonders groß sind. Die verbleibenden Schwankungen  $\delta L$  der Lichtwegdifferenz werden durch die Pockelszellen optisch ausgeregelt. Im 30m-Experiment am MPI für Quantenoptik (bei  $N = 50$  Strahlen) sind die Werte  $\delta L$  von der Größenordnung  $\lambda/100$ ; dies entspricht einer Schwankung der Differenz der Spiegelabstände ( $\delta \ell$ ) von weniger als  $10^{-10}$  m.

Die Regelung der Armlängendifferenz unterdrückt die nicht-synchronen Änderungen des Spiegelabstandes in den beiden Armen. Signale aufgrund von Streulicht (Kapitel 2.5) machen es jedoch zusätzlich erforderlich, auch die synchronen Bewegungen zu unterdrücken, d.h. den Spiegelabstand selbst ebenfalls zu

stabilisieren. Dies geschieht mit Hilfe eines weiteren Regelkreises, der bei tiefen Frequenzen die beiden fernen Spiegel des Interferometers synchron so nachregelt, daß die mittlere Weglänge des Lichts im Interferometer, gemessen in Einheiten der Lichtwellenlänge, konstant bleibt. Dies wird ausführlicher in Abschnitt 2.5.6 besprochen.

Obwohl eine größere Anzahl hochentwickelter Regelungen im Experiment implementiert ist, das System somit eine erhebliche Komplexität aufweist, hat es in der Praxis doch ein hohes Maß an Zuverlässigkeit bewiesen. Besonders erfreulich war die Beobachtung, daß die verschiedenen Regelkreise keine störende Wechselwirkung untereinander zeigten.

Die bisherige Erfahrung läßt erwarten, daß das Interferometer auch bei gesteigerter Empfindlichkeit für den Frequenzbereich oberhalb etwa 100 Hz hinreichend gegen mechanische Störungen von außen abgeschirmt werden kann. Für eine Erweiterung des Meßbereichs auf Frequenzen unterhalb 100 Hz müßte sicherlich ein viel größerer Aufwand an mechanischer Isolierung und Stabilisierung getrieben werden.

### 2.3.5 "Mechanische" Anforderungen an das Vakuum

Aus mehrerlei Gründen muß das gesamte Interferometer in einem sehr guten Vakuum aufgebaut werden. In diesem Abschnitt werden die Anforderungen betrachtet, die für die Aufhängung der kritischsten optischen Komponenten (Strahlführungsblock, Strahlteiler, und insbesondere der Spiegel der Laufzeitleitungen) in den Kesseln maßgebend sind.

Zunächst ist das Vakuum eine wirksame Isolation gegen Luftschall, der sonst selbst in ruhiger Umgebung zu unzulässig großen Spiegelbewegungen führen würde. Bei der Empfindlichkeit des derzeitigen Experiments brachte schon ein mäßiges Vakuum (z.B.  $10^{-2}$  mbar) eine ausreichende Isolation. Bei den angestrebten Empfindlichkeiten einer großen Antenne müssen jedoch wesentlich höhere Forderungen gestellt werden, die man nur teilweise durch Vermeiden von lauten Geräuschen im Labor erfüllen kann. Als Mindestanforderung muß angesehen werden, daß die rein statistischen Druckschwankungen, die auf verschiedene Orte der Spiegeloberfläche wirken, die Spiegel nur zu effektiven Bewegungen  $\delta \ell_{DS,eff}$  anregen, die weit unterhalb der zu messenden Größe  $\delta \ell_{GW} = h \cdot \ell \approx 3 \cdot 10^{-18}$  m bleiben. Abschätzungen führen bei den vorgesehenen Spiegelmassen zu der Forderung, daß in der Nachbarschaft der Spiegel ein Vakuum der Größenordnung  $10^{-6}$  mbar aufrechterhalten werden muß. In dem US-amerikanischen Vorschlag [129] wird auch die Möglichkeit erörtert, die Kessel, die die Spiegel aufnehmen, notfalls sogar bis  $10^{-8}$  mbar abzupumpen.

Auch zum Erreichen der hohen mechanischen Güte, die aus der Sicht der thermischen Bewegungen der optischen Komponenten (Kapitel 2.4) notwendig ist, ist ein gutes Vakuum unabdingbar. Messungen am MPI für Quantenoptik haben gezeigt, daß die Güte  $Q_P$  der Pendelaufhängung selbst bei  $10^{-5}$  mbar noch merklich vom Restgas mitbestimmt war. So ergibt sich auch hier wieder eine Forderung von etwa  $10^{-6}$  mbar.



### 2.3.6 "Optische" Anforderungen an das Vakuum

Die Güte des Vakuums in den Verbindungsrohren wird durch optische Forderungen festgelegt, daß nämlich die mit den statistischen örtlichen Druckschwankungen  $\delta p$  einhergehenden Schwankungen  $\delta n$  des Brechungsindex nicht optische Wegänderungen  $\delta L$  vortäuschen, die in die Größenordnung des zu messenden Signals  $\delta L_{\text{GW}} = h \cdot L$  kommen.

Besonders zu fürchten wären hier größere Ausbrüche von an Wandungen und an anderen Oberflächen adsorbierten Gasmolekülen. Die Zeiträume, über die das Gas eine geänderte Weglänge vortäuscht, sind durch die Fluggeschwindigkeit (ca 400 m/s) und die typischen Gehäuseabmessungen (ca 1 m) bestimmt, und sie liegen gerade in einem für Gravitationswellen charakteristischen Gebiet um 1 ms. Es liegen keine genauen Kenntnisse über die Größe und Häufigkeit solcher Gasausbrüche vor, jedoch lassen sie sich durch geeignete Vorbehandlung der Vakuumanlage (Reinigung, Ausheizen) mit Sicherheit verringern. Eine Untersuchung über schnelle Druckschwankungen in Vakuumanlagen, insbesondere durch Ausgasen von Ionengetterpumpen, wird gerade am MPI für Quantenoptik durchgeführt.

Selbst wenn solche massiven Druckschwankungen gänzlich vermieden werden könnten, muß trotzdem die statistische Schwankung der im Lichtstrahl anzutreffenden Gasmoleküle betrachtet werden, wie sie im thermodynamischen Gleichgewicht auftritt.

Eine ausführliche Berechnung dieser Schwankungen wurde vorgenommen, und zwar sowohl für den einfacheren Fall eines Fabry-Perot-Resonators, wie auch für Laufzeitleitungen. Die wichtigsten Ergebnisse werden hier wiedergegeben.

Das in einem Fabry-Perot-Interferometer in den beiden Armen vom Lichtstrahl erfaßte Volumen werde durch zwei Zylinder der Länge  $\ell$  mit konstantem Durchmesser  $2w \approx 0.92 \sqrt{\ell \lambda}$  beschrieben. Um die angestrebte Empfindlichkeit  $\tilde{h}$  (von z.B.  $3 \cdot 10^{-23} \sqrt{\text{Hz}}$ ) zu erreichen, darf der Restgasdruck  $p$  den Wert

$$p_{\text{FP}} = (2.2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}) \cdot p_0 \cdot \frac{\ell \sqrt{\ell \lambda} v_0}{(n_0 - 1)^2} \cdot \tilde{h}^2$$

nicht überschreiten ( $p_0$  = Normaldruck  $\approx 1000$  mbar,  $v_0$  = mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle, für Stickstoff z.B. 400 m/s,  $n_0$  = Brechungsindex des Gases unter Normaldruck, z.B.  $n_0 - 1 = 2.9 \cdot 10^{-4}$  für Stickstoff). Für  $\ell = 3$  km erhalte man daraus  $p_{N_2} = 1.1 \cdot 10^{-6}$  mbar für Stickstoff und  $p_{H_2} = 1.8 \cdot 10^{-5}$  mbar für Wasserstoff als Restgas.

Den Strahlengang in einer Laufzeitleitung kann man durch  $N$  unabhängige Zylinder der Länge  $\ell$  zu beschreiben versuchen. Damit findet die statistische Mittelung in einem um den Faktor  $N$  größeren Volumen statt, und man erwartet daher im  $\tilde{h}^2$  ein um  $1/N$  geringeres Rauschen, so daß ein  $N$ -fach höherer Restgasdruck  $p_{\text{LL}}$  zugelassen werden kann.

Für tiefe Frequenzen darf man eigentlich die einzelnen Strahlen nicht mehr als unkorreliert ansehen, insbesondere nicht bei der besonders dichten "Packung" der Lichtstrahlen bei der Vielspiegel-Anordnung. Bei den hier zu betrachtenden

Dimensionen ändert diese Korrelation die Vakuumanforderungen aber nicht wesentlich, sie führt zum Teil sogar zu einer Verringerung der Störungen, die also auch dann wesentlich unkritischer als beim Fabry-Perot sind.

Das Vakuum sollte insbesondere frei von Ölbestandteilen sein, die die Oberflächenqualität der Spiegel beeinträchtigen könnten. Glücklicherweise werden gerade diese Bestandteile auch besonders wirkungsvoll von den Turbopumpen (zum ersten Abpumpen) und sowohl von Kryopumpen wie von Ionen-Getter-Pumpen (die für das Aufrechterhalten des Hochvakuums in Frage kommen) weggeschafft. Ionen-Getter-Pumpen bieten den Vorteil, völlig erschütterungsfrei zu arbeiten. Zudem sind sie unempfindlich gegen Stromausfall, und sie benötigen über lange Zeiträume hinweg keinerlei Wartung. Für den fortlaufenden Betrieb einer Gravitationswellen-Antenne ist daher dieser Pumpenart der Vorzug zu geben.

### 2.3.7 Streulicht und vibrierende Vakuumrohre

In einem Interferometer mit erheblich gesteigerter Empfindlichkeit sind neuartige Störsignale zu erwarten, die bei den existierenden Prototypen noch nicht zu beobachten waren. Ein solch neuer Typ von Störsignalen entsteht durch Streulicht, von dem in späteren Abschnitten noch häufiger die Rede sein muß.

Hier sollen Störungen betrachtet werden, die von Streulicht herrühren, das auf die Innenwände der Vakuumrohre trifft und sich anschließend mit dem Hauptstrahl überlagert. Bewegungen der Vakuumrohre ändern die Weglänge des Streulichts und damit die Interferenz zwischen Streulicht und Hauptstrahl. Auf diese Weise führen Bodenerschütterungen oder Schallwellen zu Interferometersignalen, selbst wenn die optischen Komponenten (wie z.B. die Spiegel oder der Strahlteiler) gemäß den Abschnitten 2.3.1–2.3.5 sehr gut gegen derartige Einflüsse abgeschirmt sind.

Bestimmend für die Größe des erwähnten Effektes sind die relative Feldstärke  $\sigma$  des mit dem Hauptstrahl interferierenden Streulichts und die mechanische Amplitude  $\tilde{\delta z}$  der Rohrwandung bei der Beobachtungsfrequenz. Eine Abschätzung der Größenordnung wird in Anhang C gegeben, wobei Annahmen über die Streueigenschaften der Spiegel und der Rohrwandung gemacht werden müssen. Es werden dabei sowohl Wege des Streulichts betrachtet, die über die Wand zum gegenüberliegenden Spiegel führen, wie auch solche, die von der Wand zum gleichen Spiegel zurückführen.

Für eine Abschätzung kann man zunächst von der (optimistischen) Annahme ausgehen, daß der eingekoppelte Laserstrahl ein ideales Gaußprofil besitzt, die Streulichtbeiträge also nur von den Spiegeln herrühren. Für deren Streuverhalten wurden die an den Garching Spiegel gemessenen Verhältnisse angesetzt (hohe, aber noch nicht allerbeste Qualität). Unter solchen Voraussetzungen hat man insgesamt mit einem durch Streulicht induzierten Signal der Größe

$$\frac{\tilde{\delta L}}{L} \approx 10^{-13} \tilde{\delta z}$$

zu rechnen.



Wird anstelle einer Laufzeitleitung ein Fabry-Perot-Resonator verwendet, so ergeben sich praktisch die gleichen Beziehungen. Zwischen diesen beiden Möglichkeiten, lange Lichtwege zu verwirklichen, besteht bezüglich der Auswirkungen des von der Wandung zurückkommenden Streulichts kein Unterschied.

Setzt man für die Amplitude  $\delta z$  der Rohrwandung die typische Bodenbewegung gemäß Gleichung (2.4) aus Abschnitt 2.3.2 ein, so ist unter den obigen Annahmen ein vom Streulicht induziertes Interferometersignal der Größe

$$\frac{\delta L}{L} \approx 10^{-20} \left[ \frac{1 \text{ Hz}}{f} \right]^2 \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (2.5)$$

zu erwarten. Die Störung steigt zu niedrigen Frequenzen hin stark an. Bei einer Beobachtungsfrequenz von 300 Hz liefert die Beziehung (2.5) etwa  $10^{-25}/\sqrt{\text{Hz}}$  und scheint so mit deutlichem Sicherheitsabstand unter der zunächst angestrebten Empfindlichkeitsgrenze von  $\approx 3 \cdot 10^{-23}/\sqrt{\text{Hz}}$  zu liegen. Dies gilt aber nur, wenn es gelingt, die mechanischen Amplituden auf dem niedrigen Pegel der natürlichen Seismik zu halten, also alle Überhöhungen durch Resonanzen zu vermeiden und Luft- und Körperschall von den Rohren fernzuhalten. Solche Einflüsse können die Rohramplituden nämlich leicht um Größenordnungen anheben.

Für die quantitative Abschätzung war vorausgesetzt worden, daß auf die Wände nur das an den Spiegeln entstandene Streulicht trifft. Unter dieser Annahme wird die Stärke des Streulichts, und damit die hervorgerufene Störung, in dem Maße reduziert, wie Spiegel mit geringeren Streuwerten verwendet werden. Die jetzt erhältlichen Spiegel mit äußerst geringen Verlusten lassen eine erhebliche Verringerung des hier beschriebenen Störeffekts erhoffen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bei Beobachtungsfrequenzen oberhalb einiger hundert Hertz das Störsignal von über die Vakuumrohre gelaufenem Streulicht kein schwieriges Problem darstellt, sofern beim Aufbau der Anlage auf die Orientierung reflektierender Flächen in der Nähe der Spiegel geachtet wird, und die Vakuumapparatur gegen Schall gut abgeschirmt ist. Bei Beobachtungsfrequenzen unterhalb 100 Hz kann Streulicht dagegen ernste Probleme bereiten.

## 2.4 Zweite fundamentale Grenze: Thermische Bewegungen

### 2.4.0 Zusammenfassung

Eine zweite fundamentale Begrenzung der Empfindlichkeit rührt her von den thermischen Schwingungen der Spiegel. Selbst wenn alle Anregungen durch Bodenbewegungen, Akustik und Restgasdruck ausgeschaltet sind (siehe voriges Kapitel), bleibt doch die thermische Anregung, die dazu führt, daß in jedem Schwingungsmodus der zahlreichen Biege- und Dickenschwingungen der Spiegel die kinetische Energie  $kT/2$  enthalten ist ( $k$  = Boltzmannsche Konstante,  $T$  = absolute Temperatur).

Nahe bei den Resonanzfrequenzen dieser Spiegelschwingungen treten dabei Amplituden auf, die um viele Zehnerpotenzen über den zu messenden Auswirkungen der Gravitationswellen liegen. Hiergegen hilft nur, alle in Frage kommenden Spiegelresonanzen weit genug außerhalb des interessierenden Frequenzbereichs zu legen, vorzugsweise zu Frequenzen oberhalb 5 kHz. Dies erfordert einen möglichst einfachen mechanischen Aufbau der aufgehängten Massen.

Bei der Methode der optischen Verzögerungsleitungen werden sehr große Spiegel benötigt, die damit von sich aus schon eine sehr große Masse mit sich bringen. Für die Vermeidung zusätzlicher Resonanzen erwies es sich als besonders günstig, die Spiegel unmittelbar, also ohne zusätzliche Befestigungsmechanismen, in einer Drahtschlinge aufzuhängen [94], vergleichbar mit der Aufhängungsmethode bei den Weber-Zylindern.

Dies war ein wichtiger Schritt, der ein Abgehen vom ursprünglichen Konzept eines zentralen (kompakten) Strahlteilerblocks bedeutete [94]. Er brachte, neben der Vermeidung zusätzlicher Resonanzen, den Vorteil mit sich, daß die unvermeidbaren thermischen Bewegungen der Strahlteiler- und Pockelszellen-Halterungen nicht auf die ( $N$ -fach abgetasteten) Spiegel übertragen werden. Später wurde auch der Strahlteiler separat, ähnlich den Spiegeln, aufgehängt. Bei dieser Anordnung waren in einem Frequenzbereich bis 6 kHz keine Resonanzen mehr zu erkennen.

Die über 6 kHz liegenden Resonanzen tragen aber noch durch ihre niederfrequenten Ausläufer der zu Störungen im Meßbereich bei, und zwar mit einer dort frequenzunabhängigen ("weißen") statistischen Bewegung  $\delta l$  der Spiegeloberflächen. Diese Schwankung  $\delta l$  wird umso kleiner, je größer Spiegelmasse  $M$  und mechanische Güte  $Q$  sind, und je höher die Resonanzfrequenz  $f_0$  liegt. Mit den in Aussicht genommenen Spiegeln (0,6 m Durchmesser, Quarzglas) hat man in einem Meßfenster von 1 kHz Bandbreite insgesamt mit Beiträgen der Größenordnung  $4 \cdot 10^{-19}$  m zu rechnen.

Die entscheidende Konsequenz aus diesen Überlegungen ist, daß man, um zu der gewünschten Empfindlichkeit  $h$  ( $= 2 \delta l / \ell$ ) von etwa  $10^{-21}$  zu kommen, die geometrische Armlänge  $\ell$  also in die Größenordnung von einigen Kilometern bringen muß.

Bei der (noch nicht erprobten) Variante von Laufzeitleitungen aus vielen Einzelspiegeln ( $N$  statt 2) könnten sich die thermischen Schwankungen um einen Faktor  $\sqrt{2/N}$  verringern, so daß es leichter fallen wird, die geforderte Empfindlichkeit zu erreichen.

### 2.4.1 Größe der thermischen Bewegungen

Im Gegensatz zu den im letzten Kapitel betrachteten externen mechanischen Störungen lassen sich die internen Störungen, die ihre Ursache in der Wärmebewegung der Atome haben, nicht abschirmen. Im thermischen Gleichgewicht enthält jeder Freiheitsgrad (jeder Schwingungsmodus) eines mechanischen Systems im zeitlichen Mittel die kinetische Energie  $kT/2$ . Hierbei ist  $k$  die Boltzmannsche Konstante und  $T$  die absolute Temperatur. Als solche Freiheitsgrade müssen wir hier hauptsächlich die verschiedenen Schwingungsmoden der optischen Komponenten betrachten, wie etwa die Dicken- und Biegeschwingungen der Spiegel.

Die Länge des Lichtweges wird bestimmt durch die momentane Position und Form der Spiegeloberflächen. Aufgrund der thermischen Anregung der verschiedenen Eigenmoden bewegt sich die Spiegeloberfläche und gibt damit Anlaß zu Interferometersignalen. Eine exakte Durchrechnung dieses Problems ist schwierig, da sich die Schwingungsformen eines Festkörpers im allgemeinen nicht in einem geschlossenen mathematischen Ausdruck darstellen lassen. Um die auftretenden Amplituden abschätzen zu können, genügt es jedoch, ein einfaches Modell zu betrachten:

Ein harmonischer Oszillator mit einer Eigenfrequenz  $\omega_0/2\pi$  und einer Masse  $M$  besitzt im zeitlichen Mittel die Amplitude

$$\delta\ell_{\text{th, eff}} = \sqrt{\frac{kT}{M\omega_0^2}}. \quad (2.6)$$

Für eine Masse von 200 kg und eine Eigenfrequenz von 1 kHz ist  $\delta\ell_{\text{th, eff}}$  etwa  $10^{-15}$  m. Dieser Wert muß verglichen werden mit der durch eine Gravitationswelle bewirkten Abstandsänderung der Spiegel,  $\delta\ell_{\text{GW}}$ . Für Raumdehnungen von  $10^{-21}$  und bei einem Spiegelabstand von  $\ell = 10^3$  m wird  $\delta\ell_{\text{GW}} = 10^{-18}$  m. Hier wären also die thermischen Bewegungen um den Faktor  $10^3$  zu groß.

Die naheliegende Lösung einer Abkühlung der optischen Komponenten ist praktisch nicht durchführbar. Da die thermische Amplitude nach Gleichung (2.6) proportional zur Wurzel aus der Temperatur ist, wäre eine Temperaturerniedrigung um einen Faktor  $10^6$  erforderlich, also auf unterhalb 1 mK. Diese Temperatur ist für große Massen kaum zu erreichen, und wegen der hohen einfallenden Lichtleistung auch nicht zu halten. Bei diesen Temperaturen wäre das Herunterkühlen praktisch nur über Wärmeleitung möglich, was aber die mechanische Kopplung an die Umgebung unzulässig erhöhen würde. Außerdem würde das Restgas in der Vakuumanlage bevorzugt an den kalten Spiegeloberflächen kondensieren und damit deren optische Qualität verschlechtern. Tiefe Temperaturen erscheinen daher nicht als der richtige Weg.

### 2.4.2 Spektrale Dichte der thermischen Bewegung

Die elegantere Lösung des Problems besteht darin, die thermischen Bewegungen auf Frequenzbereiche außerhalb des interessierenden Frequenzfensters zu konzentrieren. Dazu ist eine genauere Betrachtung der spektralen Verteilung der thermischen Bewegungen notwendig.

Als Modell für die in Betracht kommenden Eigenmoden soll wieder der harmonische Oszillator herangezogen werden. Seine mechanische Güte werde mit  $Q$  bezeichnet. Die thermische Bewegung kann man sich verursacht denken durch eine frequenzunabhängige ("weiße") Kraft  $K$ . Die spektrale Dichte des Schwankungsquadrates dieser Kraft ist gegeben durch<sup>1</sup>

$$S_K(f) = 4kT \frac{M\omega_0}{Q}.$$

(Hier, und in den nachfolgenden Formeln, ist auf der rechten Seite die Frequenz  $f$  jeweils durch  $\omega = 2\pi f$  dargestellt.) Die spektrale Dichte der thermischen Bewegung  $\delta\ell$  wird somit

$$S_\ell(f) = \frac{4kT}{MQ\omega_0^3} \cdot \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^2 + \frac{1}{Q^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}. \quad (2.7)$$

Der quadratische Mittelwert der Auslenkung ergibt sich durch die Integration über alle Frequenzen wie erwartet zu

$$\langle (\delta\ell)^2 \rangle = \frac{kT}{M\omega_0^2},$$

unabhängig von der Güte  $Q$ .

Bei der Betrachtung der spektralen Dichte gemäß Gleichung (2.7) muß man drei Frequenzgebiete unterscheiden.

(1) In der Umgebung der Resonanzfrequenz ( $\omega \approx \omega_0$ ) ist die spektrale Dichte

$$S_\ell(f) = \frac{4kTQ}{M\omega_0^3} \cdot \frac{1}{1 + 4Q^2 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}, \quad \omega \approx \omega_0. \quad (2.8)$$

Bei der Resonanzfrequenz ist die spektrale Dichte also proportional zur mechanischen Güte  $Q$ , und sie ist dabei auf eine umso schmalere Umgebung der Resonanzfrequenz konzentriert, je höher  $Q$  ist.

(2) Im unterresonanten Gebiet (also für Kreisfrequenzen  $\omega$  weit unterhalb  $\omega_0$ ) gilt dagegen

$$S_\ell(f) = \frac{4kT}{MQ\omega_0^3}, \quad \omega \ll \omega_0, \quad (2.9)$$

also ein weißes Rauschen, das umso kleiner ist, je höher die Güte  $Q$  ist.

<sup>1</sup> Dies ist richtig für Frequenzen  $\omega$  unterhalb  $kT/\hbar$ , also sicher im kHz-Bereich.



(3) Im oberresonanten Frequenzgebiet fällt die spektrale Dichte sehr stark mit zunehmender Frequenz ab, nämlich gemäß

$$S_\ell(f) = \frac{4kT\omega_0}{MQ\omega^4}, \quad \omega \gg \omega_0, \quad (2.10)$$

und auch hier ist die spektrale Dichte umgekehrt proportional zur Güte  $Q$ .

Damit ist die Vorschrift für den Aufbau der kritischen optischen Komponenten des Interferometers festgelegt: alle relevanten Eigenfrequenzen müssen auf Bereiche außerhalb des zu untersuchenden Frequenzfensters verlegt, und die mechanische Güte muß groß gemacht werden. Im Falle der Spiegel liegen die Eigenfrequenzen nur dann hinreichend hoch, wenn das Verhältnis von Dicke zu Durchmesser nicht zu klein gewählt wird. Die störendsten Resonanzen sind diejenigen, die dem zu untersuchenden Frequenzfenster am nächsten liegen. Im vorliegenden Beispiel sind sie von der Größenordnung

$$\frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{v_S}{2D},$$

wenn mit  $D$  der Spiegeldurchmesser und mit  $v_S$  die Schallgeschwindigkeit im Substratmaterial bezeichnet wird. Da die Schallgeschwindigkeit  $v_S$  und die Dichte  $\rho$  bei allen in Frage kommenden Materialien in etwa gleich ist ( $\rho \approx 2,5 \text{ g/cm}^3$ ,  $v_S \approx 5 \text{ km/s}$ ), ist es sinnvoll, Gleichung (2.9) umzuformen in

$$S_\ell(f) = \frac{4kT}{\pi^3 \rho v_S^3 Q}. \quad (2.11)$$

(Hierbei wurde ein würfelförmiges Substrat mit der Seitenlänge  $D$  angenommen.) Wird das Experiment bei Zimmertemperatur durchgeführt, so bleibt als einziger Parameter zur Reduzierung der thermischen Amplituden die Güte  $Q$ .

#### 2.4.3 Hohe Güte $Q$ des Spiegelsubstrats

Unter den zur Verfügung stehende Substratmaterialien hat das wegen seiner geringen thermischen Ausdehnung beliebte Zerodur nur eine Güte von etwa  $10^3$ . Günstiger in dieser Hinsicht ist Quarzglas mit  $Q \approx 10^5$ ; es ist zudem von wesentlich höherer Formstabilität als andere Glassorten – ein wichtiger Gesichtspunkt für die vorliegende Anwendung.

Da in einer Laufzeitleitung die Spiegel nur in Reflexion und nicht in Transmission benutzt werden, ist im Prinzip auch ein undurchsichtiges Substratmaterial erlaubt. Denkbar wäre z.B. Aluminium, mit dem Güten bis etwa  $10^6$  erreicht werden können. Das Aufbringen von dielektrischen Schichten zur Herstellung hoher Reflexionskoeffizienten ist jedoch bei metallischen Substraten wegen der meist viel höheren thermischen Ausdehnungskoeffizienten problematisch. Außerdem ist Aluminium langfristig nicht hinreichend formstabil (Rekristallisation).

Geht man von einer Güte von  $10^5$  aus, so liefert der unterresonante Ausläufer einer einzelnen Resonanz innerhalb einer Bandbreite von 1 kHz eine Amplitude

von einigen  $10^{-19} \text{ m}$ . Da die Störungen von insgesamt vier Spiegeln zum Interferometersignal beitragen (die zugehörigen Amplituden addieren sich quadratisch) sollte man ein  $\delta\ell_{\text{th,eff}}$  von  $10^{-18} \text{ m}$  ansetzen. Diese thermische Spiegelbewegung muß verglichen werden mit der durch eine Gravitationswelle bewirkten Abstandsänderung der Spiegel. Es soll gelten:

$$\frac{\delta\ell_{\text{th,eff}}}{\ell} < \frac{\delta\ell_{\text{GW}}}{\ell} \approx h \approx 10^{-21}.$$

Aufgrund dieser Beziehung ergibt sich eine wichtige Forderung für den Spiegelabstand  $\ell$ : um den Einfluß der thermisch angeregten Spiegelbewegungen klein genug halten zu können, muß die Armlänge des Interferometers von der Größenordnung einiger Kilometer sein, wenn Gravitationswellen der Amplitude  $h = 10^{-21}$  gemessen werden sollen.

Zu den niedrigsten (und damit störendsten) Spiegelresonanzen zählt der rotationssymmetrische Schwingungsmodus mit nur einer (ringförmigen) Knotenlinie. Bei der Laufzeitleitung aus nur zwei Spiegeln lassen sich die Reflexionspunkte etwa auf diese Knotenlinie legen, wodurch eine merkliche Verringerung der von diesem Schwingungsmodus herrührenden thermischen Störungen erreichen läßt [124].

Andererseits bieten Laufzeitleitungen aus  $N$  Einzelspiegeln ist bezüglich der Störungen durch die thermisch angeregten niederfrequenten Ausläufer der Substratresonanzen Vorteile gegenüber Laufzeitleitungen aus zwei großen Spiegeln, und auch gegenüber dem Fabry-Perot-Resonator. Wie aus Gleichung (2.11) zu ersehen ist, sind zwar die Amplituden der Spiegeloberfläche bei gleichem Material unabhängig von der Größe des Substrats; im Gegensatz zur Zwei-Spiegel-Laufzeitleitung und dem Fabry-Perot trifft jedoch der Lichtstrahl bei der  $N$ -Spiegel-Leitung bei den aufeinanderfolgenden Reflexionen auf verschiedene Spiegel, deren thermische Bewegung unkorreliert ist. Die (quadratische) spektrale Dichte der Schwankungen des Gesamtlichtweges,  $S_L(f)$ , ist daher in diesem Fall um den Faktor  $1/N$  kleiner.

Anders verhält es sich bei dem hochfrequenten Ausläufer der Pendelbewegung, siehe Gleichung (2.10). Hier ist die Eigenfrequenz  $\omega/2\pi$  praktisch nur durch die Pendellänge festgelegt; die Amplituden sind daher größer bei kleinerer Masse. Wird die Gesamtmasse gleichgehalten (bei den kleineren Spiegeln wäre dann die Dicke größer als der Durchmesser), so erhält man für die Mehrspiegel-Leitung den gleichen Beitrag wie für die Zwei-Spiegel-Leitung oder wie für das Fabry-Perot.

An dieser Stelle sei eine Bemerkung über das experimentelle Vorgehen eingefügt. Es ist nicht leicht, die Güte der hier relevanten Eigenresonanzen hoch zu machen. Außerdem ist es nicht möglich, ein Spiegelsubstrat auf schonende Weise (d.h. ohne die Spiegeloberfläche zu verziehen) in einer Halterung zu befestigen, ohne daß dabei zusätzliche Resonanzen im kHz-Bereich entstehen. Diese Resonanzen haben zudem durchweg eine erstaunlich niedrige Güte. Aufgrund dieser Erfahrung war es klar, daß nur ein möglichst einfacher Aufbau der entscheidenden optischen Komponenten erlaubt ist.

Ein typisches Beispiel ist die Aufhängung der Spiegel in einer Schlinge, wie in Bild 2.9 dargestellt (vergleichbar mit der Aufhängung der Weberschen Resonanzantennen, deren Optimierung eine der früheren Aufgaben der Gruppe war).



Auf diese Weise treten keine zusätzlichen Resonanzen außer denen des Spiegelsubstrats mehr auf. Sogar die Halterung des Strahlteilerplättchens auf einem Aluminiumträger hatte sich als problematisch herausgestellt – obwohl die Bewegungen des Strahlteilers ja nicht durch die Vielfachreflexion vergrößert erscheinen. In der neueren Version ist daher auch der Strahlteiler aus einem großen Substrat hergestellt worden und – wie die Spiegel – gemäß Bild 2.9 separat aufgehängt worden.

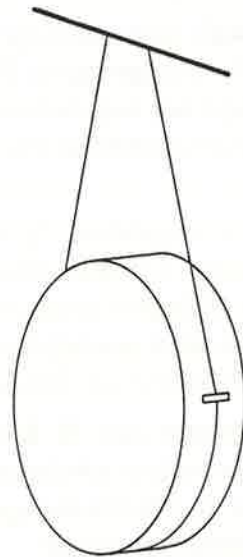


Bild 2.9: Aufhängung der Spiegel in einer Drahtschlinge

Oben war hergeleitet worden, daß die thermische Bewegung eine Baulänge der Arme von einigen Kilometern notwendig macht. Diese Baulänge ist es aber, die die hauptsächlichsten Kosten des Projektes verursacht. So erscheint es sinnvoll, auch unkonventionelle und bisher noch nicht untersuchte Wege in Betracht zu ziehen, um die Spiegelabstände kleiner halten zu können. Hohe Werte für die mechanische Güte werden von Einkristallen berichtet [130, 131]. So besitzen Saphir, Silizium und Quarz bei tiefen Temperaturen Güten von über  $10^9$ ; bei Zimmertemperatur liegen die Werte immerhin noch bei etwa  $10^8$ . Sollte es möglich sein, die großen Spiegelsubstrate aus entsprechenden Einkristallen herzustellen – was sicher sehr teuer wird – so würde dies Armlängen von nur wenigen hundert Metern erlauben, ohne daß die thermischen Bewegungen aufgrund von Spiegelresonanzen unzulässig hohe Störungen erzeugen.

#### 2.4.4 Resonanzen der Aufhängung

Die Bewegung der aufgehängten Spiegelmasse bei Frequenzen oberhalb der Pendelfrequenz  $\omega_P/2\pi$  von etwa 1 Hz ist durch Gleichung (2.10) beschrieben. Die spektrale Dichte steigt zu tiefen Frequenzen hin sehr stark an; die Pendelgüte muß daher umso höher sein, je tiefer die Frequenzen sind, bei denen nach Gravitationswellen-Signalen gesucht werden soll. Ein Zahlenbeispiel: die Spiegelmasse  $M$  sei 200 kg, die Pendelfrequenz werde als 1 Hz angenommen, und der Spiegelabstand sei 3 km. Die spektrale Dichte der durch eine Gravitationswelle hervorgerufenen Änderung des Spiegelabstandes sei  $S_{\ell, GW} = 10^{-38} \text{ m}^2/\text{Hz}$  (dies entspricht einer Raumdehnung  $\delta\ell/\ell$  von  $10^{-21}$  in einem Frequenzfenster von 1 kHz). Wird für die Beobachtung als untere Grenzfrequenz 100 Hz angegeben, so muß die Güte der Pendelbewegung bereits größer als  $10^5$  sein, also etwa gleich  $10^6$ , damit der oberresonante Ausläufer der Pendelschwingung nicht mehr stört. Zum Vergleich: in unserem bisherigen Experiment wurden die Spiegel mit einem Stahldraht aufgehängt, die Pendelgüte ergab sich zu etwa  $2 \cdot 10^4$ . Bei Aufhängung an Quarzfäden sind schon Güten oberhalb  $10^6$  erreicht worden [36]. Es ist sicher nicht einfach, diesen Wert wesentlich zu erhöhen. Der thermisch angeregte oberresonante Ausläufer der Pendelschwingung ist somit ebenfalls ein ernstzunehmendes Hindernis bei dem Bestreben, die Armlänge des Interferometers möglichst kurz zu halten.

Der Vollständigkeit halber sei noch auf die Fadenresonanzen hingewiesen, also die Bewegung der Aufhängefäden in der Art einer Violine. In der derzeitigen Apparatur treten diese Schwingungen bei etwa 250 Hz und Vielfachen davon auf. Selbst wenn man bis nahe an die Reißgrenze des Aufhängungsdrahtes geht, kann man diese Frequenzen nicht wesentlich nach oben schieben. Aus Gründen der Impulserhaltung erfährt der Spiegel durch diese Saitenschwingungen ebenfalls eine Verschiebung, die um das Verhältnis von Drahtmasse  $m$  zu Spiegelmasse  $M$  kleiner ist.

Unterhalb einer solchen Resonanz kann die Spiegelbewegung abgeschätzt werden zu

$$S_{\ell}(f) = \frac{m}{M^2} \cdot \frac{4kT}{Q\omega_0^3}.$$

Setzen wir  $m = 10 \text{ g}$  und  $M = 200 \text{ kg}$ ,  $\omega_0/2\pi = 250 \text{ Hz}$ , so brauchte man bei einem Spiegelabstand von 3 km nur eine Güte  $Q > 10^2$  zu fordern. Die tatsächlich beobachteten Güten liegen sogar über  $10^4$ .

Recht große Amplituden treten bei der Resonanzfrequenz selbst und ihren Harmonischen auf. Bei den hohen Güten erfolgt jedoch die Änderung des Schwingungszustandes langsam genug, so daß das von der Fadenschwingung hervorgerufene Interferometersignal durch Filter eliminiert werden kann. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die große Fadenamplitude gar nicht erst entstehen zu lassen: die Fadenbewegung wird gemessen und mit Hilfe eines Regelkreises gedämpft. Daß dies möglich ist, ohne zusätzliches Rauschen einzuführen, wurde bereits in Tokio für die Dämpfung der thermischen Bewegung einer Resonanzantenne nachgewiesen [132]. Die Methode ist auch unter dem Schlagwort „*electronic cooling*“ bekannt geworden [133].



### 2.4.5 Konsequenz für den Spiegelabstand $\ell$

Die thermisch angeregten Bewegungen der Spiegel stellen eine sehr fundamentale Störquelle dar, die weitreichende Konsequenzen für die erforderliche Baulänge hat.

Eine Reduzierung der Störungen durch Herunterkühlen der Spiegel auf einige Kelvin würde einen sehr großen technischen Aufwand darstellen; insbesondere müßte dabei die gesamte Vakuum-Apparatur mindestens so weit heruntergekühlt werden wie die Spiegel, wenn man ein Kondensieren von Verunreinigungen auf den empfindlichen Spiegeloberflächen vermeiden will. Die Methode des "elektronischen Kühlens" ist zwar für die langsame Pendelbewegung relativ leicht durchführbar, nicht aber für die höherfrequenten und dabei sehr komplexen Schwingungsformen der Spiegelresonanzen [134].

Die thermischen Bewegungen täuschen im interessierenden Frequenzbereich Spiegelbewegungen  $\delta\ell_{th}$  in der Größenordnung von  $10^{-18}$  m vor; um Empfindlichkeiten  $\delta\ell/\ell$  bis hinunter zu  $h = 10^{-21}$  zu ermöglichen, ist man gezwungen, Spiegelabstände  $\ell$  von einigen Kilometern zu verwenden.

Die Wahl eines möglichst großen Spiegelabstandes ist auch aus anderen Gründen von Vorteil. Es gibt nämlich noch andere Störungen, deren Einfluß auf die erreichbare Empfindlichkeit dadurch abgeschwächt werden kann, daß man große Spiegelabstände  $\ell$  verwendet. Derartige Störungen sind Bodenerschütterungen (Kapitel 2.3), Streulichtsignale (Kapitel 2.5), und Schwankungen im Restgasdruck (Kapitel 2.3).

Zudem kann man bei größerer Armlänge  $\ell$  eine Gesamtweglänge  $L = N\ell$  schon mit kleineren Anzahlen  $N$  von Reflexionen erreichen; die Reflexionsverluste und Verformungen der Wellenfronten sind dadurch geringer, was die Effektivität einer Rückführung des Laserlichts (Abschnitt 2.2.7) wesentlich verbessert.

## 2.5 Optische Störquellen

### 2.5.0 Zusammenfassung

Neben der in Kapitel 2.2 besprochenen fundamentalen Begrenzung durch die Quanten-Natur des Lichts (Schroteffekt) gibt es noch eine Anzahl weiterer optischer Störquellen, die von mehr technischer Natur sind.

Das zur Beleuchtung des Interferometers benutzte Laserlicht ist drei Arten von Fluktuationen unterworfen (Intensität, Strahlgeometrie, Frequenz), die im Interferometer ein mit der zu messenden Gravitationswelle konkurrierendes Signal hervorrufen. Diesen Schwankungen des Laserlichts ist gemeinsam, daß sie sich als Störsignale nur in dem Maße bemerkbar machen, in dem das Interferometer von der idealen Symmetrie abweicht.

Durch die Betriebsart nahe bei einem Interferenz-Minimum ist das Interferometer weitgehend unempfindlich gegenüber Intensitätsschwankungen des Lasers. Bei den bisher erreichten Empfindlichkeiten der Prototypen war es noch nicht notwendig, diese Intensitätsschwankungen zu reduzieren, notfalls stünden dafür aber verschiedene Methoden zur Verfügung.

Schwankungen der Strahlgeometrie (in Position, Richtung, Durchmesser, Divergenz) stellen eine ernstzunehmende Störquelle dar, die sich in dem Maße auswirkt, wie die Wellenfronten der interferierenden Strahlen nicht exakt aufeinanderfallen [120]. Eine sehr genaue Abstimmung der optischen Komponenten in den beiden Armen und eine sehr präzise Justierung des Strahlteilers können das Problem verringern, es müssen aber zusätzlich Maßnahmen zur Reduktion der Strahlschwankungen getroffen werden. Passive Methoden hierfür sind die Verwendung des im MPI für Quantenoptik entwickelten Modenfilters [135] oder einer Einmoden-Glasfaser [136, 137]. Eine aktive Ausregelung von Strahlposition und -richtung wurde in Glasgow entwickelt [138].

Schwankungen der Laserfrequenz  $\nu$  (und damit der Wellenlänge  $\lambda = c/\nu$ ) werden durch eine Ungleichheit  $\Delta L$  zwischen den optischen Weglängen  $L_1$  und  $L_2$  in ein Störsignal umgewandelt. Bei den unvermeidbaren Unterschieden in den Spiegelkrümmungen wird man (zur Einstellung gut angepaßter Wellenfronten) eine gewisse Ungleichheit  $\Delta L$  der Weglängen in Kauf nehmen müssen. Dadurch ist man zu einer extrem guten Stabilisierung der Laserfrequenz gezwungen. Im MPI für Quantenoptik konnte mit einem ersten Regelkreis die verbleibende Frequenzschwankung auf etwa  $10^{-1}$  Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$  (lineare spektrale Dichte) reduziert werden. Eine zusätzliche Stabilisierung bis hinunter zu wenigen  $10^{-3}$  Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$  wurde mit einem zweiten Regelkreis bereits erzielt, wobei noch weitere Verbesserungen möglich erscheinen.

Diese zweite Regelungsstufe sorgt auch dafür, daß Störungen durch im Interferometer gestreute Lichtanteile weitgehend reduziert werden. Solche Streulicht-Komponenten können gegenüber dem Hauptstrahl extrem große Wegdifferenzen  $\Delta L$  haben. Trotz der Kleinheit ihrer Intensität (z.B. nur  $10^{-8}$  des Hauptlichts) können sie daher Frequenzschwankungen des Lasers in unzulässig hohe Störsignale verwandeln. Es besteht jedoch die Hoffnung, auch bei empfindlicheren Interferometern dieses Problem allein mit einer guten Frequenzstabilisierung zu lösen.



Andernfalls gibt es aber noch die Möglichkeit, durch eine geeignet zu wählende Modulation der Laserfrequenz solche Streulicht-Anteile unschädlich zu machen. Die Idee dabei ist, die Interferenzfähigkeit der Streulicht-Anteile mit dem Hauptstrahl zu brechen, sie zu "verwaschen", während die aus den beiden Armen zurückkehrenden Hauptstrahlen voll interferenzfähig bleiben. Diese Modulation kann aus einzelnen Sinuskomponenten, aus geschalteten Phasensprüngen oder aus "weißem Rauschen" bestehen, und sie findet ihre ausgeprägteste Verwirklichung in der Verwendung extrem kurzer Lichtimpulse beim modengekoppelten Betrieb eines Lasers. Hierbei wird ein großer Teil des vom Streulicht verursachten Interferometersignals unterdrückt.

### 2.5.1 Schwankungen der Helligkeit des Lasers

Die Messung von Änderungen der Lichtwegdifferenz im Interferometer erfolgt über die durch sie hervorgerufene Änderung in der Helligkeit der Ausgangsstrahlen. Eine naheliegende Störquelle stellen somit die Helligkeitsschwankungen des beleuchtenden Laserstrahls dar. Bild 2.10 zeigt ein Spektrum der Helligkeitsschwankungen des beim Garching 30m-Experiment verwendeten Lasers (Innova 90-5 von Coherent Radiation).

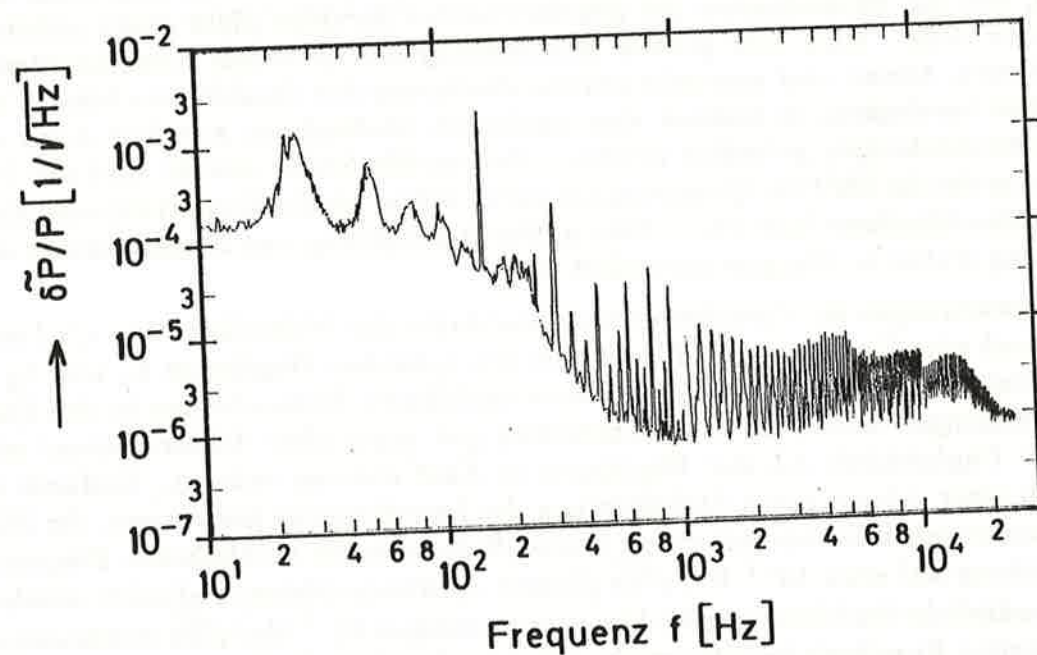


Bild 2.10: Spektrum der Helligkeitsschwankungen eines  $\text{Ar}^+$ -Lasers (Innova 90-5), im Frequenzbereich von 10 Hz bis 25 kHz, dargestellt als relative Größe  $\delta P/P$ . Der Pegel für das Schrotrauschen bei  $P_0 = 50 \text{ mW}$  liegt wesentlich niedriger ( $5,6 \cdot 10^{-9}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) und wird erst oberhalb einiger Megahertz erreicht.

Zur Unterdrückung dieser Störquelle bieten sich zwei Methoden an: Bei der *Differenzmethode* wird als Arbeitspunkt des Interferometers der Zustand gleicher Helligkeit der beiden Ausgangsstrahlen gewählt, also einer der Schnittpunkte in Bild 2.2 b. Das über die Differenz der Photoströme gewonnene Meßsignal enthält Helligkeitsschwankungen dann nur noch proportional zu einer (durch die Regelung klein gehaltenen) Abweichung vom Arbeitspunkt.

In der Praxis hat sich die *Modulations-* oder *Minimums-Methode* als vorteilhafter erwiesen. Nur mit dieser Methode läßt sich übrigens die in Abschnitt 2.2.7 besprochene Rückführung des Interferometerlichts verwirklichen. Es wird dabei nur ein Ausgangsstrahl benutzt, der Strahl (1) in Bild 2.1, und als Arbeitspunkt wählt man ein Minimum der Helligkeit (siehe Bild 2.2 b). Natürlich werden auch hier Helligkeitsschwankungen nur entsprechend einer Abweichung vom Arbeitspunkt wirksam.

Die Regelung des Arbeitspunktes – und damit auch die Gewinnung des Interferometersignals – soll nun kurz anhand von Bild 2.1 erläutert werden: Über eine Modulator-Pockelszelle wird die Phasendifferenz zwischen den beiden Interferometerstrahlen mit einer geeigneten Frequenz (10 MHz) moduliert. Der Ausgangsstrahl enthält dann eine Intensitätsmodulation mit 10 MHz, deren Stärke der momentanen (kleinen) Abweichung vom Minimum proportional ist. Nach entsprechender Verstärkung und Demodulation wird der niederfrequente Anteil (bis etwa 50 Hz) zum Nachführen der Spiegelposition benutzt. Der höherfrequente Anteil, der an die Regel-Pockelszelle geführt wird, stellt auch gleichzeitig das Interferometersignal dar.

Die durch das unvermeidbare Schrotrauschen vorgegebene Grenze der Meßempfindlichkeit ist für beide Nullmethoden theoretisch gleich. Zu erwähnen ist noch, daß bei der Minimumsmethode die Modulationsfrequenz in einen Frequenzbereich gelegt werden muß, bei dem die Laserlichtquelle nur noch Schrotrauschen zeigt. Dieser Bereich liegt bei  $\text{Ar}^+$ -Ionen-Lasern oberhalb einiger Megahertz (im Spektrum von Bild 2.10 leider nicht mehr dargestellt).

Wie schon im 3-Meter-Prototyp wird auch in der 30-Meter-Apparatur in Garching die Minimumsmethode angewendet. Die Auswirkungen der in Bild 2.10 gezeigten Helligkeitsschwankungen konnten damit weit unter die derzeitige Schrotrauschgrenze des Interferometers (für 50 mW Lichtleistung) abgesenkt werden, und sie stellen somit in der bisherigen Experimentierphase kein Problem dar.

### 2.5.2 Helligkeitsschwankungen und Streulicht

In einer großen Apparatur mit Lichtlaufzeiten von der Größenordnung der Periodendauer der zu beobachtenden Signale muß jedoch die Lichtleistung des Lasers stabilisiert werden, denn Helligkeitsschwankungen können auf dem Umweg über Streulicht zu Störsignalen führen. Wie weiter unten gezeigt wird (Abschnitte 2.5.5–2.5.7), gibt es in einem Interferometer mit Laufzeitleitungen Streulichtbeiträge, die eine sehr große Wegdifferenz  $\Delta L_{\text{Str}}$  zum Hauptstrahl besitzen, die aber trotzdem noch mit diesem interferieren und damit dessen Phase beeinflussen. Wegen



der großen Wegdifferenz  $\Delta L_{\text{Str}}$  interferieren somit Lichtanteile, die zu sehr unterschiedlichen Zeiten den Laser verlassen haben. Die Phasenänderung  $\delta\varphi$  des Hauptstrahls aufgrund von Helligkeitsschwankungen kann bis zu

$$\delta\varphi = 2\sigma \frac{\delta E}{E} \cdot \sin(\pi f_H \Delta\tau) \quad (2.12)$$

betragen. Darin ist  $\sigma$  die relative Amplitude des betrachteten Streulichtbeitrags,  $\delta E/E$  die relative Schwankung der Feldstärke des Laserlichts,  $f_H$  die Frequenz der Helligkeitsschwankungen und  $\Delta\tau = \Delta L_{\text{Str}}/c$  die Laufzeitdifferenz.

In den bisherigen Prototyp-Experimenten war die Laufzeitdifferenz  $\Delta\tau$  klein genug, so daß diese Störung noch nicht meßbar war. In der geplanten großen Anlage kann der Sinus in Gleichung (2.12) durchaus den Wert 1 erreichen. Für  $\sigma$  sind Werte zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-3}$  zu erwarten. Geht man von einem Intensitätsrauschen aus wie in Bild 2.10 dargestellt, z.B. von  $\delta P/P \approx 10^{-5}/\sqrt{\text{Hz}}$ , dann erscheint eine Stabilisierung der Lichtleistung um einen Faktor  $10^2$  als ausreichend, um in einer Bandbreite von 1 kHz ein  $\delta\varphi < 10^{-9}$  zu erreichen. Eine solche Stabilisierung, über eine Regelung des Plasmastromes im Laser, ist im MPQ entwickelt worden, es können aber auch polarisationsoptische Methoden außerhalb des Lasers angewendet werden. Da die Anforderungen nicht allzu hoch sind, ist hierbei nicht mit prinzipiellen Schwierigkeiten zu rechnen.

### 2.5.3 Schwankungen der Strahlgeometrie

Neben den Helligkeitsschwankungen zeigt der Laserstrahl auch Schwankungen in der Strahlgeometrie, wie etwa in der Position, in der Richtung und im Durchmesser. Diese Strahlunruhe führt in dem Maße zu Störsignalen im Interferometer, in dem die Wellenfronten der beiden interferierenden Strahlen nicht genau parallel verlaufen. Leicht einzusehen ist die Auswirkung einer seitlichen Strahlversetzung um  $\delta y$ , falls der Strahlteiler einen Fehlwinkel  $\alpha$  mit der Symmetrieebene zwischen den beiden Interferometerspiegeln bildet. Wegen der Unsymmetrie ist nach der Strahlversetzung der Lichtweg in einem Arm kürzer und im anderen länger als vorher; die Änderung in der Wegdifferenz ist gegeben durch  $\delta L = 4\alpha\delta y$ .

Ein Spektrum der Positionsschwankungen  $\delta y$  des verwendeten Lasers (Innova 90-5) ist in Bild 2.11 dargestellt. Bei den beobachteten Werten für  $\delta y$  von einigen  $10^{-11} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  und einer angestrebten Empfindlichkeit für  $\delta L$  von  $3 \cdot 10^{-18} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  müßte der Fehlwinkel  $\alpha$  kleiner gehalten werden als  $10^{-7} \text{ rad}$ . Dies ist schwer zu realisieren und langfristig kaum zu halten. Ähnliche Probleme entstehen aufgrund von Winkeländerungen des Laserstrahls, wenn z.B. die durchstrahlten optischen Komponenten in den beiden Interferometerarmen nicht genau gleiche optische Dicke besitzen. Weiterhin führt ein Pulsieren des Strahldurchmessers zu Störsignalen, falls die Wellenfronten der beiden interferierenden Strahlen eine unterschiedliche Krümmung besitzen. Entsprechend führen auch kompliziertere

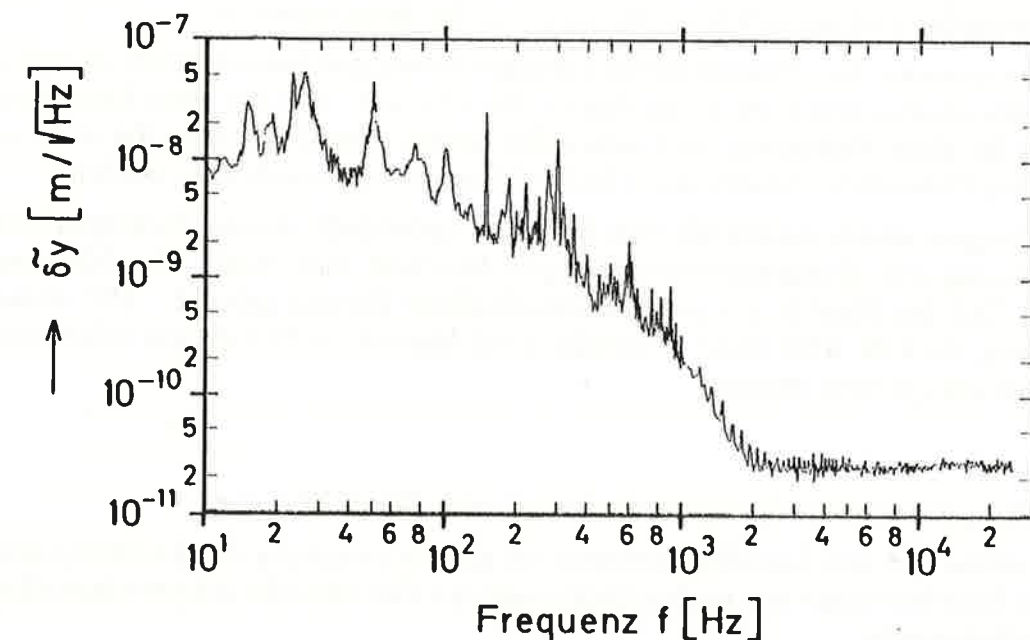


Bild 2.11 : Spektrum der Positionsschwankungen  $\delta y$  des Laserstrahls (Innova 90-5), gemessen mit einer Quadranten-Diode. (Der Pegel bei Frequenzen oberhalb 2 kHz stellt die Rauschgrenze der Meßanordnung dar)

Schwankungen der Strahlgeometrie zu Störsignalen, falls sie mit einer geeigneten Unsymmetrie des Interferometers zusammentreffen.

Zur Reduzierung dieser Art von Störungen wurde von unserer Gruppe das sogenannte Modenfilter entwickelt [135]. Es handelt sich dabei um einen Fabry-Perot-Resonator, den der Laserstrahl auf seinem Weg zum Interferometer durchsetzt. Im einfachsten Fall besteht der Resonator aus zwei gleichen sphärischen Spiegeln, bei denen das Verhältnis von Spiegelabstand zu Krümmungsradius so gewählt wird, daß sich nur ein einziger Schwingungsmodus, der gewünschte TEM<sub>00</sub>-Modus, aufbauen kann.

Ist der einlaufende Laserstrahl in seiner Form diesem Modus angepaßt, so wird praktisch die gesamte Lichtleistung transmittiert (wenn man von den Absorptions- und Streuverlusten auf den Spiegeln absieht). Ändert der Laserstrahl seine Geometrie (Position, Orientierung, Durchmesser), so kann dies vom Standpunkt des Modenfilters aus interpretiert werden als eine Beimengung anderer Moden, für die jedoch keine Resonanz vorliegt. Diese Anteile werden daher nicht durchgelassen, sondern reflektiert, und die Geometrieschwankungen somit unterdrückt.

Anstelle eines Fabry-Perot-Resonators haben wir, wie schon zuvor R. Weiss, als Modenfilter auch eine Ein-Moden-Glasfaser verwendet [139, 94]. Sie läßt ebenfalls nur eine einzige Feldverteilung in ihrem Inneren zu, so daß eine Strahlberuhigung in gleicher Weise erfolgt wie beim Resonator-Modenfilter. Zur Vermeidung von Relativbewegungen zum Interferometer wird dabei das Austrittsende der Glasfaser an einer im Vakuum aufgehängten großen Masse fixiert und ist damit gut gegen



Erschütterungen isoliert. Diese Anordnung gestattet außerdem eine sehr feine Ausrichtung des Lichtstrahls beim Einschub in das Interferometer.

Der in unserem Experiment vorher benutzte Resonator hatte seitliche Schwankungen des Strahls um etwa einen Faktor 30 reduziert. Bei der jetzt benutzten Glasfaser ist diese Reduktion noch wesentlich besser. Damit konnten die Auswirkungen der Geometrieschwankungen bisher hinreichend unterdrückt werden.

In Glasgow wurde zusätzlich eine Regelung entwickelt, welche Strahlposition und -richtung mit piezogesteuerten Spiegeln konstant hält [138]. Zur Messung wird ein Teil des Strahls auf positionsempfindliche Dioden gelenkt. Mit dieser Anordnung, die z.Zt. aber nicht verwendet wird, können im Prinzip alle relevanten Freiheitsgrade geregelt werden.

#### 2.5.4 Frequenzschwankungen und statische Wegdifferenz

Die dritte Art von Laserfluktuationen ist eine Schwankung der Lichtfrequenz. In einem Interferometer mit großen Lichtwegen ist dies wohl die schwerwiegendste optische Störquelle.

Frequenzschwankungen (gleichbedeutend mit Schwankungen der Lichtwellenlänge) führen zu Fehlsignalen im Interferometer, wenn die interferierenden Lichtbeiträge unterschiedlich lange Wege zurückgelegt haben. Zunächst denkt man dabei an den statischen Wegunterschied zwischen den beiden Hauptstrahlen, von dem sich zeigen wird, daß er sich nur schwer ganz vermeiden läßt. Außerdem besitzen die bereits oben erwähnten störenden Streulichtanteile z.T. sehr große Wegunterschiede gegenüber dem Hauptstrahl. Für beide Fälle ergeben sich harte Anforderungen an die Frequenzstabilität des Lasers [140, 122, 39].

Betrachten wir zunächst die Auswirkungen eines statischen Wegunterschiedes  $\Delta L$  zwischen den beiden Hauptstrahlen. Bei konstanter Laserfrequenz  $\nu$  ist die Phasendifferenz gegeben durch  $\varphi = 2\pi\nu\Delta L/c$ . Die Phase  $\varphi$  ist die Meßgröße des Interferometers. Sie kann sich ändern sowohl aufgrund einer Änderung  $\delta(\Delta L)$  der Wegdifferenz  $\Delta L$  (dies ist der Effekt, über den sich eine Gravitationswelle bemerkbar machen sollte) als auch aufgrund einer Frequenzschwankung  $\delta\nu$  des Lasers:

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{c} \cdot (\nu \cdot \delta(\Delta L) + \delta\nu \cdot \Delta L). \quad (2.13)$$

Der Term für die Frequenzschwankung kann im Prinzip zum Verschwinden gebracht werden durch Abgleich der Lichtwege in den beiden Armen, also mit  $\Delta L = 0$ . Bei großen Lichtwegen ist es jedoch schwierig, die Interferometerarme genau gleich lang zu machen. Der Grund liegt darin, daß man zusätzlich noch eine andere Bedingung zu erfüllen hat, und zwar, einen guten Interferenzkontrast zu erzielen. Um nämlich eine gewünschte Anzahl von Strahlen in einer Laufzeitleitung einzustellen, muß ein bestimmtes Verhältnis von Spiegelabstand  $\ell$  zu Krümmungsradius  $R$  gewählt werden:

$$1 - \frac{\ell}{R} = \sin \frac{\pi}{N} \approx \frac{\pi}{N}.$$

Um gleiche Lichtwege zu erhalten, also gleiche Spiegelabstände in beiden Armen (bei gegebener Anzahl  $N$  von Strahlen), ist es daher notwendig, auch die Krümmungsradien der Spiegel sehr genau gleich zu machen.<sup>1</sup>

Die besten heute verfügbaren Technologien lassen erwarten, daß die großen Krümmungsradien auf einige Meter genau hergestellt werden können [141]. Weitergehend unbekannt sind bisher:

- die tatsächlich erreichbare Gleichheit der Krümmungsradien,
- die Änderung des Krümmungsradius durch den Bedampfungsvorgang zur Herstellung hochreflektierender Schichten, insbesondere bei großen Spiegeldurchmessern,
- die langfristige Formänderung des Substrats etwa durch Fließen, Rekristallisation usw.

Sicher kann man durch Aussuchen geeigneter Spiegelpaare die beiden Laufzeitleitungen etwas besser aneinander anpassen, aber bei z.B.  $N = 30$  Reflexionen wird man insgesamt mit einem Wegunterschied der Größenordnung 100 m zwischen den Hauptstrahlen des Interferometers rechnen müssen.

Eine nachträgliche Korrektur der Form der Spiegeloberfläche durch Kräfte auf das Substrat wird nur für den äußersten Notfall erwogen. Es dürfte nämlich sehr schwierig sein, den großen Teil der vom Licht getroffenen Oberfläche zu beeinflussen, ohne gleichzeitig mechanische Resonanzen im kHz-Gebiet einzuführen oder die Güte des Substrats zu reduzieren.

Damit das durch das Frequenzrauschen im Zusammenhang mit einem solchen Wegunterschied hervorgerufene Interferometersignal (2. Term in Gleichung (2.13)) die angestrebte Empfindlichkeit nicht beeinträchtigt, muß die Laserfrequenz im Frequenzfenster der Beobachtung auf  $10^{-5}$  Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$  stabilisiert werden. Unstabilisierte Ar<sup>+</sup>-Laser zeigen im interessierenden Frequenzbereich Frequenzschwankungen, die um viele Zehnerpotenzen über diesem geforderten Wert liegen. Auf die Stabilisierung der Laserfrequenz wird in Abschnitt 2.5.6 näher eingegangen.

Bei einer Laufzeitleitung aus  $N$  Einzelspiegeln (Abschnitt 2.1.5) lassen sich im Prinzip die optischen Wege der beiden Arme genau gleich einstellen. Lage und Orientierung des Austrittsstrahls können nämlich durch die Orientierung der beiden letzten Spiegel vorgegeben werden. Die Aufgabe der Überlagerung der Austrittsstrahlen aus den beiden Armen wird daher nicht mehr durch die Abbildungseigenschaften der Laufzeitleitung sondern von einer Regelung übernommen, an die erhebliche Anforderungen zu stellen sind, ähnlich denen für ein Fabry-Perot. Somit könnte die aus der statische Wegdifferenz  $\Delta L$  herrührende Anforderung an die Frequenzstabilisierung beträchtlich abgemildert werden. Die durch die Abbildungseigenschaften der Zwei-Spiegel-Laufzeitleitung erreichte Anpassung der Wellenfronten der Ausgangsstrahlen ist dann allerdings nicht automatisch erfüllt.

<sup>1</sup> Der Krümmungsradius ist in diesem Zusammenhang gegeben durch das Maß, in dem sich die Neigungen der Spiegeloberfläche von einem Reflexionspunkt zum nächsten ändern. Für das Fokussierungsverhalten kommt es dagegen auf die jeweiligen *lokalen* Krümmungen bei den einzelnen Reflexionspunkten an.



### 2.5.5 Frequenzschwankungen und Streulicht

Ein zweiter Weg, auf dem Frequenzschwankungen Störsignale erzeugen können, führt über das Streulicht [140]. Zur Erläuterung dieses Effekts denken wir uns das folgende einfache Beispiel: Einer der beiden Hauptstrahlen des Interferometers durchsetze eine optische Komponente, bevor er in die Laufzeitleitung eintritt (Bild 2.12 a). Ein Teil des Lichts werde an einer Grenzfläche gestreut und überlagere sich mit dem zurückkommenden Strahl. Die relative Amplitude des interferierenden Anteils sei  $\sigma$ . Die Phase zwischen Hauptstrahl und Streulicht ist

$$\Phi = \frac{2\pi}{c} \Delta L_{\text{Str}} \cdot \nu,$$

wobei  $\Delta L_{\text{Str}}$  sehr groß ist, nämlich gleich dem gesamten Lichtweg in der Laufzeitleitung, also z.B. 100 km in der geplanten Anordnung.

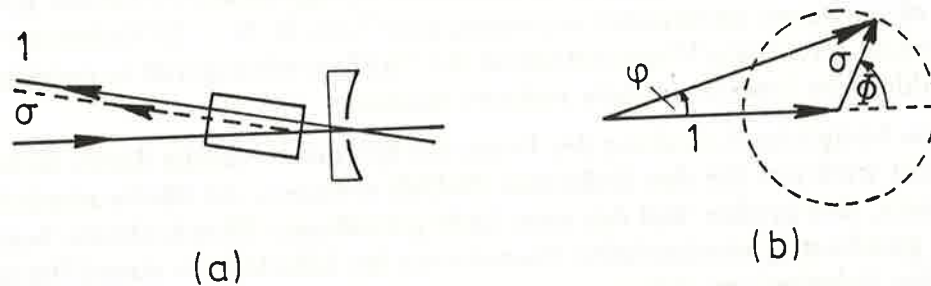


Bild 2.12: (a) Entstehung eines Streulicht-Strahls an einer optischen Komponente außerhalb der Laufzeitleitung, (b) Addition der Streulichtkomponente ( $\sigma$ ) zum Hauptstrahl (1).

Durch die Interferenz ist die Phase des resultierenden Strahls gegenüber dem ungestörten Hauptstrahl verschoben (Bild 2.12 b) um

$$\varphi \approx \sigma \sin \Phi = \sigma \sin \left( \frac{2\pi}{c} \Delta L_{\text{Str}} \cdot \nu \right). \quad (2.14)$$

Statische oder sehr langsame Phasenverschiebungen  $\Phi$  würden im vorliegenden Experiment nicht weiter stören, da nur in einem Frequenzfenster in der Umgebung von 1 kHz beobachtet werden soll. Wenn jedoch die Lichtfrequenz  $\nu$  schwankt, z.B. im Takt von 1 kHz, so ändert sich dabei auch  $\varphi$  und führt somit zu einem Interferometersignal<sup>1</sup>

$$\delta\varphi = \sigma \frac{2\pi}{c} \Delta L_{\text{Str}} \cos \Phi \cdot \delta\nu. \quad (2.15)$$

Zur Abschätzung der Größe des Effekts kann  $\cos \Phi = 1$  gesetzt werden. Die angegebene Phasenänderung entspricht dann einer Wegänderung von

$$\delta L = \sigma \Delta L_{\text{Str}} \frac{\delta\nu}{\nu}.$$

<sup>1</sup> Genau genommen muß man über die zeitabhängige Frequenz während der Laufzeit  $\Delta\tau_{\text{Str}} = \Delta L_{\text{Str}}/c$  integrieren um die Phasenänderung zu erhalten, was aber für die hier betrachteten Frequenzen keine wesentlichen Änderungen bringt.

Da in dem gewählten Beispiel der Wegunterschied  $\Delta L_{\text{Str}}$  etwa gleich  $L$ , dem Lichtweg in der Laufzeitleitung, ist, simulieren Frequenzschwankungen über das Streulicht Raumdehnungen von

$$\frac{\delta L}{L} = \sigma \frac{\delta\nu}{\nu}.$$

Bei derzeit gängiger Qualität großer Spiegel liegen in einem Interferometer mit Laufzeitleitungen die Werte für  $\sigma$  zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-3}$ , sagen wir  $3 \cdot 10^{-4}$ . (Da  $\sigma$  die relative Amplitude des mit dem Hauptstrahl interferierenden Streulichts angibt, entspricht dies einer relativen Intensität des Streulichts allein von etwa  $10^{-7}$ ).

Damit diese Störung unterhalb der angestrebten Empfindlichkeitsgrenze ( $\tilde{h} = 3 \cdot 10^{-23}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) bleibt, muß die Frequenz stabilisiert werden auf

$$\delta\nu < \frac{\nu}{\sigma} \cdot 3 \cdot 10^{-23} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}} \approx 6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}}.$$

Man findet also nicht ganz so hohe Anforderungen an die Frequenzstabilität, wie sie sich aufgrund einer zu erwartenden statischen Wegdifferenz  $\Delta L$  zwischen den Hauptstrahlen ergeben hatten. Die Situation wird aber erschwert dadurch, daß es Streulichtbeiträge gibt, deren Wegdifferenzen  $\Delta L_{\text{Str}}$  zum Hauptstrahl sogar ein Vielfaches des Lichtwegs  $L$  beträgt. Darauf wird in Anhang B ausführlicher eingegangen.

Die besten derzeit herstellbaren Spiegel haben eine Gesamtstreuung von nur etwa  $10^{-5}$ , der mit dem Hauptstrahl interferierende Anteil  $\sigma$  könnte dann (auch nach Vielfachreflexion) wesentlich kleiner sein als bisher. Damit würden auch die vom Streulicht herrührenden Anforderungen an die Frequenzstabilität herabgesetzt. Zwar wurden solche Verspiegelungen bisher nur auf relativ kleine Spiegelsubstrate aufgebracht (z.B. 1 Zoll Durchmesser), aber sie sollten jedenfalls auch für Substrate denkbar sein, wie sie für Laufzeitleitungen mit Vielfachspiegeln benötigt werden (10 bis 15 cm Durchmesser).

Unsere Gruppe verfolgt das Ziel, die vom Streulicht herrührenden Störsignale durch eine sehr weitgehende Stabilisierung der Laserfrequenz zu unterdrücken. Gleichzeitig wurden, möglicherweise als Ergänzung, Verfahren untersucht, die Streulichtsignale durch geeignete Frequenzmodulation zu reduzieren (siehe Abschnitt 2.5.7).

### 2.5.6 Stabilisierung der Laserfrequenz

Für die Frequenzstabilisierung werden gegenwärtig zwei Regelkreise benutzt (Bild 2.13). Zum Betrieb des ersten wird ein Teil des Lichts durch einen sphärischen Fabry-Perot-Resonator geschickt. Dieser Referenzresonator befindet sich zur Vermeidung von Brechzahlchwankungen (Schall, statistische Druck-Schwankungen, Luftzug usw.) im Vakuum und ist gegen mechanische Erschütterungen isoliert. Ein Regelkreis hält die Frequenz des Laserlichts in der Nähe einer Resonanz des Resonators. Die niederfrequenten, großhubigen Frequenzschwankungen werden durch Verschieben eines Laserspiegels mit Hilfe eines



Piezokristalls ausgeregelt, hochfrequente Schwankungen korrigiert eine Pockelszelle im Laserresonator. Unstabilisiert hatte der Laser Frequenzschwankungen, wie sie in der obersten Kurve von Bild 2.14 wiedergegeben sind. Mit Hilfe des ersten Regelkreises konnten in dem interessierenden Frequenzbereich ( $300 \text{ Hz} < f < 3000 \text{ Hz}$ ) die Schwankungen  $\delta\nu$  auf etwa  $0,1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  reduziert werden, wie aus der mittleren Kurve von Bild 2.14 hervorgeht [122, 39].

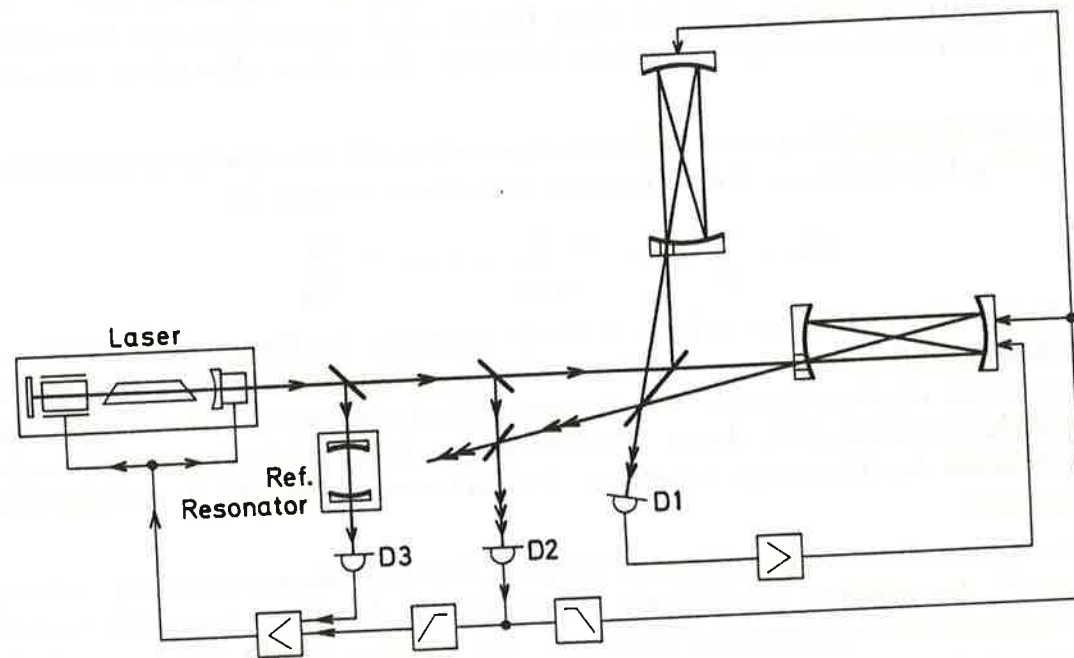


Bild 2.13 : Schematische Darstellung der Frequenzregelung des Lasers über die Ausgangssignale des Interferometers

Diesem ersten Regelkreis wird nun ein zweiter hinzugefügt, der in einem unsymmetrischen Interferometer mit sehr unterschiedlicher Armlänge die noch verbleibenden Frequenzschwankungen mißt und weitgehend ausregelt. Das unsymmetrische Interferometer wird derzeit dadurch gebildet, daß man den einen Ausgangsstrahl mit einem Teil des vom Laser kommenden Lichts auf der Diode D2 überlagert (Bild 2.13). Als Stellglied könnte man eine Pockelszelle im Lichtweg außerhalb des Laserresonators benutzen; im derzeitigen Aufbau hat sich die Verwendung der oben erwähnten Frequenz-Stellglieder innerhalb des Laserresonators als vorteilhafter erwiesen. Eine bemerkenswerte Eigenschaft der verwendeten zweistufigen Stabilisierung ist, daß die beiden Regelungen multiplikativ zusammenwirken.

Um eine Anpassung zwischen Lichtwellenlänge und Lichtweg im Interferometer zu erreichen, wird bei tiefen Frequenzen der Spiegelabstand entsprechend nachgeregelt (Bild 2.13). Diese Anpassung erwies sich als notwendig wegen Nichtlinearitäten bei der Entstehung von Streulichtsignalen. Da die Streulichtanteile z.T. extrem große Wegunterschiede  $\Delta L_{\text{Str}}$  gegenüber dem Hauptstrahl besitzen (siehe insbesondere Anhang B), entstehen durch die großen niederfrequenten Amplituden

(sowohl der Frequenzschwankungen als auch der synchronen Bewegungen der Spiegel) Phasendifferenzen  $\Phi$  zwischen Streulicht und Hauptstrahl, die ein Mehrfaches von  $2\pi$  betragen können. Dies führt zu einer Rotation der Streulichtvektoren relativ zum Hauptstrahl-Vektor (Bild 2.12 b) und damit gemäß Gleichung (2.14) zur Erzeugung von Störsignalen bei höheren Frequenzen. Durch die eben erwähnte Anpassung von Lichtwellenlänge und Lichtweg aneinander wird diese Rotation verhindert.

Die nach dem ersten Regelkreis noch übriggebliebenen Frequenzschwankungen können wegen des großen Wegunterschieds im unsymmetrischen Interferometer (3,3 km bei 110 Strahlen in der Garchinger 30m-Apparatur) mit gutem Signal-Rausch-Verhältnis gemessen und weitgehend ausgeregelt werden. Die schließlich verbleibende Fehlanpassung der Frequenz ist als unterste Kurve in Bild 2.12 wiedergegeben, mit einem niedrigsten Wert von etwa  $5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

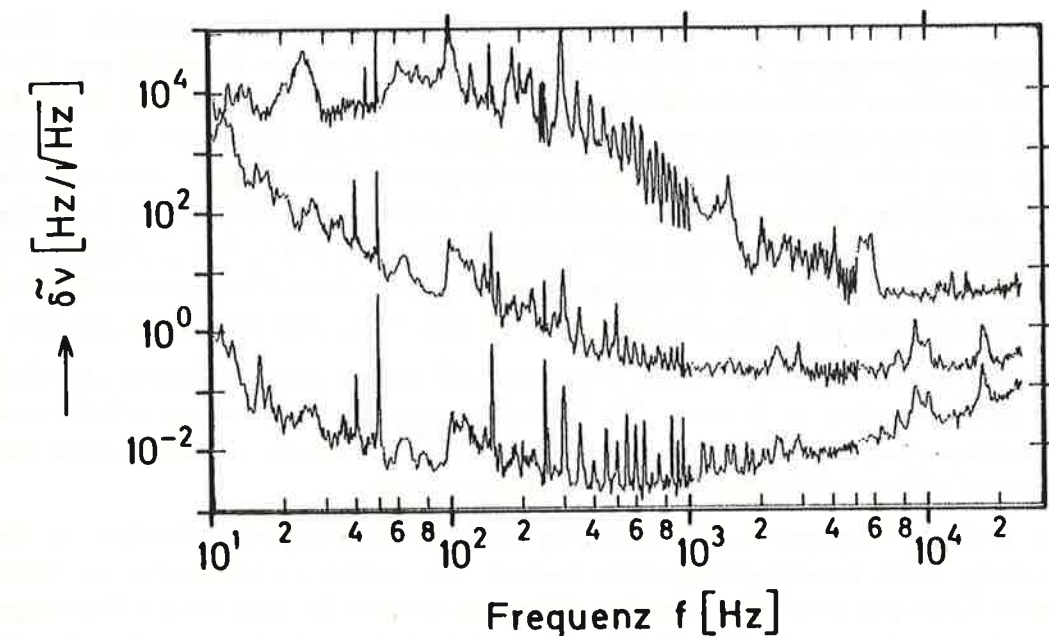


Bild 2.14 : Spektrum der Frequenzschwankungen  $\delta\nu$  (Innova 90-5):

- (a) obere Kurve: unstabilisierter Laser,
- (b) mittlere Kurve: Laser stabilisiert über ein Fabry-Perot als Referenz-Resonator (25 cm lang, mit einem Abstandshalter aus Zerodur, evakuiert, die Messung erfolgte durch ein Interferometer mit großer Lichtwegdifferenz).
- (c) Zusätzliche Stabilisierung über das Interferometer (Armlänge 1,5 km).



### 2.5.7 Aufheben der Kohärenz von Streulichtbeiträgen

Die besprochene Stabilisierung der Laserfrequenz soll Störungen, sowohl herrührend von statischen Wegdifferenzen wie von Streulichtbeiträgen, hinreichend klein halten. Die Störungen durch Streulicht können aber umgekehrt auch dadurch verringert werden, daß man die extreme zeitliche Konstanz der Laserfrequenz aufgibt, die ja dazu führt, daß das Streulicht auch bei großen Wegdifferenzen  $\Delta L_{\text{Str}}$  noch mit dem Hauptlicht interferenzfähig ist. Diese Kohärenz kann man durch geeignete Modulation der Laserfrequenz aufheben.

Das Prinzip läßt sich anhand von Bild 2.12 b verdeutlichen. Die Phase zwischen einem bestimmten Streulichtbeitrag der Amplitude  $\sigma$  und dem Hauptstrahl sei

$$\Phi = \frac{2\pi}{c} \Delta L_{\text{Str}} \cdot \nu.$$

Für eine linear mit der Zeit anwachsende Laserfrequenz  $\nu$  wächst  $\Phi$  ebenfalls linear mit der Zeit, d.h.  $\vec{\sigma}$  rotiert relativ zum Vektor des Hauptstrahls. Falls diese Rotationsbewegung hinreichend schnell erfolgt, (etwa im Vergleich zur Periodendauer eines zu beobachtenden Signals), so verschwindet im zeitlichen Mittel die durch das Streulicht bewirkte Phasenänderung  $\delta\varphi$  des Hauptstrahls. In der Praxis ist jedoch der Ziehbereich für die Laserfrequenz sehr begrenzt, man muß daher nach geeigneten Modulationsfunktionen mit begrenztem Hub für die Laserfrequenz suchen. Betrachtet wurden bisher Sinusfunktionen [142], Sprungfunktionen [143, 136], und breitbandiges Rauschen [139]. Durch diese Frequenzmodulation wird gewissermaßen die Kohärenz zwischen Hauptstrahl und Streulicht zerstört.

Es sollte auch möglich sein, die Frequenzmodulation und die Frequenzstabilisierung gleichzeitig zu realisieren. Die Stabilisierung würde dabei unterhalb einer gewissen Grenzfrequenz, möglicherweise einigen  $10^5$  Hz, erfolgen, während die Modulation bei höheren Frequenzen vorgenommen würde.

Ein anderer Weg zur Unterdrückung von Streulichtsignalen besteht in der Verwendung eines modengekoppelten Lasers, der kurze Lichtimpulse im Tastverhältnis 1:100 bis 1:10000 aussendet. Wenn man erreicht, daß die auf Umwegen zum Detektor gelangenden Streulichtpulse dort in der Dunkelphase zwischen zwei Pulsen des Hauptstrahls ankommen, dann ist der Anteil dieses Streulichts an der Interferenzintensität proportional zu  $\sigma^2$ , also um drei bis vier Größenordnungen kleiner als beim kontinuierlichen Betrieb des Lasers. Somit ist die Empfindlichkeit gegenüber Frequenzschwankungen geringer.

Im Fall der Verzögerungsleitung führen statische Wegdifferenzen zwischen den beiden Interferometerarmen dazu, daß auch die Pulse der beiden Hauptstrahlen nicht zur gleichen Zeit zum Detektor gelangen, so daß deren gewünschte Interferenz nicht zustandekommt. Um die Teilstrahlen dennoch interferieren zu lassen, muß entweder die statische Wegdifferenz oder der (zeitliche) Abstand der Laserimpulse so eingestellt werden, daß die Wegdifferenz ein ganzzahliges Vielfaches des Pulsabstands ist. Hierbei wird ausgenutzt, daß bis zu einer Zeitdifferenz von einer Mikrosekunde aufeinanderfolgende Pulse eines Modengekoppelten Lasers zueinander kohärent sind und miteinander interferieren können [144].

Die Methode der Streulichtunterdrückung durch Verwendung eines gepulsten Lasers hat gegenüber der Frequenzstabilisierung bei kontinuierlichem Betrieb den prinzipiellen Vorteil, daß die Anforderungen an die Konstanz des Streulichtweges reduziert werden können. Die Methode des gepulsten Lasers ist allerdings von begrenzter Wirksamkeit bei solchen Störungen, die mit der Reflexion von Streulicht an den (akustisch unruhigen) Vakuumrohrwänden zusammenhängen, da es in diesem Fall wegen des geringen Wegunterschieds schwierig ist, Streulicht und Hauptstrahl zeitlich voneinander zu trennen.

Erste Vorexperimente zum Betrieb eines kurzen Michelson-Interferometers einer Armlänge von 30 cm mit einem modengekoppelten Argon-Ionen-Laser verliefen vielversprechend.

Die Frequenzschwankungen des Lasers stellen sicherlich eines der schwerwiegendsten Probleme im hier vorgeschlagenen Experiment dar. In dem vorliegenden Abschnitt sind jedoch Wege aufgezeigt worden, wie durch die Stabilisierung und möglicherweise eine zusätzliche Modulation der Lasers die Störungen hinreichend klein gehalten werden können.



## 2.6 Status verschiedener Labors

### 2.6.0 Zusammenfassung

Mit der Entwicklung von Laser-Interferometern zum Nachweis von Gravitationswellen beschäftigen sich seit einigen Jahren fünf Labors, und zwar (in zeitlicher Reihenfolge): MIT (Massachusetts Institute of Technology, seit etwa 1971), MPI für Quantenoptik (Garching, anfangs im MPI für Astrophysik in München, 1975), Glasgow (University of Glasgow, 1976), Caltech (California Institute of Technology, 1980) und schließlich Orsay (Université de Paris-Sud, 1983). Die Tätigkeiten in diesen Labors, und die Resultate der jeweiligen Prototypen werden hier aufgeführt, und es soll dabei auch näher darauf eingegangen werden, welche Techniken zu entscheidenden Verbesserungen der Empfindlichkeit geführt haben.

Von den vier "ältesten" Labors liegen Empfindlichkeiten ihrer Prototypen vor, die hier mit Genehmigung von Kip Thorne in einer Darstellung wiedergegeben sind, die er anlässlich einer Anhörung von Experten bei der NSF (National Science Foundation) angefertigt hat [145]. In dieser Darstellung (Bild 2.15) ist der historische Verlauf der Empfindlichkeiten in den verschiedenen Labors zu erkennen; in der oberen Kurve ausgedrückt durch die (lineare) spektrale Dichte  $\tilde{\ell}(f)$  der Rauschamplitude bei der Frequenz  $f = 2$  kHz; in der unteren Kurve wurde, um einen Vergleich mit Resonanzantennen (bars) zu ermöglichen, die scheinbare Raumdehnung  $h_{\text{rms}}$  für ein breitbandiges Signal dargestellt. Die jeweils aktuellsten Meßkurven (in Form von Spektren) sind bei der getrennten Behandlung der Labors in den Abschnitten 2.6.1 bis 2.6.5 zu finden.

Im MIT wurde (unter der Leitung von R. Weiss) sehr früh mit dem Bau eines Prototyps mit  $\ell \approx 1,5$  m Armlänge begonnen [36], der z.Zt. mit  $N = 56$  Strahlen in der Technik der Laufzeitleitungen betrieben wird. Einige Entscheidungen in diesem frühen Entwurf stellten sich später als hinderlich für das Erreichen hoher Empfindlichkeit heraus. Der Störpegel liegt auch heute noch sehr hoch, u.a. wegen des recht bescheidenen Lichtwegs  $L = N \cdot \ell$  von nur 82 m. Im MIT wurden wesentliche Beiträge zu Fragen der optischen Laufzeitleitung, zur Lichtführung in Monomode-Glasfasern und dem "Verwaschen" von Streulicht-Störungen geleistet. Die für das "Verwaschen" notwendige breitbandige Phasenmodulation des Lasers macht allerdings ein "recycling" des Lichts nahezu unmöglich. Eine beträchtliche Verbesserung der Empfindlichkeit erwartet man sich von dem derzeit entstehenden 5-m-Prototyp.

Die in Glasgow (zunächst unter der Leitung von R.W.P. Drever, jetzt von J. Hough) und wenig später am Caltech (R.W.P. Drever) entwickelten Prototypen [146, 125] benutzen die Fabry-Perot-Technik, mit Finesse-Werten  $\mathcal{F}$ , die zunächst etwa 100 bis 200 betragen, jetzt aber bei etwa 2000 bis 5000 liegen. Dabei wird bisher der eine Fabry-Perot-Resonator zur Frequenzregelung des Lasers benutzt, und es werden die Änderungen der Interferenz des Fabry-Perot-Resonators im anderen Arm als Signal analysiert. Fernziel ist jedoch eine symmetrischere Anordnung, in der das von den beiden Resonatoren zurückkehrende Licht am Strahlteiler zur (sich auslöschenden) Interferenz gebracht wird. Erst in dieser Betriebsart könnte das angestrebte "recycling" verwirklicht werden.

Die bis Dezember 1986 bekannt gewordenen besten Resultate (z.T. noch nicht veröffentlicht), sind für die Prototypen von Glasgow ( $\ell = 10$  m) und von Caltech ( $\ell = 40$  m) ebenfalls in Bild 2.15 eingetragen.

Schon früh wurden beim 3m-Prototyp des Max-Planck-Instituts (in Bild 2.15 als "Munich 3m" bezeichnet), nach Ausschaltung einer Vielzahl von erstmals entdeckten Störquellen sehr gute Ergebnisse erzielt. Zuletzt (August 1982) lagen, bei einer optischen Länge von z.B.  $L = 138 \times 3,05$  m = 420 m, die entsprechenden Störpegel in dem interessierenden Frequenzgebiet von 0,5 bis 3 kHz nur noch geringfügig über der theoretischen Grenze des Schrotrauschens [38].

Fast nochmals eine Zehnerpotenz in der Dehnungsempfindlichkeit  $h_{\text{rms}}$  wurde mit dem größeren Prototyp mit  $\ell = 30$  m Armlänge gewonnen, der zunächst (Juni 1984) mit  $N = 50$  Strahlen ( $L = 50 \times 30$  m = 1,5 km) betrieben wurde [94]. Erstmals war es dabei auch gelungen, schon ab Frequenzen um 1 kHz sehr nahe an die fundamentale Grenze des Schrotrauschens zu kommen, und dies später auch bei erhöhten Laserleistungen bis zur Größenordnung von 0,3 W [97].

Die für eine noch bessere Frequenzregelung des Lasers benutzte Methode des "zweiten Regelkreises" war eine notwendige Vorstufe auf dem Weg zu der mittlerweile in Garching demonstrierten Rückführung des Lichts [97]. Arbeiten an diesem "recycling" wurden dann auch in Orsay vorgenommen, apparativ auf ganz anderem Weg, im Ergebnis aber sehr ähnlich.

Noch keine Meßdaten stehen zur Verfügung von zwei noch sehr "jungen" Gruppen: eine in Tokio (Institute of Space and Astronautical Science), wo der Aufbau eines 10-m-Prototyps gerade begonnen wurde (Januar 1987); und eine in Pisa (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare), wo die Vorarbeiten an einer extrem wirkungsvollen seismischen Isolierung zu einem Prototyp in Meter-Abmessungen führen sollen. Über die Arbeiten an einem 3-m-Prototyp in der Volksrepublik China (Institute for Gravitational Physics, Quanzhou) liegen noch keine genauen Kenntnisse vor.



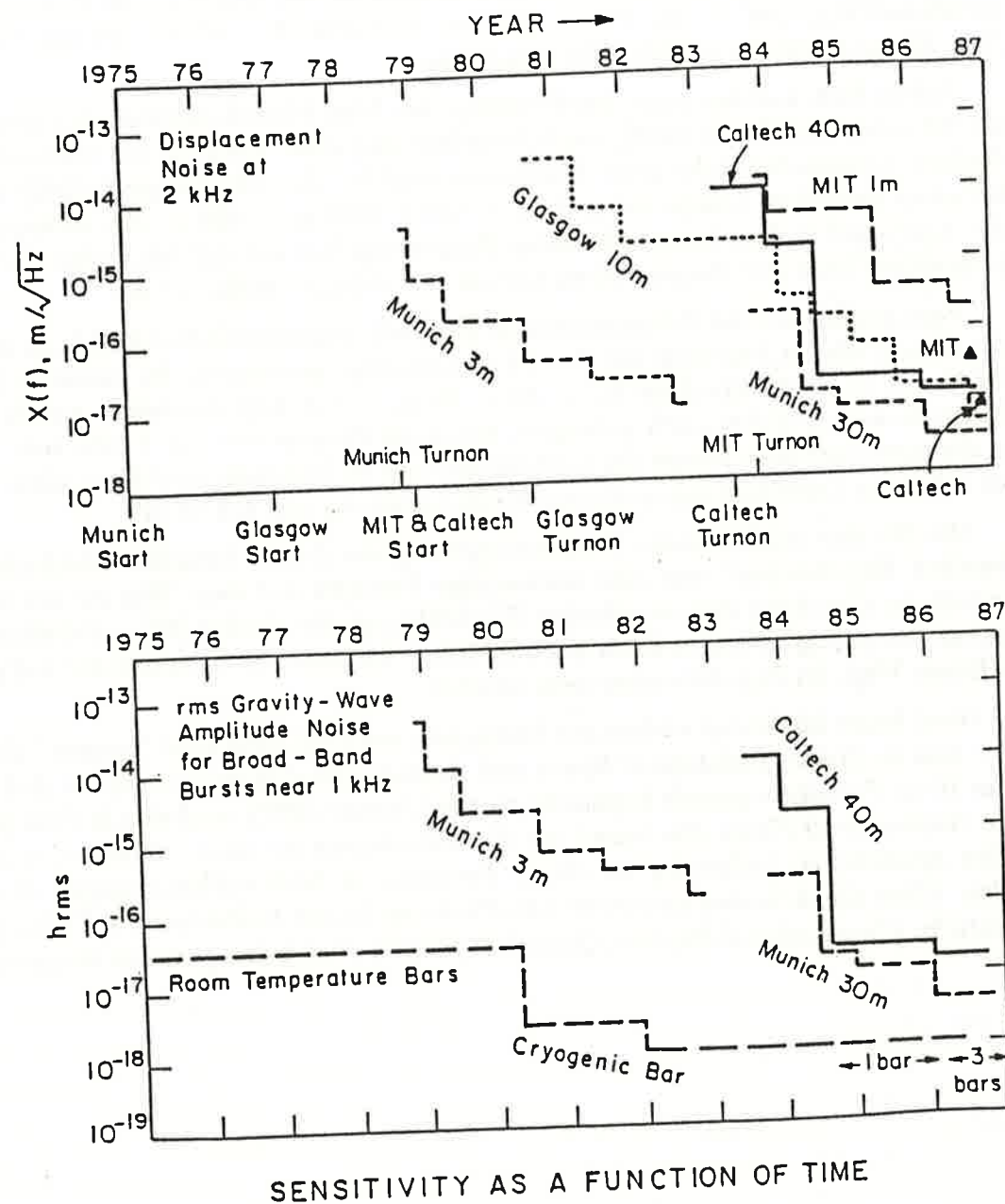


Bild 2.15: Historische Entwicklung der Empfindlichkeiten der Interferometerantennen einiger Labors, zusammengestellt von K. Thorne [145].

Oberes Bild (2.15 a): Störungen, repräsentiert durch die scheinbare Spiegelbewegung  $X(f) = \tilde{\delta}l(f)$  bei einer festen Frequenz  $f = 2$  kHz.

Unteres Bild (2.15 b): Zum Vergleich mit Zylinderantennen: Effektivwert  $h_{\text{rms}}$  eines breitbandigen Gravitationswellen-Pulses, der gerade so groß wie der Effektivwert des Rauschens ist.

Im ausführlicheren Text werden einige nachträgliche Verbesserungen, wie sie aus bisher unveröffentlichten Meßkurven hervorgehen, erläutert.

### 2.6.1 Stand der Entwicklungen am MPI für Quantenoptik

**Der 30m-Prototyp:** Grundlage der derzeitigen Untersuchungen im MPI für Quantenoptik ist der 30m-Prototyp, der 1983 den früheren 3m-Prototyp abgelöst hat. Aus Bild 2.15 b ist der bemerkenswerte Fortschritt zu ersehen, der mit diesem Prototyp erzielt wurde.

Nach anfänglich  $N = 50$  Strahlen [94] wurde probeweise die Zahl der Strahlen in der Laufzeitleitung auf  $N = 110$  heraufgesetzt (obwohl das Ziel bei einem großen Interferometer eher bei etwa 30 liegt); der Lichtweg wurde damit auf  $L = 3,3$  km erhöht. Es war ein wichtiges Ergebnis, daß die verschiedenen Regelungen auch unter diesen erhöhten Anforderungen zufriedenstellend arbeiteten [137]. Bei Frequenzen oberhalb etwa 1 kHz wurde die Schrotrauschgrenze (für 100 mW auf der Diode) wieder nahezu erreicht, was in diesem Frequenzbereich zu einem nochmals verbesserten Empfindlichkeitswert von  $\tilde{h} \approx 1,8 \cdot 10^{-19}/\sqrt{\text{Hz}}$  führte.

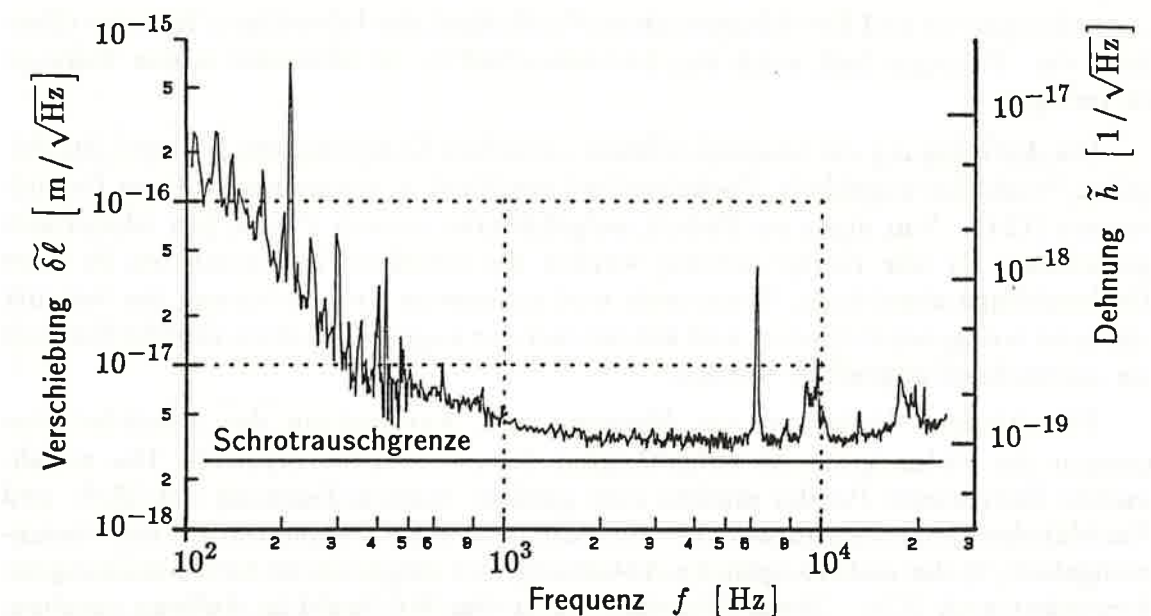


Bild 2.16: Störspektrum des Interferometers am MPI für Quantenoptik, mit  $\ell = 30$  m und  $N = 90$ , also  $L = 2,7$  km; dargestellt als spektrale Dichte  $\tilde{\delta}l$  der scheinbaren Spiegelverschiebung (links), in Einheiten  $\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ ; und als spektrale Dichte  $\tilde{h}$  der scheinbaren Dehnung (rechts), in Einheiten  $1/\sqrt{\text{Hz}}$ . Über weite Bereiche wird die Schrotrauschgrenze für 250 mW nahezu erreicht. Stand Mitte 1986.

Erwartungsgemäß hatte die Erhöhung von  $N$  aber auch einige Schwierigkeiten mit sich gebracht, hauptsächlich auf dem Feld der Streulicht-Störungen. Denn die Reflexionsflecken haben jetzt (bei gleichgebliebener Spiegelgröße) einen kleineren Sicherheitsabstand voneinander, und entsprechend leichter können Streulichtkomponenten in einen Nachbarstrahl überkoppeln. Außerdem ließ sich die Lochblende, mit der zur Reduzierung des Streulichts der Lochrand hatte abgedeckt werden können, bei 110 Strahlen nicht mehr verwenden. Die erhöhte Streulicht-Anfälligkeit hatte sich im ganzen Frequenzgebiet störend bemerkbar gemacht. Nur



durch Verwendung der kombinierten Regelung von Laserfrequenz und absoluter Armlänge konnten diese Störungen weitgehend unterdrückt werden.

Folgerichtig brachte es eine Verbesserung, mit der Zahl der Strahlen wieder etwas zurückzugehen ( $N = 90$ ). In dieser Betriebsart wurden die besten bisher erzielten Ergebnisse erzielt (siehe Bild 2.16), nämlich eine Dehnungsempfindlichkeit  $\tilde{h}$  von  $1,1 \cdot 10^{-19}/\sqrt{\text{Hz}}$ , und das in einem Frequenzbereich, der schon unterhalb 1 kHz beginnt. Das Schrotrauschen der verwendeten Lichtleistung von 250 mW wurde nahezu erreicht.

**Verwendete Techniken:** Sehr bewährt hat sich das Verfahren, das Laserlicht über eine Einmoden-Glasfaser in das Vakuum einzubringen. Sie endet an einem getrennt aufgehängten Strahlführungsblock, der auch die Aufweitungsoptik trägt. Bisher wurde keine polarisationserhaltende Glasfaser verwendet, eine gewisse Elliptizität des ausgehenden Strahls konnte (mit einem geringfügigen Leistungsverlust) durch einen Polarisator unterdrückt werden. Ein Problem stellte die merkliche Mikrophonie und Erschütterungsempfindlichkeit des luftseitigen Teils der Glasfaser dar. Dagegen half, auch den Lichteinschub in die Glasfaser in das Vakuum zu verlegen.

Die Aufhängung der hauptsächlich optischen Komponenten (Spiegel, Strahlteiler, Strahlführungsblock, Pockelszellen) geschieht in einem zweistufigen Pendelsystem [124]. Von einer an Federn aufgehängten oberen Platte (im Mitteltank gemeinsam für alle Komponenten) werden die einzelnen Komponenten in einer Drahtschlinge abgehängt. Errechnete und gemessene Unterdrückung der Seismik stimmen weitgehend überein und können bei der augenblicklichen Empfindlichkeit als ausreichend angesehen werden.

Verschiedene Verfahren zur Messung und Ausregelung der Pendelschwingungen der vielen getrennt aufgehängten Körper wurden erprobt. Die zunehmende Zahl dieser Pendel machte eine gewisse Standardisierung der Meß- und Nachführkomponenten notwendig. Sie wurden in einer kompakten Einheit zusammengefaßt, in der elektro-optische Abtastung und magnetische Kraftausübung inkorporiert sind [124]. Diese Einheiten, in großer Stückzahl in Auftrag gegeben, werden mittlerweile auch in den Labors von Glasgow und Orsay verwendet.

Nachdem mit den Arbeiten am Garching Prototyp die durch die gegenwärtig verfügbare Laserleistung vorgegebene Schrotrauschgrenze erreicht wurde, ergab sich als notwendiger Schritt die Erhöhung der effektiven Lichtleistung. Dies soll geschehen einmal durch den Einsatz eines stärkeren Lasers (Innova 100-20 anstelle des bisherigen Innova 90-5), als auch durch "Recycling" des Lichts (Abschnitt 2.2.7).

Die Durchführbarkeit der Recycling-Technik wurde an einem einfachen Michelson-Interferometer kurzer Armlänge demonstriert, wobei mit einer etwa zehnfachen Leistungserhöhung im Interferometer ebenfalls die Schrotrauschgrenze erreicht wurde. Es zeigte sich, daß die derzeit verwendeten optischen Komponenten bei einer umlaufenden Lichtleistung von etwa 1 W beginnen, sich aufgrund von Erwärmungen zu deformieren und damit die Meßempfindlichkeit zu begrenzen. Eine Untersuchung dieses Effekts, der wahrscheinlich auf Absorption in den Kristalloberflächen zurückzuführen ist, wurde begonnen.

Geplant ist eine Erhöhung der Anzahl der Strahlen auf  $N = 300$ . Die dafür notwendigen größeren Spiegel wurden bereits bestellt. Damit können Probleme untersucht werden, die im großen Interferometer relevant werden: die Auswirkung der größeren Lichtwege, der Einfluß von Streulicht und die Qualität sowie die Langzeitstabilität der Spiegeloberfläche.

Es ist noch nicht geklärt, inwieweit die Forderungen an die Spiegel der Laufzeitleitung von den Herstellern erfüllt werden können. Aus diesem Grund wird am MPQ auch die Möglichkeit einer Laufzeitleitung aus  $N$  Einzelspiegeln untersucht. Die einfachste Form einer solchen mit vier Strahlen arbeitenden Laufzeitleitung, bestehend aus einem nahen und zwei fernen Spiegeln (für den Lichteinschub und den Lichtaustritt wird kein Spiegel benötigt) wurde bereits aufgebaut. Erste Versuche waren erfolgversprechend.

Eine Möglichkeit, die Empfindlichkeit eines Michelson-Interferometers zu erhöhen, eröffnet sich durch die nicht-klassischen Lichtfelder, Zustände des Strahlungsfeldes, für die die Heisenbergsche Unschärferelation unsymmetrisch erfüllt ist (s. Abschnitt 2.2.8). Hierzu wird ein Vorversuch durchgeführt, bei dem zunächst nicht-klassisches Licht nach der Methode von Kimble et al. [117] erzeugt werden soll. Der erforderliche kontinuierlich laufende Nd:YAG-Laser und die dazugehörige Stabilisierung wurden bereits aufgebaut. Ein solcher Laser ist nicht nur für die Erzeugung des nicht-klassischen Lichts interessant, sondern er kommt auch als Hauptlichtquelle für das Interferometer in Betracht (s. Abschnitt 2.2.4).

## 2.6.2 Experimentelle Arbeiten am Massachusetts Institute of Technology

**Der 1,5m-Prototyp:** Dieser schon in den frühen siebziger Jahren begonnene Prototyp am MIT kann in mancher Hinsicht als ein Vorläufer der Garching Interferometer (3m, 30m) angesehen werden. Es ist ein Michelson-Interferometer mit zwei orthogonalen Armen von je  $\ell = 1,46$  m. Um die Länge des Lichtwegs zu erhöhen, werden optische Laufzeitleitungen benutzt, die derzeit mit  $N = 56$  Strahlen betrieben werden, entsprechend einem Lichtweg  $L = 82$  m.

Die Pendelmassen sind an dünnen Wolframdrähten aufgehängt, die beiden nahen Spiegel sind mit dem Strahlteiler auf einem gemeinsamen Mittelblock montiert, die fernen Spiegel jeweils auf einem Montageblock aus Aluminium. Ausrichtung und Dämpfung dieser Blöcke geschieht mit elektrostatischen Kräften; als Sensoren für die einzelnen Freiheitsgrade werden kapazitive Brückenschaltungen bei Radiofrequenzen benutzt [147]. Im Jahr 1984 ist eine zusätzliche Isolierung der Aufhängungspunkte gegen Bodenbewegungen implementiert worden, die merkliche Verbesserungen der Störspektren im niederfrequenten Bereich brachte (Bild 2.17).

Durch Modulation der Phase des eintretenden Laserlichts werden die Streulichtsignale reduziert (*washing out*) [129], wobei mit Erfolg sowohl rein statistische (*random*) wie auch digital erzeugte (*pseudo-random*) Modulationsfunktionen verwendet wurden [136]. Dies hat hauptsächlich im Frequenzgebiet oberhalb 1 kHz zu bedeutenden Verbesserungen gegenüber früher geführt.



Der 1,5m-Prototyp soll auch weiterhin zur Entwicklung und Erprobung neuer optischer und mechanischer Verfahren verwendet werden, soweit es die beengten Raumverhältnisse zulassen.

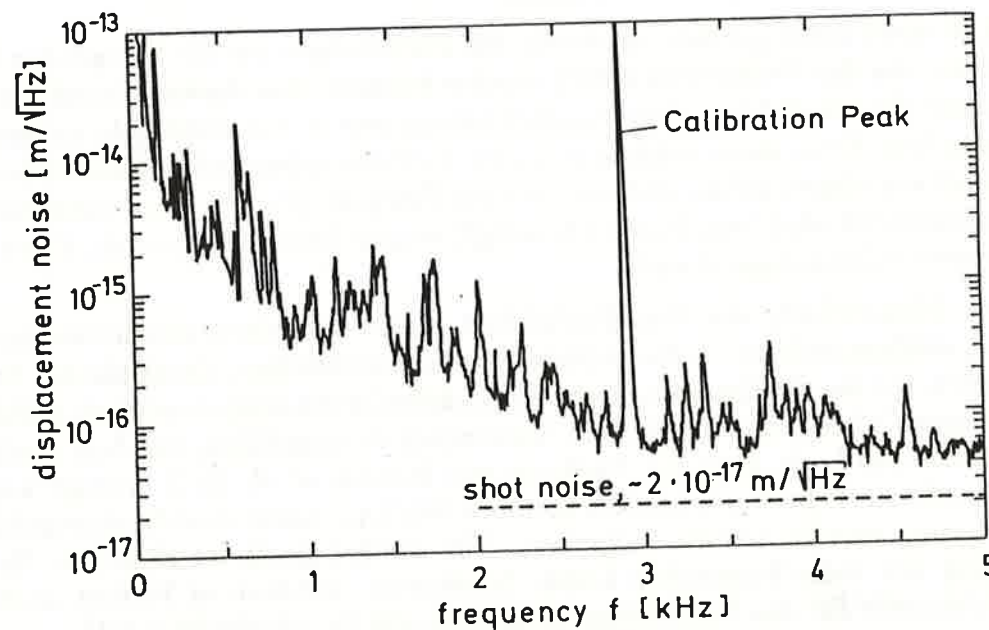


Bild 2.17: Störspektrum des Interferometers am MIT, mit  $\ell = 1,46$  m und  $N = 56$ , also  $L = 82$  m. Wiedergegeben ist die spektrale Dichte  $\delta\ell(f)$  der scheinbaren Dehnung, in Einheiten  $\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die gestrichelt eingezeichnete Linie stellt den theoretischen Wert für das Schrotrauschen bei der verwendeten Lichtleistung dar. Stand Ende 1986 [148].

Der 5m-Prototyp: Eine wesentliche Verbesserung der Arbeitsmöglichkeiten und der erreichbaren Empfindlichkeiten erwartet man sich von dem Prototyp mit 5 m Armlänge, der gerade aufgebaut wird. Die Vakuumentanks besitzen große Abmessungen (Endtanks 1,5 m, Mitteltank 2,1 m Durchmesser), um darin auch Komponenten und Aufhängungstechniken für Kilometer-Antennen erproben zu können. Ein vierter Tank soll gezielt für Tests der mechanischen Isolierung verwendet werden.

Bemerkenswerte Einzelheiten dieser Planung sind:

- Laufzeitleitung mit  $N = 56$  Strahlen
- getrennte Löcher für Ein- und Austritt in den nahen Spiegeln
- Spiegelabmessungen: 20 cm Durchmesser, 10 cm Dicke
- Spiegelsubstrat: Silizium (hohe mechanisch Güte)
- Aufhängung der Spiegel als Verbundpendel:  
Zwischenmasse (Käfig für innere Masse) mit Spule-Magnet-System gedämpft, darin innere Masse (z.B. Spiegel) elektrostatisch geregelt
- vorgesehen ist Beleuchtung mit Nd:YAG-Laser bei Wellenlänge  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ .

Vorbereitungen für eine große Antenne: Mehrere Einzelprojekte am MIT befassen sich mit verschiedenen technischen Aspekten der geplanten großen Antenne.

Eine feldgeregelte Magnet-Aufhängung als erste Stufe einer seismischen Isolierung soll aufgebaut und erprobt werden.

Eine auf Faseroptik basierende Positions-messung, mit einer angestrebten Empfindlichkeit von  $10^{-15} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ , wird erprobt und soll später in integrierter Optik implementiert werden.

Die Arbeiten [149] an einem starken Nd:YAG-Laser werden fortgesetzt, der durch *injection locking* aus einem stabileren Laser frequenzstabilisiert werden soll.

Konzepte und Programme für Datenaufnahme und Datenauswertung werden entwickelt; Methoden, um mit dem großen Datenumfang fertig zu werden, werden untersucht: Speicherung, schnelle Auswertungsverfahren, Möglichkeit von Spezialrechnern. Insbesondere wurden Methoden untersucht, wie man bei Vorgabe von typischen Signalfunktionen durch angepaßte digitale Filterung die Empfindlichkeit steigern kann [136, 150].

### 2.6.3 Experimentelle Arbeiten an der Universität Glasgow

Die Prototyp-Antenne an der Universität Glasgow ist aus zwei Fabry-Perot-Resonatoren in L-Anordnung aufgebaut. Die Resonatorlänge beträgt 10 m, die Finesse mit den zur Zeit verwendeten Spiegeln hoher Reflektivität beträgt etwa 4500. Die resultierende Einschlußzeit des Lichts ist somit von der Größenordnung 0,1 ms. Der entsprechende optische Weg von etwa 30 km kommt schon recht nahe an den beim MPQ angestrebten Gesamtweg von 100 km heran. Somit ist, auch wenn die Weglängenschwankungen  $\delta L$  noch beträchtlich oberhalb des Schrotrauschens liegen, nahezu die gleiche Dehnungsempfindlichkeit  $\tilde{h}$  erreicht worden wie beim MPQ, nämlich  $1,2 \cdot 10^{-19} / \sqrt{\text{Hz}}$ .

Das Licht eines Argon-Lasers ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ ) tritt nach einem Strahlteiler in die beiden Resonatoren ein, welche über Regelkreise in Resonanz gehalten werden. Über einen elektro-optischen Kristall wird das Licht vor dem Eintritt in die Resonatoren hochfrequent moduliert. Für jeden Resonator werden die Phasen des gespeicherten Lichts mit dem reflektierten Anteil verglichen. Die hieraus resultierenden Signale werden zur Regelung der Laserfrequenz und der Spiegelabstände in den Resonatoren benutzt. Phasendifferenzen zwischen den beiden Resonatoren stellen das Ausgangssignal der Antenne dar, in dem sich auch die Auswirkungen von Gravitationswellen widerspiegeln sollten.

Die gegenüber früher (siehe Bild 2.15) wesentlich verbesserten Spektren wurden ermöglicht durch mehrere Änderungen, die hauptsächlich den mechanischen Aufbau und die Aufhängung der entscheidenden optischen Komponenten betrafen.

Eine solche Änderung, nämlich die Aufteilung des oben erwähnten zentralen Blocks in separat aufgehängte Massen, ähnlich der seit 1983 im MPQ verwendeten Anordnung, hatte 1985 eine wesentliche Reduzierung des Rauschpegels gebracht.



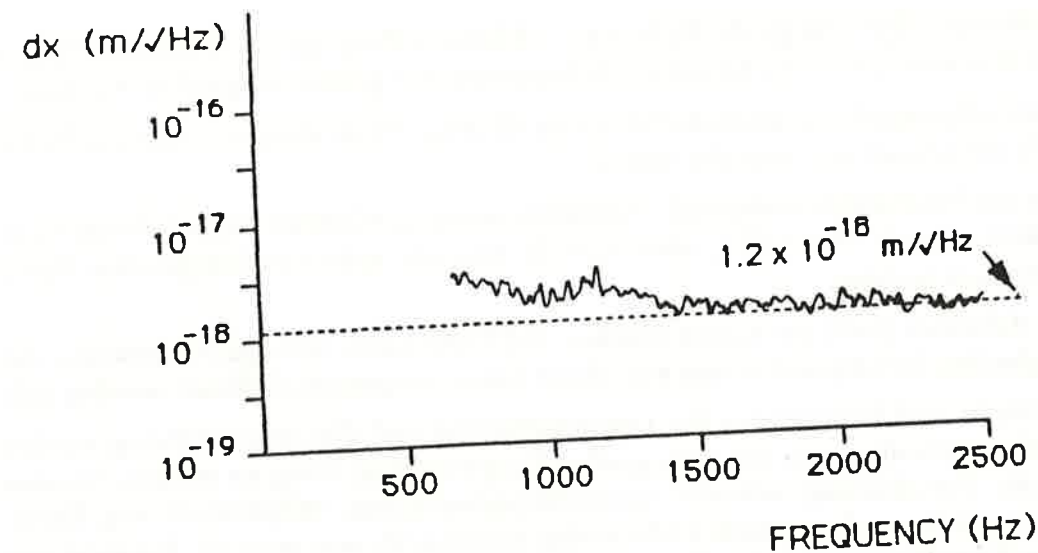


Bild 2.18: Störpektrum des Interferometers in Glasgow, Armlänge  $\ell = 10$  m, Finesse etwa  $\mathcal{F} \approx 4500$ . Wiedergegeben ist die spektrale Dichte  $\tilde{\delta\ell}(f)$  der scheinbaren Spiegelauslenkung, in Einheiten  $\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Um auf Einheiten einer Dehnung  $\tilde{h}$  zu kommen, muß man diesen Wert durch den Spiegelabstand  $\ell$  teilen. Stand Mitte 1987 [148].

Wichtig war auch die Änderung der Spiegelanbringung auf der Testmasse. Die früheren Versuche, die Verbindung durch Festschrauben, Klemmen, Anfeften, Ankleben und ähnliches vorzunehmen, hatten entweder zu Resonanzen im interessierenden Frequenzfenster oder zu einer nicht tragbaren Verschlechterung der mechanischen Güte geführt. Erst durch optisches Kontaktieren der Spiegel auf optisch geschliffene Testkörper aus Quarzglas konnte ein so inniger Kontakt hergestellt werden, daß diese Kombination wie ein einziger Festkörper reagiert. Damit wurden dann Verhältnisse geschaffen, wie sie bei den nur aus den großen Spiegeln bestehenden Testkörpern beim MPQ schon immer bestanden.

Die Ausübung der mechanischen Kräfte auf die Spiegel geschieht jetzt auch direkt auf die Testmassen, mit den beim MPQ gefertigten Spuleneinheiten. Diese Kraftausübung löst die indirektere Methode über am Aufhängungspunkt der Drähte angreifende Lautsprecherspulen ab.

#### 2.6.4 Experimentelle Arbeiten am California Institute of Technology

Die Prototypantenne am California Institute of Technology (Caltech) besteht (ähnlich wie in Glasgow) aus zwei Fabry-Perot-Resonatoren, die zueinander L-förmig angeordnet sind, hier allerdings mit 40 m Armlänge. Vor kurzem wurden die Spiegel der Fabry-Perots durch optisches Kontaktieren an den Testmassen befestigt, die wie die Spiegel aus Quarzglas bestehen (Durchmesser 10 cm, Dicke 10 cm). Durch diese Maßnahme werden nun auch am Caltech die von der Art der Spiegelhalterung herrührenden mechanischen Resonanzen vermieden.

Es werden sehr hoch reflektierende Spiegel verwendet, so daß bereits jetzt ein Lichtweg von etwa 75 km realisiert ist. Auch hier dient der eine Arm des Interferometers als Referenz für die Lichtfrequenz; durch magnetische Kräfte auf eine Testmasse wird das zweite Fabry-Perot auf Resonanz gehalten.

Auch am Caltech wird als Lichtquelle ein Argon-Ionen-Laser verwendet. Die Frequenzstabilisierung erfolgt in üblicher Weise mit einer Intracavity-Pockelszelle und einem auf einen Piezo gesetzten Laserspiegel als Stellgliedern; eine sehr gute Frequenzstabilität ( $\delta\nu \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) wurde erreicht.

Zur Verminderung der vom Laser herrührenden Schwankungen in der Strahlgeometrie wird das Licht durch eine Glasfaser geleitet – eine Technik, wie sie zuerst von der Gruppe am MIT angewandt wurde.

In Bild 2.19 ist der Stand vom Mai 1987 wiedergegeben. Oberhalb von 1,5 kHz wurde eine Empfindlichkeit von  $\tilde{\delta\ell} \approx 2 \cdot 10^{-19} / \sqrt{\text{Hz}}$  erreicht; dieser Wert liegt allerdings noch deutlich über dem Schrotrauschen bei den verwendeten 10 bis 50 mW Lichtleistung. Als Störquelle werden verbliebene Schwankungen in der Strahlposition vermutet, die u.a. durch mechanische Erschütterung der noch in Luft befindlichen optischen Komponenten (auch der Glasfaser) entstehen.

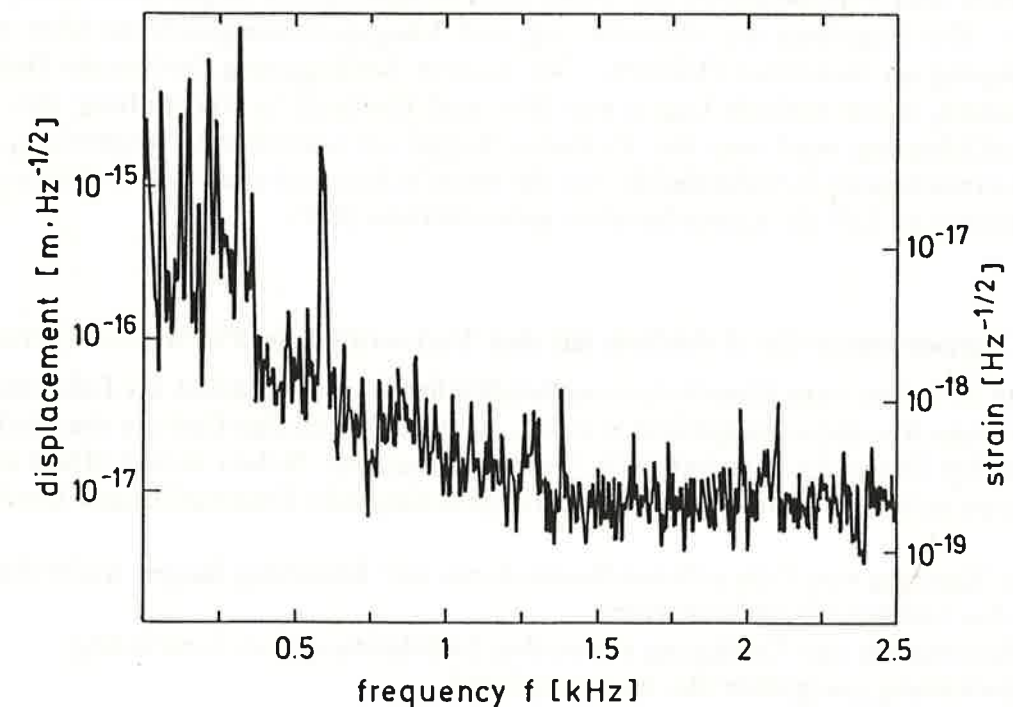


Bild 2.19: Störpektrum des Interferometers am Caltech ( $\ell = 40$  m), ausgedrückt als äquivalente Auslenkung  $\tilde{\delta\ell}$  der Resonatorspiegel, in Einheiten  $\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die Eichung ist sowohl für die Abstandsdifferenz  $\tilde{\delta\ell}$  (links) als auch für die Dehnung  $\tilde{h}$  (rechts) angegeben. Stand Mitte 1987 [148].



Dementsprechend sind als weitere Schritte Maßnahmen gegen Positionsschwankungen vorgesehen, möglicherweise mit Hilfe eines sogenannten Mode-Cleaners, dessen Konzept von der Gruppe am MPI für Quantenoptik entwickelt wurde [135]. Ebenfalls geplant ist eine Stabilisierung der Laserfrequenz in zwei Stufen, ähnlich wie es am MPQ seit 1984 geschieht.

Bereits in der Entwicklung befindet sich ein Regelsystem zur aktiven Ruhigstellung der Aufhängepunkte der Testmassen des Interferometers mit Hilfe eines weiteren Interferometers, das einen stabilisierten HeNe-Laser als Lichtquelle benutzt.

Weiter ist geplant, die Strahlen aus den beiden Interferometerarmen auf dem Strahlteiler zu überlagern, mit dem Ziel einer besseren Interferenzqualität, und damit auf eine verbesserte Empfindlichkeit. Die Überlagerung der Strahlen ist eine notwendige Voraussetzung für ein späteres Rückführen des Lichts.

Die Installierung eines größeren Mitteltanks steht bevor. Dadurch wird die Arbeit am Prototyp erleichtert: insbesondere sollen weitere wesentliche optische Komponenten, auch die Glasfaser, seismisch und akustisch isoliert aufgehängt werden. Zusätzlich wird die Möglichkeit geschaffen, Komponenten für die geplante 4km-Antenne zu testen.

Die niederfrequente longitudinale Spiegelbewegung wird über eine Anordnung von LEDs und Photodioden, die unter den Spiegelmassen angebracht sind, gemessen. Die Regelung der Orientierung und Längsposition geschieht über eine Aufhängung an mehreren Drähten. Die passive Entkopplung (getrennte Betonfundamente, abwechselnde Lagen aus Blei und Gummi) in Verbindung mit der Drahtaufhängung wird von der Caltech-Gruppe als ausreichend angesehen, bei derzeit erreichbaren Empfindlichkeiten die seismischen und akustischen Störungen bis hinunter zu 100 Hz hinreichend zu unterdrücken [151].

### 2.6.5 Experimentelle Arbeiten an der Université de Paris-Sud (Orsay)

Aus Arbeiten zum Gravitationswellen-Nachweis, die zunächst im Laboratoire de l'Horloge Atomique ausgeführt wurden, ist die selbständige Groupe des Recherches sur les Ondes de Gravitation in Orsay entstanden. Neben dem Aufbau eines Prototyps mit 5 m Armlänge werden drei grundlegende Fragestellungen bearbeitet:

- 1) Die Eignung von Fabry-Perot-Resonatoren zur Erzielung langer Aufenthaltszeiten des Lichts in Interferometern,
- 2) Erhöhung der zur Verfügung stehenden Lichtleistung durch recycling,
- 3) Entwicklung geeigneter Hochleistungslaser.

**Fabry-Perot:** Zur Einschränkung auf die rein optischen Fragestellungen wurde ein starres, kurzes Test-Interferometer aufgebaut (Armlänge 30 cm), und das Verhalten bei sehr hohen Frequenzen untersucht, also weit oberhalb des Frequenzbereichs, in dem mechanische Resonanzen des Aufbaus das Interferometersignal dominieren.

Das Licht von einem hoch-stabilisierten Argon-Ionen-Laser wird, über eine Monomode-Glasfaser zur Unterdrückung von Strahlschwankungen, über eine Anpassungsoptik und über einen Strahlteiler den Fabry-Perot-Resonatoren in den beiden Armen zugeführt, und die zurückkommenden Strahlen werden an diesem Strahlteiler auch wieder vereinigt. Die beiden Resonatoren werden einzeln über piezogetriebene Spiegel auf Resonanz gehalten. Die Interferenz aus den wiedervereinigten Strahlen wird über Pockelszellen auf Minimum gehalten.

Die Güte der Einkopplung (z.Zt. etwa 90 %) und des Kontrasts (85 %) werden untersucht und verbessert. Es wird auch erwogen, die (interne) Modulation durch die Pockelszellen später durch eine externe Modulation mit akusto-optischen Wandlern zu ersetzen.

**Recycling:** Ebenfalls an einem starren Aufbau mit kurzen Armen, aber ohne Lichteinschluß in einem Fabry-Perot, wurden – wieder bei Frequenzen weit oberhalb der mechanischen Resonanzen – Versuche zur Rückführung des Lichts gemacht. Die dort gemachten Erfahrungen haben weitgehend die Ergebnisse in Garching bestätigt und auf ähnlich geartete Probleme hingewiesen. In Bild 2.20 sind Spektren ohne (oben) und mit Recycling (unten) wiedergegeben, die eine merkliche Rauschverringerung durch Recycling ausweisen, auch wenn sie nicht ganz der vom Schrotrauschen her zu erwartenden Verbesserung entsprach.

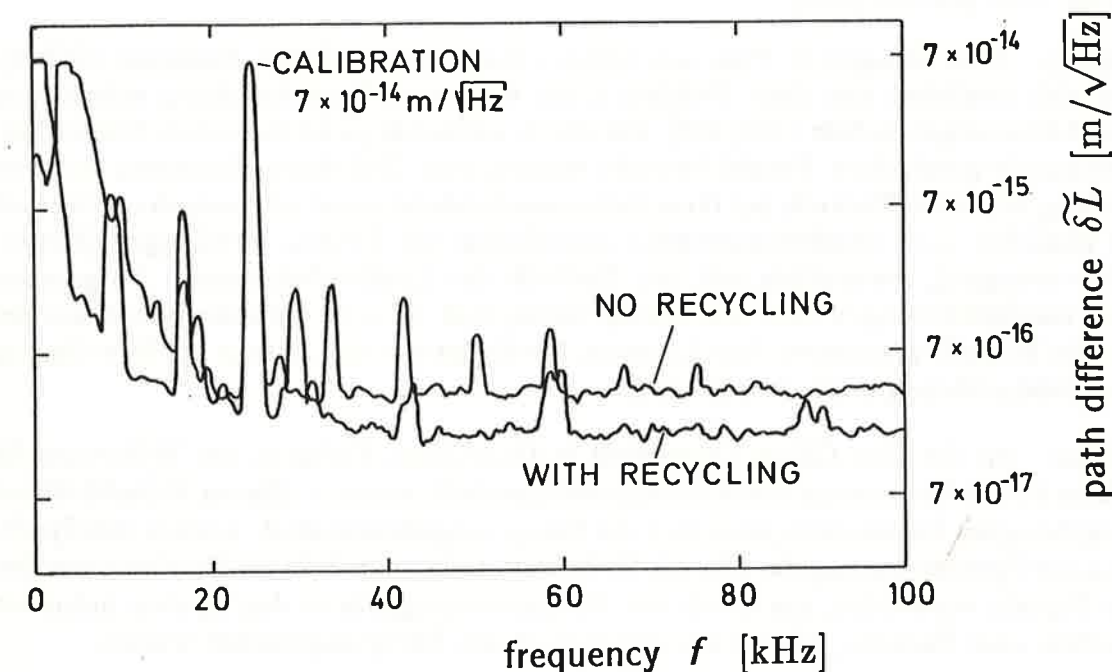


Bild 2.20: Störspektrum des Test-Interferometers in Orsay ( $\ell = 30$  cm), an dem die Wirkung der Lichtrückführung erprobt wurde. Die Störungen sind ausgedrückt als äquivalente Lichtwegänderung  $\delta L$ , in Einheiten  $\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ , gemessen bei gleicher Laserleistung; oben: ohne Lichtrückführung, unten: mit Lichtrückführung. Stand Mitte 1987 [148].



Nd:YAG-Laser: Weitere Arbeiten in Orsay sollen zur Entwicklung von starken Lasern für die Beleuchtung von Interferometern beitragen. Dabei wird hauptsächlich an eine zweistufige Anordnung aus Nd:YAG-Lasern gedacht.

Ein (schwächerer) mit Dioden-Lasern gepumpter und durch Regelung frequenzstabilisierter YAG-Laser dient als *master oscillator*, der über die Technik des *injection locking* einen mit Gasentladungslampen gepumpten Hochleistungslaser phasenstarr mitzieht [102]. Es wird erwartet, daß man Frequenzstabilitäten bis hinunter zu  $10^{-2} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  erreichen können.

#### 2.6.6 Im Aufbau befindliche Prototypen anderer Labors

Japan: In Tokio, am Institute for Space and Astronautical Science, ist der Aufbau eines 10m-Prototyps nahezu abgeschlossen. An diesem Aufbau war ein Wissenschaftler unserer Gruppe (R.S.) bei einem vierteljährigen Aufenthalt in Tokio wesentlich beteiligt.

Das Interferometer wird mit einem Argon-Ionen-Laser betrieben, es ist die Verwendung der Technik der Laufzeitleitungen vorgesehen. Aufhängung und Regelung werden weitgehend den am MPQ erarbeiteten Verfahren folgen. Interferometrische Messungen liegen noch nicht vor. Eine erste Veröffentlichung ist für Mitte 1987 geplant [152].

Italien: Eine Gruppe in Pisa, am Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), hat sich zunächst mit dem Problem einer extremen Unterdrückung seismischer Erschütterungen befaßt [126, 153], die durch aufwendige, in mehreren Stufen hintereinandergeschaltete Pendel bewirkt werden soll. Ziel dieser Arbeiten war von Anfang an, diese Technik bei Gravitationswellendetektoren anzuwenden. Geplant ist zunächst eine interferometrische Anordnung mit kleinen Armlängen (Meter-Abmessungen), vermutlich mit der Technik der Laufzeitleitungen. Vorgesehen sind Laufzeitleitungen (mit nur mäßig vielen, z.B.  $N = 20$  Strahlen) auch bei der für die Zukunft geplanten 3km-Antenne, für die gerade ein Antrag auf Bewilligung von Geldmitteln gestellt wurde [154].

China: An der Hua-Chiao-Universität in Quanzhou, Fujian in der Volksrepublik China ist vor kurzem ein 3m-Prototyp fertiggestellt worden. Die an Metalldrähten aufgehängten Testmassen, an denen die Spiegel angebracht sind, werden mit Spulen-Magnet-Systemen geregelt. Für die Dämpfung in einer lokalen Regelung werden die Signale verwendet, die durch die Permanentmagnete in den Spulen induziert werden, eine Technik, wie sie kurzzeitig auch am MPQ angewandt wurde.

Die Beleuchtung geschieht derzeit mit einem HeNe-Laser von 25 mW, eine Verlängerung des optischen Weges durch Vielfachreflexionen wird nicht vorgenommen, so daß die maximale Empfindlichkeit selbst bei Erreichen der Schrotrauschgrenze auf einen Effektivwert  $h$  von etwa  $10^{-15}$  bei einem Millisekundenpuls begrenzt ist [155].



### 3. Vorschläge zum Bau großer Gravitationswellen-Antennen

#### 3.1 Vorschlag des MPI für Quantenoptik für eine große Gravitationswellen-Antenne

##### 3.1.0 Zusammenfassung

Aus den Betrachtungen in Teil 2 ist klargeworden, daß eine Gravitationswellen-Antenne der geforderten Empfindlichkeit von  $h = 10^{-21}$  (Virgo-Haufen-Ereignisse) durchaus im Bereich des Möglichen liegt, und zwar unter Verwendung und Erweiterung heute bereits eingeführter Technologien und Methoden. Die genannte Empfindlichkeit kann allerdings nur mit einem nicht unerheblichen Entwicklungs- und Kostenaufwand erreicht werden. Insbesondere kann die Auswirkung einiger Störungen (thermisch angeregte Spiegelbewegungen, aber auch Seismik, Restgas) nur dadurch klein gehalten werden, daß man zu Spiegelabständen  $\ell$  von der Größenordnung einiger Kilometer übergeht.

Der Vorschlag des MPI für Quantenoptik geht dahin, aus Mitteln von dritter Seite eine größere Antenne mit etwa 3 km Armlänge zu errichten.

Der Durchmesser der Vakuumrohre sollte etwa 1 m betragen so daß das erfolgreich erprobte Verfahren der optischen Verzögerungsleitung angewandt werden kann. Damit werden außerdem einige wichtige Optionen offengehalten: Übergang zu Beleuchtung mit einem YAG-Laser (Wellenlänge  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ), Einbau von zusätzlichen Interferometerstrecken, und Erhöhung des optischen Gesamtweges  $L$  in Verbindung mit unterteilten Spiegeln; gleichzeitig werden die von Wandbewegungen herrührenden Streulichtprobleme verringert.

Man sollte davon ausgehen, daß die Vakuumrohre gut zugänglich, aber geschützt vor Außeneinflüssen (Temperaturänderungen, Wind, Niederschlägen, Akustik, Bodenerschütterungen), verlegt werden müssen. Eine (möglicherweise gleitende) Lagerung auf getrennt fundamentierten Stützen, geschützt durch einen begehbaren, vorzugsweise erdebedeckten, Tunnel erscheint am günstigsten. Andere Möglichkeiten werden diskutiert.

Für den tatsächlichen Betrieb einer Antennenstation sollten später mindestens zwei unterschiedlich orientierte Antennen mit je etwa 3 km Armlänge zur Verfügung stehen, um für unterschiedliche Polarisationen der Gravitationswellen empfindlich zu sein. Aus Gründen der Redundanz der Messung und Verfügbarkeit auch bei Ausfall oder Wartung einer Antenne wäre eine Anlage mit drei Antennen sogar noch besser. Dafür könnte eine dreiecksförmige Anordnung günstig sein, bestehend aus drei Interferometern, jeweils mit zwei unter  $60^\circ$  zueinander stehenden Armen (siehe Bild 3.4). Der geringfügigen Einbuße an Empfindlichkeit (Rückgang des Signals um 13% gegenüber  $90^\circ$ -Armen) stehen ein merklich reduzierter Flächenbedarf und eine bessere Ausnutzung der Tunnel und Endhäuser gegenüber.

Der Standort sollte möglichst eben, also von konstanter Neigung, sein, damit teure Erdbewegungen klein gehalten werden können. Ein streng horizontales Gelände wäre zwar sehr wünschenswert, ist aber nicht unabdingbar. Der Standort



darf nicht zu nahe (z.B. nur bis auf 1 km) an Lärm oder Erschütterungen verursachenden Anlagen oder Verkehrswegen liegen. Eine landwirtschaftliche Nutzung des Areals wird i.a. Störungen nur an wenigen Tagen im Jahr bedeuten und braucht daher nicht ausgeschlossen zu werden. In vieler Hinsicht günstig wäre es, wenn die Entfernung zum betreuenden Institut (MPQ Garching) nicht mehr als etwa 1 bis 2 Autostunden beträgt.

### 3.1.1 Grundanforderungen an eine große Gravitationswellen-Antenne

Einige Hauptpunkte aus den Teilen 1 und 2, soweit sie für den Entwurf einer großen Gravitationswellen-Antenne ausschlaggebend sind, seien hier nochmals kurz zusammengestellt.

(1) Das wesentliche Ziel soll sein, einmalige, kurzzeitige Gravitationswellen-Ereignisse bis hinunter zu so kleinen Raumdehnungen wie  $h = 10^{-21}$  zu messen (Kapitel 1.3). Eine spätere Ausdehnung der Suche auf periodische, quasiperiodische und stochastische Signale wird dabei aber nicht ausgeschlossen.

(2) Der in Frage kommende Meßbereich ist zu tiefen Frequenzen hin durch vielerlei mechanische und optische Störungen beschränkt (Kapitel 2.3 und 2.5). Da diese Störungen mit abnehmender Frequenz rapide ansteigen, kann nur mit einem hohem Aufwand an Isolation und Stabilisierungsmaßnahmen eine untere Frequenzgrenze von wenigen hundert Hertz realisiert werden.

(3) Zu hohen Frequenzen hin wird der Frequenzbereich bei einigen Kilohertz (z.B. 3 kHz) teils dadurch begrenzt, daß die zu erwartenden Gravitations-Signale dort noch schwächer werden (Kapitel 1.3), und zum anderen dadurch, daß bei den großen Spiegelabmessungen mechanische Resonanzen im Gebiet oberhalb einiger Kilohertz nur schwer vermieden werden können (Kapitel 2.4).

(4) Für Messungen in dem solcherart begrenzten Frequenzbereich (um eine Mittenfrequenz  $f_m$  von z.B. 1,5 kHz) ist die geeignete optische Weglänge  $L$  im Interferometer gegeben durch

$$L = \frac{c}{2f_m} = 100 \text{ km.}$$

(5) Die geforderte optische Weglänge  $L$  kann mit realistischen Spiegelabständen (Armlängen)  $\ell$  verwirklicht werden durch Ausnutzen von Mehrfach-Reflexionen, und zwar entweder in Optischen Laufzeitleitungen, oder in Fabry-Perot-Resonatoren (Kapitel 2.1).

(6) Bei Verwendung der bisher erfolgreicheren Methode der optischen Laufzeitleitungen werden beachtliche Spiegeldurchmesser ( $\approx 0,6 \text{ m}$ ) und entsprechend große Vakuumrohr-Durchmesser benötigt (Abschnitt 2.1.4 und Anhang A).

(7) Der Einfluß von Störungen durch das unvermeidliche thermische Rauschen, aber auch von einigen anderen mechanischen Störquellen, wird um so kleiner, je größer die geometrische Armlänge  $\ell$  gewählt wird (Kapitel 2.4 und 2.3). Eine Länge  $\ell$  von einigen Kilometern ist auf alle Fälle anzustreben.

### 3.1.2 Abmessungen der vom MPQ vorgeschlagenen Antenne

Der Vorschlag der Gravitationswellengruppe im Max-Planck-Institut für Quantenoptik geht dahin, eine Antennenanlage mit einer Armlänge  $\ell$  von 3 km zu errichten. Man sollte dabei sogar versuchen, einen Standort zu finden, bei dem evtl. nachträglich eine Verlängerung der Arme möglich ist. In dem ersten US-amerikanischen Vorschlag [139] zum Bau zweier Gravitationswellen-Antennen wird für die Armlänge von einer Zielvorstellung von  $\ell = 5 \text{ km}$  ausgegangen, wobei sogar noch Erweiterungsoptionen auf 10 km diskutiert werden. Der neuere US-Vorschlag [50] sieht eine Armlänge von 4 km vor (siehe Kapitel 3.4).

Im Vergleich mit dem US-Projekt bedeutet die Wahl von  $\ell = 3 \text{ km}$  einen etwas geringeren Sicherheitsabstand gegenüber einigen mechanischen Störungen, insbesondere gegenüber den thermisch angeregten Spiegelbewegungen. Dieser Nachteil muß eventuell durch besondere Sorgfalt in der Auslegung der mechanischen Regelungen, im Entwurf der Spiegelaufhängung und in der Wahl des Spiegelsubstrats wettgemacht werden.

Um zur gleichen optischen Weglänge  $L = N\ell$  ( $= 100 \text{ km}$ ) zu kommen, benötigt man in der Laufzeitleitung bei  $\ell = 3 \text{ km}$  natürlich mehr Reflexionen  $N$  (z.B.  $N = 30 \dots 34$ ) als bei  $\ell = 5 \text{ km}$  ( $N = 20$ ). Damit steigen auch geringfügig die Anforderungen, die man an Oberflächenqualität und Reflektivität der Spiegel zu stellen hat. Dies gilt insbesondere, wenn an eine Rückführung des Lichts im Interferometer gedacht ist.

Umgekehrt gibt es einige Probleme, die mit zunehmendem Spiegelabstand  $\ell$  noch schwerwiegender werden. Dazu zählen: hinreichend genaues Herstellen und Aufrechterhalten der extrem schwachen Spiegelkrümmungen, schwierigeres Justieren von Vakuumrohren und Lichtstrahlen, optische Komponenten für den vergrößerten Strahldurchmesser.

Unter Berücksichtigung solcher Gesichtspunkte erscheint die angestrebte Armlänge von 3 km als ein günstiger Kompromiß.

In Bild 3.1 wurde versucht, in einer schematischen Skizze eine ungefähre Vorstellung von einer solchen Anlage zu geben.

### 3.1.3 Anforderungen an die Verlegung der Vakuumrohre

Es sind verschiedene Weisen denkbar, die Vakuumrohre zu verlegen, in denen das Licht zwischen den in großen Vakuumtanks aufgehängten Spiegeln hin- und herläuft. Dabei müssen vielerlei Forderungen möglichst gut erfüllt werden:

(1) Die Rohre sollen weitgehend geschützt sein vor Außeneinflüssen, die die Empfindlichkeit der Messungen beeinträchtigen könnten: Temperaturschwankungen, Wind, Niederschläge, Akustik. Auch dem Schutz vor mutwilliger Beschädigung (Vandalismus) wird in der US-Studie erhebliche Beachtung geschenkt.

(2) Die Rohre sollten durch die Art ihrer Lagerung zumindest teilweise gegen Bodenerschütterungen isoliert sein.



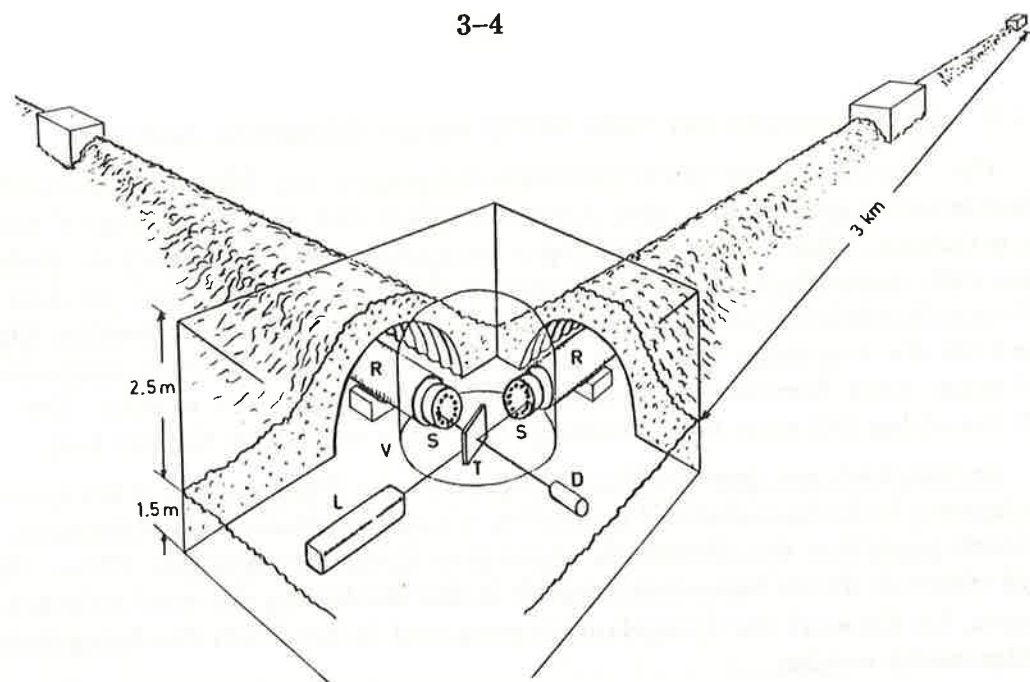


Bild 3.1: Schematische, nicht maßstäbliche Veranschaulichung eines Gravitationswellen-Interferometers mit zwei orthogonalen Armen von je 3 km Länge. Häuser und Tunnel sind etwa 1,5 m in die Erde versenkt. Die Wände des Eckhauses sind nur angedeutet.

Die in begehbaren Tunneln geführten Vakuumrohre R münden in den mittleren Vakuumtank V (hier als durchsichtige Glocke wiedergegeben), in dem zwei Spiegel S und der Strahlteiler T seismisch isoliert aufgehängt sind. Die Beleuchtung des Interferometers geschieht durch den Laser L; am Detektor D würden sich Gravitationswellen als Störungen des Interferometer-Abgleichs bemerkbar machen. Der Laserstrahl ist als dünne Linie angedeutet. Auf den Spiegeln sind die für eine optische Laufzeitleitung charakteristischen ringförmig angeordneten Reflexionspunkte zu sehen.

(3) Die Verlegung muß so erfolgen, daß die Rohre (in ausgepumptem Zustand) auf eine Genauigkeit von wenigen Zentimetern ausgerichtet werden können. Es ist wünschenswert, daß diese Ausrichtung auch später noch nachkorrigiert werden kann (gegen ein allmähliches Setzen der Lagerfundamente).

(4) Zum Erreichen des geforderten Endvakuum ( $10^{-6}$  mbar oder besser) ist die Ausheizbarkeit der Rohre (z.B. bis  $150^{\circ}\text{C}$ ) sehr wünschenswert. Die dabei auftretende thermische Ausdehnung von mehreren Metern muß möglich sein.

(5) Für die Aufrechterhaltung des geforderten Vakuums (z.B.  $10^{-6}$  mbar) sind auf einer Länge von mehreren Kilometern eine gewisse Anzahl von Pumpenanschlüssen notwendig. Die Anlage sollte aber auch ein nachträgliches Zuschalten von weiteren oder leistungsfähigeren Pumpen zulassen.

(6) Eine spätere Erweiterung der Anlage durch parallele Verlegung weiterer Vakuumrohre sollte möglich bleiben. Ebenso sollte die Möglichkeit einer zusätzlichen Meßstation etwa bei halber Armlänge nicht ausgeschlossen werden.

(7) Wegen der Punkte (3) bis (6) sollten die Rohre nach Möglichkeit über ihre ganze Länge zugänglich sein, mit genügend Arbeitsraum, um Montagearbeiten vornehmen und notfalls Rohrstücke auswechseln zu können.

In den folgenden Abschnitten werden einzelne Bauweisen für den Schutz der Vakuumrohre einander gegenübergestellt.

### 3.1.4 Bauweise mit überdeckten Tunneln

Recht ideal werden die obengenannten Forderungen erfüllt von einer Bauweise, bei der die Rohre auf justierbaren, gleitenden Lagern in einem begehbaren Tunnel verlegt sind. Eine solche Bauweise stellt eine naheliegende Erweiterung der bereits im 30-Meter-Experiment angewendeten Methode der überdeckten Tunnel dar (Kapitel 2.6).

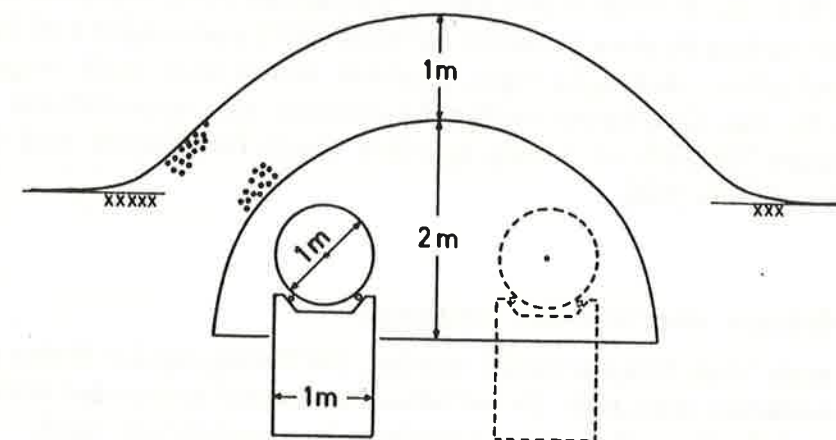


Bild 3.2: Verlegung der Vakuumrohre in begehbarem Tunnel, Abdeckung mit 1 m Erdreich. Erweiterungsmöglichkeit der Anlage durch nachträglichen Einbau eines zweiten Vakuumrohres (gestrichelt).

Der Tunnel kann z.B. aus vorgefertigten Wellblech-Bögen zusammengeschaubt werden, in einer Technik also, wie sie häufig für die Unterführung von Radwegen oder Bachläufen unter Straßen verwendet wird. In Bild 3.2 ist ein Fall dargestellt, bei dem der Tunnel so weit in das Erdreich versenkt ist, daß der Aushub gerade ausreicht, den Tunnel mit einer gut isolierenden, etwa 1 m starken Erdschicht zu bedecken. Die in Bild 3.2 zugrundegelegte unsymmetrische Anordnung würde bei den angegebenen Abmessungen auch den nachträglichen Einbau eines weiteren Vakuumrohres zulassen (gestrichelt angedeutet).

Wenn die sich immerhin etwa 1,50 m über die Umgebung erhebende Anböschung aus Umweltrücksichten nicht akzeptabel ist, müßte der Tunnel noch tiefer verlegt und der Aushub abgefahren werden. Diese Ausführung ist natürlich kostspieliger [156].

Die (evtl. gleitende) Lagerung der Rohre sollte auf Fundamenten erfolgen, die separat, und vom Tunnelaufbau getrennt, in das Erdreich niedergebracht sind. Der Abstand A zwischen den Unterstützungspunkten muß so gewählt sein, daß der Durchhang der Rohre maximal einige wenige Zentimeter beträgt (etwa  $A = 20 \dots 30$  m). Eine weiche Lagerung zur Isolierung gegen Bodenerschütterungen ist nur bedingt möglich, da die Lager außer dem Gewicht auch



horizontal gerichtete Kräfte aufnehmen müssen, die durch die Längsexpansion der Rohre bei Temperatur- und Außendruck-Schwankungen entstehen. Eine gute Temperatur-Regelung (der Rohre allein, oder der ganzen Tunnel), und evtl. sogar das Aufrechterhalten eines sich nur langsam an den Außendruck angleichenden Innendruckes in Tunnel und Endhäusern könnte dieses Problem verringern.

Eine Unterbringung des Experiments in Stollen tief unter der Erdoberfläche wäre an sich sehr wünschenswert: tages- und jahreszeitliche Temperaturschwankungen wären kaum mehr vorhanden, und die sich großenteils als Oberflächenwellen ausbreitenden seismischen Störungen wären dort viel schwächer. Es ist aber kaum damit zu rechnen, daß es aufgelassene Bergwerke gibt, in denen Stollen der erforderlichen Länge vorhanden sind, die auch noch unter geeignetem Winkel (z.B. etwa zwischen  $60^\circ$  und  $120^\circ$ ) zueinander und hinreichend horizontal verlaufen. Erkundigungen hierüber sollen aber noch eingeholt werden. Eigens für das Gravitationswellen-Experiment eine unterirdische Anlage in bergmännischem Vortrieb zu bauen, scheidet wegen der Kosten und der langen Bauzeit praktisch aus [156].

### 3.1.5 Geschützte oberirdische Bauweise

Es sind auch Vorschläge gemacht worden, die Verlegung der Rohre ganz oberirdisch vorzunehmen [105, 106]. Es entfallen die Aushubkosten der unterirdischen Bauweise, so daß diese Varianten jedenfalls kostengünstiger sind. Ein sicher schwerwiegender Nachteil ist jedoch, daß eine solche oberirdische Verlegung einen weithin sichtbaren Eingriff in die Umwelt darstellt und daher in der dicht besiedelten Bundesrepublik nur an wenigen Standorten Aussicht auf Genehmigung haben wird.

Der extremste dieser Vorschläge sieht eine völlig freie Aufstellung vor [129], wobei die Rohre selbst zwar durch Ummantelung gegen Witterungseinflüsse notdürftig geschützt sind, aber die Stützen z.B. die vollen Windkräfte aufnehmen müßten.

Die Isolierschicht (von 15 bis 25 cm Stärke) kann die tageszeitlichen Temperaturschwankungen nur zu einem gewissen Grade, die jahreszeitlichen überhaupt nicht abschirmen, so daß Vorkehrungen gegen die nicht unerheblichen thermischen Rohrausdehnungen getroffen werden müssen. Auch ein Schutz gegen Akustik und Vandalismus ist kaum gegeben, und für Witterungsschutz muß zumindest für empfindliche Teile (Pumpen, Trafos, Meßfühler) durch zusätzliche Häuser gesorgt werden.

Vermehrten Schutz gegen alle diese Einflüsse bietet die Umbauung des Rohres mit einem langgestreckten Haus aus Fertigbauteilen [105] oder Profilblech-Elementen auf einer leichten Rahmenkonstruktion [106]. Auch hier ist die thermische Abschirmung (und die Wärmekapazität der Baumasse) nicht ausreichend, um tageszeitliche Temperaturschwankungen völlig, und jahreszeitliche überhaupt nennenswert zu reduzieren. Entsprechend wird diese Bauweise daher auch meist im Zusammenhang mit balgartig ausgebildeten Vakuumrohren (*corrugated tubes*) diskutiert [106]. Das Bauwerk selbst wird beträchtliche eigene Windgeräusche

produzieren, und es ist noch immer nicht völlig gegen mutwillige Beschädigung geschützt.

### 3.1.6 Vergleich verschiedener Bauweisen

Die Tabelle 3.I versucht, die wichtigsten Merkmale der vier beschriebenen Ausführungsformen einander gegenüberzustellen. Dabei sind die zu erwartenden Schwierigkeiten oder Kosten durch Minuszeichen (-) repräsentiert, die aber in den verschiedenen Zeilen naturgemäß recht unterschiedliche Gewichtungen haben.

Ein erster Komplex faßt die Umweltgesichtspunkte zusammen, deren Gewichtung ganz extrem von Lage, Nutzung usw. des Standortes abhängt:

- 1) sichtbarer Eingriff in die Umwelt
- 2) Störung der Wasserführung (Oberflächen- und hohes Grundwasser)
- 3) Erschwerung des Zugangs (insbesondere bei geschlossener Dreiecksanlage)

Abgesehen von einer eventuellen Beeinträchtigung (oder kostspieligen Umleitung) der oberflächennahen Wasserführung liegen hier die Vorteile eindeutig bei den unterirdischen Bauweisen.

Bauweise:		offen	Haus	halbtief	tief
Merkmal					
1)	sichtbarer Eingriff	---	---	--	o
2)	Wasserführung	o	o	-	--
3)	Zugang	--	--	-	o
4)	Temperatur	---	--	o	o
5)	Wind	---	--	o	o
6)	Akustik	---	--	o	o
7)	Seismik	--	--	--	-
8)	Witterung	--	-	o	o
9)	Vandalismus	---	--	-	o
10)	Baukosten	--	---	---	---
11)	Folgekosten	--	--	-	-
12)	Umbauten	o	o	-	--
13)	Höhenausgleich	--	--	-	o

Tabelle 3.I: Zusammenstellung von Eigenschaften verschiedener Bauweisen

Der zweite Komplex betrifft die Abschirmung gegen äußere Einflüsse:

- 4) Temperaturschwankungen (tages- und jahreszeitliche)
- 5) Windgeräusche am Bauwerk, Bewegung durch Wind
- 6) Akustik (Verkehr, Flugzeuge, Donner)
- 7) Seismik (natürliche und technisch verursachte)
- 8) Witterungsschäden (Blitz, Hagel, Hitze, Kälte)
- 9) mutwillige Beschädigung (Vandalismus).



Erwartungsgemäß sind hier die offenen Bauweisen besonders ungünstig. Da die (auch unter Seismik geführten) höherfrequenten Bodenerschütterungen (oberhalb 1 Hz) sich hauptsächlich als Oberflächenwellen sehr geringer Eindringtiefe fortpflanzen, sind schon in wenigen Metern Tiefe die Störungen merklich reduziert.

Der dritte Komplex befaßt sich mit den Kosten:

- 10) Baukosten (Aushub, Fundament, Bauwerk, Erdanschüttung)
- 11) Folgekosten (Instandhaltung, evtl. Beheizung)
- 12) Kosten für eventuelle Umbauten
- 13) Mehraufwand bei Bodenwelligkeit

Hier sind die erstmaligen Baukosten umso höher, je tiefer das Bauwerk in den Erdboden versenkt wird. Nach Schätzungen, auch der ausländischen Vorschläge [105, 106], können die rein längenproportionalen Baukosten für die unterirdischen Bauweisen etwa das  $1\frac{1}{2}$ -fache der oberirdischen betragen. In der Flexibilität (Kosten späterer Umbauten) haben ebenfalls die oberirdischen Bauweisen eindeutige Vorteile.

Umgekehrt sind bei den unterirdischen Bauweisen die Kosten der Unterhaltung mit Sicherheit wesentlich geringer. Der Mehraufwand bei leicht welligem Gelände ist bei den unterirdischen Bauweisen sicherlich ebenfalls merklich geringer.

Schon aus dieser kurzen Gegenüberstellung wird es klar, daß es einer genaueren Untersuchung bedarf, sich endgültig für eine Bauweise zu entscheiden. Aber es wird auch deutlich, daß man mit einer der unterirdischen Varianten – bei zugegeben höherem Preis – vielen Schwierigkeiten aus dem Wege geht, die das Erreichen der geplanten Empfindlichkeit in Frage stellen könnten.

### 3.1.7 Vollständige und redundante Antennenanlagen

In Abschnitt 1.1.1 ist schon hervorgehoben worden, daß sich Gravitationswellen zerlegen lassen in zwei Komponenten, die zueinander um  $45^\circ$  gedrehte Polarisationsrichtungen haben. Ein Interferometer, das für eine Polarisationsrichtung optimal empfindlich ist, ist dann "blind" gegenüber der anderen Polarisationsrichtung.

Sicher wird man zunächst nur ein einzelnes Interferometer aufbauen, dabei also bewußt in Kauf nehmen, daß man nur "die Hälfte" der Gravitationswellen-Ereignisse empfangen kann. Die möglichen Quellen in unserer Milchstraße und insbesondere in fernen Galaxien können natürlich beliebig orientiert sein, so daß es keine bevorzugte Orientierung der Antenne gibt. Bei der Wahl der Antennen-Orientierung sollte man sich aber mit anderen Gravitationswellen-Gruppen absprechen, damit eine größtmögliche Koinzidenzfähigkeit zwischen den Antennen verschiedener Labors gewährleistet ist. Überlegungen hierzu wurden an der Universität von Cardiff [44] angestellt. Danach sollte man insbesondere die Antennen innerhalb eines Kontinents zueinander ausrichten, während der diesbezügliche Gewinn bei weit entfernten Antennen (Europa – USA) nicht mehr sehr groß ist.

Es muß aber eindeutig das langfristige Ziel sein, eine Anlage zu schaffen, die für alle Polarisierungen der ankommenden Wellen gleichermaßen empfindlich ist.

Nicht nur, daß damit die Ausbeute an Gravitationswellen-Ereignissen etwa verdoppelt wird, es erlaubt dies auch Aussagen über die Polarisationsrichtung und auch über eine eventuelle zirkuläre Polarisierung. Dadurch kann man wertvolle Rückschlüsse auf die Natur der Quellen ziehen. Außerdem können dann Koinzidenzen mit anderen Antennen um so signifikanter die wirklichen Ereignisse vom statistischen Untergrund trennen, und nur dann sind sichere Aussagen über Zeitverschiebungen zwischen entfernten Antennen möglich.

Eine Mindestanforderung wäre also eine Anlage aus zwei (nach Möglichkeit um  $45^\circ$  zueinander gedrehten) Interferometern, um eine vollständige Erfassung der Gravitationswellen zu gewährleisten. Diese zwei Interferometer sollten mechanisch, optisch und vakuummäßig nicht miteinander verbunden sein, um größtmögliche Unabhängigkeit der Signale zu erreichen. Ein Überkreuzen der Rohrsysteme in unterschiedlicher Höhe käme auf alle Fälle teuer, weil entweder ein Tunnelsystem sehr tief im Erdboden verlegt werden müßte, oder weil das höhergelegene Rohrsystem einen oberirdischen, kilometerlangen Schutzbau verlangen würde, der zudem äußerst unansehnlich wäre.

In Bild 3.3 sind unter (a) und (b) zwei denkbare, sich nicht überkreuzende Konfigurationen dargestellt, wobei darauf geachtet wurde, wenigstens eines der Endhäuser gemeinsam zu benutzen. Die Konfiguration (b) ist dabei merklich sparsamer im Platzverbrauch.

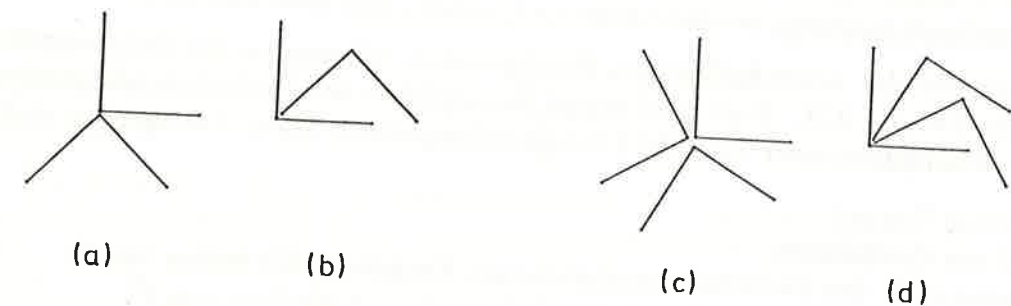


Bild 3.3: (a) und (b): "vollständige" Anlagen aus je zwei Interferometern; (c) und (d): "redundante" Anlagen aus je drei Interferometern. Die Alternativen (b) und (d) sind jeweils platzsparender als die ansonsten gleichwertigen Konfigurationen (a) und (c).

Aber auch eine solche "vollständige" Antennenanlage aus zwei Interferometern schützt noch nicht davor, daß eine an sich ausreichend starke Gravitationswelle eventuell nur in einem der Interferometer ein zur Erkennung geeignetes Signal erzeugt. Es ist also nur in günstigen Fällen möglich, aus einer Gleichzeitigkeit von Signalen in diesen beiden Interferometern auf ihre Signifikanz zu schließen.

Dagegen könnte man mit einer "redundanten" Antennenanlage, bestehend aus mindestens drei Interferometern, erwarten, daß in wenigstens zweien der Interferometer ausreichend hohe Signale auftreten. Auf diese Weise kann man eventuell



eine gewisse Vorauswahl der zu speichernden Meßdaten vornehmen, und zwar noch bevor man sie auf Koinzidenzen mit den Daten anderer Labors auswertet. Damit ließen sich dann die später anfallenden laufenden Kosten für große Datenspeicher und teure Rechenmaschinenzeit drastisch kürzen.

In einer redundanten Anlage würde auch bei Ausfall oder Wartung eines der Interferometer noch eine "vollständige" Anlage übrigbleiben, so daß die Anlage nie "blind" für eine einfallende Gravitationswelle ist.

Zwei redundante Konfigurationen mit je drei rechtwinkligen Interferometern sind in Bild 3.3 unter (c) und (d) wiedergegeben. Wieder ist die zweite Variante so gewählt, daß ihr Platzbedarf möglichst gering ist.

### 3.1.8 Dreiecks-Konfiguration

Ein völlig anderes Konzept einer redundanten Konfiguration ist im MPI für Quantenoptik entwickelt worden; es ist schematisch in Bild 3.4 angedeutet. Diese dreiecksförmige Konfiguration wird beachtliche Vorteile aufweisen, und zwar in den Kosten, im Platzbedarf und möglicherweise in der Verwendbarkeit für andere Fragestellungen.

Die als erstes ins Auge fallende Eigenschaft ist, daß die Interferometerarme einen Winkel von  $60^\circ$  (statt bisher  $90^\circ$ ) einschließen. Dies führt – bei sonst gleich gehaltenen Parametern – zu einer Verringerung der Empfindlichkeit um einen Faktor  $\cos 30^\circ = 0,866$ . Diese Einbuße muß bei allen Betrachtungen natürlich als ein Nachteil mitberücksichtigt werden, aber sie beträgt eben auch nur 13%.

Die Vorteile der dreiecksförmigen Konfiguration können verdeutlicht werden anhand der Tabelle 3.II. Dort sind einige Kenngrößen der Dreiecksanordnung denen der Konfigurationen von Bild 3.3 gegenübergestellt. Diese Kenngrößen sind:

T = Zahl der Tunnel

H = Zahl der Endhäuser

D = Durchmesser des kleinsten umschriebenen Kreises; in Einheiten von  $\ell$ .

F = Fläche des kleinsten umschriebenen Polygons; in Einheiten von  $\ell^2$ .

Bei einer "vollständigen" Dreiecksanlage (aus nur zwei Interferometern) können von den zwei Interferometern ein Tunnel und zwei Endhäuser gemeinsam benutzt werden ( $T = 3$ ,  $H = 3$ ). Der wirkliche Gewinn der Dreiecksanordnung zeigt sich dann, wenn man zu einer "redundanten" Anlage aus drei Interferometern übergeht, wofür nämlich dann keine weiteren Tunnel und Endhäuser benötigt werden ( $T = 3$ ,  $H = 3$ ). Auch die anderen Kenngrößen D und F, die Anhaltspunkte geben für die erforderliche lineare Erstreckung und den Flächenbedarf, sind bei der Dreiecksanordnung ganz wesentlich reduziert.

Weitere Vorteile, die hier nicht quantifiziert sind, bestehen in einer ins Gewicht fallenden Verkürzung der Versorgungswege für Endhäuser und Pumpen und in der zusammenhängenden eingeschlossenen Fläche, die somit leichter anderweitig (z.B. land- oder forstwirtschaftlich) genutzt werden kann.

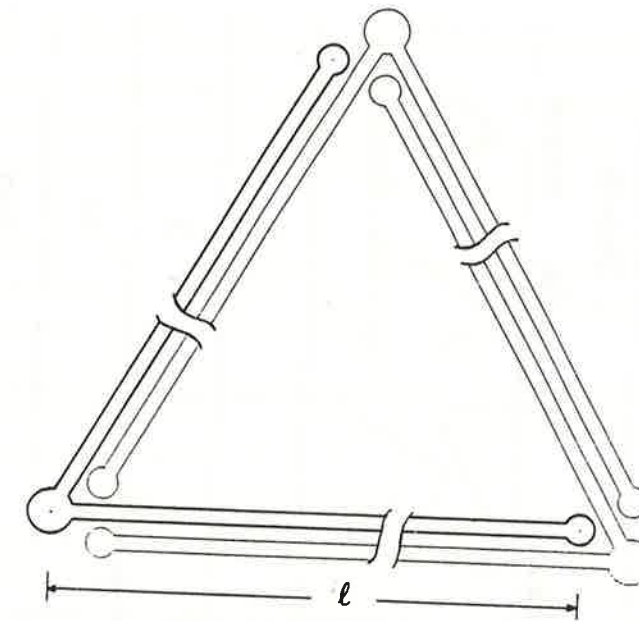


Bild 3.4: Dreiecksförmige Antennenanlage aus drei Interferometern mit Schenkelwinkeln von  $60^\circ$ . Als erste Ausbaustufe würde man nur eine einzelne Antenne (stark gezeichnet) erstellen. An Bauarbeiten für die Aufstockung zu einer vollständigen oder redundanten Anlage fällt dann nur ein weiterer Tunnel an. Die Tunnel müssen natürlich für die Aufnahme von zwei Vakuumrohren ausgelegt sein.

Die hier angegebenen Vorteile der Dreiecksanordnung sind nicht davon abhängig, für welche Art der Rohrverlegung (Abschnitte 3.1.3 – 3.1.5) man sich entscheidet.

Ein weiterer Aspekt der vorgeschlagenen Dreiecks-Anordnung ist, daß sich damit die Möglichkeit für einen ringförmig geschlossenen Lichtweg eröffnet. Darauf soll in Abschnitt 3.2.7 näher eingegangen werden.

In der letzten Zeile der Tabelle ist nochmals festgehalten, daß die  $60^\circ$ -Winkel eine Reduktion der Empfindlichkeit auf 0,866 der maximal möglichen mit sich bringen, den wettzumachen natürlich auch seinen Preis hat, z.B. durch die dann erforderliche Erhöhung der Laserleistung um einen Faktor 1,33.

Eine sehr sorgfältige Abwägung der Vor- und Nachteile einer solchen Dreiecks-Konfiguration ist notwendig, da eine endgültige Entscheidung über den Winkel zwischen den Interferometer-Armen ja schon beim Bau des ersten Interferometers (und sogar schon des ersten Bauabschnittes) gefällt sein muß.

Bisher liegen Erfahrungen mit  $60^\circ$ -Interferometern noch nicht vor; wesentlich veränderte Verhältnisse können aber eigentlich nur im Bereich des Strahlteilers auftreten. Somit sollte es möglich sein, die hier noch ausstehenden Fragen in Laborversuchen zu klären.



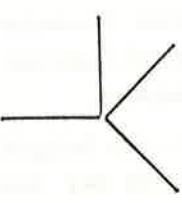
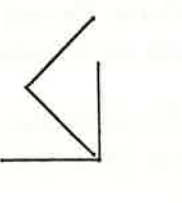
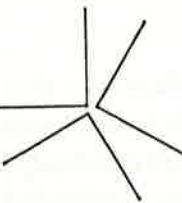
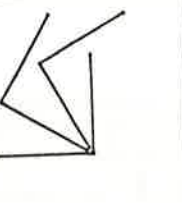
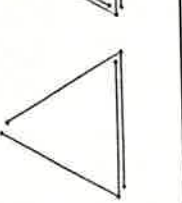
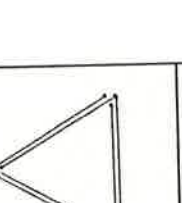
	Rechtwinklige Interferometer				Dreieck	
	vollständig		redundant		vollst.	redund.
						
Zahl der Tunnel	4	4	6	6	3	3
Zahl der Häuser	5	5	7	7	3	3
Durchmesser Umkreis	2,0	1,7	2,0	1,9	1,1	1,1
Fläche Polygon	1,71	0,75	2,25	1,25	0,43	0,43
G.W.-Signal	1,00	1,00	1,00	1,00	0,866	0,866
	T					
	H					
	D/ $\ell$					
	F/ $\ell^2$					
	s/s <sub>max</sub>					

Tabelle 3.II: Vergleich von "vollständigen" und "redundanten" Konfigurationen aus rechtwinkligen Interferometern mit einer Dreiecks-Konfiguration aus 60°-Interferometern.

### 3.1.9 Mögliche Standorte der Gravitationswellen-Antenne

Für die Wahl eines geeigneten Standortes müssen verschiedene Forderungen berücksichtigt werden, die einander zwar nicht zu widersprechen brauchen, die sich aber wohl kaum alle gleichzeitig erfüllen lassen. Zu gewissen Kompromissen wird man gezwungen sein.

Von großem Vorteil wäre es, wenn ein geeignetes Gelände zur Verfügung stünde, das sich (bereits) in öffentlicher Hand befindet. Sonst könnte es sein, daß beträchtliche Kosten für Ankauf oder Pacht entstehen.

Die wünschenswerte Größe des Areals ist durch die Abmessungen der Antennenanlage vorgegeben, also z.B. durch ein Dreieck der Seitenlänge  $\ell = 3$  km. Dabei sollten hauptsächlich die Endhäuser einen hinreichenden Abstand von allen Arten von Anlagen haben, die Lärm oder Erschütterungen verursachen.

Als solche kommen gewerbliche Einrichtungen (Fabriken, Betriebe mit starkem Güterverkehr, Quetschwerke) genauso in Frage wie von schweren Fahrzeugen frequentierte Verkehrswege (Straßen, Schienenwege, Flughäfen). Es ist damit zu rechnen, daß für die meisten solcher Störquellen Abstände in der Größenordnung von 1 km ausreichend sind; vor der Entscheidung für einen Standort müßten jedenfalls noch genauere seismographische Untersuchungen angestellt werden.

Notfalls kann sicher zugelassen werden, daß eine einzelne, nur wenig und nur von Personenwagen befahrene Straße die Antennenanlage kreuzt, nach Möglichkeit allerdings über eine gut vom Rohrtunnel getrennte Brücke. Eine land- oder forstwirtschaftliche Nutzung des Areals wird i.a. Störungen nur an wenigen Tagen im Jahr bedeuten und braucht daher nicht ausgeschlossen zu werden.

Die stärksten akustischen Störungen werden sicher von niedrigfliegenden Flugzeugen verursacht. Eine lärmhemmende Bauweise der Endhäuser ist zwar anzustreben, stellt aber auch eine Kostenfrage dar.

Das Gelände sollte möglichst eben sein, also von konstanter Neigung, damit teure Erdbewegungen klein gehalten werden können. Solche Gebiete mit hinreichenden Abmessungen finden sich meist in Flußniederungen, aber z.B. auch in der oberbayerischen Schotterebene. Die Idee des um etwa 1 bis 2 m tief in den Erdboden abgesenkten Tunnels macht es wünschenswert, daß der Grundwasserspiegel wenigstens mehrere Meter unter der Erdoberfläche liegt. Dies ist in den Flußniederungen meistens nicht der Fall. Andererseits kann leicht erreichbares Grundwasser für Kühlzwecke sehr nützlich sein.

Daß das Gelände eine möglichst kleine Neigung gegen die Horizontale haben soll, ist eine Zusatzforderung, die mehr technisch bedingt ist. Es ist besonders schwierig, unter den Pendelschwingungen der aufgehängten Spiegel die senkrechte Zugpendelbewegung wegzudämpfen. Diese (streng zum Erdmittelpunkt gerichtete) Bewegung hat aber eine (wenn auch sehr kleine) Störkomponente in Richtung der optischen Achse, wenn diese optische Achse nicht exakt in der Waagerechten liegt.

Einige in Frage kommende Gebiete in der Umgebung von München haben Neigungen von einigen Milliradian, z.B. von etwa 5 m/km. Man wird sicher eher einen



merklich erhöhten regelungstechnischen Aufwand zur Bedämpfung der Vertikalbewegung in Kauf nehmen wollen, als sich durch die Forderung nach einem extrem waagerechten Gelände in der Standortwahl zu sehr einzuengen, oder durch teure Erdbewegungen und/oder oberirdische Bauten eine waagerechte optische Achse zu erzwingen. Wegen des endlichen Erdradius kann ein Fehlwinkel von etwa 0,25 mrad zwischen Vertikale und optischer Achse ohnehin nicht unterschritten werden.

Von großem organisatorischem Vorteil ist es, wenn die Entfernung zum betreuenden Institut (MPI für Quantenoptik, Garching) nicht mehr als 1 bis zwei Autostunden beträgt. Dann kann am Standort auf eine voll ausgerüstete Werkstatt und auf zusätzliche Experimentierlabors verzichtet werden, und die verwaltungsmäßige Betreuung kann noch voll vom Institut geleistet werden.

In der Standortfrage müssen zwangsläufig Kompromisse eingegangen werden. Aber erst in einem fortgeschritteneren Stadium der Projektierung wird man genügend fundierte Wichtungen der verschiedenen Forderungen haben, um die Vor- und Nachteile verschiedener Standorte gegeneinander abwägen zu können.

## 3.2 Phase der Voruntersuchungen

### 3.2.0 Zusammenfassung

Dem eigentlichen Bau einer so großen Einrichtung wie der geplanten Antennenanlage muß eine Vorlaufphase vorangehen, in der Einzelheiten des Baus, der Vakuumeinrichtung und der optischen Ausstattung der Anlage endgültig festgelegt werden.

Solche Vorarbeiten sind nach dem ersten, im Jahr 1985 verfaßten Vorschlag des MPI für Quantenoptik begonnen worden, und teilweise auch schon abgeschlossen.

Die dazu notwendigen detaillierten Untersuchungen werden in enger Zusammenarbeit zwischen der Gravitationswellengruppe im MPI für Quantenoptik, der Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft und kommerziellen Unternehmen vorgenommen, wobei die Arbeitsaufteilung je nach Aufgabengebiet sehr unterschiedlich ausfällt.

Bei der eigentlichen Projektplanung gibt es drei Hauptpunkte: Standortwahl, Entwurf der Bauwerke und Entwurf der Vakuumeinrichtung. Bei der Standortsuche ist eine Sichtung in Frage kommender Gebiet bereits erfolgt, und zwar nach Gesichtspunkten der Topographie, der Entfernung zu Bebauung und Verkehr, der Seismik und der Grundwasserverhältnisse. Diese Vorauswahl geschah in Zusammenarbeit mit der Bauabteilung und wurde unterstützt durch Benutzung von gespeicherten Daten der Industrieanlagen-Betriebsgesellschaft mbH (IABG). Für die engere Wahl wurden bereits einige geeignete Gebiete von dem Geologischen Institut der Universität München auf die seismischen Eigenschaften, und von der Firma Dorsch Consult auf die bautechnische Eignung untersucht. Vorstudien für die Planung der Bauten und Vakuumanlage sind – nach Festlegung der Mindestanforderungen – kürzlich von kommerziellen Firmen erarbeitet worden.

Weitere Voruntersuchungen stehen vor allem im Bereich der Optik aus. Dabei ist es wichtig, daß die verschiedenen Möglichkeiten zur Auslegung der optischen Anordnung die Ausführung der Vakuumanlage und der Bauwerke nicht beeinflussen werden, so daß beide Komplexe zumindest in der Phase der Ausführungsplanung entkoppelt betrachtet werden können.

Bei der optischen Ausstattung der Anlage wird es auf eine enge Zusammenarbeit mit den Herstellern ankommen. Manche Forderungen sind hier so extrem, daß sie nur von technologisch führenden Firmen erfüllt werden können. Es muß als Vorteil angesehen werden, daß für nahezu alle diese Fragestellungen Unternehmen in der Bundesrepublik in Frage kommen. Um so leichter wird sich eine Zusammenarbeit durchführen lassen. Es ist zu erwarten, daß die erarbeiteten Lösungen auch für andere Anwendungen von großem Nutzen sein werden.

Die Herstellung der sehr großen Spiegel für die Laufzeitleitungen erfordert in allen drei Fertigungsschritten (Substrat, Schliff, Verspiegelung) ein Höchstmaß an Sorgfalt. Ein Satz von Spiegeln in einer Qualität, wie sie für die spätere Anlage erforderlich wird, sollte möglichst bald hergestellt und in der bestehenden 30m-Apparatur vermessen werden (in keiner anderen Apparatur wären die hier entscheidenden Parameter derzeit nachprüfbar).



Wichtig ist auch die Herstellung und Untersuchung von Lichtleiter-Glasfasern, bei denen Einmoden-Verhalten und hohe Leistungsbelastbarkeit gefordert werden. Pockelszellen für großen Strahlquerschnitt mit hoher Belastbarkeit und hoher optischer Qualität müssen in Auftrag gegeben und getestet werden. Photodioden müssen auf ihre Eignung (Photonenausbeute, Belastbarkeit, Grenzfrequenz) geprüft und möglicherweise leicht modifiziert werden.

Einige der anzuwendenden optischen Methoden sollen näher untersucht oder noch weiter verfeinert werden. Dazu zählen:

- die phasenstarre Zusammenschaltung von mehreren (zunächst zwei) Ar-Lasern;
- noch bessere Stabilisierung des Lasers (hauptsächlich bezüglich der Frequenz);
- mögliche Modulationsformen zur Reduzierung von Streulichtstörungen;
- Rückführung des Lichts im Interferometer (recycling)
- verbesserte seismische Isolierung (evtl. aktive Regelung).

Viele dieser bis ins Extreme zu treibenden Techniken werden auch für andere Anwendungen interessant sein.

Zusätzlich werden auch erste Versuche zur Erzeugung nichtklassischer Lichtfelder ("squeezing") unternommen, die von einem mehr fundamentalen Interesse sind.

Im Zuge der Vorlaufphase sollte auch weitgehend geklärt werden, welche zusätzlichen Anwendungen der Anlage denkbar, und wie weit sie erstrebenswert sind. Meßwerte von manchen (meteorologischen und geophysikalischen) Größen werden zwangsläufig beim Betrieb der Antenne anfallen. Es gibt jedoch auch Anwendungen, für die zusätzliche Einbauten oder auch die vorübergehende Außerbetriebnahme des Gravitationswellen-Detektors notwendig wären.

Die Idee, über den Sagnac-Effekt Schwankungen der Erdrotation und eventuell auch den (relativistischen) gravitomagnetischen Effekt zu messen, ist in der Literatur viel beschrieben worden. Ein eigener Abschnitt wird sich mit den tatsächlichen Möglichkeiten hierzu auseinandersetzen.

Die Vorlaufphase wurde Anfang 1986 begonnen. Voruntersuchungen zur Planung der optischen Ausstattung werden noch etwa ein Jahr in Anspruch nehmen. Im Hinblick auf eine möglichst frühe Fertigstellung wäre es wünschenswert, wenn während dieser Zeit bereits mit der Erstellung der Haushaltsunterlage für den Bau der großen Anlage begonnen werden könnte.

### 3.2.1 Standortsuche

Die wichtigsten Kriterien für die Suche nach einem geeigneten Standort sind schon in Abschnitt 3.1.9 beschrieben worden. Sie lassen sich kurz mit den Forderungen

eben, horizontal, trocken, unbewohnt, ruhig, verkehrsgünstig

zusammenfassen. Die Größe des Areals soll jedenfalls die Errichtung einer Dreiecksanlage von 3 km Seitenlänge zulassen, eine Erweiterungsmöglichkeit auf 5 km wäre wünschenswert. Als eingrenzende Bedingung kommt noch hinzu, daß ein

Arm in exakter West-Ost-Richtung verlaufen sollte (s. Abschnitt 3.2.7), so daß jeweils nur zwei Orientierungen ( $\Delta$  und  $\nabla$ ) betrachtet zu werden brauchen.

Eine gezielte, rechnergestützte Suche nach solchen Standorten ist im ersten Halbjahr 1986 vorgenommen worden. Dabei ist die Suche aus zwei Gründen auf das Gebiet des Landes Bayern beschränkt worden. Zum einen wird dem Gesichtspunkt der Institutsnähe ein sehr hoher Stellenwert beigemessen, zum anderen hätte die Ausweitung der Suche auf das ganze Bundesgebiet einen wesentlich höheren Aufwand an Arbeitskraft und Geld (Benutzung von Fremddaten auf Fremdrechner) bedeutet.

Bei der rechnergestützten Suche war davon Gebrauch gemacht worden, daß bei der IABG (Industrieanlagen-Betriebsgesellschaft mbH) Daten der Oberfläche der Bundesrepublik, abgespeichert in einem Raster von 100 m  $\times$  100 m, vorliegen. Diese Daten enthalten neben der jeweiligen (mittleren) Höhe über NN auch Angaben über Bodenfeuchtigkeit, Bewuchs und Bebauung.

Das zu untersuchende Gebiet (Freistaat Bayern) wird mit überlappenden Dreiecken von 3 km Seitenlänge überdeckt, und jedem Dreieck werden Werte für die Bodenwelligkeit (Baukosten) und die globale Neigung (Neigung der optischen Achse) zugeordnet, und außerdem Kennwerte darüber, ob, und in welchem Maße, von der Anlage Bebauung, Wasserflächen, Feuchtgebiete berührt werden.

Um eine Übersicht über die in sehr dichtem Netz (0,5 km) vom Computer durchgerechneten Standorte zu erhalten, wurden die Ergebnisse (Welligkeit, Neigung, Nutzung), in geeigneten Symbolen codiert, in Form von Landkarten ausgegeben. Aus diesen Karten ließen sich leicht eine Anzahl (etwa 40) in Frage kommender größerer Areale erkennen.

Diese Areale wurden – unter Benutzung von detaillierten Karten und amtlichen Luftaufnahmen (Bayerisches Landesvermessungsamt) – noch genauer auf ihre Tauglichkeit überprüft, wonach schließlich etwa 12 mögliche Standorte in Bayern in die engere Wahl kamen.

Für diese Standorte wurden von der Firma Dorsch Consult Expertisen über die geologischen und bautechnischen Gegebenheiten erstellt [156], es wurden (zusammen mit der Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft) Ortsbesichtigungen durchgeführt, und es wurden (vom Geologischen Institut der Universität München) seismische Messungen vorgenommen.

Als Ergebnis wurden zwei Standorte ermittelt, die am besten den Anforderungen entsprechen (recht flaches, trockenes, allerdings etwas geneigtes Gelände; relativ weit von Durchgangsstraßen entfernt), und eine Reihe von Ausweichstandorten (diese in Flußniederungen: sogar flacher und horizontaler, aber mit hohem Grundwasserstand).

Mit den örtlichen Behörden und den Grundeigentümern ist noch kein Kontakt aufgenommen worden.



### 3.2.2 Planung von Bau und Vakuumeinrichtung

Wegen der Größe des Projekts können Entwurf und Planung der Bauten, der Vakuumanlage und der Versorgungseinrichtungen (Strom, Kühlung) nur von Großfirmen mit einschlägiger Erfahrung übernommen werden.

Bezüglich der baulichen Fragen hat dabei die Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft bereits wertvolle Hilfestellung gegeben. Insbesondere hat sie von der Firma Dorsch Consult einen Bericht erstellen lassen, der eine genaue und fundierte Abschätzung der Baukosten erlaubt [156]. In dieser Studie werden sechs verschiedene Varianten der Tunnelausführung vorgestellt und in ihren Kosten abgeschätzt, wobei als Parameter die Tiefe des Erdaushubs, die Breite der Baustelle und die Höhe des Grundwasserspiegels eingehen.

Die Bauabteilung steuerte auch eine Abschätzung des Raumbedarfs in den End- und Versorgungshäusern bei.

Die Firma Interatom fertigte eine Vorprojektstudie für die Vakuumanlage und die Hilfsanlagen an, die sowohl die Realisierbarkeit zeigte als auch die auftretenden Kosten näher spezifizierte [157].

Es wurde eine Länge der Interferometerarme von 3 km projektiert, für den Rohrdurchmesser wurden wahlweise 0,8 m und 1 m angesetzt, und beim Vakuum wurde zunächst von einem zu erzielenden Betriebsdruck von besser als  $10^{-6}$  mbar ausgegangen. Diese Bedingungen erfordern noch keinen ungewöhnlich hohen technologischen Aufwand. Als Material für die Vakuumanlage sind Aluminium und Edelstahl in gleicher Weise geeignet, wobei Aluminium etwas kostengünstiger erscheint.

Die Ausführung des Baues und die Erstellung der Vakuumanlage sollen von durch Ausschreibung zu ermittelnden Firmen und in Zusammenarbeit mit der Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft durchgeführt werden.

### 3.2.3 Spiegelherstellung

Die Anforderungen an die Spiegel einer Laufzeitleitung ergeben sich aus der Vorgabe von zulässigen Toleranzen, der Qualität der Interferenz, des Reflexionsvermögens und der mechanischen Dämpfungsverluste.

Nicht-ideale Interferenz wirkt wie ein Verlust und begrenzt die erreichbare Empfindlichkeit (siehe Abschnitte 2.2.7 und 2.2.8). Die Qualität der Interferenz verschlechtert sich, wenn sich die beiden Strahlen in einem der folgenden Punkte unterscheiden:

- räumliche Lage
- Form und Neigung der Wellenfronten
- Absolutwert und Verteilung der Intensität
- Polarisation.

Um eine gute Interferenzfähigkeit zu gewährleisten, müssen die aus den beiden Interferometerarmen zurückkehrenden Lichtstrahlen möglichst genau miteinander zur Deckung gebracht werden. Bei einer idealen Laufzeitleitung ist die Position des

Austrittsstrahls gegeben durch die Position des Eintrittsstrahls und das Verhältnis von Spiegelabstand  $\ell$  zu Krümmungsradius  $R$  (Abschnitt 2.1.3).

Der Krümmungsradius der Spiegel wird hierbei definiert durch die Änderung der jeweiligen mittleren Neigung der Spiegeloberfläche bei aufeinanderfolgenden Reflexionen. Damit die Strahlen aus den beiden Armen räumlich miteinander zur Deckung gebracht werden können, muß in beiden Armen das gleiche Verhältnis  $\ell/R$  eingestellt werden. Bei unterschiedlichen Krümmungsradien sind daher auch andere Spiegelabstände zu wählen. Nach Auskunft der Firma Zeiss [158] ist es sehr schwierig, einen Krümmungsradius der Größenordnung km auf besser als 1 % genau herzustellen.

Unterschiedlicher Spiegelabstand kann daher eine unterschiedliche Entfernung der Endhäuser bedeuten. Andererseits möchte man jedoch deren Position gerne vorgeben und festhalten. Außerdem entsteht durch unterschiedlichen Spiegelabstand ein großer Wegunterschied zwischen den beiden interferierenden Strahlen, nämlich die  $N$ -fache Differenz der Spiegelabstände, und dies stellt sehr harte Anforderungen an die Frequenzstabilisierung (siehe Abschnitt 2.5.4).

Die durch einen Astigmatismus (also unterschiedliche Spiegelkrümmung in verschiedenen Richtungen) in einem der beiden Arme bewirkte Versetzung des Austrittsstrahls kann nicht durch Änderung des Spiegelabstandes korrigiert werden [159]. An eine nachträgliche Korrektur der Form der Spiegeloberfläche durch Kräfte auf die Rückseite oder auf den Umfang des Spiegels ist nur für den äußersten Notfall zu denken, denn es dürfte schwierig sein, auf diese Weise die gewünschte Form zu erhalten unter Beibehaltung der hohen Eigenfrequenzen und der hohen Güte des Spiegelsubstrats.

Zur Quantifizierung der Anforderungen an die geometrische Form der Oberfläche ist z.B. eine noch tolerierbare Lichtleistung im Minimum der Interferenz vorzugeben. Wird das Minimum bestimmt durch eine kleine seitliche Versetzung  $\delta y$  der Strahlen gegeneinander, so gilt:

$$\frac{P_{\min}}{P_{\max}} \approx \left( \frac{\delta y}{2w} \right)^2,$$

wobei  $2w$  den Durchmesser der interferierenden Strahlen angibt. Eine Versetzung der Strahlen um 10 % des Strahldurchmessers liefert somit ein Minimum von 1 %. Aus dem nun bekannten Wert für  $\delta y$  läßt sich die Toleranz in der Größe der langwelligen Abweichungen der Spiegeloberfläche von der gewünschten Kugelform angeben, wobei die Wellenlänge  $\lambda$  der Oberflächenstörungen größer als der Strahldurchmesser angenommen wird. Ein Minimum von 1 % führt bei einer Anlage mit Spiegelabständen der Größenordnung km zu tolerierbaren Fehlneigungen der Oberfläche von etwa  $10^{-7}$  Radian. Eine Fehlneigung der Wellenfronten zueinander kann dagegen durch eine Neigung entweder eines nahen Spiegels oder des Strahlteilers korrigiert werden.

Die Qualität der Interferenz ist weiterhin beeinflusst durch eine Verzerrung der Wellenfronten bei einer Reflexion an Unebenheiten, deren Wellenlänge  $\lambda$  vergleichbar mit dem Strahldurchmesser ist. Auch daraus lassen sich Bedingungen für die Qualität der Oberfläche ableiten.



Unebenheiten der Oberfläche mit Wellenlängen, die klein sind gegen den Strahldurchmesser, verursachen Streuverluste. Deren relative Größe ist bei senkrechtem Einfall gegeben durch

$$\frac{dP}{P} \approx \left( \frac{4\pi H_{\text{eff}}}{\lambda} \right)^2,$$

wobei  $H_{\text{eff}}$  den Effektivwert der kurzwelligen Oberflächenunebenheiten angibt, und  $\lambda$  die Lichtwellenlänge (siehe z.B. [160]).

Bei vorgegebener Toleranz in den Reflexionsverlusten ist damit auch eine Toleranz für die Mikrorauigkeit gegeben. Das hohe angestrebte Reflexionsvermögen von besser als 99,95 % ist nur durch dielektrische Vielfachschichten zu erreichen. Dieser hohe Wert ist notwendig, wenn die Lichtleistung im Interferometer durch "Recycling" um mehr als einen Faktor 10 erhöht werden soll (Abschnitt 2.2.7).

Eine einmal erreichte gute Oberflächenqualität der Spiegel kann nur erhalten bleiben, wenn das Spiegelsubstrat eine hohe Formstabilität besitzt. Mögliche Formänderungen können auftreten z.B. beim Erwärmen während des Beschichtungsvorganges oder auch durch Alterungsprozesse (siehe z.B. [161, 162]). In diesem Zusammenhang ist keineswegs ein kleiner thermischer Ausdehnungskoeffizient vonnöten – eine völlig gleichförmige thermische Ausdehnung würde nicht stören – vielmehr ist eine gute Homogenität des Ausdehnungskoeffizienten im gesamten Substrat erforderlich.

Eine weitere Forderung an das Substrat ist die hohe mechanische Güte (Abschnitt 2.4.3). Aus beiden Gründen ist bei einer weiteren Empfindlichkeitssteigerung der Garching Anlage das bisherige Zerodur nicht mehr geeignet, denn Zerodur besitzt nur eine mechanische Güte zwischen  $10^3$  und  $2 \cdot 10^3$  (eigene Messungen und private Mitteilung der Fa. Schott); außerdem zeigt es Hystereseeffekte, die selbst bei kleinen Temperaturänderungen in der Nähe von Zimmertemperatur nicht zu vernachlässigen sind [163].

Homogenes Quarzglas (z.B. Homosil) mit einer mechanischen Güte von etwa  $10^5$  und einer guten Formstabilität [164] scheint deutlich besser geeignet zu sein, jedoch liegen für derart kleine Formänderungen, wie sie im vorliegenden Fall nicht mehr toleriert werden können, noch keine Erfahrungen vor. Eine Untersuchung von Spiegeln aus dem angegebenen Material im 30m-Experiment könnte viele der noch offenen Fragen klären.

### 3.2.4 Entwicklung optischer Komponenten

Für die Zuführung des Laserlichts zum Interferometer läßt sich mit Vorteil eine Einmoden-Glasfaser verwenden. Das Einmoden-Verhalten unterdrückt transversalen Bewegungen des Laserstrahls (Modenfilter), die Biegsamkeit erlaubt die Hinführung des Laserstrahls zu dem im Vakuum aufgehängten Strahlführungsblock. Am MPI für Quantenoptik konnte immerhin schon eine Laserleistung von 3 W in eine von AEG hergestellte Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von  $5 \mu\text{m}$  in stabilem Betrieb eingekoppelt und dem Interferometer

zugeführt werden. Eventuell zu erwartende Probleme, wie z.B. nichtlineare Effekte, konnten jedenfalls bei dieser Leistungsdichte von  $15 \text{ MW/cm}^2$  noch nicht beobachtet werden.

Für die später zu übertragenden Laserleistungen (bis zu 100 W) wäre ein größerer Modendurchmesser sehr erstrebenswert (geringere Flächenbelastung). Die dafür notwendigen Glasfasern mit wesentlich schwächerem Gradient des Brechungsindex setzen allerdings eine sehr gute Beherrschung des Fabrikationsprozesses voraus. Von MIT wird versucht, eine bedeutende amerikanische Glasfirma für die Entwicklung solcher Fasern zu gewinnen.

Die Entwicklung von Pockelszellen mit hoher optischer Qualität ist bei der Fa. Gsänger (München-Gräfelfing) in Vorbereitung. Ein Meßinterferometer, das die Herstellung und optische Prüfung von Kristallen bis zu einer Apertur von 50 mm erlaubt, steht bereits zur Verfügung. Mit der Züchtung großer Kristalle soll demnächst begonnen werden. Als Vorversuch sollen jedoch zunächst Kristalle mit einer Apertur von nur 25 mm hergestellt werden. Ähnlich wie bei den Spiegeln müssen auch hier hohe Anforderungen an die optische Qualität und an die Beständigkeit gegenüber hohen Intensitäten gestellt werden.

An der Entwicklung leistungsstärkerer Laser besteht auch für andere Anwendungen ein großes Interesse. Eigene oder in Zusammenarbeit mit der Industrie betriebene Entwicklungen zur Verringerung der Fluktuationen solcher Laser werden nötig sein. Hier sind schon (z.B. bei der Entstörung des Stromversorgungsteils) von der Gravitationswellengruppe ausgearbeitete Verbesserungen vom Hersteller übernommen worden.

Die Quantenausbeute von Photodioden kann beträchtlich gesteigert werden, wenn die durch unerwünschte Reflexion entstehenden Verluste verringert werden. Dies kann z.B. durch Antireflex-Beläge auf dem Schutzglas und auf der Diodenoberfläche selbst erreicht werden. Am MPI für Quantenoptik konnte eine Quantenausbeute von etwa 80 % gemessen werden, indem das Schutzglas entfernt wurde und das Licht unter dem Brewster-Winkel auf die Diodenfläche gerichtet wurde [137].

Für die mögliche Dreiecksanordnung muß der Strahlteiler für Lichteinfall unter  $60^\circ$  ausgelegt werden. Erfahrungen mit hierfür geeigneten Beschichtungen müssen gesammelt werden.

### 3.2.5 Entwicklung optischer Methoden

Ein wichtiger Punkt wird die weitere Verbesserung der Laserstabilität sein, und zwar gegen Schwankungen

- in der Ausgangsleistung (Regelung des Entladungsstroms)
- in der Strahlgeometrie (Modenfilter, Glasfaser)
- in der Frequenz (Referenz-Resonator, Kopplung an Interferometer).

Dazu sind zunächst zusätzliche Maßnahmen zur Entkopplung der strahlbestimmenden Laserspiegel von mechanischen Störungen (Kühlwassergeräusch am Laserrohr, Seismik, Akustik) notwendig.



Solche Reduktionen der Laser-Unruhe werden es auch erleichtern, die Leistung verschiedener Laser kohärent zu addieren. Vorversuche dazu wurden von A. Brillet, Paris, bereits unternommen [98].

Auch andere Methoden der Störunterdrückung müssen für die erhöhten Anforderungen weiter verfeinert werden. Hierzu zählen eine verbesserte seismische Isolierung (evtl. sogar aktive Gegenregelung) und eine sehr präzise Einhaltung der Spiegelorientierung, beides zwar mechanische Stabilisierungen, die aber nur über optische Methoden realisiert werden können.

Ebenso werden alle diese Stabilisierungen einer Ausnutzung der Lichtrückführung zugute kommen, die Ende 1986 im Garchinger Experiment erstmals erfolgreich (an einem Michelson-Interferometer mit kurzem Lichtweg) durchgeführt wurde [97] (siehe Abschnitt 2.2.7), und dann später auch in ähnlicher Form in Orsay (siehe Abschnitt 2.6.5).

Ein weiterer Punkt ist die Entwicklung und Erprobung geeigneter Methoden zum "Verwaschen" von Streulicht-Störungen durch spezielle Modulation des Laserlichts.

Von großem Interesse, auch über eine eventuelle Anwendung zur Verringerung der Schrotrauschgrenze hinaus, ist die Erzeugung von Lichtfeldern mit nichtklassischer Photonenstatistik.

### 3.2.6 Zusätzliche Anwendungen

Begleitend zur Interferometer-Messung müssen eine Anzahl von denkbaren Störparametern laufend registriert werden: Seismik, Akustik (z.B. Fluglärm), Luftdruck, Windgeschwindigkeit, Temperatur, heftige Niederschläge, erdmagnetische Störungen. Es entsteht also fast zwangsläufig eine gut ausgerüstete und vielseitig nutzbare Meß-Station. Eine Zusammenarbeit mit entsprechenden Instituten (Geo-Wissenschaften, Meteorologie) könnte von beiderseitigem Nutzen sein. Es soll in der nächsten Zeit geklärt werden, für welche Arten von Messungen Interesse besteht.

In der hochempfindlichen Gravitationswellen-Antenne sorgen mechanische Regelungen dafür, daß seismische Störungen weitgehend unterdrückt werden. Mit den dabei anfallenden Regelgrößen erhält man in bestimmten Frequenzgebieten eine hohe Nachweisempfindlichkeit für Bodenbewegungen. Während bei herkömmlichen seismographischen Methoden i.a. die Bewegungen des Bodens an nur einem Ort gemessen werden, wird über das Interferometersignal die Abstandsänderung zwischen weit voneinander entfernten Orten ( $\ell = 3$  km) ermittelt, also eine Dehnung des Erdbodens [165]. In dem einen Regelkreis (absolute Armlänge) mißt man die gemeinsame Dehnung (Gleichtakt) der beiden Arme, im anderen Regelkreis (Armlängendifferenz) die differentielle Dehnung (Gegentakt).

Es sind verschiedene Experimente denkbar, für die eine kilometerlange evakuierte Strecke erforderlich ist. Besonders attraktiv erscheint dabei die Möglichkeit, in gutem Vakuum lange Lichtwege mit großer umschlossener Fläche zu realisieren. Mit einer solchen Anordnung könnte man, z.B. über den Sagnac-Effekt, Schwankungen der Erdrotation mit bisher nicht erreichter Empfindlichkeit und zeitlicher

Auflösung messen. Vorversuche werden in Zusammenarbeit mit der Satellitengeodäsie (M. Schneider, H. Ruder) durchgeführt. Außerdem wurde vorgeschlagen, über den Sagnac-Effekt auch gravitomagnetische Effekte zu messen und auf diese Weise verschiedene Gravitationstheorien gegeneinander abzugrenzen [166].

In dem folgenden Abschnitt wird diskutiert, ob die großen Abmessungen der vorgeschlagenen Gravitationswellenantenne auch den Aufbau eines Laserkreises erlauben, mit dem Rotationsfrequenzen mit höherer Empfindlichkeit bzw. höherer absoluter Genauigkeit gemessen werden können als mit anderen Methoden.

### 3.2.7 Laserkreisel und Sagnac-Effekt

Prinzip des Laserkreises: In der Optik gibt es die Möglichkeit festzustellen, ob das Koordinatensystem des Labors gegenüber einem Inertialsystem rotiert. Dazu werden zwei gegenläufige Lichtstrahlen längs eines geschlossenen Weges geführt und nach einem Umlauf zur Interferenz gebracht. Wenn die den geschlossenen Weg definierende Spiegel- oder Glasfaseranordnung rotiert, z.B. zusammen mit dem Labor, so ist die Umlaufzeit des gleichsinnig mit der Drehung der Anordnung umlaufenden Lichts länger als die des gegensinnig umlaufenden Lichts. Dieser durch den Doppler-Effekt bedingte Unterschied der Umlaufzeiten ist proportional zur Umdrehungsfrequenz und führt zu einer Änderung der Interferenz (Sagnac-Effekt).

Meßtechnisch läßt sich eine größere Genauigkeit erreichen, wenn anstelle der durch die Interferenz bewirkten Helligkeitsänderung ein Frequenzunterschied gemessen werden kann. Zu diesem Zweck verwendet man einen Ringresonator, der einen geschlossenen Lichtweg definiert. Die Frequenz der Resonatormoden wird durch die Umlaufzeit bestimmt. Bei ruhender Anordnung haben die Moden des links- und rechtsumlaufenden Lichtstrahls jeweils paarweise die gleiche Frequenz  $\nu_L = \nu_R$ . Dreht sich nun der Ringresonator mit der Frequenz  $\Omega$ , so sind diese beiden Frequenzen nicht mehr gleich. Zur Messung der Differenzfrequenz  $\Delta\nu = \nu_L - \nu_R$  werden die Frequenzen zweier Laser auf die beiden gegensinnig umlaufenden Moden stabilisiert. Die Differenz der beiden Laserfrequenzen ist gegeben durch [167]:

$$\Delta\nu = \frac{4\vec{A} \cdot \vec{\Omega}}{c \cdot L} \cdot \nu. \quad (3.1)$$

Dabei ist  $A$  die vom Lichtweg der Länge  $L$  umschlossene Fläche und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Die Vektoren bezeichnen die Richtungen der Flächennormale ( $\vec{A}$ ) und der Rotationsachse ( $\vec{\Omega}$ ).

Im günstigsten Fall läßt sich  $\Delta\nu$  mit einer Empfindlichkeit bestimmen, die nur durch die Breite der Transmissionskurve des Resonators und durch das Photonenrauschen begrenzt ist. Die sich daraus ergebende kleinste nachweisbare Änderung  $\delta\Omega$  in der Rotationsfrequenz  $\Omega$  ist gegeben durch [168]

$$\delta\Omega = \frac{c \cdot \lambda}{\sqrt{8} \cdot \mathcal{F} \cdot A \cdot \sqrt{n\eta\tau}}.$$



Hier ist  $\lambda$  die Lichtwellenlänge,  $\mathcal{F}$  die Finesse des Resonators,  $n$  die Zahl der pro Sekunde auf den Detektor fallenden Photonen,  $\eta$  die Quantenausbeute des Detektors und  $\tau$  die Meßdauer. Die Finesse  $\mathcal{F}$  wird durch die Reflektivität  $\rho^2$  der Spiegel bestimmt:  $\mathcal{F} = \pi\rho/(1 - \rho^2)$ . Bei der hier angegebenen Empfindlichkeit handelt es sich um eine relative Größe. Für eine absolute Bestimmung von  $\Omega$  muß der Vorfaktor  $4A/(cL)$  aus Gleichung (3.1) geeicht werden. Falls die Abmessungen des Ringresonators es erlauben, kann diese Eichung über eine wohldefinierte Rotation der gesamten Anordnung erreicht werden.

Empfindlichkeit des Laserkreisel: Sanders *et al.* [168] haben einen Laserkreisel mit den Abmessungen  $0,7 \text{ m} \times 0,7 \text{ m}$  aufgebaut und demonstriert, daß die Schrotrauschgrenze tatsächlich erreicht werden kann. Die dabei erzielte Meßempfindlichkeit für die Rotationsfrequenz war  $1,1 \cdot 10^{-2}$  Grad/Stunde oder  $7 \cdot 10^{-4}$  der Erddrotationsfrequenz  $\Omega_E$ . Sanders *et al.* extrapolierten dieses Ergebnis auf einen Ringresonator der Abmessung  $30 \text{ m} \times 30 \text{ m}$  und eine Laserleistung von  $4 \text{ W}$  ( $\approx 10^{19}$  Photonen/Sekunde). Damit ergäbe sich für ein Meßzeitintervall von einer Stunde eine schrotrauschbegrenzte Meßempfindlichkeit von  $\delta\Omega = 8 \cdot 10^{-12} \Omega_E$ . Bevor aber diese Empfindlichkeit erreicht werden kann, müssen noch einige Probleme gelöst werden. So stieg z.B. bei einer Verlängerung des Meßzeitintervalls von 10 s auf 90 s die Meßempfindlichkeit nur auf das Doppelte [168], war also nicht mehr nur durch das Schrotrauschen begrenzt. Auch die auf der Beobachtung von Helligkeitsänderungen durch Interferenz beruhenden Glasfaserexperimente von Wickert *et al.* [169] erreichten zwar eine hohe Empfindlichkeit in der Messung der Rotationsfrequenz, aber noch nicht die Schrotrauschgrenze.

Prinzipiell läßt sich die schrotrauschbegrenzte Empfindlichkeit durch Vergrößern der Resonatorabmessung steigern. Bei einem großen Laserkreisel werden sich aber auch dadurch Schwierigkeiten ergeben, daß hohe Anforderungen an Stabilität und Konstanz der Strahlführung bestehen. Auch Streulicht von Spiegeln kann ein Erreichen der Schrotrauschgrenze verhindern.

Im Zusammenhang mit dem geplanten Bau einer großen Gravitationswellenantenne könnte ein dreieckiger Weg mit mehreren Kilometern Seitenlänge und einer umschlossenen Fläche von einigen  $10^6 \text{ m}^2$  verwirklicht werden. Ein solcher Laserkreisel ist aber voraussichtlich nicht durch das Schrotrauschen, sondern durch geophysikalisch bedingte Schwankungen in der Neigung der Kreiselfläche  $\vec{A}$  relativ zur Rotationsachse  $\vec{\Omega}$  begrenzt. Bei Schwankungen von  $10^{-3}$  Bogensekunden [170] liegt die erreichbare Empfindlichkeit in unseren Breiten bei nur  $\delta\Omega \approx 10^{-8} \Omega_E$ . Wenn ein großer Laserkreisel so ausgerichtet wird, daß  $\vec{A}$  und  $\vec{\Omega}$  parallel sind, dann ist der Einfluß der Neigungsschwankungen auf die gemessene Frequenzdifferenz entsprechend kleiner, da das Produkt  $\vec{A} \cdot \vec{\Omega} = A\Omega \cos \angle(\vec{A}, \vec{\Omega})$  in diesem Fall nur vom Quadrat der Schwankungen des eingeschlossenen Winkels abhängt.

Prinzipiell ist diese Ausrichtung dann möglich, wenn der Laserkreisel in einem parallel zu einem Breitengrad verlaufenden Vakuumrohr eines Interferometerarms aufgebaut wird. Die umschlossene Fläche wäre etwa  $0,5 \text{ m} \times 3 \text{ km}$ , und die Schrotrauschgrenze der Meßempfindlichkeit läge ähnlich wie beim oben diskutierten Laserkreisel von  $30 \text{ m} \times 30 \text{ m}$ . Ein entscheidender Nachteil der großen Laserkreisel ist, daß sie im Gegensatz zu Kreiseln in Labordimension nicht gedreht werden

können. Damit entfällt der übliche Weg zur Eichung der Laserkreisel. Es wird dann zwar eine sehr hohe Empfindlichkeit, aber keine entsprechend hohe absolute Genauigkeit in der Messung der Rotationsfrequenz erreicht.

Mögliche Anwendungen des Laserkreisel: Die Länge eines Tages kann mit Satellitengeodäsie auf etwa 1 ms genau gemessen werden [171]. Die Messung der Radioemission von Quasaren mit mehreren über die Erde verteilten Radioteleskopen, die in Koinzidenz geschaltet sind, erlaubt sogar die Bestimmung der Tageslänge mit einer Genauigkeit von 0,1 ms [172].

Ein Laserkreisel wird für die geodätische Anwendung dann interessant, wenn bei deutlich höherer Zeitauflösung eine Empfindlichkeit für die Messung von Schwankungen der Erddrotationsfrequenz  $\Omega_E$  erreicht wird, die mit den Quasarmessungen vergleichbar wird,  $\delta\Omega \leq 10^{-8} \Omega_E$ . Die oben diskutierte schrotrauschbegrenzte Meßempfindlichkeit großer Laserkreisel wäre um einige Größenordnungen besser als dieser Wert. Das Problem der Eichung spielt bei dieser Messung keine Rolle, da es nur auf die Bestimmung relativer Schwankungen ankommt.

Eine weitere vorgeschlagene Anwendung für große Laserkreisel zielt ab auf den Test verschiedener Gravitationstheorien [166]. Um Theorien, die die Existenz eines bevorzugten Koordinatensystems postulieren, stärker als bisher ausschließen zu können [173], muß ebenfalls  $\delta\Omega \leq 10^{-8} \Omega_E$  sein, mit der zusätzlichen Schwierigkeit, daß hier eine Messung mit absoluter Genauigkeit erforderlich ist. Ein solches Experiment erscheint aber nicht sehr attraktiv, da die interessante, von Ni stammende Theorie mit bevorzugtem Koordinatensystem [174] schon aufgrund bereits existierender Messungen ausgeschlossen werden kann [173, 175].

Für eine Verbesserung der Abgrenzung zwischen der Einsteinschen Allgemeinen Relativitätstheorie und der Dicke-Brans-Jordan-Theorie über eine Messung der gravitomagnetischen Effekte [176] müßte  $\Omega$  auf besser als  $10^{-12} \Omega_E$  genau gemessen werden [177]. Für eine erste direkte Messung der gravitomagnetischen Felder genügte  $\delta\Omega/\Omega_E \approx 10^{-9} - 10^{-10}$ . Aber auch hier kommt es auf eine Abso-lutmessung an. Die Messung würde dann erleichtert, wenn die gravitomagnetischen Effekte variiert werden könnten, so daß nur eine Relativmessung erforderlich wäre. Natürlich kann man die allgemein-relativistischen Effekte nicht einfach ein- und ausschalten, aber ihre Größe hängt von der geographischen Breite ab. Sollte es gelingen, ein kompaktes, transportables Lasergyroskop ausreichender Empfindlichkeit zu konstruieren, dann käme die Messung der Breitenabhängigkeit in den Bereich des Möglichen [178].

Das Ergebnis dieser Überlegungen ist, daß sich große ortsgebundene Laserkreisel zwar nicht für die Messung allgemein-relativistischer Effekte, wohl aber für hochempfindliche Messungen der Erddrotationsschwankungen zu eignen scheinen. Insbesondere ist die Zeitauflösung wesentlich höher als bei herkömmlichen Methoden. Für den Fall, daß bei dem hier diskutierten großen Laserkreisel die Schrotrauschgrenze erreicht werden kann, wird bereits in einer Meßzeit von einigen Sekunden bei etwa 1 W Laserleistung die gleiche Empfindlichkeit erreicht, wie bei radioastronomischen Messungen an Quasaren, die sich über mindestens einen Tag erstrecken.



### 3.3 Vorläufige Vorstellungen zur Ausführung

#### 3.3.0 Zusammenfassung

Um die Gesamtkosten für eine große Gravitationswellen-Antenne abschätzen zu können, wurden von den Firmen Dorsch Consult und Interatom Vorprojekt-Studien über den Tunnelbau, die Vakuumanlage sowie die Hilfseinrichtungen erstellt. Die Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft nahm eine Schätzung des Raumbedarfs der Eckhäuser vor. Damit ist der größte Teil der Kosten erfaßt. Die erhaltenen Werte stimmen größenordnungsmäßig überein mit Kostenschätzungen, wie sie auch in der MIT-Studie [139] und in dem britischen Vorschlag [106] vorgenommen wurden. Die im weiteren Verlauf der Vorlaufphase noch festzulegenden Entwurfparameter beeinflussen die Gesamtkosten nur noch geringfügig.

Die Kostenschätzungen haben gezeigt, daß bei einer Armlänge von 3 km die längenproportionalen Kosten einen größeren Anteil darstellen als die festen, d.h. längenunabhängigen, Kosten. Die beiden hauptsächlichen Beiträge, nämlich Tunnel und Vakuumrohre, sind von vergleichbarer Größenordnung.

Die Kosten für den Tunnelbau umfassen die Erdarbeiten, die Fundamentierung, das eigentliche Tunnelsystem und die Anböschung. Für ein einzelnes Interferometer wären 6 km, für eine redundante Dreiecksanlage 9 km Tunnel (also nur 3 km zusätzlich) zu bauen. Die ebenfalls mit der Tunnellänge verknüpften Kosten für Stromversorgung, Signal- und Steuerleitungen und für Kühlwasser machen nur einen geringen Bruchteil der längenproportionalen Baukosten aus.

Die Vakuumrohre stellen den anderen wesentlichen längenproportionalen Kostenanteil dar, wobei auf Rohmaterial, Herstellung und Verlegen der gereinigten Rohre Anteile von vergleichbarer Größenordnung entfallen. Die Kosten für die benötigten Pumpen (für ein Vakuum von  $10^{-6}$  mbar) fallen dagegen nicht so sehr ins Gewicht. Die Rohrlänge beträgt für ein einzelnes Interferometer 6 km, für eine redundante Anlage aus drei Interferometern 18 km.

Die Endhäuser müssen zur Unterbringung und Bedienung der Vakuumentanks (von 2 bis 3 m Durchmesser und 3 m Höhe) einen Laborraum von mindestens etwa 400 qm Grundfläche (20 m  $\times$  20 m) und etwa 5 m Höhe haben. Es müssen Vorkehrungen für ein möglichst staubfreies Arbeiten im Labor getroffen werden.

Mit einigen Nebenräumen (u.a. Büro, Raum für Rechner, kleine Werkstatt) kommt man auf etwa 2500 cbm umbauten Raum. Zu einem dieser Häuser muß – nach Möglichkeit etwas abgesetzt – eine Versorgungsstation kommen (Umspannstation, Gleichspannungsversorgung, Kühlwasseraufbereitung usw.). Die Kosten für diese Gebäude werden sich aus dem umbauten Raum und den gegebenen baulichen Anforderungen relativ gut im voraus abschätzen lassen. Die Kosten für Infrastruktur (Zufahrt, Strom- und Wasserversorgung, Telefon) werden bei der Wahl des Standortes eine gewisse Rolle spielen, aber insgesamt wohl kein ausschlaggebender Faktor sein.

Gegenüber den genannten Posten fallen die zu erwartenden Ausgaben für Optik und Laborausstattung weniger ins Gewicht; und selbst bei vollem Ausbau, mit

dem aber nicht vor Ablauf mehrerer Jahre zu rechnen ist, bleiben diese Ausgaben weit unter denen für Bau und Vakuumapparatur.

Schätzt man die Gesamtkosten für ein einzelnes Interferometer mit 3 km ab, so setzen sie sich aus drei etwa gleichen Anteilen für Tunnel, Rohre und feste Kosten zusammen. Bei einer redundanten Antennenanlage in Dreiecksform, bestehend aus drei Interferometern von je 3 km Länge, würden sich die Tunnelkosten etwa um das Längenverhältnis 3:2 erhöhen, und die festen Kosten in ähnlichem Maße, dagegen würden sich die Kosten für die Vakuumrohre nahezu verdreifachen. Insgesamt käme eine solche redundante Anlage aus drei Interferometern etwa doppelt so teuer wie ein einfaches Interferometer.

Bei den laufenden Betriebskosten schlägt hauptsächlich der Stromverbrauch zu Buche, allerdings erst von dem Zeitpunkt an, wo das Interferometer mit voller Laserleistung betrieben wird (also vermutlich erst fünf Jahre nach Baubeginn). Hier ist bei Verwendung von Lasern mit höherem Wirkungsgrad eine erhebliche Einsparung möglich.

Die laufenden Kosten für die Datenspeicherung werden selbst im ungünstigsten Fall (Archivierung aller Daten; derzeitige Magnetbandtechnik) nur einen kleinen Bruchteil der Stromkosten ausmachen, bei Verwendung der schon jetzt verfügbaren optischen Speichertechniken wären sie überhaupt nicht mehr nennenswert.

#### 3.3.1 Basis der Kostenschätzungen

Für eine Entscheidung, ob und in welchen Abmessungen eine Gravitationswellen-Antenne gebaut werden kann, ist eine – wenigstens ungefähre – Abschätzung der zu erwartenden Kosten notwendig. Mit der Ausarbeitung solcher Kostenschätzungen wurden, über die Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft, die Firmen Dorsch Consult (für die Sparten Erdbewegung, Tunnelbauwerke; [156]) und Interatom (für die Vakuumanlage und weitere technische Anlagen; [157]) beauftragt. Für den Raumbedarf und die Baukosten der Eck- und Endhäuser wurden von der Bauabteilung selbst Schätzungen vorgenommen.

Die wesentlichen Gesichtspunkte, die in eine solche Abschätzung eingehen, sollen in den nachfolgenden Abschnitten dargelegt werden. Dabei sollen zunächst die Kostenanteile besprochen werden, die zur Baulänge und zur verlegten Rohrlänge proportional sind, und in weiteren Abschnitten dann die fixen Kosten, die längenunabhängig entstehen.

#### 3.3.2 Längenabhängige Baukosten

Zunächst soll die Rede sein von den Baukosten der Schutz-Tunnel, die die Vakuumrohre aufnehmen sollen. Ab einer gewissen Mindestlänge (oberhalb der die Fixkosten für die Einrichtung der Baustelle nicht mehr ins Gewicht fallen) kann man davon ausgehen, daß die für den Tunnel entstehenden Kosten der Baulänge proportional sind. Es sollen hier die Aufwendungen je Kilometer Tunnel besprochen werden (ein Interferometer der Armlänge  $\ell$  hat eine Tunnellänge  $2\ell$ ).



Die Tunnel sind begehbar und so breit, daß sie später möglicherweise ein zweites Vakuumrohr aufnehmen können. Die von der Firma Dorsch Consult vorgeschlagenen sechs Tunnelkonstruktionen verlegen den Tunnel so tief in die Erde, daß durch die notwendige Erdaddeckung kein Erdwall entsteht. Die Kosten werden hauptsächlich beeinflußt durch die Höhe des Grundwassers, die Dicke der zur Abdeckung verwendeten Erdschicht und durch die zulässige Breite der Baustelle.

Als kostengünstigste Version hat sich die von den Wissenschaftlern des MPQ vorgeschlagene Wellblech-Konstruktion erwiesen. Da die Verlegung der Vakuumrohre keine zusätzlichen Träger mit Laufkatzen erfordert (siehe Interatom-Studie), ist auch keine Verstärkung notwendig, wie sie in dem Dorsch-Bericht angesprochen wird.

Da der Tunnelbau in der vorgeschlagenen Form einen großen (wenn nicht den größten) Teil der Gesamtkosten ausmacht, ist eine sehr sorgfältige Untersuchung auch unkonventioneller Wege angebracht, um Einsparungen zu ermöglichen. Darunter fällt eine mögliche Reduzierung der Beton-Stützkonstruktion für die Wellblechbögen und ein mögliches Anheben des Tunnels gegenüber den bestehenden Vorschlägen. Dies würde die Erdbewegungen und die notwendige Breite der Baustelle deutlich reduzieren, wodurch die Probleme mit eventuellen Baumbeständen geringer und insbesondere die Baukosten gesenkt würden.

### 3.3.3 Längenabhängige Kosten der Vakuumapparatur

Die Wahl des Durchmessers der Vakuumrohre ist bestimmt durch den Platzbedarf für die Lichtstrahlen, die einen optischen Gesamtweg von 100 km haben sollen. Wird dieser Lichtweg mit einer aus zwei Spiegeln aufgebauten Laufzeitleitung realisiert, so sind bereits Spiegel mit einem Durchmesser von etwa 0,60 m erforderlich, falls mit Licht von  $0,5 \mu\text{m}$  gearbeitet wird (siehe Abschnitt 2.1.4 und Anhang A).

Eine mögliche Alternative stellt die Laufzeitleitung mit vielen Einzelspiegeln dar. Da hier nicht mehr mit Überlappung der Einzelstrahlen operiert werden kann, füllen diese Spiegel bei dichtester Packung sogar eine Fläche mit 0,75 m Durchmesser aus (siehe Bild 2.5 in Abschnitt 2.1.4).

Der Rohrdurchmesser muß noch etwas größer als der Spiegeldurchmesser gewählt werden; einmal, um etwas Toleranz für die Ausrichtung der Rohre zu haben, zum anderen, um im Rohr in gewissen Abständen Blenden anbringen zu können, die an den Rohrwandungen streifend reflektiertes Streulicht reduzieren sollen (s. Anhang C). Außerdem können Hilfsstrahlen zur besonders empfindlichen Stabilisierung der Spiegelorientierung notwendig werden.

Wie bereits in Abschnitt 2.2.4 angesprochen, ist in einem späteren Stadium der Einsatz von Lasern mit größerer Wellenlänge denkbar. Da die Spiegelabmessungen mit der Wurzel aus der Wellenlänge wachsen müssen, ist der Rohrdurchmesser auch aus diesem Grunde so groß wie möglich zu wählen; er sollte jedenfalls nicht unter 1 m liegen.

In diesem Zusammenhang erwähnenswert erscheint, daß auch in der britischen Projektstudie [106] für den Rohrdurchmesser ein Wert von 0,9 m vorgesehen ist,

obwohl dort doch das Konzept des raumsparenden Fabry-Perot-Resonators zugrundeliegt. Der große Rohrdurchmesser wird erforderlich für eine angestrebte spätere Ausbaustufe, in der mehrere, auf unterschiedliche Frequenzbereiche optimierte Interferometer gleichzeitig betrieben werden sollen.

In der Studie von Interatom [157] wurde, wie auch in dem US-amerikanischen Vorschlag [129], aus Kostengründen dem Aluminium als Material für die Vakuumrohre und die Vakuumtanks der Vorzug gegeben. Das vakuumtechnische Verschweißen von Aluminiumteilen wird mittlerweile zuverlässig beherrscht. Bewährt hat sich die sogenannte Orbitalschweißtechnik, bei der das Schweißgerät den Rohrumfang selbständig abläuft.

Da bei Verwendung von Verzögerungsleitungen für die zunächst angestrebte Meßempfindlichkeit ein Betriebsdruck von  $10^{-6}$  mbar ausreicht (s. Abschnitte 2.3.5 und 2.3.6), können die notwendigen Flanschverbindungen mit Vitonringen abgedichtet werden. Zum Abpumpen der Anlage auf mindestens etwa  $10^{-5}$  mbar sind Drehschieberpumpen und Turbomolekularpumpen vorgesehen. Der Betriebsdruck soll dann mit erschütterungsfreien und wartungsfreundlichen Ionengetterpumpen aufrechterhalten werden.

Den größten Anteil der Kosten der Vakuumapparatur verursachen die Vakuumrohre, wobei die Kostenschätzungen sowohl für 0,8 wie für 1,0 m Durchmesser, bei  $2 \times 3$  km Rohrlänge, vorgenommen wurden.

Bemerkenswerterweise ergeben die Abschätzungen, daß die Kosten für die Vorpumpen und die Hochvakuum-Pumpen (Turbo- und Ionengetter-Pumpen), für Ventile und für Expansionsbälge dagegen weniger ins Gewicht fallen. Dies bedeutet, daß man auch bei der Technologie der Hochvakuum-Pumpen noch eine gewisse Wahl hat (z.B. Kryopumpen), ohne daß die Kilometer-Kosten davon stark berührt werden.

### 3.3.4 Vakuumtanks

Bei den Vakuumtanks für ein Interferometer werden an den Mitteltank andere Anforderungen als an die beiden Endtanks gestellt, was sich auch in unterschiedlicher Bauweise ausdrückt.

Im Mitteltank sind mindestens sechs größere Körper getrennt aufzuhängen, nämlich die zwei nahen Spiegel, der Strahlteiler, die beiden Pockelszellen und der Strahlführungsblock, der für genauen und ruhigen Lichteinschuß in das Interferometer sorgt. Der Ort dieser sechs Körper bleibt (bis auf einen kleinen Justierspielraum) fest. Ein zylindrischer Tank mit etwa 3 m Durchmesser und etwa 3 m Höhe würde ausreichen, diese Körper und die zugehörigen Aufhängungsvorrichtungen unterzubringen.

Bei den Endtanks ist jeweils nur ein Spiegel aufzuhängen, ein Tank von 2 m Durchmesser, wieder mit 3 m Höhe, wäre hier schon ausreichend. Insbesondere bei den Laufzeitleitungen aus nur zwei Spiegeln ist aber zu beachten, daß die Position der Endspiegel (und damit auch der Endtanks) von den Krümmungsradien der gelieferten Spiegel abhängt (Abschnitt 2.1.3, [159]). Die unvermeidlichen Toleranzen in den Spiegelkrümmungen lassen es daher nicht zu, den optimalen Spiegelort



schon im voraus genau festzulegen. Es ist also wünschenswert, den Aufstellungsort der Endtanks durch Zwischenschaltung weiterer Rohrstücke verändern zu können; wie es bereits im 30m-Experiment des MPI für Quantenoptik, dort allerdings zur Einstellug der gewünschten Anzahl von Reflexionen, praktiziert wurde. Damit können, soweit Platz im Endhaus vorgesehen ist, Abstandskorrekturen bis zu mehreren Metern vorgenommen werden.

Aber auch dann ist es noch wichtig, bei gutem Vakuum den Spiegelort um weitere 1 bis 2 m kontinuierlich verändern zu können. Es erscheint daher sinnvoll, den Endtank als liegenden Zylinder, z.B. von 5 m Länge und einem Durchmesser (Höhe) von 3 m auszubilden, in dem sich die ganze Aufhängungsvorrichtung für den fernen Spiegel horizontal verschieben läßt. Der Zugang und die Beschikung mit Spiegel und sonstigen Komponenten geschähe dann über die freie Stirnseite. Diese Form des liegenden Vakuumtanks war schon bei der Unterbringung der Weber-Zylinder angewandt worden.

Die Notwendigkeit, in den Tanks ein noch besseres Vakuum ( $10^{-7}$  mbar, evtl. sogar  $10^{-8}$ ) vorzusehen als in den Rohren ( $10^{-6}$ ), ist noch nicht nachgewiesen. Anregungen der Spiegel durch lokale Schwankungen des Restgasdrucks spielen eine um so geringere Rolle, je schwerer die Spiegel sind. Eine spätere Nachrüstung der Tanks mit zusätzlichen Ultrahochvakuum-Pumpen sollte nach Möglichkeit schon vorbereitet sein (hinreichende Zahl von Pumpstutzen), und jedenfalls muß der Tank ausheizbar sein ( $200^{\circ}\text{C}$ ). Man wird nicht ohne Not diese hohe Qualität des Vakuums ansteuern, aber bei erwiesener Notwendigkeit wird sich die Zusatzausgabe noch in Grenzen halten.

### 3.3.5 Feste Baukosten

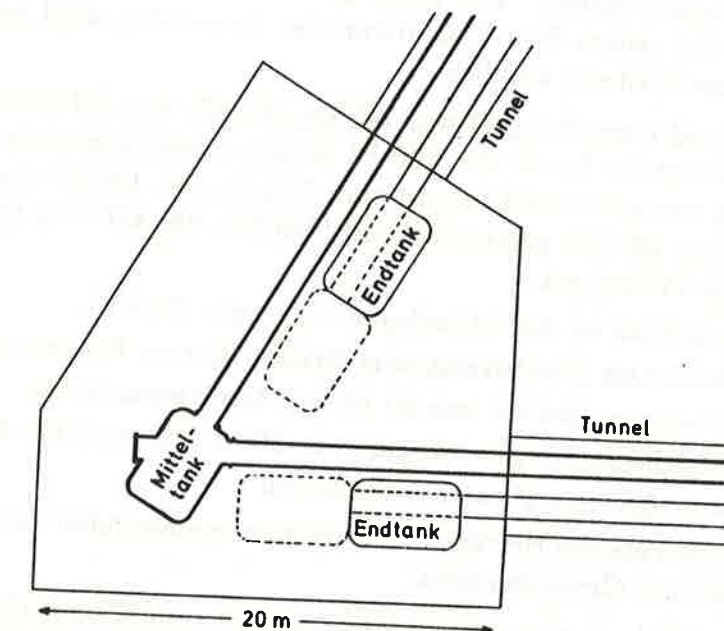
Neben den Tanks und deren Vakuumversorgung gibt es noch weitere Posten, für die der Aufwand unabhängig von der Armlänge der Interferometer ist. Dies gilt hauptsächlich für die Endhausbauwerke und für zentrale Versorgungseinrichtungen. Der Aufwand für die Endhäuser wird dabei aber sehr wohl davon abhängen, welchen Ausbaugrad (einfach, vollständig, redundant) man anstrebt. Der Aufwand für die Versorgungseinrichtungen (Elektrizität, Laserkühlung) wird dagegen davon bestimmt, mit welcher Laserleistung und welchem Lasertyp man die im Interferometer benötigte Lichtleistung aufbauen kann.

In einer vollausgebauten redundanten Dreiecks-Anlage (siehe Abschnitt 3.1.5) wären drei gleichartige Eckhäuser erforderlich, die zur Aufnahme je eines Mittel-tanks und zweier verschiebbarer Endtanks sehr groß ausgebaut werden müßten. Der notwendige Raumbedarf für die Endhäuser wurde von der Bauabteilung der MPG ermittelt. Für jedes einzelne der Häuser ergab sich eine Grundfläche von etwa  $600\text{ m}^2$ , wobei jeweils ein großes Labor mit  $400\text{ m}^2$  und einer Raumhöhe von 5 m angesetzt wurde. Eine mögliche Konfiguration eines solchen Eckhauses ist in Bild 3.5 dargestellt und soll weiter unten diskutiert werden.

Geht man jedoch zunächst von einer einfachen Anlage mit nur einem Interferometer aus, dann wird man die Endhäuser sehr schlicht ausbauen können und wollen, praktisch als einen erweiterten Tunnel. Um die Spiegel in Längsrichtung

verfahren zu können, sollten diese Endhäuser dann eine Länge von vielleicht 15 m haben, bei 6 m Breite und 4 m Höhe. Außer einem solide befestigten Schienensystem zum Aufnehmen der longitudinalen Kräfte beim Evakuieren werden keine hohen Anforderungen an diese vorläufigen Endhäuser gestellt, Wände und Decke könnten in Fertigbauweise erstellt werden.

Bei einer zunächst zu bauenden einfachen Anlage könnte das Eckhaus natürlich ebenfalls wesentlich raumsparender erstellt werden als es für den endgültigen Ausbau mit zusätzlichen zwei verschiebbaren Endtanks erforderlich ist. Vieles spricht aber dafür, das Mittelhaus schon gleich in den endgültigen Abmessungen zu bauen. Dadurch erspart man die Kosten und die Schmutzbelästigung bei einem späteren Umbau, und außerdem wird gerade in der frühen Experimentierphase ein großzügiges Raumangebot von großem Nutzen sein.



**Bild 3.5 :** Skizze eines vollständig ausgebauten Eckhauses bei einer dreiecksförmigen Antennenanlage. Die Abmessungen sind mit etwa 20 m Seitenlänge so groß gewählt, daß die Spiegelentfernungen durch Versetzen der Endtanks um mehrere Meter grob verändert werden können (punktiert). Eine feinere Justierung erfolgt durch eine kontinuierliche Verschiebung der Spiegel innerhalb der länglich ausgebildeten Endtanks.

Eine Skizze einer möglichen Raumaufteilung ist in Bild 3.5 wiedergegeben. Eine detailliertere Raumplanung wurde zusammen mit der Bauabteilung der Max-Planck-Gesellschaft erarbeitet. Wie man sieht, kommt man auf Abmessungen von etwa 20 m mal 20 m. Die Decke muß nicht notwendigerweise freitragend sein, einzelne Pfeiler könnten zugelassen werden. Das Abteilen von einzelnen Räumen (Büro, Rechner, Werkstatt) sollte mit versetzbaren Trennwänden geschehen. Büro, Steuerzentrale, Rechnerraum etc. können auch in einem weiteren Stockwerk untergebracht sein. Für die Aufstellung der Vakuumtanks müssen



massive, vom übrigen Bau getrennte Fundamente vorgesehen werden. Zusätzlicher Platzbedarf kann notfalls mit transportablen Einheiten (Trailer) gedeckt werden.

### 3.3.6 Versorgungseinrichtungen

Ein beträchtlicher Teil der Fixkosten entfällt auf die Versorgungseinrichtungen, hauptsächlich für die Elektrizitätsversorgung und die Lüftung. Die elektrischen Anschlußwerte werden vom Wirkungsgrad des Lasers bestimmt, also davon, mit welcher elektrischen Leistung die benötigte Laserleistung erzielt werden kann. Diese hängt wiederum davon ab, in welchem Maße die Methoden der Rückführung des Laserlichts (recycling) oder der nicht-klassischen Lichtfelder (squeezed states) durchführbar sind, und schließlich, inwieweit Laser mit höherem Wirkungsgrad zur Verfügung stehen. Der nicht unerhebliche Stromverbrauch der Vorvakuum-Pumpen bei jedem Neu-Evakuieren der Apparatur wird nie gleichzeitig mit der hohen Laserleistung anfallen.

Als konkretes Beispiel war bei der Studie von Interatom [157] eine gesamte Lichtleistung der Laser von 100 W (single mode) zugrunde gelegt, wozu bei Verwendung von z.B. zwölf Lasern vom Typ Innova 100-20 etwa 0,6 MW nötig sind. Nach einem ähnlich gelagerten Fall (Neubau des MPI für Quantenoptik) hat man für solche Posten wie

- Anschluß an das Mittelspannungsnetz (20 kV),
- Zuleitung (Freileitung oder Erdkabel) zum Experiment (z.B. 5 km)
- Umspann-Station von 20 kV auf Gerätespannung,
- Gleichspannungsversorgung, ca 500 V, bis zu 1000 A Strom
- sonstige feste Elektro-Installation

jeweils etwa gleiche Beträge anzusetzen, insgesamt aber keinen sehr nennenswerten Bruchteil am Gesamtprojekt.

Die Kühlanlage muß in obigem Beispiel zum Wegschaffen einer Wärmeleistung bis zu 0,7 MW ausgelegt sein. Die Kosten für die erforderlichen Einrichtungen machen nur etwa 10 % der Gesamtkosten für die elektrotechnischen Anlagen aus.

Um die Versorgung der auf die gesamte Anlage verteilten Verbraucher (Pumpen, Lüftungsanlagen, Beleuchtung, Steckdosen etc.) zu gewährleisten, sind von Interatom insgesamt 5 Trafostationen vorgesehen, und zwar je eine in den drei Häusern und je eine auf halber Tunnellänge.

Aus Kostengründen, insbesondere zur Reduzierung der laufenden Kosten, wird man die elektrischen Anschlußwerte und vor allem den Stromverbrauch möglichst gering halten. Selbst bei einer optimistischen Einschätzung der oben angesprochenen Punkte zur Erhöhung der effektiven Lichtleistung sollte die elektrische Anschlußleistung nicht unter 300 kW liegen. Damit hat man sich dann insbesondere noch die Möglichkeit offengehalten, zur Verbesserung des Vakuums die Rohre in Teilstücken von jeweils 1,5 km um ca. 100° zu erhitzen, wobei die Anbringung einer Isolierschicht aus Steinwolle von 10 cm angenommen wurde. Allerdings ist dazu auf halber Armlänge je ein Plattenventil vorzusehen; in der Nähe der Tanks sind solche Ventile ohnehin unerlässlich.

Bei einem hier in Frage kommenden Tarif der Elektrizitätswerke muß ein gewisser Prozentsatz des Anschlußwertes in jedem Fall als Mindestverbrauch bezahlt werden. Dies legt eine elektrische Beheizung der Häuser und der Tunnels nahe, die bei laufenden Lasern durch eine Beheizung mit Teilen des Kühlflüssigkeitsstromes übernommen wird.

Bei der Konzeption der Versorgungseinrichtungen ist sorgfältig darauf zu achten, daß keine Erschütterungen und akustischen Störungen auf das Experiment einwirken können, wie z.B. das bekannte "Brummen" der Transformatoren, oder die bei dem Garchinger Prototyp beobachtete Störung durch einen Lüftungsventilator. Hier ist besonders auch an die durch Vibrieren der Vakuumrohre verursachten Streulichtstörungen zu denken (Abschnitt 2.3.7 und Anhang C).

### 3.3.7 Optische Installation

In Teil 2 waren die sehr hohen Anforderungen beschrieben worden, die an die Laser (Kapitel 2.2 und 2.5) und an die Spiegel (Kapitel 2.1 und 2.4) zu stellen sind.

Man muß davon ausgehen, daß man große Lichtleistungen nur durch phasenrichtiges Parallelschalten marktgängiger Leistungslaser hoher Zuverlässigkeit verwirklichen kann. Es ist weiterhin beabsichtigt, das Verfahren der Licht-Rückführung anzuwenden, wobei allerdings der erzielbare Überhöhungsfaktor stark von der Qualität der Spiegel und anderer optischer Komponenten abhängt. Bei realistischer Einschätzung der verschiedenen Verluste wird man beim gegenwärtigen Stand der Technik nicht viel mehr als eine Überhöhung um eine Zehnerpotenz erwarten.

Um zu den anzustrebenden 500 W an umlaufender Lichtleistung im Interferometer zu kommen, muß man dann z.B. 10 Laser von je 5 W Einmodenleistung parallel schalten. Zu diesem Zweck wird man aber nicht 10 komplette Laser mit ihren Netzgeräten anschaffen müssen, sondern man wird 10 Laserköpfe aus einer geeigneten gemeinsamen Gleichstrom-Versorgung betreiben. Mit besserer Spiegeltechnologie (und damit stärkerer Überhöhung durch Recycling) kann die Zahl der benötigten Laserköpfe eventuell sogar niedriger ausfallen.

Einen der unsichersten Kostenpunkte stellen die Spiegel für die Laufzeitleitungen dar. Für Voruntersuchungen in der 30 m-Apparatur (Rohrdurchmesser 40 cm) sind kürzlich Angebote für Spiegel von 25 cm Durchmesser eingeholt worden. Die Anfrage enthielt die drei Posten Substratherstellung (7,5 cm Dicke), Schliff (30 m Krümmungsradius, sphärisch auf besser als  $\lambda/20$ ) und Beschichtung (mit etwa 99,95% Reflexion). Noch ist allerdings nicht sichergestellt, ob solche Spiegel die gestellten Anforderungen erfüllen werden.

Für die endgültigen Durchmesser (0,6 m) liegen bisher nur sehr vage Kostenschätzungen vor. Sie sollen im Rahmen der Vorlaufphase präzisiert werden. In einem Interferometer werden vier solche Spiegel benötigt, es muß aber mindestens ein Ersatzspiegel vorgesehen werden.



Falls es nicht möglich sein sollte, Spiegel in der geforderten Qualität und Formstabilität herzustellen, ist als Alternative an eine Laufzeitleitung aus  $N$  Einzelspiegeln gedacht. Die Kosten für eine derartige Anordnung sind ebenfalls noch nicht genauer bekannt; sie dürften jedoch nach bisherigen Erfahrungen keinen erheblichen Bruchteil der Gesamtkosten ausmachen.

An die anderen optischen Komponenten, die ja vom Strahlengang nur ein- oder zweimal berührt werden, werden zwar nicht ganz so extreme Anforderungen gestellt, aber auch für diese Komponenten (Pockelszellen, Strahlteiler, Polarisierende Strahlteiler) werden teilweise Neuentwicklungen nötig sein, denn die gewünschte Qualität muß für einen relativ großen Strahlquerschnitt (Durchmesser  $\approx 5$  cm) sichergestellt sein.

### 3.3.8 Zwei denkbare Antennenkonfigurationen

Um zu den Gesamtkosten einer Antennenanlage zu kommen, sind die in den Abschnitten 3.3.2 bis 3.3.7 erörterten Kostenbeiträge zusammenzutragen. Dabei gibt es einige Posten, und zwar gerade die am meisten ins Gewicht fallenden, die sich in einer etwas mehr ins Detail gehenden Projektierung in Zusammenarbeit mit Bau- und Vakuumfirmen recht präzise abschätzen lassen. In gewissem Umfang sind derartige Projektstudien bereits angefertigt worden; genauere Planungen sind noch durchzuführen.

Bei einigen kleineren Kostenpunkten, so insbesondere bei dem sehr technologie-abhängigen Posten der Spiegel, können dagegen größere Unsicherheiten nicht ausgeschlossen werden.

Die Gesamtkosten wurden betrachtet unter Zugrundelegung von zwei möglichen Ausbaustufen der Gravitationswellen-Antenne:

- (1) einzelnes Interferometer mit 3 km Armlänge; drei vollständig vorbereitete, aber noch nicht voll bestückte Eckhäuser; 12 Laserrohre mit gemeinsamer Gleichstrom-Versorgung; 0,7 MW Anschlußleistung; 5 Spiegel (0,6 m) in derzeit bester Qualität
- (2) redundante Anlage aus 3 Interferometern von je 3 km Länge; drei voll bestückte Endhäuser; 20 bis 30 Laserrohre mit gemeinsamer Gleichstrom-Versorgung; 2 MW Anschlußleistung; 14 Spiegel (0,6 m) in bestdenkbarer Technologie.

Das Resultat war, daß sich die Gesamtkosten für ein einzelnes Interferometer mit 3 km aus drei etwa gleichen Anteilen für Tunnel, Rohre und feste Kosten zusammensetzen. Bei einer redundanten Antennenanlage in Dreiecksform, bestehend aus drei Interferometern von je 3 km Länge, würden sich die Tunnelkosten etwa um das Längenverhältnis 3:2 erhöhen, und die festen Kosten in ähnlichem Maße, dagegen würden sich die Kosten für die Vakuumrohre nahezu verdreifachen. Insgesamt käme eine solche redundante Anlage aus drei Interferometern etwa doppelt so teuer wie ein einfaches Interferometer.

Als einen frühestmöglichen Fertigstellungstermin könnte man 1992 ansehen, wobei vorausgesetzt ist, daß nach einer etwa einjährigen Arbeit an Projektierung

und Planung im Jahr 1989 mit dem Bau begonnen werden und auch der Auftrag zur Herstellung der endgültigen Spiegel erteilt werden kann. An den Aufbau einer redundanten Anlage wird man jedoch sinnvollerweise erst herangehen, wenn mit dem einzelnen Interferometer hinreichende Erfahrungen gesammelt worden sind.

Bei einer Beurteilung der entstehenden Kosten sollte nicht übersehen werden, daß bei fast allen Positionen (außer den Lasern und möglicherweise der Beschichtung der Spiegel) die Aufträge an deutsche Unternehmen, oder zumindest an Unternehmen im EG-Raum vergeben werden können. Daß einige der Aufträge außerdem mit der Möglichkeit verbunden sind, interessante technologische Entwicklungen voranzutreiben, ist in Kapitel 3.2 bereits etwas ausführlicher besprochen worden.

### 3.3.9 Laufende Kosten

Wenn die Antenne mit hoher Laserleistung betrieben wird, werden die laufenden Kosten ganz wesentlich vom Stromverbrauch bestimmt sein. In Anbetracht der gegenwärtigen schnellen Entwicklung der Lasertechnologie erscheint es denkbar, daß man mit einer Anschlußleistung von 200 kW je Interferometer auskommt. Bei dem Großabnehmertarif, der dem neuen MPI für Quantenoptik eingeräumt wurde, ist neben dem Arbeitspreis für die verbrauchten Kilowattstunden zusätzlich eine Bereitstellungsgebühr zu bezahlen, die sich aus dem monatlichen Spitzenverbrauch und aus der Anschlußleistung errechnet. Bei vollem Ausbau einer einzelnen Antenne muß mit einem konstantem Verbrauch in der Größenordnung von 150 kW gerechnet werden. Für die Zeit erster Experimente, solange noch nicht mit voller Laserleistung gefahren wird, wird der Verbrauch wesentlich geringer sein.

Im tatsächlichen Betrieb als Antenne werden laufende Kosten auch für die Speicherung der Meßdaten anfallen. Für internationalen Datenaustausch muß zusätzlich mindestens eine Kopie dieser Meßdaten angefertigt werden. Bei Speicherung aller Daten auf Magnetband würden im Jahr mehrere tausend Bänder gefüllt, wenn man nicht die Bänder nach der Auswertung überschreibt. Es ist aber zu erwarten, daß in den nächsten zwei bis drei Jahren die optische Datenaufzeichnung eine wohleingeführte, wesentlich billigere Technik darstellt, die von den Kosten und vom Raumbedarf her auch eine langjährige Archivierung aller Meßdaten zuläßt.

Über einen weiteren Kostenfaktor, nämlich den Rechenmaschinenbedarf für die Auswertung, bestehen noch keine so genauen Vorstellungen, daß die laufenden Kosten schon vorausgeschätzt werden könnten. Für die Auswertung des Zylinderexperimentes München-Frascati (damals noch im Max-Planck-Institut für Astrophysik) waren optimierte Programme entwickelt worden [41], aus denen wesentliche Gedankengänge übernommen werden können. Aber die Breitbandig-Zylinder-Daten (gegenüber den damaligen, extrem schmalbandigen Zylinder-Daten), und die damit verbundene höhere Datenmenge, erfordern komplexere und daher auch rechenintensivere Algorithmen. Überlegungen hierzu werden im MIT seit längerem angestellt [179, 150], und an der Universität Cardiff wird über die Auswertung der Signale vom Einspiralen enger Doppelsterne gearbeitet, die neue Möglichkeiten z.B. zur Eichung der Hubble-Konstante eröffnen [52].



### 3.4 Pläne anderer Institute und internationale Zusammenarbeit

#### 3.4.0 Zusammenfassung

Alle sechs Arbeitsgruppen (MIT, MPQ, Glasgow, Caltech, Orsay, Pisa), die sich zur Zeit mit dem interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen befassen (siehe Kapitel 2.6), planen auch den Bau großer Antennenanlagen. Weit gediehen sind die Vorarbeiten in den USA, wo die beiden Gruppen am MIT und am Caltech ein gemeinsames Projekt vorantreiben, zwei Antennen mit je 4 km Armlänge zu errichten, und in Großbritannien, wo die Gruppe der Universität Glasgow in Zusammenarbeit mit dem Rutherford Laboratory und der Universität Cardiff ein Interferometer plant, das im Endausbau eine Armlänge von 3 km haben soll. Sowohl in den USA wie auch in Großbritannien wurden Vorschläge zum Bau großer Interferometer bei den nationalen Organisationen zur Forschungsförderung eingereicht. Auch in Italien (Pisa) wurden Mittel zum Bau eines 3 km großen Interferometers beantragt.

Über die fünf Arbeitsgruppen in den USA, Großbritannien, Frankreich und Deutschland hinaus besteht auch in Japan, Italien, der UdSSR und der Volksrepublik China Interesse am Aufbau großer laser-interferometrischer Gravitationswellen-Detektoren.

Aufgrund der zwischen den verschiedenen Arbeitsgruppen bestehenden guten Kontakte werden seit einigen Jahren Ergebnisse und Information ausgetauscht. An dem im November 1986 von der MIT-Gruppe organisierten Arbeitstreffen "Gravitationswellen-Physik und -Astronomie" zur Begutachtung des US-amerikanischen Vorschlags haben auch Vertreter der europäischen Gruppen teilgenommen.

Unter den Gruppen in Europa besteht nun schon seit längerem eine engere Zusammenarbeit. Seit etwa zwei Jahren werden diese Kontakte über das Partnerschaftsprogramm der EG finanziell unterstützt. Einmal im Jahr wird ein gemeinsames Treffen organisiert, an dem alle Mitglieder der europäischen Gruppen teilnehmen. Ein Wissenschaftlertausch hat auch schon begonnen.

In den Gravitationswellen-Antennen gefundene Signale sind nur dann als signifikant anzusehen, wenn sie durch Koinzidenz zwischen mindestens zwei Antennen an weit voneinander entfernten Orten bestätigt werden. Deshalb sieht das US-Projekt auch zwei (weitgehend gleichartige) Antennen vor, von denen z.B. je eine in Kalifornien und in Neu-England aufgestellt werden soll. Vermutlich denkt kein europäisches Land an den Bau von zwei räumlich weit getrennten Antennenanlagen, so daß eine internationale Zusammenarbeit auf der Ebene der Datenauswertung unumgänglich ist. Die europäischen und die US-amerikanischen Gruppen haben erklärt, daß sie mit einem solchen gegenseitigen Daten- und Informationsaustausch einverstanden sind, und sie haben dies auch schriftlich niedergelegt.

#### 3.4.1 Ausbau-Absichten anderer Institute

Eine erste Studie über eine denkbare Realisierung einer großen Gravitationswellen-Antenne wurde im Jahre 1982 beim MIT in Zusammenarbeit mit zwei kommerziellen Firmen begonnen und Ende 1983 der National Science Foundation (NSF) als "Proposal" übergeben [129]. Das Echo darauf war weitgehend positiv, aber es wurde zur Auflage gemacht, daß eine gemeinsame Anstrengung der beiden US-amerikanischen Institute (MIT, Caltech) für den Bau von zwei Antennen unternommen würde. Ein "Joint Proposal" dieser beiden Institute wurde im Jahr 1984 vorgelegt [43], dem im Jahr 1986 eine überarbeitete Version folgte [50]. Daß dieser Vorschlag große Aussicht hat, genehmigt zu werden, kann man aus der äußerst positiven Stellungnahme des zuständigen Gutachtergremiums vom November 1986 [145] und aus dem Interesse, das dem Projekt auch von staatlichen Stellen entgegengebracht wird, schließen. Die Ausführung des Baues soll dem in Projekten solcher Größenordnung erfahrenen Jet Propulsion Laboratory (JPL) übertragen werden.

Das US-Projekt sieht den Bau von zwei Interferometern vor, jeweils mit zwei Armen von 4 km Länge, wobei die beiden Institute MIT und Caltech für Bau, Ausstattung und Betrieb je einer Antenne verantwortlich wären. Eine Festlegung auf die Technik (Laufzeitleitung oder Fabry-Perot; Breitbandmodulation oder Stabilisierung der Laserfrequenz; ohne oder mit "recycling") ist bisher noch nicht erfolgt, soll aber auf alle Fälle vor Baubeginn entschieden sein. Eine Ausstattung der Antennen mit zusätzlichen Lichtwegen (z.B. Aufhängung weiterer Spiegel bei halber Armlänge) wird diskutiert.

Die Rohrdurchmesser sollen so groß gewählt werden, daß der Betrieb mit Laufzeitleitungen möglich ist. Entsprechende Kostenschätzungen für Rohrdurchmesser von 24, 36 und 48 Zoll (61, 92, 122 cm) wurden durchgeführt, wobei sich herausstellte, daß in die Gesamtkosten die Wahl des Rohrdurchmessers zwar merklich, aber nicht extrem stark eingeht. In der US-Studie wurden die Gesamtkosten für die beiden, mit  $\ell = 4$  km schon sehr langen, Interferometer auf etwa 60 Millionen Dollar abgeschätzt. Die Wahl der beiden Standorte bereitet in den USA keine Schwierigkeiten, wo der öffentlichen Hand eine Vielzahl von weiten, ebenen, verkehrsfernen Landstrichen zur Verfügung steht. Die beiden zur Zeit favorisierten Standorte liegen auf dem Gelände des Edwards Airforce Base in Kalifornien und auf einem unbewohnten küstennahen Landstrich in Maine.

Von Glasgow ist im Frühjahr 1984 ebenfalls ein Antrag an die zuständige wissenschaftliche Behörde gestellt worden [138]. Ein detaillierterer Vorschlag ist im Jahr 1986 vorgelegt worden [106]. Für diese britische Antenne ist in einer ersten Ausbaustufe eine Armlänge  $\ell$  von 1 km geplant, die später auf 3 km erweitert werden kann, für den Rohrdurchmesser werden 0,8 bis 1,0 m genannt. Als Technik ist die Fabry-Perot-Methode vorgesehen, die Möglichkeit eines "recycling" soll jedenfalls genutzt werden. Auch bei diesem Projekt wird eine Mehrfach-Ausnutzung durch bei halber Armlänge aufgehängte Spiegel erwogen. Möglicherweise sollen dabei bis zu vier separate Interferometer mit getrennten Lasern betrieben werden. Für die Erzeugung des Vakuums (es ist sogar von  $10^{-8}$  mbar die Rede) wird an Turbopumpen gedacht. Vorläufige Kostenschätzungen liegen bei etwa 12 Millionen Pfund [106]. Vorgesehen ist ein Standort in der Nähe von Glasgow.



Die Gruppe in Pisa, die sich bisher besonders mit Verfahren zur Unterdrückung der Seismik beschäftigt hat, hat kürzlich einen Antrag auf Finanzierung eines großen (3 km langen) Interferometers in Italien gestellt [154], an dem auch die französische Gruppe beteiligt ist. Geplant sind Vakuumrohre mit einem Durchmesser von 1 m; die Spiegeldurchmesser (45 cm) sind so gewählt, daß bis zu etwa  $N = 20$  Strahlen in einer Laufzeitleitung möglich sind.

Auch bei der Gruppe in Orsay selber [180] bestehen Absichten für den Bau einer großen Antenne, ein Standort für eine 3 km auf 3 km große Anlage stünde jedenfalls zur Verfügung, auf einem für Radioastronomie (long base line interferometry) genutzten Areal. Die anzuwendende Technik (Laufzeitleitung oder Fabry-Perot) ist noch nicht festgelegt. In der näheren Zukunft will sich diese Gruppe in Laborversuchen der Untersuchung und Weiterentwicklung einiger wichtiger optischer und interferometrischer Techniken widmen.

### 3.4.2 Internationale Zusammenarbeit

Bei der Entwicklung der Prototypen kann von einer wirklichen Zusammenarbeit verschiedener Labors bisher nicht die Rede sein, wenn man von einem etwas regeren Austausch zwischen Glasgow und Caltech absieht. Die weitgehend unabhängige Entwicklung an verschiedenen Stellen war z.T. insofern sehr nützlich, als dadurch verschiedene Wege erprobt und auf ihre Eignung untersucht wurden. Neue Anregungen und wesentliche Verbesserungen konnten dann jeweils von den anderen Labors übernommen werden.

Beim Übergang zu noch anspruchsvolleren Fragestellungen und zu großen teuren Anlagen könnte es die Sparsamkeit gebieten, gewisse Arbeitsteilungen zu vereinbaren, um Parallelentwicklungen zu vermeiden. Der dazu erforderliche rege Austausch von Ergebnissen, Erfahrungen, aber auch Mitarbeitern, findet im Rahmen des oben erwähnten EG-Partnerschaftsprogrammes bereits statt. Für den Fall eines bi- oder multilateralen Abkommens zum Bau von Gravitationswellenantennen in Europa muß ein *modus vivendi* gefunden werden. Die Vorstellungen der europäischen Gruppen zu diesem Thema werden zur Zeit erarbeitet und werden bis Ende 1987 schriftlich vorliegen.

Eine gewisse Form der Zusammenarbeit wäre auch zwischen MIT und dem MPI für Quantenoptik erstrebenswert, weil einige Techniken gleichartig (Verzögerungsleitung, Glasfaser), andere zumindest ähnlich sind ("Verwaschen" von Streulicht-Echos). Interesse ist auf beiden Seiten vorhanden; ein Anfang ist durch einen längeren Gastaufenthalt eines früheren MIT-Mitarbeiters (D.S.) beim MPI für Quantenoptik und durch den derzeitigen halbjährigen Aufenthalt eines Wissenschaftlers unserer Gruppe (R.S.) beim MIT gemacht.

### 3.4.3 Koinzidenz-Experimente

Der Grund für den langen Lichtweg  $L$  von 100 km war, die zu beobachtende Größe  $\delta L$  (die Änderung der Lichtwegdifferenz) so groß wie möglich zu machen. Trotzdem ist  $\delta L$  (bei einem angenommenen  $h = 10^{-21}$ ) nur in der Größenordnung einiger  $10^{-10}$  Lichtwellenlängen. Änderungen der Lichtwegdifferenz entstehen jedoch auch aufgrund lokaler Störungen, wie etwa Bodenerschütterungen, Schall, Schwankungen der Versorgungsspannung, elektromagnetischer Signale, kosmischer und radioaktiver Strahlung, kurzzeitiger Gasausbrüche in der Vakuumapparatur, usw. Man muß daher das Interferometer so gut wie möglich gegen unerwünschte Einflüsse abschirmen (siehe Kapitel 2.3). Durch eine kontinuierliche Registrierung der erwähnten Störgrößen muß verhindert werden, daß Störsignale fälschlicherweise als Gravitationswellen-Signale interpretiert werden.

Wegen der Kleinheit der zu beobachtenden Signale kann man jedoch lokale Ursachen nicht mit völliger Sicherheit ausschließen. Es ist daher unumgänglich, Messungen in Koinzidenz vorzunehmen: wenigstens eine weitere unabhängige Antenne muß gleichzeitig ein signifikantes Signal aufweisen, damit dieses als Kandidat für ein Gravitationswellen-Ereignis akzeptiert werden kann. Um gemeinsame Quellen von Störungen ausschließen zu können, sollten die Antennen so weit voneinander entfernt sein, daß eine gleichzeitige Beeinflussung durch Störungen extrem unwahrscheinlich ist. Bei den früheren Experimenten mit Zylinderantennen hatte der Abstand zweier Detektoren typischerweise 1000 km betragen.

Koinzidenzexperimente zwischen mehreren Antennen sind nicht nur notwendig, um Störsignale eliminieren zu können, sie ermöglichen es auch, weitere Informationen über die zu beobachtenden Signale zu gewinnen. Hierzu gehören z.B. deren Einfallsrichtung (und damit eine Lokalisierung der Quelle), ihre Polarisierung und, wenn auch nur grob, ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit. Für diese Aufgaben sind möglichst große Basislängen erforderlich.

Auf der anderen Seite gibt es die Forderung, daß für die Untersuchung stochastischer Hintergrundstrahlung zwei verschiedene Antennen, im Abstand von maximal einer Gravitationswellenlänge stehen sollen ( $\lambda_{GW}$  etwa 300 km bis 3000 km). Da für eine Gravitationswellenastronomie weltweit aber mindestens vier Antennen nötig sind, schließen sich diese Forderungen nicht aus.

So wünschenswert es aus vielerlei Gründen wäre, zwei Antennen gleichzeitig in eigener Regie zu betreiben – wie es ja in den USA angestrebt wird – so wird man doch aus finanziellen Gründen nur die Erstellung einer nationalen Anlage realisieren können. Es ist daher eine Zusammenarbeit mit den anderen europäischen Experimenten geplant. Es deutet sich auch eine, wenn auch losere, Zusammenarbeit mit den amerikanischen Gruppen an. In die Suche nach Koinzidenzen wird man die Messungen an Resonanzdetektoren (Weber-Zylindern) ebenfalls einbeziehen. Die Bereitschaft zur Kollaboration ist von den beteiligten Wissenschaftlern wiederholt bestätigt worden.







## Anhang A. Spiegelabmessungen

Wie bereits in Kapitel 2.1 angesprochen, müssen bei einem Lichtweg von 100 km die Spiegel der Laufzeitleitung sehr groß sein, um den Austrittsstrahl von seinen Nachbarn trennen zu können und um zu verhindern, daß ein Teil des Lichts über den Spiegelrand fällt und damit verloren geht. Je größer jedoch bei vorgegebener Form ein Spiegel ist, umso niedriger liegen seine mechanischen Eigenfrequenzen. Wegen der großen Amplituden der thermischen Spiegelbewegungen in den verschiedenen Eigenmoden ist anzustreben, alle Eigenfrequenzen außerhalb des interessierenden Frequenzfensters zu legen (Kapitel 2.4). Die niedrigste Eigenfrequenz des Spiegelsubstrats bestimmt daher die Obergrenze des Meßfrequenzbereichs. Liegt die erste Eigenfrequenz etwa bei 3 kHz, so darf sich ihr die Obergrenze des Frequenzbereichs nur bis etwa 2 kHz nähern, will man einen zu starken Anstieg des Rauschens nahe der Resonanz vermeiden. Der unter diesen Bedingungen höchstzulässige Spiegeldurchmesser läßt sich mit Hilfe der Rechnungen von Hutchinson [134] und der Messungen von McMahon [181] bestimmen zu maximal etwa 60 cm, selbst wenn, im Hinblick auf eine möglichst hohe Eigenfrequenz, eine hohe Substratdicke von etwa 30 cm gewählt wird.

Aus diesem Grunde wurde ausführlich untersucht, inwieweit durch geeignete Wahl sowohl des Strahldurchmessers im Eintrittsloch als auch der Strahlführung die Spiegeldimensionen möglichst klein gehalten werden können [159].

Es sollen hier kurz drei wichtige Beispiele beschrieben werden:

- (1) die kreisförmige Anordnung der Reflexionen mit konstantem Strahldurchmesser,
- (2) die kreisförmige Anordnung, aber mit reduziertem Strahldurchmesser in der Eintrittsöffnung,
- (3) die flächenhafte Anordnung der Reflexionen in einer Lissajous-Figur.

Im Folgenden ist mit "Strahlradius"  $w$  derjenige Abstand von der Strahlachse bezeichnet, bei dem die Intensität gegenüber der Strahlmitte auf  $1/e^2$  abgefallen ist. Außerdem ist zur Berechnung des Spiegeldurchmessers ein Sicherheitsfaktor  $S$  einzuführen. Er gibt an, wieviele Strahlradien der Loch- bzw. der Spiegelrand von der entsprechenden Strahlmitte entfernt ist. Üblicherweise wird bei der Dimensionierung optischer Komponenten  $S = 3$  gesetzt; beim Durchtritt durch eine Lochblende oder bei einer Reflexion an einem Spiegel entsprechenden Durchmessers gehen dann – eine Intensitätsverteilung gemäß einer Gauß-Funktion vorausgesetzt – jeweils höchstens  $10^{-8}$  der Gesamtleistung durch Begrenzungseffekte verloren. Es ist daher ein gewisser Spielraum vorhanden, bis man von einem "Ankratzen" des Strahls an einer Begrenzung sprechen kann.

Um jedoch mit möglichst kleinen Spiegeln auszukommen, deren Eigenfrequenzen entsprechend hoch liegen, soll versucht werden, mit  $S = 2$  zu arbeiten. Beim Durchtritt durch die Eintrittsöffnung wird dann etwa  $3 \cdot 10^{-4}$  der Gesamtleistung abgestreift; ein ähnlich großer Verlust entsteht durch die über den Spiegelrand fallenden seitlichen Ausläufer einzelner Reflexionen. Verluste dieser Größenordnung können eine Rolle spielen im Zusammenhang mit dem "Recycling" des Lichts, wobei ja die Gesamtverluste im Interferometer möglichst klein gehalten werden müssen. Gegenwärtig sind jedoch die Reflexionsverluste an großen



Spiegeln, selbst bei bester Technologie, um eine Größenordnung höher als die Begrenzungsverluste für  $S = 2$ .

Nach diesen Vorbemerkungen ist es nun möglich, die Spiegelabmessungen für die drei gewählten Beispiele zu bestimmen.

(1) Betrachten wir zunächst den Fall der kreisförmigen Anordnung der Reflexionen mit "angepaßtem" Strahl, bei dem also die Reflexionsscheibchen alle den gleichen Durchmesser haben (siehe Bild A.1 a). Dieser Fall wird erreicht, wenn die Wellenfronten der Strahlen bei den Reflexionen den gleichen Krümmungsradius besitzen wie die Spiegel. Für den nahezu konfokalen Fall, den wir hier vorliegen haben, ist der Strahldurchmesser  $2w_m$  auf den Spiegeln in sehr guter Näherung gegeben durch

$$2w_m = \sqrt{\frac{4\lambda\ell}{\pi}},$$

wobei  $\ell$  den Spiegelabstand und  $\lambda$  die Lichtwellenlänge angeben. Der Spiegeldurchmesser  $D$  berechnet sich für diesen Fall zu

$$D = S \cdot \left(\frac{N}{2\pi} + 1\right) \cdot 2w_m = S \cdot \left(\frac{N}{2\pi} + 1\right) \cdot \sqrt{\frac{4\lambda L}{\pi N}}.$$

Hierbei bedeutet  $N$  wieder die Anzahl der Strahlen. In zwei Zahlenbeispielen für  $L = 100$  km und  $S = 2$  erhält man folgende Werte: bei einer Armlänge  $\ell = 1$  km ( $N = 102$ ) benötigt man  $D = 87$  cm, bei  $\ell = 3$  km ( $N = 34$ ) nur noch 56 cm. Je größer der Spiegelabstand  $\ell$  gewählt wird, umso kleiner ist hiernach für diese Konfiguration auch der benötigte Spiegeldurchmesser.

(2) Eine Reduzierung des Strahldurchmessers in der Eintrittsöffnung verkleinert gleichzeitig auch den Durchmesser der Nachbar-Reflexionen, und damit ist es möglich, die Mittelpunkte der Reflexionsscheibchen auf einem kleineren Kreis anzuordnen. Zu berücksichtigen ist jedoch ein Anwachsen des Strahldurchmessers an anderen Stellen auf den Spiegeln (siehe Bild A.1 b). Liegt der kleinste Strahlradius  $w_e$  in der Eintrittsöffnung (und sind gleichzeitig die Krümmungsradien des Spiegels und der Wellenfront des Eintrittsstrahls gleich), so gilt für den Radius des  $n$ -ten Reflexes:

$$2 \left(\frac{w_n}{w_e}\right)^2 = \left(1 + \left(\frac{w_m}{w_e}\right)^4\right) + \left(1 - \left(\frac{w_m}{w_e}\right)^4\right) \cdot \cos 2n\Theta,$$

wobei  $\Theta$  die in Abschnitt 2.1.3 eingeführte Hilfsgröße ist. Mit Hilfe dieser Beziehung ist es möglich, den kleinstmöglichen Spiegeldurchmesser  $D$  zu berechnen. Für den Fall  $N/(4\pi) > 1$  gilt in guter Näherung

$$D = S \cdot \frac{2 + \sqrt{2}}{\pi} \cdot \sqrt{\lambda L}.$$

Der Spiegeldurchmesser hängt bei dieser Konfiguration neben der Lichtwellenlänge  $\lambda$  und dem Sicherheitsfaktor  $S$  nur noch vom Gesamtlichtweg  $L = N \cdot \ell$  und nicht

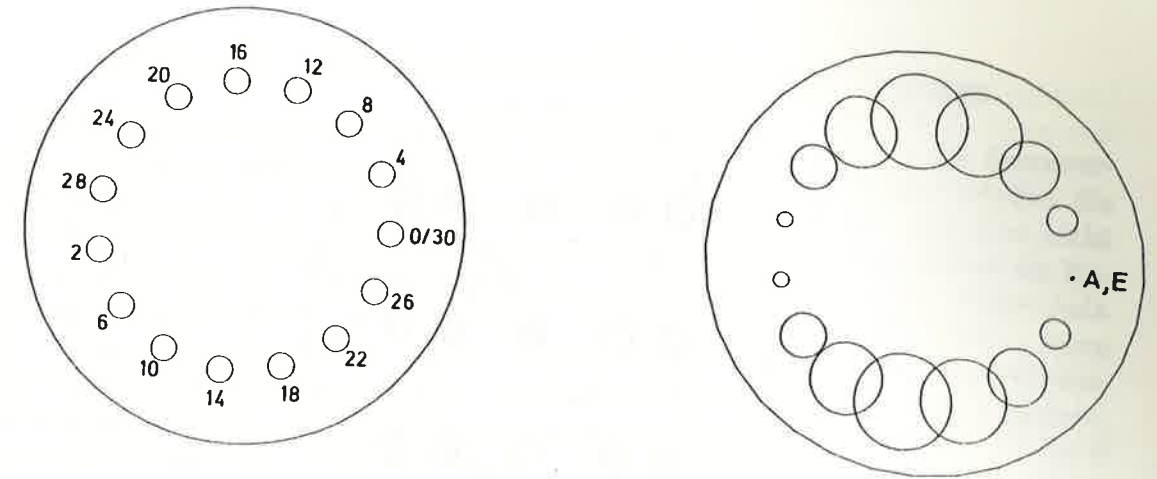


Bild A.1 : (a) Moden-angepaßter Fall: gleichgroße Reflexionsflecken,  $N = 30$  (identisch mit Bild 2.4 b).

(b) Darstellung sich teilweise überlappender Reflexionsflecken ( $N = 30$ ) auf dem Eintrittsspiegel.

mehr von der Anzahl der Strahlen oder vom Spiegelabstand einzeln ab. Für die gewählten Parameter  $S = 2$ ,  $\lambda = 514,5$  nm und  $L = 10^5$  m ergibt sich  $D = 49$  cm.

Bei der relativ kleinen Anzahl von Strahlen bei einem Spiegelabstand von 3 km ist der Gewinn gegenüber der Konfiguration mit konstantem Strahldurchmesser nicht sehr groß; er schafft jedoch einen gewissen notwendigen Spielraum bis zur oben gewählten Grenze von 60 cm.

(3) Da die Spiegeldimensionen wegen der thermischen Bewegung des Spiegelsubstrats in seinen Eigenmoden einen kritischen Punkt darstellen, ist es naheliegend, daß man nach Strahlführungen sucht, die eine weitere Reduzierung des Spiegeldurchmessers erlauben. Denkbar wäre es, die kreisförmige Anordnung der Reflexionen aufzugeben und statt dessen eine flächenhafte Verteilung zu wählen.

Eine solche flächenhafte Anordnung der Reflexionen ist möglich mit Hilfe von astigmatischen Spiegeln, d.h. mit Spiegeln, die in zwei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen unterschiedliche Krümmungsradien besitzen. Die Koordinaten der Reflexionen auf den Spiegeln gehorchen jetzt in diesen beiden Achsen unterschiedlichen Gesetzmäßigkeiten, und sie liegen auf einer sogenannten Lissajous-Figur. Nur für bestimmte Verhältnisse von Krümmungsradien und Spiegelabstand tritt der Strahl nach einer vorgegebenen Anzahl von Reflexionen durch das Eintrittsloch wieder aus. Eine auf diese Weise entstehende Anordnung (für  $N = 30$ , also für 15 Flecken je Spiegel) ist in Bild A.2 wiedergegeben. Die Reflexionsflecken sind als kleine Kreise dargestellt, obwohl sie, wegen der unterschiedlichen Krümmungsradien, eine elliptische Verformung erleiden. Beim Wiederaustritt hat der Strahl aber wieder die Form des Eintrittsstrahls.

Zur Minimalisierung der Spiegelgröße wird der Strahl, im Querschnitt reduziert, in der Mitte eingebracht. Dementsprechend ist er in den Außenbereichen groß, was zu Überlappungen, ähnlich wie in Fall 2), Anlaß gibt.



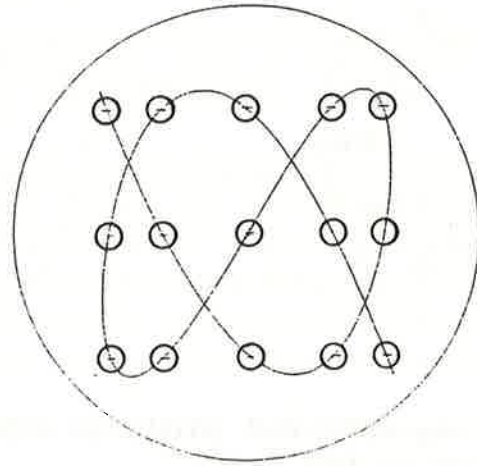


Bild A.2: Verteilung der Reflexionsflecken bei einer Laufzeitleitung mit astigmatischen Spiegeln ( $N = 30$ ). Die Reflexionspunkte liegen auf einer Lissajous-Figur, sie werden aber nicht in der durch die Kurve angedeuteten Reihenfolge durchlaufen.

Die Rechnung liefert für diese Konfiguration (bei großem  $N$ ) einen Spiegeldurchmesser von

$$D = S \cdot 2 \frac{2 + \sqrt{2}}{\pi} \cdot \left(\frac{2}{N}\right)^{1/4} \cdot \sqrt{\lambda L}.$$

Für die Parameter  $L = 100$  km,  $S = 2$  erhält man

$$D = 49,5 \text{ cm} \cdot \left(\frac{30}{N}\right)^{1/4}.$$

Die komplizierte Anordnung mit astigmatischen Spiegel bringt somit keinen Gewinn, solange die Anzahl der Strahlen nicht wesentlich größer ist als 30. Dies ist jedoch wegen der thermischen Bewegungen der Spiegel in ihren verschiedenen Eigenmoden nicht erlaubt. Auch ist die Herstellung astigmatischer Spiegel mit der hier erforderlichen Genauigkeit so schwierig [141], daß der Erfolg dieses Vorschlags gegenwärtig ohnehin äußerst fraglich wäre.

Aus den angegebenen Gründen erscheint es daher sinnvoll, zumindest für die Anfangsphase des geplanten Experimentes sphärische Spiegel von etwa 60 cm Durchmesser und 30 cm Dicke zu verwenden.

## Anhang B. Amplituden der Streulichtkomponenten

Für die Entstehung des Streulichts in einer Laufzeitleitung ist das Streuverhalten der Spiegel verantwortlich. Ideale Spiegel ohne Streuverluste würden die Eintrittsöffnung nach  $N - 1$  Reflexionen wieder auf sich abbilden, und alles Licht würde die Laufzeitleitung nach einem Lichtweg  $L$  wieder verlassen. Wenn die Reflexionsflecken gut von der Eintrittsöffnung getrennt sind, wird auch vorher kein Licht entweichen können. Reale Spiegel hingegen lenken einen gewissen – wenn auch kleinen – Bruchteil des Lichts von der durch die Reflexion vorgegebenen Richtung ab. Der reflektierte Strahl wird dadurch mit einem Lichtkegel umgeben, dessen Strahlstärke (Leistung je Raumwinkeleinheit) mit zunehmendem Winkel  $\vartheta$  gegen den Hauptstrahl abnimmt. Bei den hier relevanten kleinen Ablenkungswinkeln  $\vartheta$  ist die Streustrahlstärke nur eine Funktion dieses Winkels:

$$\frac{dP}{P} = f(\vartheta) \cdot \frac{dF}{R^2};$$

darin ist  $dP$  der von einer Fotodiode der Fläche  $dF$  in einer Entfernung  $R$  vom streuenden Objekt aufgefangene Teil der Gesamtleistung  $P$ .

Für unsere Spiegel lieferte die Messung:

$$f(\vartheta) \approx \frac{a_1}{\vartheta} + \frac{a_2}{\vartheta^2}, \quad (B.1)$$

mit  $a_1 = 2 \cdot 10^{-4}$  und  $a_2 = 10^{-6}$  [122]. Die Messungen wurden durchgeführt bis hinunter zu Winkeln von  $\vartheta = 5 \cdot 10^{-5}$  rad; dies entspräche einem Abstand von 15 cm in einer Entfernung von 3 km. Der gesamte Streuverlust lag bei etwa  $2 \cdot 10^{-3}$ . Die in dieser Hinsicht besten heute existierenden Spiegel zeigen – allerdings bei wesentlich kleineren Spiegeldurchmessern – etwa um einen Faktor 10 kleinere Streuverluste.

In einer Laufzeitleitung führt die Ablenkung eines Teils des Lichts durch Streuung zu einer Vielzahl von Streulichtkomponenten, wie sie in den Bildern B.1 und B.2 dargestellt sind.

Die Streulichtkomponenten wurden in unserem Interferometer mit einer dreiecksförmigen Modulation der Laserfrequenz sichtbar gemacht [142]. Während der konstanten Frequenzänderung  $\dot{\nu}$  auf den Flanken des Dreiecks ändert sich die Phase  $\Phi$  linear mit der Zeit:

$$\Phi = \int_{t_0}^t \frac{2\pi}{c} \Delta L_{\text{Str}} \cdot \dot{\nu} dt = \omega_r (t - t_0),$$

d.h. der Streulichtvektor  $\vec{\sigma}$  rotiert relativ zum Vektor des Hauptstrahls mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit  $\omega_r = \frac{2\pi}{c} \dot{\nu} \Delta L_{\text{Str}}$ , die proportional ist zum Wegunterschied zwischen beiden (Bild 2.12 b). Das Interferometersignal  $\delta\varphi(t)$  gibt nach (2.15) direkt die relevante Amplitude des Streulicht-Anteils mit Wegunterschied  $\Delta L_{\text{Str}}$  wieder. Bei bekannter Änderungsgeschwindigkeit  $\dot{\nu}$  der Frequenz ist es daher möglich, Stärke und Wegdifferenz der verschiedenen Streulichtbeiträge relativ zum Hauptstrahl zu messen.

Die in Bild B.1 wiedergegebenen Wegunterschiede  $\Delta L_{\text{Str}} < L$  kommen zustande durch die Überlappung der verschiedenen Reflexionen. Der Laserstrahl hat zwar



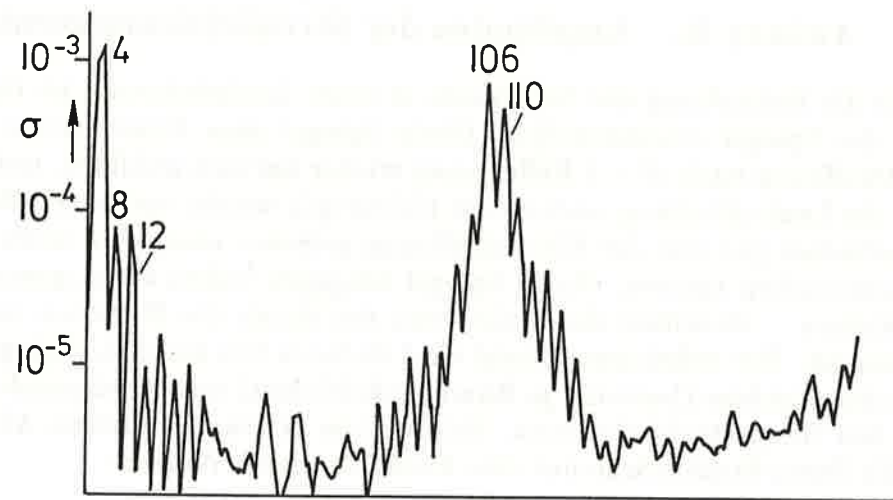


Bild B.1: Streulichtechos in einer Laufzeitleitung, sichtbar gemacht mit Hilfe eines linearen Frequenzanstiegs. Die Zahlen geben die Wegunterschiede des jeweiligen Beitrags relativ zum Hauptstrahl in Einheiten des Spiegelabstands  $\ell$  an. Echos mit Wegunterschieden  $\Delta L_{\text{Str}}$  bis etwa  $110 \cdot \ell (= L)$ .

im Idealfall eine Intensitätsverteilung gemäß einer Gauß-Funktion, wobei die Helligkeit mit dem Abstand von der Strahlachse sehr rasch abnimmt; bei einer sehr großen Gesamtlänge  $L$  lassen sich jedoch Überlappungen nicht ganz vermeiden (siehe auch Anhang A). Durch Streuung um kleine Winkel gelangt das Streulicht in die Richtung des jeweils anderen dort regulär reflektierten Strahles und kann nun nicht mehr von diesem getrennt werden. Ein solcher Lichtweg könnte z.B. über die Flecken 0, 1, 6, 7, 8, ... anstatt der regulären 0, 1, 2, 3, 4, ... des Hauptstrahls verlaufen (siehe Bild 2.4 b). In diesem Beispiel entsteht dann ein Wegunterschied von  $\Delta L_{\text{Str}} = 4\ell$ .

Die Stärke der Streulichtkomponenten läßt sich quantitativ berechnen, wenn das Streuverhalten der Spiegel bei kleinen Streuwinkeln und die Intensitätsverteilung des Eintrittsstrahls bekannt sind [159]. Die gemessenen und die berechneten Werte stimmen gut überein.

Auf einem anderen Mechanismus beruhen die in Bild B.2 zu sehenden Beiträge mit Wegunterschieden  $\Delta L_{\text{Str}} > L$ . Es erscheinen hauptsächlich ganzzahlige Vielfache von  $L$ . Sie kommen auf folgende Art zustande:

Wie bereits erwähnt, wird bei jeder Reflexion an den Spiegeln der Laufzeitleitung jeweils ein kleiner Bruchteil des Lichts durch Streuung von der durch die geometrische Optik vorgegebenen Richtung abgelenkt und umgibt in einem weiten Kegel den Hauptstrahl. Ein Teil dieses Kegels trifft auf den anderen Spiegel und läuft weiter mit dem Hauptstrahl durch die Laufzeitleitung. Im Gegensatz zum Hauptstrahl wird der Lichtkegel jedoch nicht auf die Eintrittsöffnung abgebildet – er entstand ja durch Abweichung von den Ausbreitungsgesetzen der geometrischen Optik. Der größte Teil des Streulichts trifft daher auch auf die das Loch umgebende spiegelnde Fläche und beginnt einen erneuten Umlauf in der Laufzeitleitung.

Auf dem weiteren Weg führen Überlappungen zwischen dem Streulicht-Kegel und dem Hauptstrahl nach erneuter Streuung um kleine Winkel zu dem Beitrag mit  $\Delta L_{\text{Str}} = L$ . Da der Streulichtkegel immer wieder auf den Lochrand abgebildet wird, entstehen folglich Beiträge mit Wegunterschieden von Vielfachen von  $L$ . Auch hierbei wurde eine quantitative Beschreibung mit Hilfe des gemessenen Streuverhaltens der Spiegel vorgenommen. Die Stärke des Streulichtvektors  $\sigma_{mL}$  mit einem Wegunterschied von  $mL$  relativ zum Hauptstrahl berechnet sich zu

$$\sigma_{mL} = \rho^{mN} \cdot N \pi \sqrt{2} a_2 \frac{w_m}{w_L}$$

mit  $\rho^2$  = Reflexionskoeffizient der Spiegel,  $w_m = \sqrt{\lambda \ell / \pi}$  und  $w_L$  = Radius der Austrittsöffnung. Messung und Rechnung lieferten wieder eine gute Übereinstimmung.

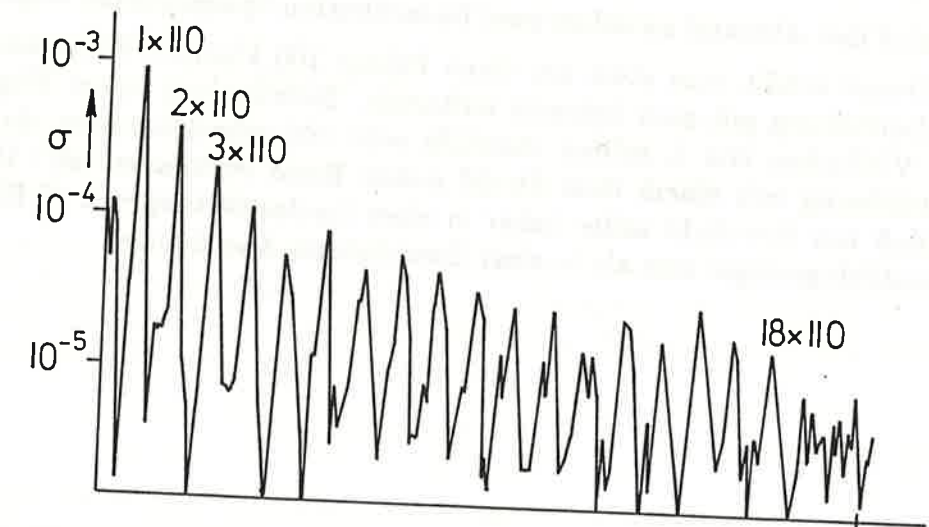


Bild B.2: Streulichtechos in einer Laufzeitleitung, sichtbar gemacht mit Hilfe eines linearen Frequenzanstiegs. Die Zahlen geben die Wegunterschiede des jeweiligen Beitrags relativ zum Hauptstrahl in Einheiten des Spiegelabstands  $\ell$  an. Echos mit Wegunterschieden  $\Delta L_{\text{Str}} = m \cdot L$ , also mit ganzzahligen Vielfachen des vollen Lichtweges  $L$ .

Der bei kleinen Steuwinkeln  $\vartheta$  überwiegende zweite Term  $a_2/\vartheta^2$  in Gleichung (B.1) bringt es gerade mit sich, daß der Bruchteil  $\sigma^2$  der Lichtleistung, der in einen Nachbarfleck oder auf den Lochrand gestreut wird, sich praktisch nicht ändert, wenn man zu einem anderen Spiegelabstand übergeht. Bei gleichen Streueigenschaften der Spiegeloberflächen müßte man daher auch bei  $\ell = 3$  km wieder mit der 30m-Apparatur gemessen wurden. Es ist aber die Hoffnung, daß mit verbesserter Spiegeltechnologie ("super polish") und den neuerdings herstellbaren sehr streuarmlen Beschichtungen die Streuamplituden  $\sigma$  beträchtlich reduziert werden können.



Die in einer Laufzeitleitung mit  $N$  Einzelspiegeln zu erwartenden Streulichtbeiträge sind deutlich kleiner als in einer Laufzeitleitung mit zwei Spiegeln. Der Grund liegt in der guten Trennung der Reflexionen voneinander, wodurch Überlappungen vermieden werden. Im günstigsten Fall fällt auf die Nachbarspiegel nur das bei den Reflexionen entstehende Streulicht; es muß dann erneut in die Richtung des Hauptstrahls gestreut werden, um mit diesem zu interferieren. Wieviele Nachbarflecken für einen bestimmten Wegunterschied zu berücksichtigen sind, hängt von der Strahlführung ab: es sind jedenfalls weniger als  $N$ . Damit ergibt sich eine Abschätzung für die Stärke des Streulichtvektors  $\sigma_{\Delta L}$  mit einem bestimmten Wegunterschied  $\Delta L$  (z.B.  $\Delta L = 4\ell$ ) relativ zum Hauptstrahl zu

$$\sigma_{\Delta L} \leq 2\pi N a_2 \left( \frac{w_m}{d} \right)^2$$

wobei  $d$  den Abstand zwischen zwei benachbarten Spiegelmitten angibt.

Damit erhält man etwa um einen Faktor 100 kleinere Werte als sie bei der Laufzeitleitung mit zwei Spiegeln auftreten. Beiträge mit einem Wegunterschied von Vielfachen von  $L$  sollten ebenfalls sehr viel schwächer sein, da keine Austrittsöffnung mit einem dem Strahl nahen Rand vorhanden ist. Der störende Einfluß von Streulicht sollte daher in einer Laufzeitleitung mit  $N$  Einzelspiegeln wesentlich geringer sein als in einer Zwei-Spiegel-Anordnung.

## Anhang C. Streulicht und vibrierende Vakuumrohre

Ein Laserstrahl hat im Idealfall eine Intensitätsverteilung, die nach außen hin gemäß einer Gauß-Funktion abfällt, also in einem Abstand von nur wenigen Strahlradien von der Strahlmitte vernachlässigbar klein sein sollte. Ein realer Laserstrahl hat jedoch üblicherweise merkliche seitliche Ausläufer, die durch Streuung an nichtidealen Oberflächen oder an Inhomogenitäten durchstrahlter optischer Komponenten entstanden sind. Diese seitlichen Ausläufer treffen auf die Innenwandung der Vakuumrohre, und von dort teilweise wieder auf die Spiegel, und somit insbesondere auf den Ort der Reflexion des Hauptstrahls. Ein Bruchteil des Streulichts wiederum wird von den Spiegeln erneut gestreut, und ein Teil davon so, daß er sich dem Hauptstrahl überlagert.

Bewegen sich die Vakuumrohre, so ändert sich dadurch der Lichtweg des Streulichts und damit auch die Phasenlage der Resultierenden aus Hauptstrahl und Streulicht. Auf diese Weise führen Bodenerschütterungen und Schallwellen möglicherweise zu Interferometersignalen.

Eine Abschätzung der Größenordnung ist möglich, wenn sowohl die Streueigenschaften der Spiegel und des Wandmaterials als auch die mechanischen Amplituden der Vakuumrohre bekannt sind.

Im günstigsten Fall entstand das auf die Rohrwandung auftreffende Streulicht nur bei den Reflexionen des Hauptstrahls an den Spiegeln. Bei weitgehend senkrechtem Einfall läßt sich die Intensität des bei einer Reflexion an einem Spiegel entstehenden Streulichts beschreiben durch [159]

$$\frac{dP}{P} \approx \left( \frac{a_1}{\theta} + \frac{a_2}{\theta^2} \right) \frac{dF}{R^2}. \quad (C.1)$$

Darin ist  $dP/P$  die relative Lichtleistung, die von der Photodiode der Fläche  $dF$  im Abstand  $R$  von der streuenden Fläche aufgenommen wird,  $\theta$  ist der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und reflektiertem Hauptstrahl,  $a_1$  und  $a_2$  sind durch die Eigenschaften der Spiegeloberfläche bestimmt (sie hatten bei Spiegeln des Gar-chinger Prototyps z.B. die Werte  $2 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $1 \cdot 10^{-6}$ ). Da die Reflexionsverluste hauptsächlich durch Streuung gegeben sind, werden  $a_1$  und  $a_2$  kleiner für Spiegel mit höherem Reflexionsvermögen.

Die Streueigenschaften des als Wandmaterial verwendeten Metalls hängen in starkem Maße von der Oberflächenbehandlung ab, insbesondere von Vorzugsrichtungen, wie sie etwa durch den Walzprozeß entstehen. Um nach einer Einfachstreuung an der Rohrwandung wieder auf die Spiegel zu treffen, ist für verschiedene Rohrabschnitte sowohl der Einfallswinkel als auch der Streuwinkel unterschiedlich anzusetzen. Das Streuverhalten der Rohrwandung muß also als Funktion dieser beiden Winkel bekannt sein. Wird der Einfallswinkel festgehalten, gilt für die Streuung ein ähnliches Gesetz wie für die Spiegel, nur daß die (kleinen) Koeffizienten  $a_1$  und  $a_2$  durch wesentlich größere Werte  $A_1$  und  $A_2$  zu ersetzen sind. Von dem auf dem Spiegel mit dem Hauptstrahl überlappenden Streulicht wird wieder nur ein kleiner, durch Gleichung (C.1) gegebener Bruchteil in die Richtung des Hauptstrahles zurückgestreut und überlagert sich mit diesem. Es ist dann noch über die Beiträge der verschiedenen Reflexionen zu summieren.



Um eine quantitative Abschätzung durchführen zu können, wurden die Streueigenschaften von spiegelndem Edelstahl, von oxidiertem Aluminium und von matt geschwärztem Messing untersucht. Für senkrechten Lichteinfall weisen diese Materialien (erwartungsgemäß) sehr unterschiedliche Streuwerte auf, während sie sich bei streifendem Einfall recht ähnlich verhalten.

Für die Berechnung des Streulichts wurden folgende mögliche Wege betrachtet:

- (1) Spiegel 1 → Streuung am Rohr → Spiegel 2
- (2) Spiegel 1 → Spiegelung am Rohr (Mitte) → Spiegel 2
- (3) Spiegel 1 → Streuung am Rohr → Spiegel 1
- (4) Spiegel 1 → Streuung am Tank → Spiegel 1
- (5) Spiegel 1 → Streuung an Blende im Rohr → Spiegel 1

Stellvertretend für diese fünf Fälle soll hier nur der Weg (1) vorgeführt werden. Wird für die Rohrwandung ein Streuverhalten gemäß

$$\frac{dP}{P} = \frac{A_1}{\theta} \frac{dF}{R^2}$$

eingesetzt, entsprechend Gleichung (C.1) für den Fall größerer Streuwinkel, so ergibt sich für das durch eine radiale Rohrbewegung  $\tilde{\delta z}$  induzierte Interferometersignal

$$\frac{\tilde{\delta L}}{L} \approx c_1 \frac{\lambda}{\ell} \frac{\sqrt{A_1 a_1 a_2}}{\ell_{\text{Start}}} \tilde{\delta z}, \quad (C.2)$$

mit  $\ell$  = Spiegelabstand,  $\ell_{\text{Start}}$  = Abstand des Spiegels vom Rohranfang,  $a_1, a_2$  beschreiben die Streueigenschaften der Spiegel gemäß Gleichung (C.1),  $c_1$  ist ein numerischer Faktor in der Größenordnung 10. Ein typischer Wert für  $A_1$  ist 0,3. Es zeigt sich, daß im Fall (1) die stärksten Beiträge vom Rohranfang herrühren, daher auch die starke Abhängigkeit mit  $\ell_{\text{Start}}^{-1}$ .

Ist die Winkelabhängigkeit der Streuung an der Rohrwandung besser beschrieben durch  $A_2/\theta^2$ , so gilt anstelle von (C.2):

$$\frac{\tilde{\delta L}}{L} \approx c_2 \frac{\lambda}{\ell} \frac{\sqrt{A_2 a_1 a_2}}{\sqrt{r} \ell_{\text{Start}}} \tilde{\delta z}, \quad (C.3)$$

mit einer etwas schwächeren Abhängigkeit von  $\ell_{\text{Start}}$ ; die Konstante  $c_2$  ist von ähnlicher Größe wie  $c_1$  in (C.2),  $r$  gibt den kleinsten Abstand des Hauptstrahls von der Rohrwandung an.

Setzt man die im Garchinger Prototyp gemessenen Streuparameter ein, so ergibt sich, daß alle Wege (1) bis (5) Beiträge  $\tilde{\delta \ell}$  von etwa der Größenordnung  $10^{-14} \tilde{\delta z}$  liefern, wobei  $\tilde{\delta z}$  bei (1) und (2) eine radiale Rohrbewegung beschreibt, bei (3) bis (5) dagegen eine Bewegung längs der Rohrachse. Für den Spiegelabstand war 1 km, der kürzeste noch diskutabile Wert, angesetzt worden. Insgesamt ist dann mit einem durch Streulicht induzierten Signal der Größe

$$\frac{\tilde{\delta L}}{L} \approx 10^{-13} \tilde{\delta z} \quad (C.4)$$

zu rechnen.

Wird anstelle einer Laufzeitleitung ein Fabry-Perot-Resonator verwendet, so können die entsprechenden Abschätzungen auf folgende Weise durchgeführt werden: Zur empfindlichen Messung von Änderungen des Spiegelabstandes wird ein Resonator in Resonanz betrieben, d.h. in seinem Inneren bildet sich ein bestimmter Modus einer stehenden Lichtwelle. Von den Reflexionen an den Spiegeln geht Streulicht aus, gelangt z.B. über die Wände des Vakuumrohrs teilweise wieder zu den Reflexionsstellen auf den Spiegeln zurück, und ein kleiner Teil wird in den Modus des Hauptstrahls zurückgestreut – ganz analog zum Fall der Laufzeitleitung. Durch Überlagerung von Streulicht und Hauptstrahl ergibt sich eine Resultierende mit veränderter Phase – ganz so als wäre diese Phasenänderung durch eine Spiegelauslenkung entstanden. Bis auf Faktoren in der Größenordnung von 1 ergeben sich so die gleichen Beziehungen wie für den Fall der Laufzeitleitungen. Zwischen diesen beiden Möglichkeiten, lange Lichtwege zu verwirklichen, besteht bezüglich der Auswirkungen des von der Wandung zurückkommenden Streulichts also kein Unterschied.

Wird für die Amplitude  $\tilde{\delta z}$  der Rohrwandung die typische Bodenbewegung (s. Abschnitt 2.3.2) in der Größe von etwa

$$\tilde{\delta z} \approx 10^{-7} \left[ \frac{1 \text{ Hz}}{f} \right]^2 \frac{\text{m}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (C.5)$$

eingesetzt, so ist unter den obigen Annahmen ein vom Streulicht induziertes Interferometersignal der Größe

$$\frac{\tilde{\delta L}}{L} \approx 10^{-20} \left[ \frac{1 \text{ Hz}}{f} \right]^2 \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (C.6)$$

zu erwarten. Die Störung steigt zu niedrigen Frequenzen hin stark an. Bei einer Beobachtungsfrequenz von 300 Hz liefert die Beziehung (C.6) etwa  $10^{-25}/\sqrt{\text{Hz}}$  und liegt damit deutlich unter der zunächst angestrebten Empfindlichkeitsgrenze.

Um einen hinreichenden Sicherheitsabstand zu gewährleisten, insbesondere im Hinblick auf zukünftige Empfindlichkeitssteigerungen, ist auf die Einhaltung folgender Bedingungen zu achten:

- (1) der Eintrittsstrahl darf keine starken seitlichen Ausläufer zeigen, so daß das Streulicht nur bei den Reflexionen an den Spiegeln entsteht. Üblicherweise sind jedoch die seitlichen Ausläufer des ins Interferometer eintretenden Laserstrahls um mehrere Größenordnungen intensiver als den oben angenommenen Werten entspricht.
- (2) In der Nähe der Spiegel darf das Streulicht nirgends senkrecht auf eine spiegelnde Fläche treffen.
- (3) Die Oberflächenstruktur der Vakuumrohre darf keine Vorwärtstreue begünstigen.
- (4) Die Bewegungsamplituden der Vakuumrohre sollten so klein wie möglich gehalten werden, denn selbst die in Gleichung (C.5) angegebenen Werte der "natürlichen" Bodenbewegung können bei niedrigen Frequenzen die Meßempfindlichkeit der Apparatur begrenzen.



Es muß unter allen Umständen vermieden werden, die Amplituden der Vakuumapparatur deutlich ansteigen zu lassen. Ein Zahlenbeispiel: Eine Turbomolekularpumpe, die bereits durch einen Federbalg vom Vakuumrohr abgekoppelt war, erzeugte in der Garching 30-m-Anlage Bewegungsamplituden des Tankflansches, die im gesamten interessierenden Frequenzbereich um etwa drei Zehnerpotenzen über den angenommenen Werten lagen. Die Meßempfindlichkeit des geplanten Interferometers wäre somit bei Beobachtungsfrequenzen unterhalb 300 Hz von Streulichte effekten begrenzt.

Wichtig für die Konzeption der Anlage ist es auch, eine gute Isolation der Vakuumapparatur gegen Lärm von Wind, Flugzeugen usw. vorzusehen, wie es etwa durch Überdeckung mit einer massiven Betonplatte oder mit einer hinreichend dicken Erdschicht geschehen kann.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, den Einfluß von Streulichtbeiträgen zu reduzieren.

(1) Durch Blenden ist eine gewisse Reduktion möglich. Die Wirksamkeit ist jedoch einmal begrenzt durch die unvollständige Abdeckung der Rohrwandung, da ja der vom Hauptstrahl durchsetzte Rohrquerschnitt nicht eingeengt werden darf, und zum anderen durch die nicht zu vernachlässigende Rückstreuung an den Blenden.

(2) Durch eine Modulation des Laserslichts, etwa durch gepulsten Betrieb oder durch eine spezielle Frequenzmodulation [139], kann die hier unerwünschte Kohärenz zwischen Hauptstrahl und Streulicht weitgehend unterbunden werden. Wegen des endlichen Tastverhältnisses im gepulsten Betrieb bzw. wegen des begrenzten Hubs bei der Frequenzmodulation ist die Wirksamkeit auch dieser Methoden begrenzt. Besondere Schwierigkeiten bereitet es dabei, daß der statische Wegunterschied zwischen Hauptstrahl und Streulicht evtl. nur Bruchteile von Millimetern beträgt.

(3) Falls alle lokalen Schallquellen hinreichend unwirksam gemacht werden konnten, ist zur weiteren Reduzierung der Bewegungsamplituden der Vakuumanlage an eine federnde Halterung an vielen Stellen, z.B. an den vorgesehenen Unterstützungspunkten, zu denken.

(4) Günstig wirkt sich ebenfalls der Einsatz von höher reflektierenden Spiegeln aus, da dann die Koeffizienten  $a_1$  und  $a_2$  entsprechend kleiner werden. Wird nämlich eine rein statistische Verteilung der Oberflächenrauigkeit sowohl bezüglich der Amplitude als auch der Wellenlänge angenommen, so ist für  $a_1$  und  $a_2$  je eine Proportionalität zu den Gesamtverlusten zu erwarten. Die besten bisher hergestellten Spiegel (allerdings mit kleinem Durchmesser) haben Reflexionsverluste von  $1 \cdot 10^{-4}$  oder gar nur  $2 \cdot 10^{-5}$  [50]. Daraus sollten sich Werte für  $a_1$  und  $a_2$  ergeben, die um vielleicht zwei Zehnerpotenzen unter denen des Garching Prototyps liegen.

## Literaturverzeichnis

- SGR (1979) steht für: *Sources of Gravitational Radiation*, Ed. L.L. Smarr, Cambridge University Press (1979)
- QEM (1983) steht für: *Quantum Optics, Experimental Gravitation, and Measurement Theory*, Eds. P. Meystre, M.O. Scully, Plenum Press (1983), Proceedings des NATO Advanced Study Institute, abgehalten in Bad Windsheim, Juli 1981
- CHA (1986) steht für: *2nd European Workshop on Gravitational Wave Detection*, Chantilly 1986 (nur viewgraphs)
- JR (1984) steht für: *Journées Relativistes*, Aussois, Mai 1984; Proceedings in: *Gravitation, Geometry, and Relativistic Physics*, Lecture Notes in Physics 212 (1984), Springer-Verlag Heidelberg
- LH (1982) steht für: *Gravitational Radiation*, Les Houches 1982, Eds. N. Deruelle, T. Piran, North-Holland Publ. Co. (1983)
- [1] P. Kafka: *Wie wichtig ist die Gravitationswellen-Astronomie?*, Naturwissenschaften 73 (1986) 248-257 (Teil I), 305-313 (Teil II)
- [2] K. Maischberger, A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, D. Shoemaker, W. Winkler: *Vorschlag zum Bau eines großen Laser-Interferometers zur Messung von Gravitationswellen*, (erste Fassung vom Juni 1985) Interner Bericht MPQ 96
- [3] P. Kafka: *Gravitationswellen aus dem Kosmos?*, Physik in unserer Zeit 1 (1970) 186-194
- [4] H. Billing: *"Alte" und neue Methoden zum Nachweis von Gravitationswellen*, Physik in unserer Zeit 8 (1977) 146-153
- [5] W. Winkler: *Ein Laser-Interferometer als Gravitationswellendetektor*, Physik in unserer Zeit 16 (1985) 138-147
- [6] R. und H. Sexl: *Weißer Zwerge - Schwarze Löcher*, Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden (1979)
- [7] A. Einstein: *Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. (1916) 688-696
- [8] A. Einstein: *Über Gravitationswellen*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. (1918) 154-167
- [9] K.S. Thorne: *The theory of gravitational radiation: An introductory review*, LH (1982) 1-57
- [10] K.S. Thorne: *Gravitational Radiation in: 300 Years of Gravitation*, Eds. S.W. Hawking, W. Israel, Cambridge University Press (1987), im Druck
- [11] T. Damour: *An introduction to the theory of gravitational radiation*, Proc. of Int. School on Gravitation in Astrophysics, Cargèse 1986, Eds. B. Carter, J.B. Hartle, Plenum Press (1987), im Druck



- [12] P.C. Peters, J. Mathews: *Gravitational radiation from point masses in a Keplerian orbit*, Phys. Rev. **131** (1963) 435-440
- [13] M. Walker: *The quadrupole approximation to gravitational radiation*, in: *General Relativity and Gravitation*, Eds. B. Bertotti, F. de Felice, A. Pascolini, Reidel Publ. Co. (1984) 107-123
- [14] J. Ehlers, M. Walker: *Gravitational radiation and the 'quadrupole' formula*, in: *General Relativity and Gravitation*, Eds. B. Bertotti, F. de Felice, A. Pascolini, Reidel Publ. Co. (1984) 125-137
- [15] J.H. Taylor, J.M. Weisberg: *A new test of general relativity: gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16*, Astrophys. J. **253** (1982) 908-920
- [16] B. Paczynski, R. Sienkiewicz: *The minimum period and the gap in periods of cataclysmic binaries*, Astrophys. J. **268** (1983) 825-831
- [17] H. Ritter: *Secular evolution of cataclysmic binaries*, Mitt. Astron. Ges. **60** (1983) 159-174
- [18] D.M. Eardley: *Theoretical models for sources of gravitational waves*, LH (1982) 257-296
- [19] M. Walker: *On the positivity of total gravitational energy at retarded times*, LH (1982) 145-173
- [20] J. Weber: *Evidence for discovery of gravitational radiation*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 1320-1324
- [21] H. Billing, W. Winkler: *The Munich gravitational-wave detector*, Nuovo Cimento B **33** (1976) 665-680
- [22] P.F. Michelson: *The low temperature gravitational wave detector at Stanford University*, LH (1982) 465-474
- [23] H. Billing, P. Kafka, K. Maischberger, F. Meyer, W. Winkler: *Results of the Munich-Frascati gravitational-wave experiment*, Lett. Nuovo Cimento **12** (1975) 111-116
- [24] P. Kafka, L. Schnupp: *Final result of the Munich-Frascati gravitational radiation experiment*, Astron. & Astrophys. **70** (1978) 97-103
- [25] D.G. Blair: *Resonant bar detectors of gravitational radiation*, LH (1982) 339-385
- [26] J.-P. Richard: *Wide-band bar detectors of gravitational radiation*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 165-167
- [27] P.F. Michelson, R.C. Taber: *Can a resonant-mass gravitational-wave detector have wideband sensitivity?*, Phys. Rev. D **29** (1984) 2149-2157
- [28] K.S. Thorne, C.M. Caves, V.D. Sandberg, M. Zimmermann, R.W.P. Drever: *The quantum limit for gravitational-wave detectors and methods of circumventing it*, SGR (1979) 49-68
- [29] V.B. Braginsky: *Gravitational antennae Weber type: the problem of high sensitivity*, LH (1982) 387-398

- [30] D.G. Blair: *Gravitationswellen-Antennen*, Physik in unserer Zeit **17** (1986) 142-150
- [31] G. Binnig, H. Nicksch: *Proc. Second Intern. Conf. on Tunnelling Microscopy*, Oxnard, Juli 1987
- [32] D.G. Blair, A. Giles, M. Zeng: *Impedance matching element for a gravitational radiation detector*, J. Phys. D: Appl. Phys. **20** (1987) 162-168
- [33] C.M. Caves: *Quantum-mechanical noise in an interferometer*, Phys. Rev. D **23** (1981) 1693-1708
- [34] M.E. Gertsenshtein, V.I. Pustovoit: *On the detection of low frequency gravitational waves*, Sov. Phys.-JETP **16** (1963) 433-435
- [35] G.E. Moss, L.R. Miller, R.L. Forward: *Photon-noise-limited laser transducer for gravitational antenna*, Appl. Opt. **10** (1971) 2495-2498
- [36] R. Weiss: *Electromagnetically coupled broadband gravitational antenna*, Quarterly Progress Report, Research Laboratory of Electronics, MIT **105** (1972) 54-76
- [37] H. Billing, K. Maischberger, A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler: *An argon laser interferometer for the detection of gravitational radiation*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **12** (1979) 1043-1050
- [38] A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, H. Billing, K. Maischberger: *Gravitational wave detection by laser interferometry*, in: *Lasers and Applications*, Eds. I. Ursu, A.M. Prokhorov, CIPPress Bucharest (1983) 155-179
- [39] A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, H. Billing, K. Maischberger: *Demands on laser purity in an interferometric gravitational wave detector*, Proc. Third Intern. Symposium on Frequency Standards and Metrology, Aussois 1981, Journal de Physique **42** Suppl. C8 (1981) 451-459
- [40] R.L. Forward: *Wideband laser interferometer gravitational radiation experiment*, Phys. Rev. D **17** (1978) 379-390
- [41] P. Kafka: *Optimal detection of signals through linear devices with thermal noise sources, and application to the Munich-Frascati Weber-type gravitational wave detectors*, in: *Topics in Theoretical and Experimental Gravitation Physics*, Eds. V. De Sabbata, J. Weber, Plenum Press (1977) 161-241
- [42] R.W.P. Drever: *Interferometric detectors of gravitational radiation*, LH (1982) 321-338
- [43] R.W.P. Drever, R. Weiss, P.S. Linsay, P.R. Saulson, S.E. Whitcomb, F. Schutz: *Engineering design of laser interferometer gravitational wave detection facilities*, Gemeinsames Proposal des California Institute of Technology und des Massachusetts Institute of Technology (1984)
- [44] B.F. Schutz, M. Tinto: *Antenna patterns of interferometric detectors of gravitational waves, - I. Linearly polarized waves*, Mon. Not. R. astr. Soc.



- 224 (1987) 131-154; - II. *Elliptically and randomly polarized waves*, Mon. Not. R. astr. Soc., im Druck
- [45] M.J. Rees: *Extragalactic sources of gravitational waves*, LH (1982) 297-320
- [46] R. Decher, J.L. Randall, P.L. Bender, J.E. Faller: *Design aspects of a laser gravitational wave detector in space*, SPIE 228 Active Optical Devices and Applications (1980) 149-153
- [47] F.B. Estabrook, R.W. Hellings, H.D. Wahlquist, R.S. Wolff: *Gravitational radiation detection with spacecraft Doppler tracking: limiting sensitivities and prospective missions*, SGR (1979) 37-48
- [48] C.J. Hogan, M.J. Rees: *Gravitational interactions of cosmic strings*, Nature 311 (1984) 109-114
- [49] J.P. Ostriker: *Astrophysical sources of gravitational radiation*, SGR (1979) 461-476
- [50] Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory (LIGO) Project, Joint Document by California Institute of Technology and Massachusetts Institute of Technology: I. *Scientific Case and Overview*, II. *LIGO Design and Project Plans*, Cambridge, MA, Nov. 1986
- [51] Y. Kojima, T. Nakamura: *Gravitational radiation from a particle with orbital angular momentum plunging into a Kerr black hole*, Prog. Theor. Phys. 71 (1984) 79-90
- [52] B.F. Schutz: *Determining the Hubble constant from gravitational wave observations*, Nature 323 (1986) 310-311
- [53] B.F. Schutz: *Hubble's constant from gravitational wave observations*, Proc. XIV Yamada Conf. on Gravitational Collapse and Relativity, Eds. H. Sato, T. Nakamura, World Scientific Publ. Co. (1987)
- [54] J.P.A. Clark, D.M. Eardley: *Evolution of close star binaries*, Astrophys. J. 215 (1977) 311-322
- [55] J.M. Lattimer, D.N. Schramm: *The tidal disruption of neutron stars by black holes in close binaries*, Astrophys. J. 192 (1974) 549-567
- [56] M.J. Fitchett, S. Detweiler: *Linear momentum and gravitational waves: circular orbits around a Schwarzschild black hole*, Mon. Not. R. astr. Soc. 211 (1984) 933-942
- [57] S.L. Detweiler: *Black holes and gravitational waves: perturbation analysis*, SGR (1979) 211-230
- [58] T. Piran: *Methods of numerical relativity*, LH (1982) 203-256
- [59] Ya.B. Zeldovich, I.D. Novikov: *Stars and Relativity*, The University of Chicago Press (1971)
- [60] G.S. Bisnovatyi-Kogan: *A model of object Geminga as a degenerate white dwarf orbiting around a black hole*, Nature 315 (1985) 555-557
- [61] L. Spitzer: *Dynamics of globular clusters*, Science 225 (1984) 465-472

- [62] J.R. Bond, B.J. Carr: *Gravitational waves from a population of binary black holes*, Mon. Not. R. astr. Soc. 207 (1984) 585-609
- [63] J.P.A. Clark, E.P.J. van den Heuvel, W. Sutantyo: *Formation of neutron star binaries and their importance for gravitational radiation*, Astron. & Astrophys. 72 (1979) 120-128
- [64] W. Hillebrandt: *Core-collapse models of type II supernovae explosions and neutron star formation*, Proc. of the Eleventh Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Ed. D.S. Evans, Ann. New York Acad. of Sci. 422 (1984) 197-214
- [65] W. Hillebrandt, E. Müller: *Neutrinos from collapsing stars*, Proc. of the XI<sup>th</sup> Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Eds. K. Kleinknecht, E. A. Paschos, World Scientific Publ. Co. (1984) 229-242
- [66] M. Kutschera, C.J. Pethick, D.G. Ravenhall: *Dense matter in the chiral soliton model*, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1041-1044
- [67] G.A. Tammann: *Supernova statistics and related problems*, in: *Supernovae: A Survey of Current Research*, Eds. M.J. Rees, R.J. Stoneham, Reidel Publ. Co. (1982) 371-403
- [68] S. van den Bergh, R.D. McClure, R. Evans: *The Supernova rate in Shapley-Ames galaxies*, (1987) preprint
- [69] E. Müller: *The collapse of rotating stellar cores: the amount of gravitational radiation predicted by various numerical models*, in: *Problems of Collapse and Numerical Relativity*, Eds. D. Bancel, M. Signore, Reidel Publ. Co. (1984) 271-286
- [70] S. Chandrasekhar: *On stars, their evolution and their stability*, Science 226 (1984) 497-505
- [71] J.C. Wheeler: *Theoretical models of type I supernovae*, in: *Supernovae: A Survey of Current Research*, Eds. M.J. Rees, R.J. Stoneham, Reidel Publ. Co. (1982) 167-203
- [72] K. Nomoto, F.-K. Thielemann, J.C. Wheeler: *Explosive nucleosynthesis and type I supernovae*, Astrophys. J. 279 (1984) L23-L26
- [73] I. Iben, A.V. Tutukov: *Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass ( $M \leq 9M_{\odot}$ )*, Astrophys. J. Suppl. 54 (1984) 335-372
- [74] R. Canal, J. Isern, J. Labay: *A new model for white dwarf supernovae*, Nature 296 (1982) 225-226
- [75] R. Canal, J. Isern, J. Labay: *Collapse and explosion of degenerate stars*, in: *Problems of Collapse and Numerical Relativity*, Eds. D. Bancel, M. Signore, Reidel Publ. Co. (1984) 117-124
- [76] J.C. Wheeler, R. Leverault: *The peculiar type I supernova in NGC 991*, Astrophys. J. Lett. Ed. 294 (1985) L17-L20
- [77] K.V. Kettner, H.W. Becker, L. Buchmann, J. Görres, H. Kräwinkel, C. Rolfs, P. Schmalbrock, H.P. Trautvetter, A. Vlicks:



- The  $^4\text{He}(^{12}\text{C}, \gamma)^{16}\text{O}$ -reaction at stellar energies*, Z. Phys. A 308 (1982) 73-94
- [78] A.G. Lyne, R.N. Manchester, J.H. Taylor: *The galactic population of pulsars*, Mon. Not. R. astr. Soc. 213 (1985) 613-639
- [79] M. Aglietta et al.: *On the event observed in the Mont Blanc underground neutrino observatory during the occurrence of supernova 1987a*, Europhys. Lett. 3 (1987) 1315-1320
- [80] K. Hirata et al.: *Observation of a neutrino burst from the supernova SN 1987 A*, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1490-1493
- [81] K. Bionta et al.: *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987 A in the Large Magellanic Cloud*, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1494-1496
- [82] W. Hillebrandt, P. Höflich, J.W. Truran, A. Weiss: *Explosion of a blue supergiant: a model for supernova SN 1987 A*, Nature 327 (1987) 597-601
- [83] E. Amaldi et al.: *Data recorded by the Rome room temperature gravitational wave antenna, during the supernova SN 1987a in the Large Magellanic Cloud*, Europhys. Lett. 3 (1987) 1325-1330
- [84] J. Weber: *Cross sections and bandwidths for gravitational antennas*, Proc. Intern. Symposium on Experimental Gravitational Physics, Guangzhou, PR China, 1987; World Scientific (Singapore) im Druck
- [85] W. Hillebrandt, P. Höflich, P. Kafka, E. Müller, H.U. Schmidt, J.W. Truran: *I. Evidence for a Finite Electron Neutrino Rest Mass from SN 1987a; II. Evidence for Black Hole Formation from Neutrino Observations in SN 1987a*, eingereicht bei Astronomy and Astrophysics (1987), Interner Bericht MPA 278
- [86] J.P. Ostriker: *The pulsar in type II supernova 1987 A*, Nature 327 (1987) 287-288
- [87] M. Zimmermann, E. Szedenits: *Gravitational waves from rotating and precessing rigid bodies: Simple models and applications to pulsars*, Phys. Rev. D 20 (1979) 351-355
- [88] M. Zimmermann: *Gravitational waves from rotating and precessing rigid bodies: II. General solutions and computationally useful formulas*, Phys. Rev. D 21 (1980) 891-898
- [89] M.A. Alpar, D. Pines: *Gravitational radiation from a solid-crust neutron star*, Nature 314 (1985) 334-336
- [90] R.V. Wagoner: *Gravitational radiation from accreting neutron stars*, Astrophys. J. 278 (1984) 345-348
- [91] E. Witten: *Cosmic separation of phases*, Phys. Rev. D 30 (1984) 272-285
- [92] D. Dewey: *Comparison of bar and interferometer sensitivities to sources of transient gravitational radiation*, eingereicht bei Phys. Rev. D (1987)
- [93] R.W.P. Drever, et al.: *A gravity-wave detector using optical cavity sensing*, Proc. 9<sup>th</sup> Intern. Conf. on General Relativity and Gravitation (GR9),

- Jena 1980, Ed. E. Schmutzer, Cambridge University Press (1983) 265-267
- [94] R. Schilling, L. Schnupp, D.H. Shoemaker, W. Winkler, K. Maischberger, A. Rüdiger: *Improved sensitivities in laser interferometers for the detection of gravitational waves*, JR (1984) 213-221
- [95] A.D. Alexejev, L.F. Vitushkin, N.I. Kolosnitsin, V.M. Moskovkin: *The Fabry-Perot interferometer as a detector of gravitational radiation*, Abstr. 9<sup>th</sup> Int. Conf. on General Relativity and Gravitation (GR9), Jena (1980) 400
- [96] D.Z. Anderson: *Alignment of resonant optical cavities*, Appl. Opt. 23 (1984) 2944-2949
- [97] A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, D. Shoemaker, W. Winkler, G. Leuchs, K. Maischberger: *The Garching 30-meter prototype and plans for a large gravitational wave detector*, Proc. Texas Symposium, Chicago 1986, im Druck
- [98] C.N. Man, A. Brillet: *Injection locking and coherent summation of argon ion lasers*, JR (1984) 222-225
- [99] W. Schottky, E. Spenke: *Die Raumladungsschwächung des Schroteffektes*, Wiss. Veröff. Siemens-Werke 16 (1937) 1-41
- [100] W. Winkler: *A laser interferometer to search for gravitational radiation*, Proc. Intern. Meeting on Experimental Gravitation, Pavia 1976, Accademia Nazionale dei Lincei, Rome (1977) 351-363
- [101] H.J. Baving, H. Muuss, W. Skolaut: *Mirror problems of a cw argon-ion laser at high output power*, Appl. Phys. B 33 (1984) 75-77
- [102] D. Shoemaker: *Contributions à la détection interférométrique du rayonnement gravitationnel*, Dissertation, Paris-Sud (1987), im Druck
- [103] P. Li, H.R. Telle: *Verbesserung der Frequenzeigenschaften von Laserdioden durch Rückkopplung des spektral gefilterten Ausgangssignals*, Verhandl. DPG (VI) 22 (1987) Q-16.2
- [104] R.W.P. Drever and Colleagues, und J. Hough and Colleagues: *Gravitational wave detectors using laser interferometers and optical cavities*, QEM (1983) 503-514, 515-524
- [105] *A Detailed Engineering Design Study for a Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory*, Joint proposal to the NSF by the California and Massachusetts Institutes of Technology, 1985
- [106] J. Hough, B.J. Meers, G.P. Newton, N.A. Robertson, H. Ward, B.F. Schutz, R.W.P. Drever: *A British Long Baseline Gravitational Wave Observatory*, Design Study Report GWD/RAL/86-001 (1986)
- [107] B. Meers: *Internal and external modulation*, CHA (1986)
- [108] L. Schnupp: *Theoretical aspects of external modulation*, CHA (1986)
- [109] R. Schilling: *Recycling, optimized for internal and external modulation*, CHA (1986)



- [110] H.J. Kimble, et al: Phys. Rev. Lett., im Druck
- [111] J. Gea-Banacloche, G. Leuchs: *Squeezed states for interferometric gravitational-wave detectors*, eingereicht bei J. Modern Optics (1987)
- [112] C.M. Caves: *Quantum-mechanical radiation-pressure fluctuations in an interferometer*, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 75-79
- [113] R. Loudon: *Quantum limit on the Michelson-interferometer used for gravitational wave detection*, Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 815-818
- [114] V.B. Braginsky, Yu.I. Vorontsov: *Quantum-mechanical limitations in macroscopic experiments and modern experimental technique*, Sov. Phys.-Usp. **17** (1975) 644-650
- [115] R. Loudon: *The Quantum Theory of Light*, Clarendon Press (1973)
- [116] R.E. Slusher, L.W. Hollberg, B. Yurke, J.C. Mertz, J.F. Valley: *Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2409-2412
- [117] Ling-An Wu, H.J. Kimble, J.L. Hall, Huifa Wu: *Generation of squeezed states by parasitic down conversion*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 2520-2523
- [118] G. Leuchs: *Photon statistics, antibunching and squeezed states*, in: *Frontiers of Non-Equilibrium Statistical Physics*, Eds. G. Moore, M.O. Scully, Plenum Press (1986) 329-360
- [119] J. Gea-Banacloche, G. Leuchs: *Applying squeezed states to non-ideal interferometers*, eingereicht bei J. Opt. Soc. Am. B (1987)
- [120] K. Maischberger, A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, H. Billing: *Noise investigations in a laser interferometer for the detection of gravitational radiation*, Proc. Second Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Trieste 1979, Ed. R. Ruffini, North-Holland Publ. Co. (1982) 1083-1100
- [121] T.S. Mast, J.E. Nelson, J.A. Saarloos: *Search for gravitational radiation from pulsars*, Astrophys. J. **187** (1974) L49-L51
- [122] H. Billing, W. Winkler, R. Schilling, A. Rüdiger, K. Maischberger, L. Schnupp: *The Munich gravitational wave detector using laser interferometry*, QEM (1983) 525-566
- [123] M. Steinwachs: *Systematische Untersuchungen der kurzperiodischen seismischen Bodenunruhe in der Bundesrepublik Deutschland*, Geophys. Jahrbuch, Reihe E, Heft 3 (1974) 3-59
- [124] D. Shoemaker, W. Winkler, K. Maischberger, A. Rüdiger, R. Schilling and L. Schnupp: *Noise behavior in the 30 m prototype for an interferometric gravitational wave detector*, to be published (1987)
- [125] S.E. Whitcomb, D.Z. Anderson, R.W.P. Drever, Y. Gursel, M. Hereld, R. Spero: *Laser interferometer experiments at Caltech*, Proc. Third Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Shanghai, Juli 1982, Ed. Hu Ning, North Holland Publ. Co. (1983) 1399-1405

- [126] A. di Virgilio: *Measurements on a two-stage full scale isolation subsystem*, CHA (1986)
- [127] N.A. Robertson, R.W.P. Drever, I. Kerr, J. Hough: *Passive and active seismic isolation for gravitational radiation detectors and other instruments*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **15** (1982) 1101-1105
- [128] P.R. Saulson: *Vibration isolation for broadband gravitational wave antennas*, Rev. Sci. Instrum. **55** (1984) 1315-1320
- [129] P. Linsay, P. Saulson, R. Weiss: *A study of a long baseline gravitational wave antenna system*, MIT, Cambridge MA (1983)
- [130] D.H. Douglass: *Gravitational wave experiments*, Proc. Intern. Meeting on Experimental Gravitation, Pavia 1976, Accademia Nazionale dei Lincei, Rome (1977) 323-334
- [131] V.B. Braginsky: *The conditions for the detection of the high frequency gravitational wave burst of nonterrestrial origin*, Proc. Intern. Meeting on Experimental Gravitation, Pavia 1976, Accademia Nazionale dei Lincei, Rome (1977) 219-225
- [132] K. Oide, Y. Ogawa, H. Hirakawa: *Artificial cold resistors*, Japanese J. Appl. Phys. **17** (1978) 429-432
- [133] R.L. Forward: *Electronic damping of vibrations in optical structures*, Appl. Opt. **18** (1979) 690-697
- [134] J.R. Hutchinson: *Vibrations of solid cylinders*, ASME J. Appl. Mech. **47** (1980) 901-907
- [135] A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, H. Billing, K. Maischberger: *A mode selector to suppress fluctuations in laser beam geometry*, Optica Acta **28** (1981) 641-658
- [136] D. Dewey: *A search for astronomical gravitational radiation with an interferometric broad band antenna*, Ph.D. Thesis, MIT (1986)
- [137] D. Shoemaker, W. Winkler, K. Maischberger, A. Rüdiger, R. Schilling and L. Schnupp: *Progress with the 30 m prototype for an interferometric gravitational wave detector*, Fourth Marcel Grossmann Meeting, Rome 1985, Ed. R. Ruffini, Elsevier (1986), 605-614
- [138] J. Hough, S. Hoggan, G.A. Kerr, J.B. Mangan, B.J. Meers, G.P. Newton, N.A. Robertson, H. Ward, R.W.P. Drever: *The development of long baseline gravitational radiation detectors at Glasgow University*, JR (1984) 204-212
- [139] R. Weiss, MIT, private Mitteilung (1982)
- [140] H. Billing, K. Maischberger, A. Rüdiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler: *A wide-band laser interferometer for the detection of gravitational radiation*, Ninth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Munich 1978, Interner Bericht MPI-PAE/Astro 175
- [141] E. Heynacher, Fa. Zeiss, private Mitteilung (1985)



- [142] R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler, H. Billing, K. Maischberger, A. Rüdiger: *A method to blot out scattered light effects and its application to a gravitational wave detector*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **14** (1981) 65-70
- [143] L. Schnupp, W. Winkler, K. Maischberger, A. Rüdiger, R. Schilling: *Reduction of noise due to scattered light in gravitational wave antennas by modulating the phase of the laser light*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **18** (1985) 482-485
- [144] J. Scherer: *Untersuchung der Eigenschaften von Pikosekunden-Laserimpulsen*, Diplomarbeit Universität München, 1986
- [145] D.B. DeBra, V.L. Fitch, R.L. Garwin, J.L. Hall, B.D. McDaniel, A.M. Sessler, S.A. Teukolsky, A.A. Tollestrup: *Report to the National Science Foundation by the Panel on Interferometric Observatories for Gravitational Waves*, Cambridge, Mass. (1986)
- [146] R.W.P. Drever, et al.: *Optical cavity laser interferometers for gravitational wave detection*, in: *Laser Spectroscopy V*, Eds. A.R.W. McKellar, T. Oka, B.P. Stoicheff, Springer Ser. Opt. Sci. **30** (1981) 33-40
- [147] P.S. Linsay, D.H. Shoemaker: *A low noise rf capacitance bridge transducer*, Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 1014-1019
- [148] Die in den Bildern 2.16 bis 2.19 wiedergegebenen, noch unveröffentlichten Spektren wurden uns freundlicherweise von MIT, Glasgow, Caltech und Orsay zur Verfügung gestellt
- [149] A. Jeffries, private Mitteilung (1986)
- [150] J.C. Livas: *Upper limits for gravitational radiation from some astrophysical sources*, Ph.D. Thesis, MIT (1987)
- [151] R. Spero: *The Caltech laser-interferometric gravitational wave antenna*, Fourth Marcel Grossmann Meeting, Rome 1985, Ed. R. Ruffini, Elsevier (1986), 615-620
- [152] N. Kawashima: *10 meter interferometer gravitational antenna in Japan*, vorgesehen für Proc. Intern. Symp. on Experimental Gravitational Physics, Guangzhou, China, August 1987
- [153] R. Del Fabbro, A. Di Virgilio, A. Giazotto, H. Kautzky, V. Montelatici, D. Passuello: *3-Dimensional seism super-attenuator for low frequency gravitational wave detection*, zur Veröffentlichung vorgesehen
- [154] A. Giazotto et al.: *Proposta di Antenna interferometrica a grande base per la ricerca di Onde Gravitazionali*, Gemeinsamer Vorschlag italienischer und französischer Gruppen, Mai 1987
- [155] J. Lin, W. Liu, J. Wan, X. Xu, W. Zhang, M. Li, H. Xu: *Gravitational wave detector using laser interferometers*, vorgesehen für Proc. Intern. Symp. on Experimental Gravitational Physics, Guangzhou, China, August 1987
- [156] *Gravitationswellen-Meßanlage: Vergleichende Untersuchung von 11 Standorten*, Dorsch Consult, Sept. 1986

- [157] G. Freitag, G. Rosewicz, H. Weitzenkamp, E. Wolf: *Vorprojektstudie für ein großes Laserinterferometer zur Messung von Gravitationswellen (Vakuumanlage und Hilfsanlagen)*, Interatom GmbH, Dez. 1986
- [158] E. Heynacher, Fa. Zeiss, private Mitteilung (1987)
- [159] W. Winkler: *Eine optische Verzögerungsleitung für ein Breitband-Gravitationswellenexperiment*, Dissertation, München 1983, Interner Bericht MPQ 74
- [160] H.E. Bennett, D.K. Burge: *Simple expression for predicting the effect of volume and interface absorption and of scattering in high-reflectance or antireflectance multilayer coatings*, J. Opt. Soc. Am. **70** (1980) 268-275
- [161] J. Berthold III, S.F. Jacobs, M.A. Norton: *Dimensional stability of fused silica, Invar, and several ultralow thermal expansion materials*, Appl. Opt. **15** (1976) 1898-1899
- [162] J.J. Shaffer, H.E. Bennett: *Effect of thermal cycling on dimensional stability of Zerodur and ULE*, Appl. Opt. **23** (1984) 2852-2853
- [163] S.F. Jacobs, S.C. Johnston, G.A. Hansen: *Expansion hysteresis upon thermal cycling of Zerodur*, Appl. Opt. **23** (1984) 3014-3016
- [164] S.F. Jacobs, D. Shough, C. Connors: *Thermal expansion uniformity of materials for large telescope mirrors*, Appl. Opt. **23** (1984) 4237-4244
- [165] J. Levine: *Laser distance-measuring techniques*, Annu. Rev. Earth & Planet. Sci. **5** (1977) 357-369
- [166] M.O. Scully, M.S. Zubairy, M.P. Haugan: *Proposed optical test of metric gravitation theories*, Phys. Rev. A **24** (1981) 2009-2016
- [167] W.W. Chow, J. Gea-Banachloche, L.M. Predotti, V.E. Sanders, W. Schleich, M.O. Scully: *The ring laser gyro - a tutorial review*, Rev. Mod. Phys. **57** (1981) 61-104
- [168] G.A. Sanders, M.G. Prentiss, S. Ezekiel: *Passive ring resonator method for sensitive inertial rotation measurements in geophysics and relativity*, Opt. Lett. **6** (1981) 569-571
- [169] K. Wickert, W. Demtröder, K. Baron: *Experimental investigations of sensitivity limiting factors in an optical fiber gyro*, Opt. Commun. **40** (1982) 337-341
- [170] J. Zschau: *Lotschwankungen in Erdzeiten-Registrierungen mit dem Askania-Bohrloch-Vertikal-Pendel nach A. Graf*, Dissertation, Kiel (1974)
- [171] R. Sigl: *Der Beitrag der Satellitengeodäsie für die Geowissenschaften*, Mitteilungsblatt des Deutschen Vereins für Vermessungswesen, Landesverein Bayern, **36** (1984) 129
- [172] D.S. Robertson, W.E. Carter, J. Campbell, H. Schuh: *Daily Earth rotation determinations from IRIS very long baseline interferometry*, Nature **316** (1985) 424-427
- [173] C.W. Misner, K.S. Thorne, J.A. Wheeler: *Gravitation*, Freeman, San Francisco (1973)



- [174] W.T. Ni: *Theoretical framework for testing relativistic gravity. IV: A compendium of metric theories of gravity and their post-Newtonian limits*, *Astrophys. J.* **176** (1972) 769-796
- [175] K. Nordvedt jr., C.M. Will: *Conservation laws and preferred frames in relativistic gravity. II. Experimental evidence to rule out preferred frame theories of gravity*, *Astrophys. J.* **177** (1972) 775-792
- [176] K.S. Thorne: *Experimental gravity, gravitational waves, and quantum nondemolition: an introduction*, *QEM* (1983) 325-346
- [177] C.O. Alley: *Laser ranging to retro reflectors on the moon as a test of theories of gravitation*, *QEM* (1983) 429-495
- [178] G. Leuchs, M.W. Hamilton: *Possible applications of squeezed states in interferometric tests of General Relativity*, in: *Frontiers in Quantum Optics* Eds. E.R. Pike, S. Sarkar; Adam Hilger (1986) 106-119
- [179] D. Dewey: *Analysis of gravity wave antenna signals with matched filter techniques*, Fourth Marcel Grossmann Meeting, Rome 1985, Ed. R. Rufini, Elsevier (1986), 581-590
- [180] A. Brillet: *The interferometric detection of gravitational waves*, *JR* (1984) 195-203
- [181] G.W. McMahon: *Experimental study of the vibrations of solid isotropic elastic cylinders*, *J. Acoust. Soc. Am.* **36** (1964) 85-92



