

Wirtsgalaxien von Quasaren
und
Der Laserleitstern für das Very Large Telescope

Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Sebastian Rabien aus München
2. August 2004

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Genzel
 2. Gutachter: Prof. Dr. Ralf Bender
- Tag der mündlichen Prüfung: 27. April 2005

Zusammenfassung

Astronomische Beobachtungen mit großen bodengebundenen Teleskopen sind, bedingt durch die statistischen Prozesse der Lichttransmission durch die Erdatmosphäre, in der räumlichen Auflösung begrenzt. Mittels adaptiver Optik, einer schnellen Korrektur der Lichtwellenfront, kann diese Einschränkung behoben werden. Damit diese Technologie auch für lichtschwache Objekte eingesetzt werden kann, ist eine künstliche Referenzquelle in der Hochatmosphäre nötig. Die vorliegende Dissertation gliedert sich in zwei Teile: Im astronomischen ersten Teil werden Beobachtungen von Quasaren mittlerer bis hoher Rotverschiebung beschrieben. Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Entwicklung eines Lasersystems für das Very Large Telescope in Chile, mit dem ein künstlicher Leitstern erzeugt werden kann.

Mittels optischer und nahinfraroter Aufnahmen radioschwacher Quasare in mehreren Rotverschiebungsbereichen wird im Rahmen dieser Arbeit eine Messung der Leuchtkraft des Quasarkerns sowie der beherbergenden Galaxie vorgenommen. Durch den Vergleich mit der räumlichen Intensitätsverteilung von Punktquellen im selben Feld mit den Beobachtungsobjekten konnte die geringfügig größere räumliche Ausdehnung der Galaxie detektiert werden. Das Helligkeitsverhältnis von Kern und Galaxie wurde mit Hilfe einer Modellierung der Oberflächenhelligkeit und der Anpassung an die Messwerte ermittelt. Dieses Verhältnis wird im Vergleich mit Messungen anderer Gruppen sowie Modellrechnungen der Galaxie- und Quasarbildung im jungen Universum diskutiert. Über den hier betrachteten Rotverschiebungsbereich von $z = 0.8$ bis $z = 2.7$ liegt dieses Verhältnis innerhalb der zu erwartenden Streuung der Modellrechnungen, wobei ein eindeutiger Trend mit dem kosmologischen Alter innerhalb der Fehlergrenzen nicht festgestellt werden konnte. Vergleicht man die Leuchtkraft der hier vermessenen radioschwachen Wirtsgalaxien der Quasare mit radiolauten Objekten sowie anderen Galaxientypen ähnlicher Rotverschiebung zeigt sich, dass diese eher mit Lyman-break Galaxien übereinstimmen und in der mittleren Helligkeit vergleichbar mit 'normalen' L_* Galaxien sind.

Die hier vorgestellten Messungen wurden an einem 3.5m Teleskop ohne Korrektur der atmosphärischen Störungen vorgenommen und sind dadurch prinzipiell in der erreichbaren räumlichen Auflösung begrenzt. Um zukünftige Messungen von Quasaren und ähnliche Projekte, bei denen eine hohe Auflösung gefordert ist, mit größerer Präzision durchführen zu können, ist ein Laserleitstern an einem großen Teleskop nötig. In Kapitel 2 werden die grundlegenden Eigenschaften der Lichttransmission durch die Erdatmosphäre und deren Implikation auf die Abbildung mit astronomischen Teleskopen beschrieben. Im selben Kapitel wird die Physik der Resonanzstreuung an Natriumatomen in der Mesosphäre beschrieben, welche zur Erzeugung des künstlichen Leitsterns genutzt wird und die Grundlage für die Auslegung des Laserleitsterns bildet. In Kapitel 3 wird die Entwicklung und der Test des Lasersystems beschrieben, welches im Rahmen dieser Arbeit für das Very Large Telescope in Chile gebaut wurde. Ziel war es, einen Laser zu entwickeln, der bei 589 nm mehr als 10 W Ausgangsleistung in einer einzelnen Mode mit hoher Strahlqualität erreicht. Mit der Aufteilung des Lasersystems in eine Master-Laser- und eine Verstärkerstufe konnten die Problematiken, welche sich durch thermische Störungen bei hoher Leistung ergeben, gelöst werden. Die cw Verstärkerstufe wurde als injektionsstabilisierter Resonator mit nicht-planarer Geometrie und zwei Farbstoffstrahlen verwirklicht, welche von vier leistungsstarken 532nm Lasern optisch gepumpt werden. Mit Hilfe eines detaillierten Modells des Laserprozesses konnte die Auslegung des Verstärkers erfolgen. Für die Stabilisierung des Verstärkers auf die Resonanzspitze wurden mehrere Methoden getestet. Hierbei konnte eine neue polarisationsspektroskopische Messmethode gefunden werden, welche ein eindeutiges Fehlersignal über den gesamten Phasenbereich liefert, womit eine hochstabile Regelung verwirklicht werden konnte. Mit dem Gesamtsystem konnte stabil eine Einmoden-Ausgangsleistung von 24 W mit hervorragender Strahlqualität erreicht werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Galaxie und Kern von Quasaren mit niedriger Leuchtkraft	7
1.1	Quasare	7
1.1.1	Einführung	7
1.1.2	Aktive Galaxienkerne	8
1.1.3	Bildung von Quasaren	10
1.2	Beobachtung von radioschwachen Quasaren	10
1.3	Datenauswertung	12
1.4	PSF Subtraktion	16
1.4.1	Bestimmung der Intensitätsverteilung der Punktquellen	16
1.4.2	Subtraktion der PSF vom Quasar	20
1.5	Ergebnisse	22
1.6	Möglichkeiten für weitere Beobachtungen	27
2	Adaptive Optik und Laserleitsterne	33
2.1	Prinzipien von adaptiver Optik	34
2.1.1	Wellenfrontdeformation durch atmosphärische Turbulenzen	34
2.1.2	Adaptive Optik	37
2.2	Laserleitsternsysteme	42
2.2.1	Wellenfrontkorrektur mit Laserleitstern	44
2.2.2	Nutzung der Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen	50
2.2.3	Natriumschicht-Leitsterne	51
2.3	Anregung der Natriumschicht mittels Lasereinstrahlung	53
2.3.1	Energieniveaus von Natrium	53
2.3.2	Verbreiterung der Spektrallinien	55
2.3.3	Streuquerschnitt und spektrales Profil der Natrium D ₂ Linie	56
2.3.4	Nichtlineare Wechselwirkungen im Strahlungsfeld	58
2.4	Laser für Natriumschicht-Leitsterne	60
2.4.1	Leistungsbedarf	60
2.4.2	Festkörperlaser	62
2.4.3	Auswahl des geeigneten Lasers	65
3	PARSEC - der Laser für das VLT	67
3.1	Die Laserleitsternanlage für Paranal	68
3.1.1	Strahltransport	68
3.1.2	Projektion des Laserstrahls	69
3.1.3	Umgebungsbedingungen und Laserraum	70

3.2	Verstärkung von cw Laserstrahlung in Farbstoffen	71
3.2.1	Energetische Niveaus von Rhodamine 6G	72
3.2.2	Berechnung der Leistung injektionsstabilisierter Farbstofflaser	73
3.3	Master Laser	84
3.4	Zwischenoptiken	88
3.4.1	Modenanpassung	88
3.4.2	Strahllageregelung	88
3.5	Auslegung des Verstärkerresonators	89
3.5.1	Resonatoreigenschaften	91
3.5.2	Polarisationsrotation	94
3.6	Phasenstabilisierung	96
3.6.1	Genauigkeitsanforderung	97
3.6.2	Frequenzverhalten	98
3.6.3	Aktuatoren	102
3.6.4	Regelelektronik	104
3.6.5	Pound-Drewer-Hall-Methode	105
3.6.6	Hänsch-Couillaud-Detektor	106
3.6.7	Resonatorinterne Polarisations-spektroskopie	108
3.6.8	Intensitätsabhängigkeit und Seitenbandempfindlichkeit des Fehlersignals	116
3.6.9	Kombinierte Stabilisierung auf 647 nm und 589 nm	118
3.6.10	Test der Regelgüte	120
3.7	Farbstoffkreislauf	121
3.7.1	Pumpsystem	123
3.7.2	Düsen	125
3.8	Leistung des Verstärkers	128
3.8.1	Ar ⁺ -gepumpter Verstärker	128
3.8.2	Erste Versuche mit 532 nm-Pumplasern	135
3.9	Ein erster Test des Lasers am Himmel	137
3.10	Aufbau und Test der Laseranlage für das VLT	139
3.11	Ausblick	142
A	Quasaraufnahmen und Punktquellen	147
B	Komponenten	164
	Literaturverzeichnis	172

Einleitung

Fortschritte und Entdeckungen in der astronomischen Forschung waren schon immer eng mit neuen Entwicklungen in der Instrumentierung verknüpft. Im zwanzigsten Jahrhundert hat hier eine rasante Entwicklung stattgefunden: Von ersten optischen Großteleskopen über die Einführung der Radio-, Röntgen- und Infrarotastronomie bis zu den modernen Boden- und Weltraumgestützten Observatorien wurden die Kenntnisse über unser Universum stets erweitert.

Heutzutage stehen uns satellitengestützte Systeme zur Beobachtung von Wellenlängen zur Verfügung, die von der Lufthülle der Erde vollständig absorbiert werden, wie dies der Fall im Röntgen- und Ferninfrarotbereich ist. Bodengestützte Teleskope zur Beobachtung im optischen und nahinfraroten Spektralbereich erreichen heute Spiegeldurchmesser von 10 m und ermöglichen durch das enorme Lichtsammelvermögen die Identifikation extrem schwacher Quellen.

Auch die Entdeckung der Quasare steht im Zusammenhang mit einer technologischen Neuerung: den ersten Radiobeobachtungen in den 40er Jahren. Schon bald wurde mit der optischen Vermessung der Rotverschiebung - und damit der Entfernung - klar, dass Quasare eine enorme Leuchtkraft besitzen. Die von den hellsten Quasaren erreichte Leuchtkraft von $L \sim 10^{47} \text{ ergs}^{-1}$, und die damit über einen Zeitraum von $4 \cdot 10^7$ Jahren freigesetzte Energiemenge von $\sim 10^{62} \text{ erg}$ übertraf alle bis dahin bekannten Quellen, womit Quasare wohl eine der erstaunlichsten Objektklassen im Universum sind. Die Größenordnung dieser Energiemenge liegt im Bereich der Bindungsenergie von massiven Galaxien, womit sicherlich eine Wechselwirkung mit der Entwicklung von Galaxien insgesamt und dem umgebenden intergalaktischen Medium gegeben ist.

Auch heute, nachdem die Quelle mit der Gravitationsenergie supermassiver schwarzer Löcher geklärt ist, sind viele Fragen rund um die Bildung dieser Objekte und dem Zusammenspiel zwischen der Galaxie, Quasarkern und der Umgebung noch unbeantwortet. Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit einem Aspekt dieses Komplexes. Mittels optischer und nahinfraroter Aufnahmen von Quasaren bei verschiedenen Rotverschiebungen sowie dem Vergleich mit einer Punktquelle aus dem jeweils selben Feld konnte das Helligkeitsverhältnis zwischen Kern und beherbergender Galaxie ermittelt werden. Über den hier betrachteten Rotverschiebungsbereich von $z = 0.8$ bis $z = 2.7$ liegt dieses Verhältnis innerhalb der zu erwartenden Streuung von Modellrechnungen zur Galaxien- und Quasarbildung, wobei ein eindeutiger Trend mit dem kosmologischen Alter innerhalb der Fehlergrenzen nicht festgestellt werden konnte. Vergleicht man die Leuchtkraft der hier vermessenen radioschwachen Wirtsgalaxien der Quasare mit radiolauten Objekten, sowie anderen Galaxientypen ähnlicher Rotverschiebung, zeigt sich, dass diese eher mit Lyman-break Galaxien übereinstimmen und in der mittleren Helligkeit vergleichbar mit 'normalen' L_* Galaxien sind. Dieses Ergebnis favorisiert ein Bild, in dem die meisten Galaxien schwarze Löcher beherbergen.

Die Limitation in der Genauigkeit der Messungen hängt wesentlich mit der Störung durch die Erdatmosphäre zusammen. Dadurch, dass mit einem bodengebundenen Teleskop beobachtet wurde, sind die Quasaraufnahmen in der räumlichen Auflösung durch das atmosphärische 'seeing' begrenzt. Dies ist ein Effekt, welcher bei Lichttransmission durch turbulente Luftschichten ein 'Verschmieren' der Aufnahmen auf einen Fleck von rund $0.5\text{--}1''$ Durchmesser bewirkt.

Heutzutage gibt es eine Möglichkeit die Störungen der Erdatmosphäre mittels adaptiver Optik zu korrigieren. Diese Technologie wird in Kapitel 2 eingehend erläutert. Kurzgefasst wird eine Messung der Phasenstörung der Lichtwellenfront nach dem Durchtritt durch die Atmosphäre vorgenommen, und mittels eines schnellen deformierbaren Spiegels korrigiert. Das Ergebnis dieser Korrektur ist eine beugungsbegrenzte Abbildung des Beobachtungsobjekts.

An mehreren Teleskopen sind solche Systeme bereits im Einsatz und ermöglichen fantastische Ergebnisse. Für eine Vielzahl astronomischer Objekte - wie auch für die hier vermessenen Quasare - ist diese Technik noch nicht direkt anwendbar, da für eine ausreichend genaue Messung der Störung eine Mindestlichtmenge erforderlich ist. Die hier vermessenen Quasare sowie die Objekte in direkter Nachbarschaft sind schlichtweg zu dunkel um eine Korrektur mit adaptiver Optik zu ermöglichen.

Der größte Teil dieser Arbeit beschäftigt sich darum mit der Entwicklung eines Lasers, welcher eine künstliche Referenzquelle in der oberen Atmosphäre erzeugen kann. Mit diesem 'Laserleitstern' ist es dann möglich an nahezu jedem Punkt des Himmels beugungsbegrenzte Aufnahmen und Spektren zu gewinnen. In Kapitel 2.1 werden die optischen Effekte atmosphärischer Turbulenz eingehend beschrieben, woraus sich Anforderungen an die Helligkeit des Laserleitsterns berechnen lassen. Die Nutzung der Resonanzfluoreszenz von Natrium zur Erzeugung des Sterns in einer Höhe von ~ 95 km über dem Boden wird in Kapitel 2.2 und den darauf folgenden beschrieben. Hier werden die grundlegenden Berechnungen vorgenommen, die zur Auslegung eines Laserleitsternsystems nötig sind. Aus diesen Berechnungen, aber auch aus den Erfahrungen, die wir mit einem ersten Testsystem am Calar Alto in Spanien gesammelt hatten, ergab sich, dass kein kommerziell erhältlicher Laser den Anforderungen an cw-Leistung, Strahlqualität und Stabilität genügen konnte. Aus diesem Grunde wurde eine eigene Entwicklung eines injektionsstabilisierten Farbstofflasers vorangetrieben. In Kapitel 3 wird das Lasersystem beschrieben, welches im Rahmen dieser Arbeit für das Very Large Telescope (VLT) in Chile entwickelt und gebaut wurde. Für die Berechnung der Leistung und Konversionseffizienz wird in Kapitel 3.2 ein detailliertes Modell vorgestellt. Damit eine Verstärkung von cw Laserstrahlung effizient stattfinden kann, ist eine resonante Überhöhung des eingestrahlten Seed-Lasers nötig, womit eine aktive Stabilisierung der optischen Weglänge im Verstärkerresonator mit hoher Präzision gefordert ist. In Abschnitt 3.6 sind die hierfür entwickelten Methoden beschrieben. Mit einer neuen polarisationsspektroskopischen Messmethode wird ein eindeutiges Fehlersignal über den gesamten Phasenbereich generiert, womit eine hochstabile Regelung verwirklicht werden konnte. Die Ergebnisse der Versuche finden sich in Kapitel 3.8. Mit einer einmoden cw Ausgangsleistung von ~ 24 W bei 589 nm konnte der bis dahin leistungsstärkste Laser dieser Klasse realisiert werden.

Kapitel 1

Galaxie und Kern von Quasaren mit niedriger Leuchtkraft

1.1 Quasare

1.1.1 Einführung

Bald nach dem Beginn von astronomischen Radiobeobachtungen wurden in der Mitte der 50er Jahre die ersten extragalaktischen Quellen detektiert. Die detektierte Strahlung war nicht-thermischer Natur und die Polarisationsseigenschaften wiesen auf Synchrotronprozesse als Ursache hin. Damit schöpft eine typische Radioquelle ihre Energie aus relativistischen Elektronen in einem magnetischen Feld. 1958 wies Geoffrey Burbidge darauf hin, dass die minimale Energie, die in den relativistischen Partikeln gespeichert ist, in der Größenordnung von 10^{60} erg liegen muss. Diese enorme Energiemenge konnte nicht mit thermonuklearen Quellen erklärt werden und mit dem Wegweisenden Artikel von Hoyle & Fowler 1963 begann sich die Idee durchzusetzen, dass die Energiequelle dieser Radioquellen ihren Ursprung in der Gravitation haben muss. Hoyle & Fowler konnten zeigen, dass der innere Druck supermassiver Objekte der eigenen Gravitationskraft nicht widerstehen kann, zu einer instabilen Situation führt und mit einem Gravitationskollaps des Objekts endet.

Die Entdeckung der Quasi stellaren Objekte (QSO's oder Quasare) 1963 folgte aus einer Serie von Beobachtungen, in der die Größe der 300 ersten bekannten Radioquellen des *Third Cambridge Catalogue* vermessen wurde. Unter allen Quellen waren mehrere 10, deren Ausdehnung kleiner als $1''$ war. Eine dieser Quellen, 3C48, konnte mit einer stern-ähnlichen optischen Quelle identifiziert werden, deren Spektrum äußerst ungewöhnliche Eigenschaften aufwies, wie starke Emissionslinien. Ferner fanden Matthews & Sandage 1963, dass das ausgesandte Licht zeitliche Schwankungen zeigte. Nach der sehr genauen Radio Positionsbestimmung einer weiteren kompakten Quelle, 3C273, mittels Mondbedeckung durch Hazard, Mackey & Shimmins 1963 konnte im optischen das Spektrum vermessen werden und vier Emissionslinien [OIII], H_α , H_β und H_γ konnten identifiziert werden. Die große Überraschung war die daraus bestimmte Rotverschiebung von 3C273: Mit $z = 0.16$ musste die Klassifikation als Stern in der Milchstraße aufgegeben werden und die Helligkeit musste damit 100 mal so groß sein wie eine gesamte Galaxie.

Aus den Beobachtungen der damaligen Zeit folgten die von Maarten Schmidt aufgestellten Kriterien zur Definition eines Quasars:

- Stern-ähnliche Erscheinung, Identifikation mit einer Radioquelle
- Variabilität der Emission
- Hoher UV Fluss der Strahlung
- Breite Emissionslinien im Spektrum
- Hohe Rotverschiebung

Diese Kriterien mussten allerdings im weiteren modifiziert werden, insbesondere was die Radioemission der Quasare betrifft. Von Ryle & Sandage 1964 wurde beobachtet, dass Objekte mit einem hohen UV-Anteil in der Strahlung (UVX-Objekte), nahe einer bekannten Radio-position, in nahezu jedem Fall, mit einem Quasar assoziiert werden können. Allerdings fanden sich auch einige UVX-Objekte, die mit keiner Radioemission in Einklang zu bringen waren: Die neue Klasse der radioschwachen Quasare war damit gefunden und es wurde bald klar, dass starke Radioemission nur bei einem kleinen Teil der Population charakteristisch ist. Die Detektion von UVX-Objekten hat sich als sehr effektiv bei der Suche nach neuen Quasaren erwiesen, bis zu einer Rotverschiebung von $z \gtrsim 2.2$, wenn Emissionslinien den Effekt des UV-Exzess reduzieren. Bei hoher Rotverschiebung werden die meisten Quasare mit Aperturspektroskopie und Mehrfarbendetektion nachgewiesen.

1.1.2 Aktive Galaxienkerne

Klassifizierung

Wenn am Anfang der Entdeckungsgeschichte Quasare als eigene Objektklasse betrachtet wurden, lag das an den herausragenden Eigenschaften, die damit assoziiert sind, insbesondere die unübertroffene emittierte Energiemenge. Im Laufe der weiteren Forschungen hat sich dann erwiesen, dass das Quasarpheänomen als Teil eines verallgemeinerten Bildes zu sehen ist, welches auf einem aktiven Galaxienkern (AGN - active galactic nucleus) beruht. Galaxien, die eine erhöhte Aktivität des Kerns zeigen, werden in verschiedene Klassen unterteilt:

- Seyfert-Galaxien besitzen von der Morphologie her einen stern-ähnlichen Kern in einer meist spiralförmigen Galaxie und zeigen entweder eine starke Kontinuumsmission sowie starke Emissionslinien, die mehrere tausend km/s breit sein können (SeyfertI), oder ein schwaches Kontinuum und schmale Emissionslinien (SeyfertII).
- Radiogalaxien werden mit Radioquellen identifiziert, und viele dieser Quellen zeigen ein elliptisches Erscheinungsbild oder aber eine stark gestörte Morphologie. Ein optisch detektierbarer Kern emittiert starke Kontinuumsstrahlung und Linienmission kann in einigen Quellen ausgemacht werden.
- BL-Lac-Objekte zeigen extreme Kontinuumsmission im Kern, hohe Variabilität und Polarisation. Linienmission ist nicht oder nur sehr schwach präsent. BL-Lac-Objekte werden meist bei der optischen Identifikation von Radio- oder Röntgenquellen gefunden.
- Blazare als Klasse bestehen aus BL-Lac-Objekten und Quasaren, die eine schnelle Variabilität zeigen. Das Kontinuum dieser Objekte ist von nicht-thermischer Emission gekennzeichnet und höchstwahrscheinlich durch relativistische Bewegung der emittierenden Region fokussiert (relativistic beaming).

- Liner, 'low ionisation emission line regions', werden in einem Großteil von Galaxien gefunden. Sie zeigen schwach angeregte Linienemission und können als schwache SeyfertII-Kerne betrachtet werden.

Die Unterscheidung in Seyfert-Galaxien und Quasare ist eher historisch zu sehen. Heute ist die einhellige Meinung, dass beides auf demselben Phänomen beruht, nur werden meist Seyfert Galaxien mit näher gelegenen Objekten geringerer Leuchtkraft assoziiert. Die Grenze bis zu der eine Galaxie als Seyfert klassifiziert wird, ist nicht klar definiert und wird meist bei einer Leuchtkraft von $M_B \approx -22$ angesetzt. Dies ist in etwa eine Leuchtkraft, bei der der QSO zwei Magnituden heller als eine Galaxie mit L_* ist.

Das Standardmodell

Heutzutage geht man von einem Standardmodell für aktive Galaxienkerne aus, mit dem der größte Teil der Eigenschaften einheitlich erklärt werden kann. Eine Zusammenfassung findet sich z.B. bei Kembhavi & Narlikar 1999 oder Robson 1996. Die frühen Ideen von Hoyle & Fowler 1963 zum Gravitationskollaps von Masseansammlungen zu einem kompakten Objekt, welches als Energiereservoir für Quasare dient, fanden in modifizierter Form Eingang in das Akkretionsscheibenmodell. Die Basis des von Rees 1984 ausgearbeiteten Modells von Akkretion von Materie auf ein supermassives schwarzes Loch im Zentrum der aktiven Galaxie kann in den Grundzügen bis heute als beständig angesehen werden. Unter der Annahme, dass diese Objekte existieren und bisher auch die beste Erklärung für aktive Galaxienkerne darstellen, können einige Eigenschaften der Masseakkretion vorhergesagt werden.

Eine charakteristische Größe bei der Masseakkretion ist die Eddington-Leuchtkraft, die sich auf sphärische Masseanziehung bezieht. Photonen, die aufgrund der freigesetzten Energie während der Akkretion emittiert werden, üben einen nach außen gerichteten Druck auf die Elektronen der Materie durch Compton-Streuung aus, während die Protonen hauptsächlich durch die Gravitation beeinflusst werden. Mit zunehmender Leuchtkraft nimmt der Strahlungsdruck zu, so dass ab einer Obergrenze keine höhere Massenakkretion stattfinden kann. Die Leuchtkraft L_{edd} ist damit die maximal durch Akkretion erreichbare Helligkeit, unter der Annahme sphärischer Geometrie und Thomson-Streuung:

$$L_{edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.1.1)$$

wobei M die Masse des anziehenden Körpers ist, σ_T der Thomson-Streuquerschnitt, G die Gravitationskonstante und m_p die Protonmasse. Mit der Eddington-Leuchtkraft ist verknüpft die Rate, mit der die Massenzunahme erfolgen muss um die entsprechende Strahlungsmenge zu erzeugen, unter der Annahme einer Konversionseffizienz von Masse in Strahlung von eins:

$$\dot{M}_{edd} = \left(\frac{4\pi G m_p}{c \sigma_T} \right) M = \frac{M}{t_{edd}} \quad (1.1.2)$$

mit der Definition der Eddington-Zeit t_{edd} als der Zeit, die für einen Körper nötig ist, seine gesamte Restmasse am Eddington-Limit abzustrahlen.

Im heute allgemein akzeptierten Standardmodell für AGN wird um die zentrale Masse eine Akkretionsscheibe angenommen, über die der Massenfluss stattfindet. Details zu der Physik von Akkretionsscheiben finden sich in einer Vielzahl von Veröffentlichungen, z.B. bei Shakura & Sunyaev 1973, Rees 1984 und Blandford 1990.

1.1.3 Bildung von Quasaren

Die primäre Frage, *wie* supermassive schwarze Löcher im frühen Universum sich bilden, ist bisher nicht eindeutig beantwortet und ein Gebiet aktueller Forschung. Mit der Formation von Quasaren sind einige Fragen verknüpft, die sich um die allgemeine Entstehungsgeschichte von Galaxien und Quasaren im Universum drehen. Ein zentraler Punkt hierbei sind Beobachtungen der Quasardichte über weite Rotverschiebungsbereiche. Mit der Beobachtung von über 6000 Quasaren des 2dF Surveys kann die Leuchtkraft Funktion Φ , die Anzahl der Quasare pro Einheit des mitbewegten Volumens, bei unterschiedlichen Rotverschiebungen bestimmt werden (Boyle *et al.* 2000). In Übereinstimmung mit anderen Beobachtungen zeigen Quasare eine Evolution in der optischen Leuchtkraftfunktion mit der Rotverschiebung: Von der heutigen Epoche rückblickend nimmt die Dichte, oder die Leuchtkraft, der Quasare bis zu $z \approx 2$ deutlich zu, um jenseits von $z \approx 3$ wieder abzunehmen (Fan *et al.* 2001). Im Bereich um $M_B \approx -24$ ist $\Phi(M_B)$ bei $z = 2$ rund 20 mal so groß wie bei $z = 0.4$. Heutzutage sehen wir also nur noch die aussterbenden Mitglieder der Quasar-Familie. Die emittierte Strahlung von Quasaren hat seit dem Maximum in der 'Quasar Epoche' bei $z = 2 \sim 3$ um mehr als einen Faktor Hundert abgenommen. Diese extreme Evolution ist sicherlich eines der bemerkenswertesten Phänomene der Astronomie, und der Gedanke, dass diese, in der einen oder anderen Weise, mit der kosmischen Entwicklung von Galaxien verknüpft sein muss, liegt nahe. In der Tat gehen Modellrechnungen heutzutage davon aus, dass diese Verbindung besteht: Kauffmann & Haehnelt 2000 haben ein Modell für das Wachstum supermassiver schwarzer Löcher bei Galaxienkollisionen, unter der Voraussetzung eines von kalter dunkler Materie dominierten Universums, aufgestellt. Die Abnahme der Quasarezahl mit kosmischer Epoche sollte hiernach mit einem Rückgang der Rate der Galaxienkollisionen, der Abnahme der zur Verfügung stehenden kalten Gasmenge, die dem schwarzen Loch zugeführt werden kann, sowie einer Zunahme der Zeitspanne für die Gasakretion, einhergehen. Dieses Modell sagt einen Zusammenhang zwischen der Masse des zentralen schwarzen Lochs und der Leuchtkraft der Galaxie voraus, ähnlich wie sie in nahen AGN gefunden wird (Kormendy & Richstone 1995, Magorrian *et al.* 1998). Der Zusammenhang zwischen der absoluten Magnitude des Quasars und der diesen Kern beherbergenden Galaxie sollte sich nach Kauffmann & Haehnelt 2000 mit der Rotverschiebung der Quelle ändern: Bei höherer Rotverschiebung sollten gleich helle Kerne in zunehmend schwächeren Galaxien gefunden werden. Diese Voraussage kann als Ansatzpunkt für eine experimentelle Überprüfung herangezogen werden.

1.2 Beobachtung von radioschwachen Quasaren

Um eine mögliche Verbindung zwischen der Entwicklung von 'normalen' Galaxien, schwarzen Löchern und ihren Wirtsgalaxien über einen weiteren Zeitraum experimentell zu verifizieren, haben wir für die hier vorgestellte Studie eine Stichprobe von Quasaren beobachtet und die Leuchtkraft ihres Kerns mit der ausgedehnten Emission der darunter liegenden Galaxie verglichen. Die beobachteten Quasare sind über einen Rotverschiebungsbereich von 0.8-2.7 ausgewählt, wobei die meisten der Objekte im Bereich um $z \approx 0.8$ und 1.2 liegen, einige im Bereich $z \approx 1.8$, sowie zwei bei $z \approx 2.7$. Alle Quasare wurden nach ihrer absoluten Leuchtkraft selektiert um die extremen Beispiele aus der QSO Familie auszuschließen, welche kaum repräsentativ für die allgemeine Entwicklung von Galaxien sein können. Der Bereich der Leuchtkraft der Objekte liegt bei $M_V \approx -22.5 \sim -25$ und ist damit ungefähr einen Faktor zwei über der Grenze, bei dem normalerweise zwischen Seyfert und Quasar unterschieden

wird. Die Identifikation der Beobachtungsobjekte als Quasar wurde im Rahmen der Surveys von Marano, Zamorani & Zitelli 1988, Boyle *et al.* 1990 und Boyle, Jones & Shanks 1991 mittels Selektion nach UV-Exzess und spektroskopischer Überprüfung vorgenommen.

Insgesamt 18 Quasare aus diesen Surveys wurden am ESO NTT Teleskop in La Silla mit zwei Instrumenten beobachtet: Für die Beobachtungen im sichtbaren Spektralbereich wurde die CCD Kamera SUSI2 eingesetzt und für die infraroten Beobachtungen SOFI.

Um die Daten frei von den in Quasarspektren präsenten Emissionslinien – wie [OIII] oder H_α – zu halten und die Beobachtungen im gleichen Band des Ruhesystems vorzunehmen, wurden die Filter passend zu den jeweiligen Rotverschiebungen gewählt: Für $z \approx 0.8$ wurde das I-Band genutzt, für $z \approx 1.2$ das J-Band, für $z \approx 1.8$ das H-Band und für die zwei Quasare bei $z \approx 2.7$ das Ks-Band. Mit dieser Wahl der Filter ist ein 'fairer' Vergleich zwischen der Kontinuumsleuchtkraft des Kerns und der von stellarem Licht stammenden Leuchtkraft der Galaxie möglich. Die Filterkurven sind in Abbildung A.9 gezeigt. In Tabelle 1.2 sind die Daten für die beobachteten Objekte zusammengefasst. Die Integrationszeiten pro Quasar liegen im Bereich zwischen einer und zwei Stunden, wobei die höher rotverschobenen Objekte bevorzugt länger belichtet wurden. Während der veranschlagten Teleskopzeit für diese Beobachtungen wurden nur die besten atmosphärischen Bedingungen genutzt, wobei der Bereich des 'Seesings' zwischen $0.6''$ bis $0.8''$ lag.

Objekte und Beobachtungsparameter

Objektname	RA (B1950.0)	Dec (B1950.0)	z	Int	Filter	Datum
MZZ 9854	03 11 59.8	−55 31 56	2.706	7110	K _s	09/20/99
MZZ 5250	03 13 49.8	−55 20 31	1.192	1680	J	09/20-21/99
SGP 2:16	00 50 28.2	−29 07 42	0.852	1620	H	09/21-22/99
MZZ 1246	03 14 36.7	−55 05 24	1.132	3480	J	09/21/99
MZZ 921	03 15 36.7	−55 01 58	1.972	4320	H	09/21/99
QS M3:36	22 02 01.5	−19 01 46	0.873	3510	H	09/22/99
MZZ 2994	03 14 40.7	−55 13 49	2.735	6840	K _s	09/22/99
MZZ 9554	03 12 51.1	−55 37 02	1.821	2250	H	09/22/99
QS F5:40	03 37 01.4	−44 28 47	0.90	3600	I	02/10/00
QS F1X:66	03 41 29.1	−45 16 12	0.90	3600	I	02/10/00
QM B2:23	10 42 19.1	+00 44 01	0.857	3600	I	02/10/00
QN Y2:09	12 35 04.5	+00 31 57	0.820	3600	I	02/10/00
QN Y2:16	12 35 20.2	+00 33 07	0.866	3600	I	02/10/00
QN Z4:24	15 18 00.0	+03 01 21	0.826	3600	I	02/10/00
F861:134	12 39 27.8	−00 25 49	1.12	3600	J	02/12/00
QS F5:25	03 38 06.1	−44 18 32	1.762	3600	H	02/13/00
QN B2:28	10 41 28.4	+00 56 46	1.194	3600	J	02/13/00
F855:155	10 44 28.7	−00 04 14	1.789	3600	H	02/13/00
QN Y2:19	12 35 22.8	+00 17 28	1.122	3600	J	02/13/00

Tabelle 1.1: Spalte (1) – Name des Quasars. Spalte (2) – Rektaszension in Epoche B1950.0. Spalte (3) – Deklination in Epoche B1950.0. Spalte (4) – Rotverschiebung der Quelle. Spalte (5) – Gesamte Integrationszeit im Bandpass des Filters aus Spalte (6). Spalte (6) – Filter. Die I-Band Bilder wurden mit SUSI2 am NTT aufgenommen, die Infrarotaufnahmen mit SOFI am NTT. Spalte (7) – Datum der Beobachtung (UT) im Format MM/DD/YY.

1.3 Datenauswertung

Die gesamte Integrationszeit, die in Spalte 7 von Tabelle 1.2 gelistet ist, setzt sich jeweils aus einer Serie von Belichtungen zusammen. Die Belichtungszeit der individuellen Aufnahmen richtet sich nach der Helligkeit der Quelle und dem Himmelshintergrund. Um die Belichtungszeit auf der Quelle zu maximieren wurde zwischen den einzelnen Aufnahmen die Teleskopposition in einem zufälligen Muster um je $\approx 20''$ versetzt, womit der Himmelshintergrund aus einer Kombination aller Aufnahmen bestimmbar ist, und keine zusätzlichen Belichtungen nötig sind. Der Abstand von $\approx 20''$ zwischen den Aufnahmen ist einerseits groß genug, damit kein Überlapp zwischen den Quellenpositionen und insbesondere den Streulichtverteilungen stattfindet, andererseits wird das Gesichtsfeld nicht unnötig eingeengt, womit eine große Anzahl weiterer Quellen im Bild zur Bestimmung der PSF vorhanden ist.

I-Band Aufnahmen

Der Detektor von SUSI2 besteht aus zwei CCD Detektoren mit jeweils 4096×2048 Bildpunkten (Pixel), wobei ein Bining von 2 verwendet wurde. Die Quanteneffizienz im I-Band beträgt rund 0.3 und der Dunkelstrom $n \approx 12 \text{ e}^-/\text{pixel}/\text{stunde}$ (Daten von ESO). Die individuelle Belichtungszeit einer Aufnahme war bei allen I-Band Beobachtungen 300s und insgesamt 12 Belichtungen im zufällig versetzten Muster addieren sich zu 3600s Integrationszeit. Die Datenauswertung der optischen Aufnahmen erfolgte mit Standard- und selbstgeschriebenen Routinen in *iraf* und *idl*, und besteht im wesentlichen aus folgenden Schritten:

- Sperrspannungsbestimmung und Subtraktion
- Dunkelstrombestimmung und Subtraktion
- Himmelshintergrundbestimmung
- Korrektur unterschiedlicher Sensitivität über das Bildfeld
- Entfernung 'toter' Pixel
- Verschiebung und Kombination aller Bilder

Durch den physikalischen Aufbau von CCD Detektoren muss an diesen eine Sperrspannung (Bias) angelegt werden. Diese Spannung verbleibt in den Bildern und muss separat bestimmt werden. Die Bestimmung erfolgt mittels Spalten an den Seiten des Detektors, die abgedeckt sind und damit unbelichtet bleiben. Da der Bias nicht uniform entlang der Ausleserichtung ist, sich aber senkrecht zur Ausleserichtung wenig ändert, sind diese Streifen repräsentativ. Da die Zählrate aus dem Bias eine additive Größe ist, kann das so ermittelte 'Biasbild' direkt von den Aufnahmen abgezogen werden.

Ebenfalls additiv ist der Dunkelstrom des Detektors. Dieser wird aus eigens angefertigten Aufnahmen ohne Belichtung bestimmt und subtrahiert. Aus einer Mediankombination aller Bilder kann der Himmelshintergrund bestimmt werden. Der Median wird im Falle einer ungeraden Anzahl von Zahlen aus einer Sortierung der Werte nach Größe und der Selektion des Wertes in der Mitte dieser Reihe bestimmt, im Falle einer geraden Zahl aus der Mittelung der zwei zentralen Werte. Hiermit werden alle Quellen, die in den versetzten Bildern nicht überlappen, ignoriert, ebenfalls sind 'tote' Pixel von der Bestimmung des Himmelshintergrunds

ausgeschlossen. Eine 'beste' Sortierung erhält man mit einer zusätzlichen Ausmaskierung aller Quellen und toten Pixel, vor der Medianbestimmung. Hierzu wird eine Maske erstellt, in der alle Bildpunkte oberhalb einer Flussgrenze, grösser als die Hintergrundvariationen, mit Null markiert werden, und alle weiteren mit Eins. Hiermit wird sichergestellt, dass die Hintergrundbestimmung nicht von hellen Quellen kontaminiert wird. Die in Abbildung 1.3 als Beispiel gezeigte Aufnahme von QS F5:40 zeigt links eine der 12 Integrationen und rechts das fertig reduzierte Bild aus der Kombination aller Aufnahmen und der Subtraktion des Hintergrunds. Im rohen Bild sind beide Detektoren und die Spalten zwischen diesen zu sehen. Im Hintergrund des Bildes ist ein deutliches Interferenzmuster aufgrund der Abdeckung der CCDs zu sehen. Glücklicherweise ist dieses Muster zeitlich stabil und damit ebenfalls in der Mediankombination aller Aufnahmen in der selben Stärke vertreten. Die einfache Subtraktion des Hintergrunds entfernt somit auch diese Interferenzen. Im Zentrum des reduzierten Bildes kann ein erhöhtes Rauschen festgestellt werden, welches durch die geringere Belichtungszeit der Bereiche, in denen der zentrale Spalt zwischen den Detektoren zu liegen kommt, zustande kommt.

Da jedes der Pixel eine leicht unterschiedliche Empfindlichkeit zeigen kann, muss eine Korrektur hierzu vorgenommen werden. Hierzu kann wiederum der Medianhintergrund herangezogen werden. Unter der Annahme, dass der Hintergrund aus einer räumlich verteilten Quelle stammt (Nachtleuchten des Himmels), steht zu erwarten, dass die Beleuchtung durch die extreme Defokussierung uniform ist. Mit einer Normierung des Hintergrunds auf einen Mittelwert von eins ist damit die lokale Empfindlichkeit des Detektors bekannt und kann mit einbezogen werden.

Infrarotaufnahmen

Die Datenreduktion der im nahen Infrarot gemessenen, höher rotverschobenen Quellen unterscheidet sich nicht wesentlich von denen im Sichtbaren. Der Detektor von SOFI ist ein HAWAII HgCdTe Photodiodenfeld mit 1024x1024 Pixel. Durch den physikalischen Aufbau und die Ausleseelektronik fallen die vorher für CCD Detektoren genannten Schritte der Biasbestimmung weg. Im weiteren wurde die Datenreduktion mit Dunkelstromsubtraktion, Mediankombination und Ausmaskierung von Quellen zur Himmelshintergrundbestimmung, wie vorher beschrieben, durchgeführt. Im nahen Infrarot allerdings sind die Aufnahmen durch den erhöhten Hintergrund des 'warmen' Nachthimmels dominiert, wodurch die limitierende Magnitude, bei vergleichbaren Belichtungszeiten, geringer ausfällt als im sichtbaren Spektralbereich.

Photometrie der Quellen

Um über den Fluss der detektierten Quellen eine Aussage treffen zu können, müssen die Zählraten, die gemessen werden, mit einer bekannten Quelle verglichen werden. Hierzu wurden für alle Aufnahmen Standardsterne gemessen, deren Magnitude in den entsprechenden Filterbändern bekannt ist. Die Magnitude der Standardsterne wurde für die I-Band Beobachtungen aus Landolt 1992 entnommen und die der Infrarotstandards aus Persson *et al.* 1998. In Tabelle 1.3 sind die Beobachtungsparameter und die Magnituden hierfür aufgelistet.

Im Vergleich mit den Standardsternen, die jeweils in der selben Nacht wie die zugehörigen Quasare beobachtet wurden, kann der Nullpunkt der Magnitude berechnet werden, und damit die Magnitude, die der Zählrate bei der Quasarbeobachtung entspricht. Die Magnitudendif-

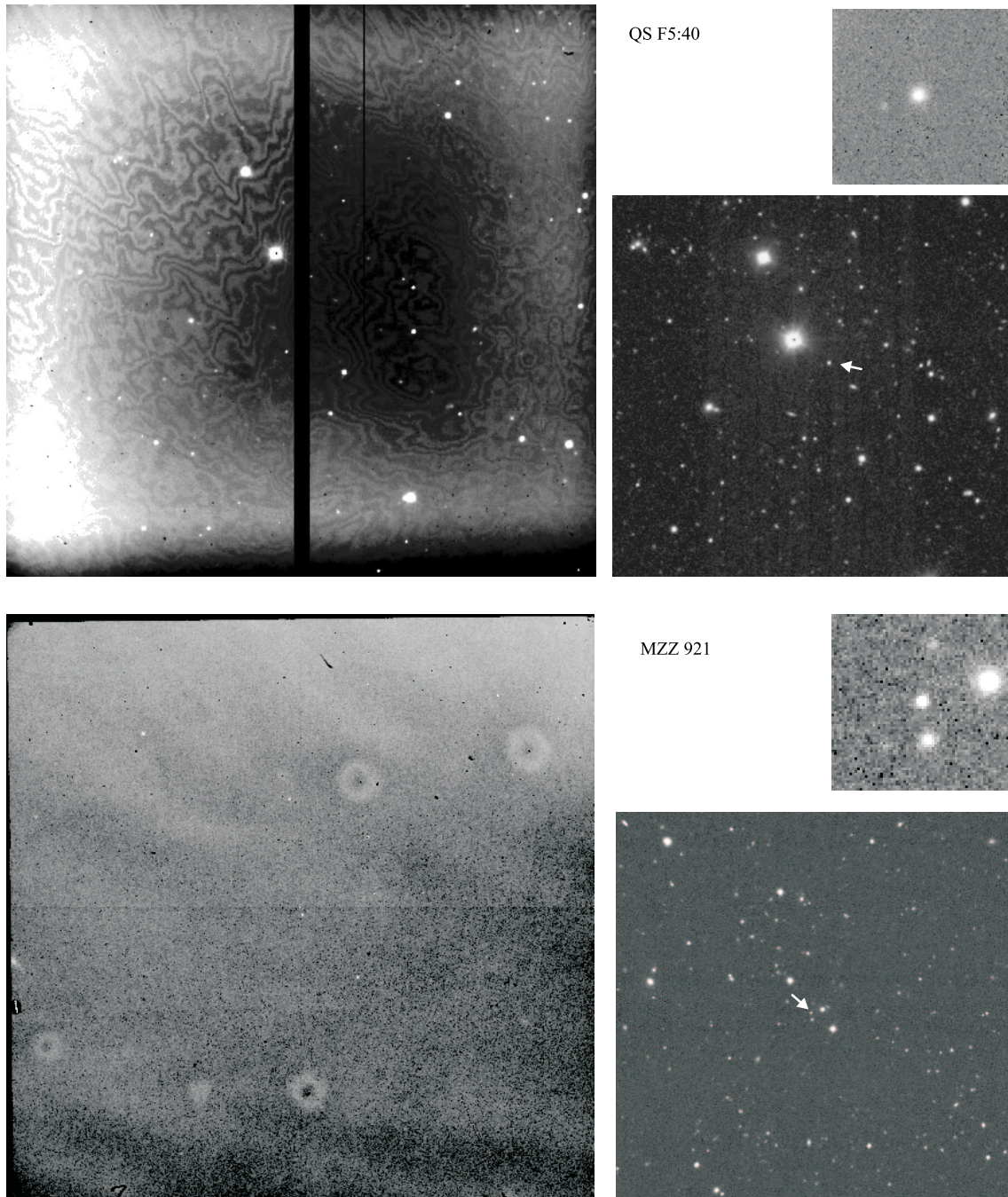


Abbildung 1.1: Links Oben: Rohe CCD Aufnahme von QS F5:40 mit 300s Integrationszeit. Deutlich ist die unterschiedliche Empfindlichkeit über das Bild zu sehen sowie das starke Interferenzmuster, welches sich durch die Beschichtung der CCD ausbildet. In der Mitte befindet sich der Spalt zwischen den zwei CCD chips und die unbelichteten Spalten, die zur Dunkelstromkalibration genutzt werden. Rechts daneben die reduzierte Aufnahme aus der Kombination von 12 Bildern, wobei die nicht überlappenden Teile weggeschnitten sind. Die Position des QSO ist mit einem Pfeil markiert. In den Bereichen, in denen der Spalt zwischen den Detektoren zu liegen kommt, ist das Rauschen im kombinierten Bild durch die geringere Belichtungszeit etwas höher. Oben rechts ist der kleine Bildausschnitt um den Quasar gezeigt. In der unteren Reihe eine rohe und reduzierte H-Band Aufnahme von MZZ 921 mit der gleichen Systematik.

Standardsterne I-Band

Name	RA	Dec	Rate	Int	V	V-R	V-I	Filt.	Z_P	Datum
98 642	06 51 59	-00 21 33	50806	30	15.29	0.393	0.697	I	30.8	02/10/00
98 650	06 52 05	-00 19 40	497852	30	12.271	0.086	0.166	I	30.79	02/10/00
98 627	06 51 53	-00 22 03	93179	30	14.9	0.387	0.817	I	30.89	02/10/00

Standardsterne Nahinfrarot

Name	RA	Dec	Rate	Int	J	H	Ks	Filt.	Z_P	Datum
9172	17 48 22.7	-45 25 45	25314	20	12.477	12.118	12.031	Ks	24.76	09/21/99
9172	17 48 22.7	-45 25 45	40300	20	12.477	12.118	12.031	H	25.26	09/21/99
9115	05 36 44.8	-34 46 39	30115	20	12.069	11.874	11.058	Ks	24.65	09/19/00
9115	05 36 44.8	-34 46 39	42205	20	12.069	11.874	11.058	J	25.57	09/19/00
9115	05 36 44.8	-34 46 39	45853	20	12.069	11.874	11.058	H	25.16	02/12/00
9150	13 17 29.6	-05 32 37	63778	20	11.661	11.31	11.267	J	25.62	02/12/00
9115	05 36 44.8	-34 46 39	51081	20	12.069	11.874	11.058	H	25.27	09/20/00
9115	05 36 44.8	-34 46 39	47578	20	12.069	11.874	11.058	J	25.39	02/20/00

Tabelle 1.2: Standardsterne im sichtbaren Spektralbereich aus Landolt 1992, Infrarotstandards aus Persson *et al.* 1998. Spalte (1) – Name des Standards. Spalte (2) – Rektaszension des Feldes in Epoche B2000. Spalte (3) – Deklination in Epoche B2000. Spalte (4) – Integrierte Zählrate des Sterns. Spalte (5) – Zugehörige Integrationszeit Spalte (6)-(8) – Magnituden und Magnitudendifferenzen im jeweiligen Wellenlängenband. Spalte(9) – Filter in dem der Stern beobachtet wurde. Spalte (10) – Datum der Beobachtung (UT) im Format MM/DD/YY.

ferenz zweier Objekte ist definiert mit:

$$m - m_0 = -2.5 \log \frac{f}{f_0} \quad (1.3.1)$$

wobei f_i der Fluss in einer beliebigen Einheit ist, hier die Zählrate, welche am Detektor gemessen wird. m_0 ist per Definition 0, bei einem Vergleich mit einem Stern nullter Magnitude, und $2.5 \log f_0 \equiv Z_P$, mit Z_P als Nullpunkts-Magnitude. Hiermit gilt:

$$Z_P = m + 2.5 \log f \quad (1.3.2)$$

Die in Tabelle 1.3 aufgelisteten Z_P beziehen sich auf die Integrationszeiten, die für die Quasare genutzt wurden. Mit obigen Gleichungen lässt sich dann die relative Magnitude der Quasare berechnen. Um auf die absolute Magnitude zu konvertieren ist noch die Kenntnis der absoluten spektralen Bestrahlungsstärke nötig. In Tabelle 1.3 sind die Werte für einen Stern nullter Magnitude gelistet, ohne Berücksichtigung der Absorption in der Erdatmosphäre. Die Extinktion kann über Mittelwerte miteinbezogen werden: Der Mittelwert im I-Band beträgt in La Silla ≈ 0.08 mag Luftmasse⁻¹.

Die Konversion von der beobachteten relativen Magnitude m in die absolute spektrale Bestrahlungsstärke f_ν erfolgt mit:

$$f_\nu = f_\nu(0) \cdot 10^{-\frac{m}{2.5}} \quad (1.3.3)$$

Die Konversion in eine Leuchtkraft und absolute Magnitude hängt von der Entfernung der Objekte, bzw. deren Rotverschiebung ab. Die allgemeine Herleitung der Leuchtkraft-Rotverschiebungsrelation kann in Standardwerken zur Kosmologie gefunden werden. Aus Weedman 1988:

$$f_\lambda(0) = \frac{2.33 \cdot 10^{-62} L_{\lambda e} H_0^2}{(1+z)[(1+z) - (1+z)^{q_0}]^2} \quad (1.3.4)$$

Absolute spektrale Bestrahlungsstärke

Band	$\lambda_0[\mu m]$	$\Delta\lambda_0$	$f_\nu(0)[Wm^{-2}Hz^{-1}]$	$f_\lambda(0)[ergcm^{-2}s^{-1}\text{\AA}^{-1}]$
I	0.795	0.24	$2.25 \cdot 10^{-23}$	$8.32 \cdot 10^{-10}$
J	1.247	0.3	$1.65 \cdot 10^{-23}$	$3.18 \cdot 10^{-10}$
H	1.653	0.4	$1.07 \cdot 10^{-23}$	$1.18 \cdot 10^{-10}$
Ks	2.162	0.6	$6.73 \cdot 10^{-24}$	$4.17 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 1.3: Absolute spektrale Bestrahlungsstärke in den Filtern, die für die Beobachtung der Quasare benutzt wurden. Daten entnommen aus Allen 1973 für das I-Band, und Wamsteker 1981 für J, H und Ks.

Mit H_0 der Hubble-Konstante zur gegenwärtigen Epoche, z der Rotverschiebung, q_0 dem Beschleunigungsparameter und $L_{\lambda e}$ der emittierten Leuchtkraft in $ergs^{-1}\text{\AA}^{-1}$. Die absolute Magnitude im B-Band M_B kann damit über:

$$-M_B = 2.5 \log \frac{L_{\lambda e}}{4\pi r^2 f_{\lambda(0)} \underset{4400\text{\AA}}{\circ}} \quad (1.3.5)$$

und der Definition der absoluten Bestrahlungsstärke für ein Objekt mit mag_0 im B-Band, $B_0 = 2.5 \log f_{\lambda(0)} \underset{(4400\text{\AA})}{\circ} - 20.42$, berechnet werden. r bezeichnet die Distanz von 10 Parsec in cm. Mit obigen Gleichungen und Kalibrationen ist die Konversion von gemessener Zählrate am Quasar in eine absolute Leuchtkraft des Objekts möglich.

1.4 PSF Subtraktion

1.4.1 Bestimmung der Intensitätsverteilung der Punktquellen

Die Verteilung der Intensität, die eine Punktquelle im Unendlichen über die Pixel des Detektors erzeugt, wird üblicherweise mit PSF, für *point spread function*, bezeichnet. Die Kenntnis der Form ist von entscheidender Bedeutung, um eine Messung der Leuchtkraft von Galaxie und Kern vornehmen zu können. Die Intensitätsverteilung wird einerseits durch die abbildende Optik und die Skalierung der Detektorpixel bestimmt - womit im beugungsbegrenzten Fall eine Airy Verteilung zu erwarten ist - andererseits ist das atmosphärische Seeing für eine Verschmierung dieser Funktion über deutlich größere Bereiche verantwortlich. Eine Beschreibung der optischen Effekte von atmosphärischer Turbulenz wird in Kapitel 2 gegeben. Da die Abbildung durch die turbulente Atmosphäre von statistischen Prozessen dominiert ist, kann keine Voraussage der PSF a priori gemacht werden. Um die PSF zu bestimmen, kann allerdings die Messung einer Punktquelle im Unendlichen herangezogen werden. Weit entfernte Sterne im Gesichtsfeld der Aufnahme erfüllen, bei der hier relevanten Auflösung des Instruments, diese Voraussetzung. Mit den langen Integrationszeiten, die für die Beobachtung der Quasare genutzt wurden, sind eine Vielzahl von weiteren Quellen im Gesichtsfeld des Detektors vorhanden. Unter diesen Quellen muss eine Selektion 'echter' Punktquellen gegen ausgedehnte Objekte vorgenommen werden. In einem ersten Schritt wurden hierzu alle möglichen Quellen im Feld mit Hilfe eines automatischen Algorithmus vermessen. Hierzu wurde das *SExtractor* Software Paket (Bertin & Arnouts 1996) genutzt, mit dem eine Klassifikation der Quellen möglich ist. Mit Hilfe der Detektion aller Quellen im Feld kann zum einen die limitierende Magnitude der Aufnahme überprüft werden, zum anderen kann die Position von

Kandidaten, die als PSF Referenz brauchbar sein können, bestimmt werden. In Abbildung 1.4.1 sind zwei Beispiele hierzu gezeigt, in denen der Unterschied zwischen Beobachtungen im Sichtbaren und im Infraroten deutlich wird. Mit vergleichbaren Integrationszeiten bei beiden Aufnahmen ist die limitierende Magnitude - aufgrund des thermischen Hintergrunds bei Nahinfrarotaufnahmen - im I-Band vier Magnituden größer. Die Gesamtzahl der in den Aufnahmen detektierten Quellen liegt im I-Band bei rund 400-600 Quellen, in J bei 400-500, in H und Ks bei 300-400 (mit einer Ausnahme). Im einzelnen hängt die erreichbare limitierende Magnitude natürlich von der Integrationszeit und den Seeingbedingungen der Beobachtung ab. In Tabelle 1.4.1 sind die Gesamtzahl der Quellen in den Feldern und die daraus resultierende Zahl von Objekten auf ein Quadratgrad normiert aufgelistet. Die selbe Tabelle enthält auch das, aus der Halbwertsbreite der räumlich kleinsten Objekte im Feld bestimmte, Seeing zum Beobachtungszeitpunkt. Grundsätzlich wurden die Beobachtungen unter guten Bedingungen von $0.6 \sim 0.8''$ vorgenommen. Nur eine der Aufnahmen mit $1.4''$ (MZZ 9554) fällt aus der Reihe, und wie an der Zahl der Objekte pro Quadratgrad zu sehen ist, ist die Empfindlichkeit unter diesen ungünstigen Bedingungen deutlich geringer. Die Anzahl der Integrationen, die für die Kombination zum endgültigen Bild genutzt werden konnte, ist ebenfalls aufgeführt. Einige der Aufnahmen mussten aufgrund von Fehlbelichtungen beim Drehen des Bildfeldrotators oder Satellitendurchgang von der Summation ausgeschlossen werden, womit die gesamte Integrationszeit für die einzelnen Quasare teilweise nicht dem Wert entspricht, der in Tabelle 1.2 angegeben ist, und der aus der ursprünglich aufgewandten Teleskopzeit folgt. Insbesondere MZZ 5250 hat eine deutlich geringere Belichtungszeit als die anderen J-Band Aufnahmen.

Aus der automatischen Vermessung der Halbwertsbreiten aller Objekte im Feld konnte für jede der Quasaraufnahmen ein Katalog von Kandidaten erstellt werden, die als PSF Referenz in Frage kommen. Folgende Kriterien wurden zur Selektion der Kandidaten angewandt:

- Die Halbwertsbreite muss in der Gruppe der kleinsten Objekte mit einer Toleranzbreite von $+0.05''$ liegen.
- Die Magnitude der PSF Kandidaten muss mindestens 2 Magnituden unter der Limitierenden des Feldes liegen.
- Der Abstand zum Quasar soll so gering wie möglich sein.
- Die Punktquellen müssen ausreichend isoliert liegen, um Kontamination aus benachbarten Quellen zu vermeiden.

Mit diesen Kriterien blieben je nach Feld 5 bis 25 mögliche Kandidaten, außer in einem der Felder –MZZ9554–, in dem nur zwei detektiert wurden. Beide auch noch mit unterschiedlichen Halbwertsbreiten von $1.4''$ und $1.3''$, womit die Bestimmung der PSF in diesem Feld mit großen Fehlern behaftet ist.

Die Ermittlung der PSF erfolgte in mehreren Schritten, um alle möglichen Kandidaten mit einzubeziehen und zweifelhafte Quellen von der Konstruktion auszuschließen. Als Basis des hierfür entwickelten Algorithmus steht der Prozess der Detektion einer Intensitätsverteilung mit einem Feld aus quadratischen Pixeln: Die in einem Pixel gemessene Zählrate ergibt sich aus einer Integration der Intensität über die Größe des Detektorelements. Die spezifische 'Zählratenverteilung' jeder einzelnen Punktquelle im Feld hängt damit von der Lage des Detektorgitters zum Schwerpunkt der Verteilung ab. Um einen Vergleich aller Quellen miteinander,

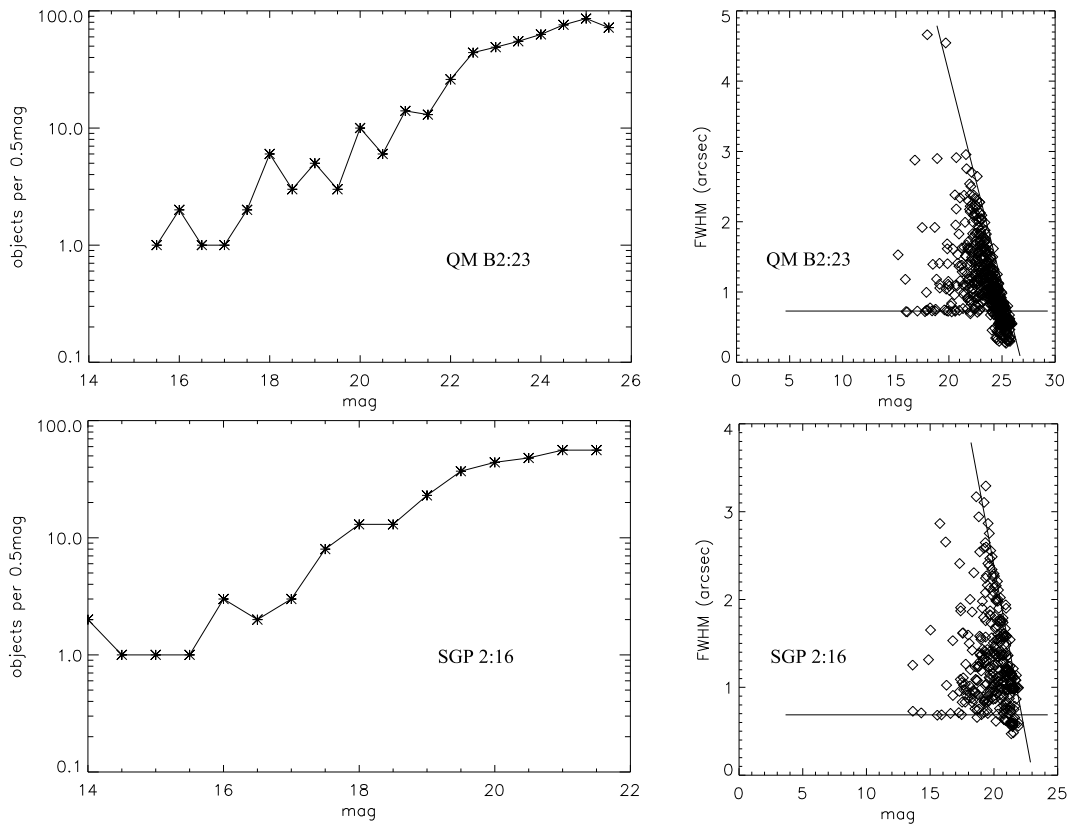


Abbildung 1.2: Beispiel zweier Quellenstatistiken für zwei Wellenlängenbänder. Oben sind die Quellen um QM B2:23 in einem Feld von $3.76' \times 3.62'$ gezeigt (I-Band), unten für das $4.3' \times 4.3'$ große Feld um SGP 2:16 (J-Band). Links ist jeweils die Anzahl aller Objekte in Abschnitten von 0.5 Magnituden gegen die gemessene Magnitude aufgetragen. Auf der rechten Seite der Verteilung beginnt die Kurve von einem exponentiellen Verhalten abzuweichen, wenn die Vollständigkeit der Messung vom Signal-zu-Rausch Verhältnis negativ beeinflusst wird. Im rechten Graph ist ein Symbol pro Objekt eingetragen, wobei die Halbwertsbreite einer angepassten gauß'schen Verteilung gegen die Magnitude aufgetragen ist. In den rechten Bildern ist eine horizontale Linie für die kleinste detektierte Halbwertsbreite eingezeichnet. Entlang dieser Linie des vorherrschenden Seeings sammeln sich die Kandidaten für Punktquellen. Die schräge Linie läuft entlang der Oberflächenhelligkeit, bei der Objekte noch detektierbar sind. Außerhalb, der von den beiden Linien eingeschlossenen Fläche, sind Objekte lokalisiert, die ein ungentügendes Signal aufweisen, womit die Bestimmung der Halbwertsbreite zu Fehlerhaft ist.

Statistik der Quellen im Feld

Feldname	Filter	Seeing	I.Int	Nint	PixScale	Nobj.	X·Y	N·deg ⁻²
MZZ 9854	Ks	0.6	90	79	0.29	407	886x883	83581
MZZ 2994	Ks	1.0	90	79	0.29	358	846x887	73519
SGP 2:16	H	0.7	90	19	0.29	341	892x896	65749
MZZ 9554	H	1.4	90	25	0.29	219	897x887	42417
MZZ 921	H	0.7	90	36	0.29	405	888x883	79569
QS M3:36	H	0.65	90	39	0.29	634	884x881	125450
QS F5:25	H	0.65	90	40	0.29	276	890x887	53877
F855:155	H	0.6	90	40	0.29	368	887x888	71998
MZZ 1246	J	0.8	120	29	0.29	477	888x890	93009
MZZ 5250	J	0.9	120	14	0.29	405	904x896	77053
QN B2:28	J	0.65	120	30	0.29	400	884x890	78348
QN Y2:19	J	0.7	120	30	0.29	478	889x889	93204
F861:134	J	0.75	120	30	0.29	457	869x869	93258
QS F5:40	I	0.8	300	12	0.161	461	1412x1358	120204
QS F1X:66	I	0.9	300	12	0.161	346	1411x1359	90216
QM B2:23	I	0.7	300	12	0.161	576	1412x1361	149859
QN Y2:09	I	0.75	300	12	0.161	421	1410x1361	109688
QN Y2:16	I	0.65	300	12	0.161	500	1409x1359	130555
QN Z4:24	I	0.8	300	12	0.161	501	1411x1358	130727

Tabelle 1.4: Statistik und Anzahl der detektierten Quellen in den Beobachtungsfeldern. Spalte(1)– Name des Quasars. Spalte(2)– Wellenlängenband der Beobachtung. Spalte(3) – Halbwertsbreite der Punktquellen im Feld (Seeing). Spalte(4) – Integrationszeit der individuellen Beobachtung. Spalte(5) – Anzahl der verwertbaren Aufnahmen. Spalte(6) – Pixelskala in " /Pixel. Spalte(7) – Gesamtzahl der detektierten Quellen im Feld. Spalte(8) – Größe der Aufnahme nach Kombination aller Belichtungen in Pixel x Pixel. Spalte(9) – Hieraus ermittelte Quellenzahl pro Quadratgrad.

und später mit dem QSO zu ermöglichen, ist damit eine räumliche Verschiebung um Bruchteile von Pixeln nötig. Mit einer typischen Halbwertsbreite der PSF von $0.6'' \sim 0.8''$ und der Pixelskalierung von $0.161''$ /Pixel (I-Band) und $0.29''$ /Pixel, folgt aus dem Nyquist-Theorem, dass die Verteilung einer bekannten und stetigen Funktion vollständig bestimmt ist. Diese Annahme einer stetigen und 'glatten' Funktion diene als Basis um eine künstliche Intensitätsverteilung mit einer feineren Pixelskala zu konstruieren, womit die sub-Pixel Verschiebung als Integration über verschobene Bereiche dieser Verteilung zu verstehen ist.

Die Konstruktion dieser Verteilung für jeden Kandidaten der Punktquellen erfolgte in einem iterativen Verfahren. Als erste Approximation wird eine seeinglimitierte Abbildung einer Punktquelle gut mit einer Moffat-Funktion beschrieben, definiert durch:

$$M(r) = A \left(1 + \frac{r^2}{\alpha^2} \right)^\beta \quad (1.4.1)$$

mit dem Radius r als Abstand vom Zentrum der Verteilung und drei freien Parametern, die mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die gemessene Verteilung angepasst werden. Die Skalierung der so ermittelten analytischen Funktion ist leicht auf das feinere Gitter projizierbar. Durch immer präsenste Aberrationen in der Abbildung gibt dies natürlich die 'echte' Verteilung nicht wieder, kann aber als Startverteilung für eine bessere Anpassung

genutzt werden. Die Iterationsschritte hierfür sind im einzelnen:

1. Anpassung der initialen Moffatverteilung
2. Expansion dieser Funktion auf das 20-mal feinere Gitter
3. Integration über die ursprüngliche Pixelgröße
4. Subtraktion von der gemessenen PSF
5. Erhöhung bzw Erniedrigung der Pixelwerte, der feinen Verteilung, in den Bereichen, in denen die Differenz von Null verschieden ist
6. 'Glättung' der Funktion durch Faltung mit einer Gauß'schen Verteilung
7. Rückkehr zu Punkt 3, wobei nach Punkt 5 ein Abbruchkriterium der Iteration mit der Minimierung der Differenz eingefügt ist

Mit dieser Iteration ist für die am Detektor gemessene Flussverteilung eine mögliche feinere Verteilung gefunden, welche die integralen Eigenschaften der PSF wiedergibt. Diese Verteilung dient hier als Vergleichskriterium zwischen den Punktquellen. Für alle vorher ausgewählte Kandidaten wurde je eine Verteilung erstellt. Der Mittelwert aus allen wird dann wiederum, mittels Integration über die entsprechenden Pixelbereiche und Differenzbildung zum Messwert mit den individuellen Quellen verglichen. Einzelne Quellen zeigen hierbei eine deutliche Abweichung, was bedeutet, dass diese minimal ausgedehnt sein können oder aus einem Doppelsystem bestehen oder von Aberrationen, insbesondere am Bildfeldrand, beeinflusst sind. Diese Quellen wurden ausgeschlossen und der gesamte Prozess ohne diese wiederholt. Letztendlich steht jetzt eine auf mehrere Punktquellen gestützte Verteilung zur Verfügung, die eine interpolationsfreie Verschiebung der PSF, um Bruchteile von Pixeln, ermöglicht.

1.4.2 Subtraktion der PSF vom Quasar

Bei der direkten Subtraktion der PSF vom Quasar sind zwei Parameter zu bestimmen: Zum einen muss eine exakte Zentrierung erfolgen, zum anderen ist eine Skalierung der PSF nötig, die subtrahiert wird. Die erste Aufgabe wurde hier durch eine Verschiebung der auf den gleichen Maximalfluss skalierten PSF über einen weiteren Bereich des zweidimensionalen Feldes gelöst. Die Standardabweichung der Differenz an jedem Ort der Verschiebung zeigt hierbei ein eindeutiges Minimum für die 'beste' Zentrierung. Als weitere Methode kann ein χ^2 -Test durchgeführt werden, wie von anderen Autoren für die Subtraktion von Hubble Space Telescope (HST) PSF's genutzt (Ridgway *et al.* 2001). Beide Methoden haben sich als äquivalent erwiesen, wobei die Bestimmung der Standardabweichung weniger Rechenzeit benötigt.

Nach erfolgter Zentrierung kann die PSF prinzipiell vom Quasar abgezogen werden, wobei die Frage, *wieviele* subtrahiert werden muss, nicht ohne weitere Modellierung lösbar ist. Dies liegt vor allem daran, dass Form und Größe der darunter liegenden Galaxie per se nicht bekannt sind. Unter der Annahme, dass ein Quasar aus einer Galaxie und einer zentralen Punktquelle besteht, kann ein Intensitätsprofil modelliert und mit den Messwerten verglichen werden. Zwei Modelle wurden hierzu genutzt: Die Flussverteilung einer 'typischen' Spiralgalaxie, wie von Freeman 1970 ermittelt, und die einer elliptischen Galaxie, mit einem de Vaucouleurs

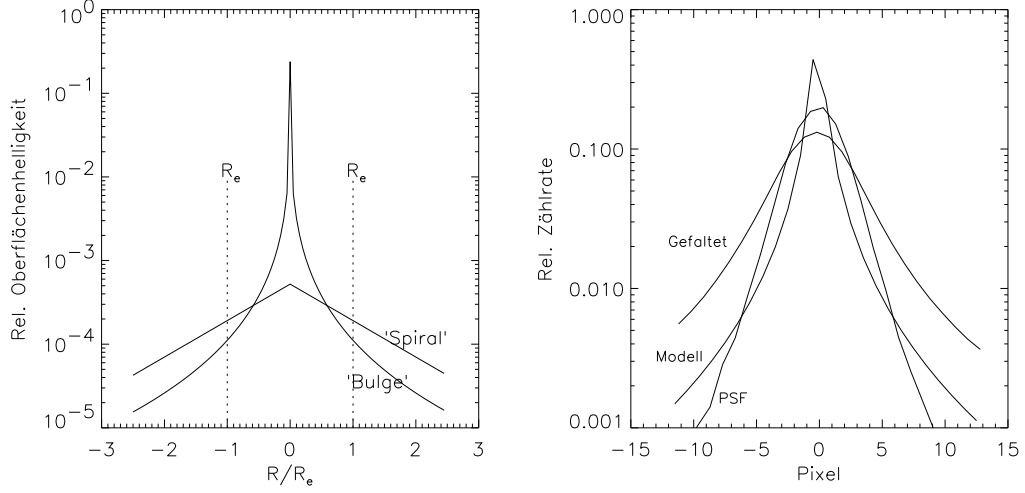


Abbildung 1.3: Modellierung von Spiral- und elliptischen Galaxien. Links ist in logarithmischer Skalierung die Oberflächenhelligkeit nach Gleichung 1.4.2 und 1.4.3 gezeigt. Rechts ist mit 'Modell' ein Spiralprofil bezeichnet, wie es nach einer additiven Hinzunahme einer Deltafunktion im Zentrum erscheinen würde, wenn eine Sub-pixel Verschiebung und Integration über eine Pixelskala, wie sie in den I-Band Daten verwendet wurde, vorgenommen wird. Dieses Modellprofil wird zum Vergleich mit den Quasaren mit der gemessenen PSF gefaltet. Hier ist der Schnitt durch das Zentrum der PSF von QN Z4:24, das Modellprofil sowie die Faltung aus beiden gezeigt.

Profil. Auf empirischen Daten beruhend kann für die Flächenhelligkeit $f_s(r)$ folgende Form angegeben werden:

$$f_s(r) = f_0 \frac{1}{10^{\frac{1.09}{2.5} \frac{R}{R_e}}} \quad (1.4.2)$$

für ein 'Spiralprofil', und

$$f_s(r) = f_0 \frac{1}{10^{\frac{8.3268}{2.5} \left(\left(\frac{R}{R_e} \right)^{\frac{1}{4}} - 1 \right)}} \quad (1.4.3)$$

für ein elliptisches Profil mit dem radialen Abstand R zum Zentrum. Die Modellierung des Quasars wurde auf die Annahme gestützt, dass sich die Emission aus einem Beitrag des punktförmigen Kerns und der ausgedehnten Galaxie zusammensetzt. Obige Galaxiemodelle wurden also mit einer Deltafunktion im Zentrum variabler Stärke versehen. Um die optische Transferfunktion des Teleskops und der Atmosphäre miteinzubeziehen wurde diese Summe mit der gemessenen PSF des Feldes gefaltet.

Das Hauptproblem bei dem Vergleich von Modell und gemessenem Quasar besteht in der geringen Flächenhelligkeit, welche eine ausgedehnte Galaxie aufweist. Die Genauigkeit bei einer direkten Anpassung der zweidimensionalen Funktionen leidet damit unter ungenügendem Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Um einen besseren Vergleich zu ermöglichen, wurde darum der integrale Fluss in konzentrischen Ringen um den Schwerpunkt berechnet. Hiermit geht zwar die Information über eine eventuell asymmetrische Lage der Flussverteilung verloren, das heisst, es kann keine Aussage über den Inklinationswinkel getroffen werden, die photometrischen Verhältnisse zwischen Kern und Galaxie bleiben davon aber unberührt. Die Nutzung des integralen Flusses in Ringen um den Schwerpunkt bietet den Vorteil, dass Rauschen über

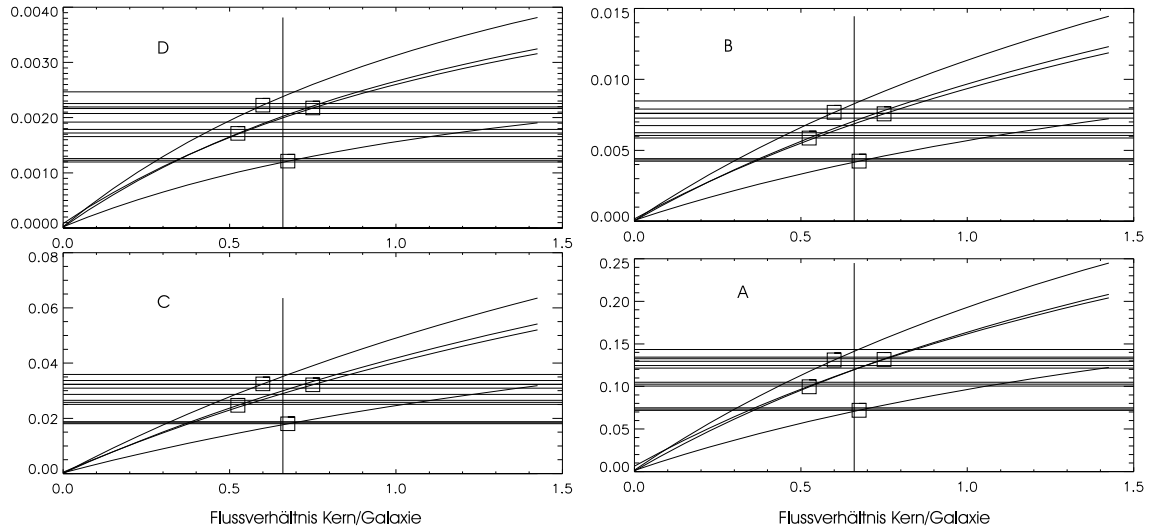


Abbildung 1.4: Vergleich von Quasar und Modellgalaxie. Die Fitparameter A, B, C und D einer Exponentialfunktion finden für einen bestimmten Galaxienradius und Flussverhältnis eine beste Übereinstimmung. Die horizontalen Linien sind die Parameter, welche bei der PSF Subtraktion von QN Z4:24 in vier Ringen um den Schwerpunkt gewonnen wurden. Durch ein Kästchen markiert ist das Flussverhältnis, bei dem das Modell in diesem Ring mit dem QSO übereinstimmt. Wiederholt man diesen Prozess für viele Radien R_e , so findet sich ein Minimum in der Standardabweichung der Übereinstimmungspunkte. Die Abweichung der Einzelpunkte in den Ringen vom Mittelwert am Ort des besten Fit wurde hier als Unsicherheit der Messung gedeutet.

eine größere Zahl von Pixeln gemittelt wird, deren Zahl mit dem Abstand vom Zentrum zunimmt. Eine erfolgreiche Methode den ausgedehnten Fluss zu charakterisieren wurde in der Messung dieses integralen Flusses bei der Subtraktion der PSF gefunden. Hierzu wird die PSF in Stufen von Null auf den gleichen Maximalfluss skaliert, subtrahiert und an die resultierenden Messpunkte der Ringe eine exponentielle Funktion der Form $A + BX + Ce^{DX}$ gefittet. Die Fitparameter A, B, C und D können dann als Vergleichskriterium mit dem Modell herangezogen werden. Hierzu wird das Modell der gleichen Prozedur unterworfen wie der Quasar, unter Variation des Radius R_e und des Flussverhältnisses von Deltafunktion und Galaxie. Die beste Übereinstimmung wurde mit der Minimierung der Standardabweichung für beide unbekannten Parameter gesucht. In Abbildung 1.4 ist dies graphisch veranschaulicht.

1.5 Ergebnisse

Mittels oben beschriebenem Algorithmus konnte der Beitrag der Galaxie aller beobachteten Objekte zum Gesamtfluss sowie die korrespondierende Unsicherheit der Messung ermittelt werden. In Tabelle 1.5 sind diese Ergebnisse aufgelistet. Die gemessenen Magnituden wurden in eine absolute Magnitude im Ruhesystem konvertiert, unter der Annahme, dass die kosmologischen Parameter $q_0=0.5$ und $H_0=50$ betragen. Abbildung 1.6 zeigt die ermittelten Magnituden der Wirtsgalaxien, als Funktion der Rotverschiebung, im Vergleich mit Messungen anderer Gruppen. In Abbildung 1.7 sind die Ergebnisse zusammengefasst, indem $M(V)_{Galaxie}$ gegen $M(B)_{Kern}$ aufgetragen ist. Hierbei wurde eine B-V Farbe von 0.4 angenommen. Bei einigen der Objekten ist allerdings die Unsicherheit bei der Subtraktionsroutine zu hoch um

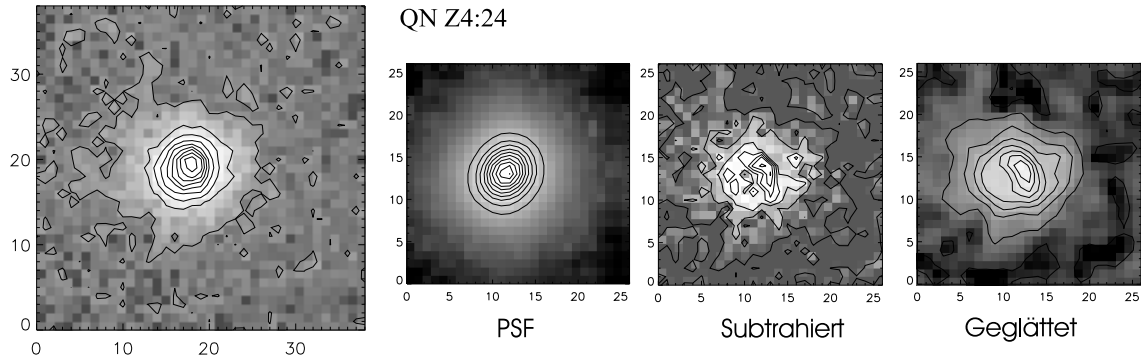


Abbildung 1.5: Als Beispiel ist hier links das Bild von QN Z4:24 in der Originalaufnahme gezeigt, daneben die PSF aus der mittleren Kombination mehrerer Punktquellen. Nach der Subtraktion mittels des im Text beschriebenen Algorithmus verbleibt ein Residuum von ausgedehntem Fluss (Mitte rechts), welcher im rechten Bild nach einer Glättung mit einem Gauß'schen Kern von zwei Pixeln Halbwertsbreite gezeigt ist.

einen zuverlässigen Wert für die Galaxienmagnitude anzugeben. Für diese Fälle ist der bestangepasste Fit angegeben mit einem Fehlerbalken zu niedrigeren Magnituden. Da mit der Subtraktion der PSF ein Verhältnis der Flüsse berechnet wurde, gilt die Unsicherheit entsprechend auch für die Helligkeit des Kerns.

Die zentralen Aussagen, die sich mit den hier vorgenommenen Messungen treffen lassen, sind:

- Der Bereich der Helligkeiten, in dem die Wirtsgalaxien angesiedelt sind, variiert zwischen ungefähr L_* bis zu $4 L_*$. Die schwächste Galaxie entspricht einer absoluten Magnitude von $0.2 L_*$, wobei die Unsicherheit bei diesem niedrigen Fluss relativ groß ist.
- Die beobachtete Auswahl von QSO's enthält Objekte mit höherer ($M_V \approx -25$) und niedriger ($M_V \approx -23$) absoluter Magnitude. Diese zwei Gruppen spiegeln sich auch in der Kern- und Galaxienmessung wieder. Als generellen Trend findet sich hierbei, dass die QSO's mit niedriger Leuchtkraft ($M_{B(Kern)} \approx -22$) auch von schwächeren Galaxien beherbergt werden, welche im Mittel $\approx L_*$ beträgt. Die leuchtkräftigeren Kerne ($M_{B(Kern)} \approx -24.5$) hingegen liegen in Galaxien mit $\approx 2L_*$.
- Dies scheint unabhängig von der jeweiligen Rotverschiebung zu sein. In den Gruppen verschiedener Rotverschiebung finden sich, wie in Abbildung 1.7 zu sehen ist, Objekte mit hoher und niedriger Leuchtkraft. Ein eindeutiger Trend im Kern- zu Galaxieverhältnis ist nicht ablesbar.
- Bei rund der Hälfte der beobachteten Quasare kann die Flussverteilung eindeutig besser mit der Flächenhelligkeit eines Spiralprofils modelliert werden. Insbesondere bei den Objekten im Rotverschiebungsbereich $z \approx 0.8 - 1.2$ ist aufgrund des höheren Signal-zu-Rausch-Verhältnis die Unterscheidung leicht möglich. Für die Objekte bei höherer Rotverschiebung ist das Profil allerdings schwerer dem einen oder anderen Typ zuzuordnen, da selbst das Integral der ausgedehnten Emission nahe am Rauschlimit ist. Die Anpassung der elliptischen Modelle leidet hierbei zusätzlich unter der starken Ähnlichkeit zwischen dem $r^{1/4}$ Profil und der Form der Seeinglimitierten PSF. In Tabelle 1.5 sind diese Fälle mit S/E gekennzeichnet.

Magnituden von Kern und Galaxie nach der Subtraktion									
Objektname	QSO mag.	G. mag.	K. mag.	G. B mag.	K. B mag	Sp/Ell	Scale	Err.	Rad.
MZZ 9854	18.4	21.5	18.5	-21.7	-24.6	S	0.059	0.01	–
MZZ 5250	19.9	20.4	21.0	-22.3	-21.7	s/E	1.6	0.54	2.8
SGP 2:16	17.3	18.8	17.7	-23.5	-24.6	S	0.36	0.07	1.9
MZZ 1246	19.7	23.1	19.8	-19.6	-22.9	S/E	0.09	0.1	2.5
MZZ 921	18.3	20.7	18.4	-22.6	-24.9	S	0.11	0.1	–
QS M3:36	17.9	19.7	18.1	-22.7	-24.3	S/E	0.16	0.2	–
MZZ 2994	19.6	20.7	20.1	-22.5	-23.1	S	0.55	0.27	2.1
MZZ 9554	19.5	19.9	20.8	-23.1	-22.2	S/E	2.12	1.17	1.4
QS F5:40	19.9	21.1	20.4	-21.3	-22.0	S	0.53	0.26	5.9
QS F1X:66	19.4	20.3	19.9	-22.1	-22.4	E	0.7	0.22	2.9
QM B2:23	19.5	21.9	19.7	-20.3	-22.6	S	0.12	0.11	–
QN Y2:09	19.8	20.2	21.2	-21.9	-20.9	S	2.51	0.39	4.8
QN Y2:16	19.6	21.2	19.9	-21.0	-22.3	S	0.29	0.05	4.6
QN Z4:24	20.0	21.0	20.6	-21.1	-21.5	S	0.66	0.08	4.2
F861:134	19.6	21.3	19.9	-21.3	-22.7	S/E	0.21	0.035	2.6
QS F5:25	17.9	18.8	18.6	-24.1	-24.3	S/E	0.8	0.9	–
QN B2:28	17.7	19.1	18.0	-23.7	-24.8	S/E	0.3	0.12	2.0
F855:155	19.1	19.9	19.8	-23.0	-23.1	S	0.78	0.21	2.4
QN Y2:19	18.1	19.9	18.4	-22.7	-24.2	S	0.25	0.13	2.6

Tabelle 1.5: Durch die PSF Subtraktion ermittelte Magnituden von Kern und Galaxie. Spalte (1) – Objektbezeichnung. (2) – Gesamtmagnitude im beobachteten Band. Spalte (3) – Magnitude der den AGN beherbergenden Galaxie. Spalte (4) – Magnitude der Punktquelle im beobachteten Band. Spalte (5) – Abs. Galaxienmagnitude, konvertiert zu B. Spalte (6) – Abs. Magnitude des Kerns konvertiert zu B. Spalte (7) – S oder E zeigt an, ob ein Spiral- oder ein elliptisches Modell besser an die Daten angepasst werden konnte, S/E ist angegeben, wenn keine Unterscheidung zwischen beiden vorgenommen werden konnte. In Spalte (8) ist das lineare Flussverhältnis zwischen Galaxie und Kern angegeben. Spalte (9) enthält die Unsicherheit dieses Verhältnisses. Spalte (10) ist der Radius eines Kreises aus dem besten Fit, in welchem der halbe Fluss eingeschlossen ist, in kpc im Ruhesystem.

- Der $r_{1/2}$ Radius der Galaxien, in dem der halbe Fluss eingeschlossen ist, beträgt im Mittel aus allen hier untersuchten Objekten 3,0 kpc im Ruhesystem. Teilt man die Quellen in drei Rotverschiebungsbereiche, so ergibt sich ein Mittelwert von 1.95 kpc für $z \approx 1.8$ und 2.7, 2.5 kpc für $z \approx 1.2$, und 4.5 kpc für $z \approx 0.8$.
- Die Morphologie der Galaxien lässt sich in den meisten Fällen gut mit radialsymmetrischen Profilen beschreiben. Eindeutig asymmetrische Profile finden sich in zwei Fällen.
- Zusätzlich finden sich in vier Fällen eindeutig Begleiter nahe den QSO's, allerdings scheint die Umgebung nicht ausserordentlich reich an Galaxien zu sein (siehe auch die Abbildungen in Anhang A). Die Anzahl der Objekte um den QSO ist konsistent mit einer normalen Feldgalaxienverteilung.

Die Hinzunahme von Literaturergebnissen zu den hier erarbeiteten Messungen erlaubt eine Diskussion der Verhältnisse innerhalb der QSO Galaxienpopulation. Abbildung 1.6 zeigt die ermittelten Helligkeiten der Wirtsgalaxien in absoluter V Magnitude im Ruhesystem der Objekte. In der gleichen Abbildung sind Arbeiten anderer Gruppen gezeigt. Im Bereich niedriger Rotverschiebung sind die Messungen von Bahcall *et al.* 1997 und McLure *et al.* 1999 gezeigt. Im Bereich höherer Rotverschiebung sind die leistungsstarken MRC/USS Radiogalaxien von

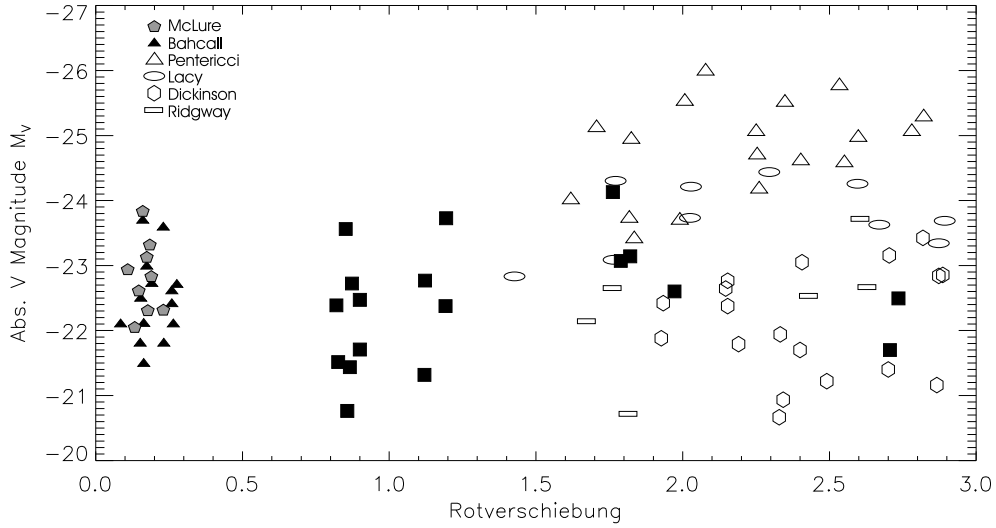


Abbildung 1.6: Gemessene Helligkeit der Wirtsgalaxien in dieser Arbeit (gefüllte Quadrate) im Vergleich mit Messungen anderer Gruppen. Die Helligkeit ist konvertiert in absolute V-Band Magnitude im Ruhesystem und gegen die Rotverschiebung aufgetragen.

Pentericci *et al.* 2001 eingezeichnet sowie eine Auswahl von schwachen 7C-III Radiogalaxien von Lacy, Bunker & Ridgway 2000. Für eine Auswahl von Lyman-Break-Galaxien aus dem Hubble Deep Field North (Papovich, Dickinson & Ferguson 2001) ist die korrespondierende absolute Magnitude ebenfalls eingezeichnet. Im Vergleich mit diesen Messungen zeigt sich, dass die Helligkeit von Radio-schwachen Galaxien bei höherer Rotverschiebung deutlich geringer ist als die der Radio-lauten Objekte. In der Tat scheinen die in dieser Arbeit - und auch die von Ridgway *et al.* 2001 - vermessenen Quasare im Fluss eher mit den Lyman Break Galaxien als mit massiven leistungsstarken Radiogalaxien vergleichbar zu sein. Im Mittel liegen die Galaxienmagnituden bei $M_V \approx -22$, während die Auswahl der Radiogalaxien von Pentericci *et al.* 2001 bei $M_V \approx -24$ angesiedelt ist. In der absoluten V-Band Magnitude liegen die hier vermessenen Quasare im gleichen Bereich wie die niedrig rotverschobenen Objekte von Bahcall *et al.* 1997 und McLure *et al.* 1999. Allerdings steht zu erwarten, dass die korrespondierende Masse an Sternen in den höher rotverschobenen, jungen Systemen deutlich geringer ist als in den relaxierten Galaxien mit einer wahrscheinlich alten Sternpopulation bei niedrigem z .

Im Vergleich der radialen Ausdehnung der Objekte ergibt sich ein ähnliches Bild: LBGs bei $z = 2 \sim 3$ werden als äußerst kompakt befunden, mit Skalen von $0.2'' \sim 0.3''$ (Giavalisco, Steidel & Macchetto 1996). Niedrig rotverschobene Quasare hingegen zeigen $r_{1/2}$ -Radien von 5-11 kpc (McLure *et al.* 1999; Bahcall *et al.* 1997), konsistent damit, dass diese Systeme relaxierte elliptische Riesengalaxien sind. Lacy, Bunker & Ridgway 2000 geben eine Zusammenfassung der vorhandenen Daten über morphologische Eigenschaften, inklusive der Pentericci *et al.* 2001 Radiogalaxien. Trotz einer hohen Streuung von $0.2'' \sim 1.6''$ scheint der Mittelwert bei $z = 2 \sim 3$ Radiogalaxien bei $0.6''$ zu liegen. Der Mittelwert aus den hier vermessenen $z = 1.8 \sim 2.7$ Radio-schwachen Quasaren liegt bei $r_{1/2} = 0.29''$, entsprechend einer Ausdehnung von $r_{1/2} \approx 2$ kpc und ist damit signifikant geringer. Mit geringerer Rotverschiebung nimmt die radiale Ausdehnung der Ruhesystem B-Band Emission im Mittel der Auswahl deutlich zu. Im Rotverschiebungsbereich $z \approx 0.8$ beträgt $r_{1/2} \approx 4.5$ kpc. Selbst innerhalb der

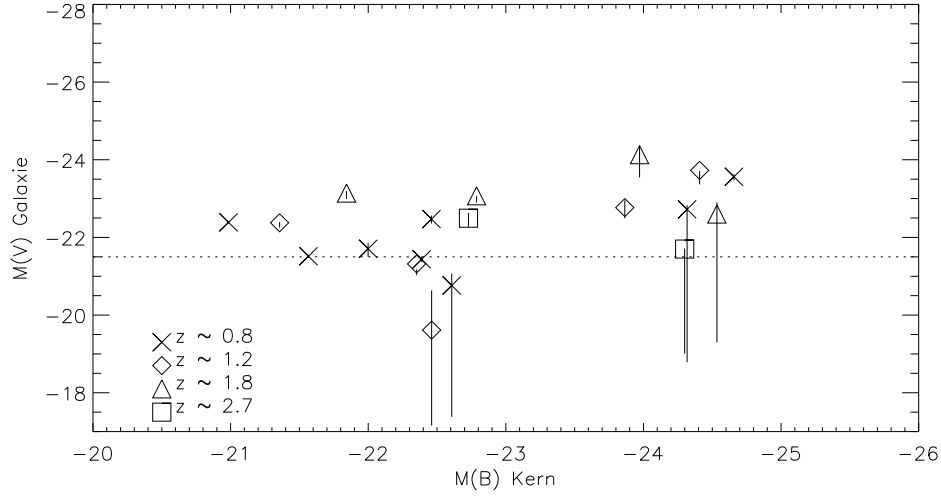


Abbildung 1.7: Flussverhältnis zwischen Kern und Galaxie nach der PSF-Subtraktion. Aufgetragen ist hier die Magnitude des Residuums gegen die des subtrahierten Kerns. Die Helligkeit wurde, um mit den Berechnungen von Kauffmann & Haehnelt 2000, und auch mit den Messungen von Ridgway *et al.* 2001, vergleichbar zu sein, für den Kern in absolute B-Band - und für die Galaxie in absolute V-Band Magnitude im ruhenden Koordinatensystem konvertiert. Bei dieser Konversion wurde eine Farbdifferenz von B-V von 0.4 angenommen, entsprechend einer typischen massiven Sa oder Sb Galaxie. Die kosmologischen Parameter wurden mit $q_0=0.5$ und $H_0=50$ angesetzt. Die horizontale gestrichelte Linie entspricht einer L_* Galaxie.

Unsicherheit der Radiusbestimmung ist eine deutlich sichtbare Evolution in der Kompaktheit der Quellen abzulesen.

In Abbildung 1.8 sind die hier erarbeiteten Ergebnisse der Kern- und Wirtsgalaxienhelligkeit im Vergleich mit Messungen anderer Gruppen gezeigt. Bei niedriger Leuchtkraft des Kerns ist der Bereich gezeigt, in dem 76 von Schade *et al.* 2001 vermessene Seifert Galaxien bei $z \sim 0.1$ liegen. Die mittlere Leuchtkraft der Wirtsgalaxie liegt hier etwas über L_* . In diesen Bereich fallen 70% der in dieser Arbeit vermessenen Quasare mit $z \sim 0.8$, aber auch einige mit höherer Rotverschiebung, sowie zwei der von Ridgway *et al.* 2001 mit HST vermessenen Objekte. Im Bereich höherer Kernleuchtkraft sind Bereiche eingezeichnet, in denen $z \sim 0.4$ Quasare liegen, die von McLeod, Rieke & Storie-Lombardi 1999 analysiert wurden. Extrem leuchtkräftige Quasare wurden von Kukula *et al.* 2001 beobachtet. Die in dieser Arbeit gemessenen leuchtkräftigeren QSO's zeigen ein Kern-zu-Wirts-Verhältnis, welches konsistent mit den Messungen der anderer Gruppen ist. Die Rotverschiebung der Objekte scheint hierbei keine signifikante Rolle zu spielen.

Für niedrige Rotverschiebung ($z \sim 0.01$) zeigen Studien inaktiver Galaxien von Kormendy & Richstone 1995 und Magorrian *et al.* 1998, dass eine direkte Proportionalität zwischen der Masse des zentralen schwarzen Lochs und der Masse der umgebenden sphäroidalen Komponente besteht. Innerhalb der Streuung der Datenpunkte beträgt diese Korrelation $M_{BH} = (0.002 \sim 0.006)M_{bulge}$. Bei aktiven Galaxien höherer Rotverschiebung sind die Verhältnisse unklarer. Die Studie von Laor 1998 von 14 PG Quasaren und die Zunahme der Abschätzung der Leuchtkraft der Wirtsgalaxien von Bahcall *et al.* 1997 zeigt eine M_{BH} - L_{Host} Korrelation, welche gut mit der von Magorrian *et al.* 1998 verträglich ist. Für eine Auswahl

von 30 Quasaren mit $z \sim 0.2$ haben McLure & Dunlop 2001 eine Relation zwischen der Masse des schwarzen Lochs und der Leuchtkraft der Galaxie gefunden. Falls diese Relationen auch bei höheren Rotverschiebungen weiterhin gültig bleiben, beinhalten die Messergebnisse in der hier vorgestellten Studie, dass die Rate mit der dem zentralen schwarzen Loch Materie zugeführt wird, keine starke Funktion der Rotverschiebung sein kann, und ist konsistent mit der Aussage, dass massivere schwarze Löcher von massiveren Galaxien beherbergt werden. Dies unterstützt die von Magorrian *et al.* 1998 gefundene Relation.

QSO's mit niedriger Leuchtkraft sind die dominante Population unter den leistungsstarken aktiven Galaxien, welche bei hoher Rotverschiebung eine große mitbewegte Raumdichte aufweisen. Kombiniert man diese Tatsache damit, dass diese QSO's scheinbar von recht normalen Galaxien beherbergt werden, so favorisiert dies ein Bild, in dem die meisten Galaxien schwarze Löcher beherbergen, welche nur wenige Massezufluss Episoden durchlaufen, im Gegenteil zu dem möglichen Szenario, in dem schwarze Löcher nur in wenigen Galaxien vorhanden sind, aber damit häufiger aktiv sein müssten. Die Aussage, dass eine große Anzahl von Galaxien supermassive schwarze Löcher enthält, ist insgesamt konsistent mit der Evidenz für schwarze Löcher in nahen Galaxien, wie sie z. B. von Kormendy & Richstone 1995 gefunden wurde. Dies würde implizieren, dass in der 'Quasar Epoche' ein erhöhter Massezufluss bei mehr Objekten vorhanden war. Da die Leuchtkraft Funktion der Quasare mit der Rotverschiebung (Miyaji, Hasinger & Schmidt 2000) der Sternentstehungsrate $\rho_*(z)$ (Giavalisco *et al.* 2004) über die Epochen folgt, stützt dies ein Bild der Galaxienentwicklung, in welchem eine starke Wechselwirkung zwischen dem zentralen schwarzen Loch und der umgebenden sternformen- den Galaxie anzunehmen ist.

Zum Vergleich mit dem Modell von Kauffmann & Haehnelt 2000 der hierarchischen Entwicklung von Galaxien und Quasaren sind in Abbildung 1.9 die Messergebnisse über der erwarteten Verteilung der Galaxien und Kernhelligkeit bei verschiedenen Rotverschiebungen eingezeichnet. Im Bereich von $z \approx 1$ liegen die Messwerte gut in den Voraussagen des Modells. Bei $z \approx 2$ sind die vier verfügbaren Messwerte eher am oberen Rand des Bereichs angesiedelt. Dies ist auch der Fall bei den von Ridgway *et al.* 2001 vermessenen Quasaren. Bei $z \approx 3$ stehen nur zwei Messwerte zum Vergleich zur Verfügung, wobei einer davon mit einer großen Unsicherheit behaftet ist. Insgesamt sind die hier vermessenen Quasare verträglich mit dem Modell von Kauffmann & Haehnelt 2000. Um einen realistischen Vergleich innerhalb der großen Streuung zu ermöglichen müssten mehr Objekte hoher Rotverschiebung gemessen werden.

1.6 Möglichkeiten für weitere Beobachtungen

Die Aussagekraft der hier vorgenommenen Messungen an Quasaren mit niedriger Leuchtkraft ist letztendlich begrenzt. Zum einen sind die Bereiche, in denen sich die von Kauffmann & Haehnelt 2000 getroffenen theoretischen Vorhersagen bewegen, relativ groß. Eindeutige Abweichungen konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Allerdings müssten für eine statistisch relevante Aussage innerhalb der erwartbaren Streuung auch deutlich mehr Objekte vermessen werden. Um zum anderen Eigenschaften von AGN Galaxien genauer zu charakterisieren und Unterschiede zu 'normalen' Galaxien festzustellen, sind bei dieser Rotverschiebung andere Messmethoden nötig. Zwei Eigenschaften begrenzen hier die Messbarkeit von Struktur und Helligkeit der Galaxie: Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, wie es für ein $z \geq 1$ Objekt an einem 3.5 m Teleskop im Infraroten gewinnbar ist, ist bei integraler Flussmessung - wie in dieser Arbeit vorgenommen - gerade noch ausreichend um die geringe

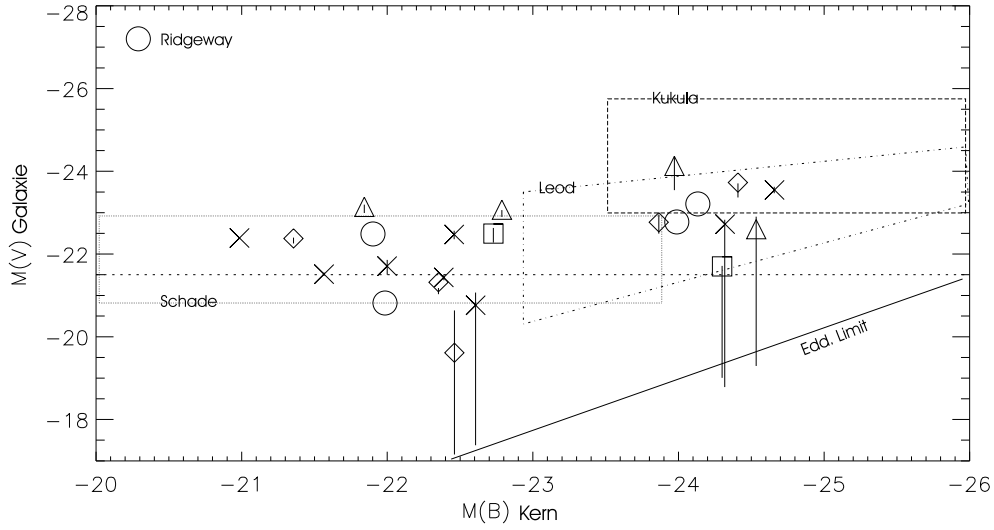


Abbildung 1.8: Flussverhältnis zwischen Kern und Galaxie, wie in Bild 1.7 gezeigt, im Vergleich mit Messungen anderer Gruppen. Kreise: Vier Quasare mit dem HST von Ridgway *et al.* 2001 vermessen. Gepunktete Umrandung: 76 Seifert- Galaxien mit $z \approx 0.1$, von Schade *et al.* 2001 mit HST vermessen. Gestrichelt: Bereich, in dem die von Kukula *et al.* 2001 mit HST beobachteten QSO liegen. Strichpunkte: Bereich, in dem die von McLeod, Rieke & Storie-Lombardi 1999 beobachteten Quasare bis $z \approx 0.4$ liegen. Die kosmologischen Parameter wurden wie vorher mit $q_0 = 0.5$ und $H_0 = 50$ angesetzt. Die horizontale gestrichelte Linie entspricht einer L_* Galaxie. Ebenfalls eingezeichnet ist das Eddington-Limit.

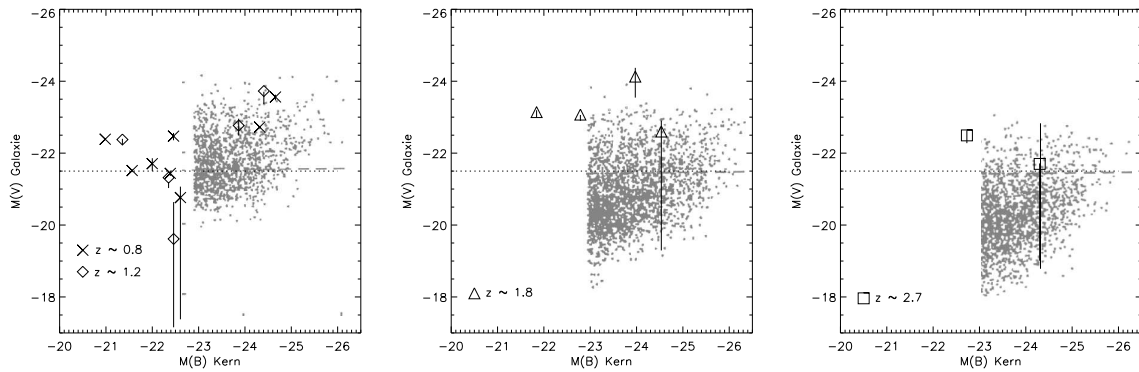


Abbildung 1.9: Ergebnisse der Helligkeitsmessungen im Vergleich mit dem Modell von Kauffmann & Haehnelt 2000 zur vereinheitlichten Beschreibung von Galaxien und Quasarentwicklung. Für drei Rotverschiebungsbereiche sind die Messpunkte über die erwartete Verteilung von Kern- und Wirtshelligkeit aus dem Modell eingezeichnet. Im $z \approx 1$ Bereich stimmen die Messpunkte gut mit den erwarteten Werten überein. Bei $z \approx 2$ sind die gemessenen Werte eher am oberen Rand der Verteilung angesiedelt. Die zwei Messpunkte bei $z \approx 3$ liegen im Zentrum der Verteilung, allerdings ist einer der Werte mit einem extrem großen Fehler behaftet und eine statistisch relevante Aussage kann hier nicht getroffen werden.

Flächenhelligkeit der Galaxie gegen den ähnlich hellen Kern zu unterscheiden. Des weiteren ist das Auflösungsvermögen von Seeingbegrenzten Beobachtungen dafür verantwortlich, dass ein nahezu vollständiger Überlapp der Lichtprofile zwischen Kern und Galaxie stattfindet.

Beide Probleme können mit lasergestützter adaptiver Optik an 8 m-Teleskopen beseitigt werden: Mit einem möglichen Auflösungsvermögen von ≈ 50 Millibogensekunden wäre die räumliche Auflösung von Kern und Umgebung kein Problem. Mit der deutlichen Trennung der Komponenten würde auch die spektroskopische Untersuchung gelingen. Und nicht zuletzt trägt eine fünffmal größere Lichtsammelfläche zu einer deutlichen Erhöhung des Signals bei.

Die Abbildung von Quasaren bei höherer Rotverschiebung mit einem 8 m-Teleskop, welches mit adaptiver Optik ausgerüstet ist, ist im folgenden in einer Simulation gezeigt. Hierfür wurde die optische Abbildung einer nahe gelegenen Galaxie (M100) auf einen Abbildungsmaßstab skaliert, wie er für höhere Rotverschiebung gültig wäre. Der integrale Fluss des Objekts ergibt sich aus der Annahme eines Emissionsspektrums im Ruhesystem, dessen Rotverschiebung und einer Flussskalierung, entsprechend Gleichung 1.3. Die kosmologischen Parameter wurden hier mit $q_0 = 0.5$ und $H_0 = 75$ festgelegt. Im Zentrum dieser Galaxie wurde eine künstliche Punktquelle als Deltafunktion eingefügt, mit einem angenommenen Spektrum im Ruhesystem, entsprechend einer Kombination aus vielen Quasarspektren wie von Francis *et al.* 1991 ermittelt. Die Leuchtkraft von Galaxie und zentraler Punktquelle wurde im B-Band mit $M_B = -22$ definiert, was in etwa dem Durchschnitt der Leuchtkraft der in dieser Arbeit beobachteten Quasare entspricht. Aus der Faltung mit einer PSF kann die Abbildung, wie sie mit adaptiver Optik zu erwarten ist, simuliert werden. Die PSF wurde hier aus der Kombination des Beugungsbildes eines 8 m Teleskops und, da die Korrektur nie vollständig sein kann, einer Moffatfunktion entsprechend einem 0.5 Bogensekunden Seeings, erzeugt. Dem Grad der Korrektur entsprechend, die in verschiedenen Wellenlängen möglich ist, wurde für die Abbildung im K-Band eine Strehl-Zahl von 0.5 und im H-Band von 0.3 angenommen. Eine nähere Erklärung zur Korrektur und Strehl-Zahl mit adaptiver Optik wird in Kapitel 2 gegeben. Summiert man zu dem berechneten Fluss des Objekts den typischen Hintergrund aus Photonenrauschen des Objekts und der Wärmestrahlung von Nachthimmel und Teleskop sowie Ausleserauschen des Detektors kann eine realistische Abschätzung des zu erwartenden Signal-zu-Rausch-Verhältnisses vorgenommen werden. Die typische Hintergrundstrahlung an einem guten astronomischen Standort beträgt im H-Band $14.4 \text{ mag/arcsec}^2$ und $13.0 \text{ mag/arcsec}^2$ im Ks-Band. In Abbildung 1.10 sind einige Ergebnisse dieser Simulation für eine vier Stunden Belichtung gezeigt. Der Abbildungsmaßstab für alle gezeigten Bilder wurde mit $0.027'' \text{ Pixel}^{-1}$, nahe der Beugungsgrenze des Teleskops angenommen. Mit adaptiver Optik kann bei einer $z=1$ Galaxie, selbst gegen den hellen Kern, die Struktur der inneren Sternentstehungsgebiete im K-Band noch ausgemacht werden. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, welches am Maximum des Kerns mit einer vier Stunden Belichtung erreichbar ist, beträgt ≈ 110 in Ks und ≈ 500 in H. Selbst in den ausgedehnten Strukturen wäre das Signal hoch genug um eine präzise Vermessung der Oberflächenhelligkeit vornehmen zu können. Mit entsprechender Zusammenfassung, 'Bining', in den äußeren Gebieten wäre sogar eine spektroskopische Untersuchung möglich, womit z.B. die Dynamik der Galaxie, die Masse des schwarzen Lochs und der Metallgehalt bestimmbar sind. Durch die geringere Strehl-Zahl im H-Band erscheinen die Strukturen hier nicht mehr so klar, allerdings ist mit dem geringeren Himmelshintergrund in den kürzeren Bändern ein höheres Signal zu Rausch Verhältnis zu erwarten. Im ebenfalls gezeigten seeinglimitierten Fall findet auf den relevanten Skalen ein vollständiger Überlapp der Lichtprofile statt, womit jede spektroskopische Messung nur die Summe aus Kern- und globalem Galaxienspektrum zeigen würde. Bei höheren Rotverschiebungen wird der ausgedehnte Fluss - und entsprechend die

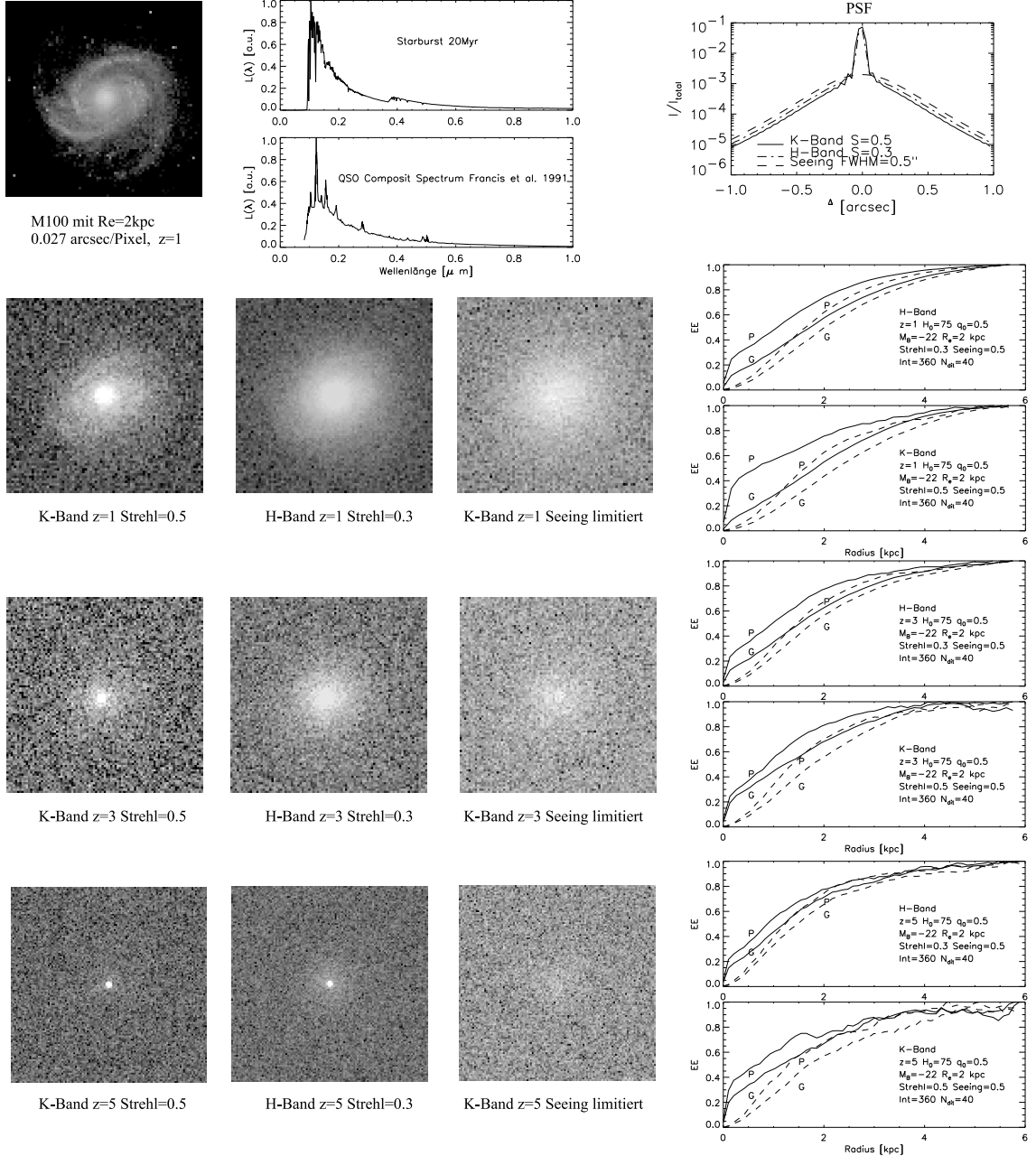


Abbildung 1.10: Simulation von Quasarabbildungen mit adaptiver Optik. Oben links ist ein Bild von M100 gezeigt, wie es bei entsprechender Skalierung bei höherer Rotverschiebung ohne Hintergrund erscheinen würde. Der R_e Durchmesser wurde auf 4kpc festgelegt. Alle Bilder sind hier mit einem Abbildungsmaßstab von 0.027 arcsec/Pixel berechnet. Nimmt man die oben gezeigten Spektren eines 20 Millionen Jahre alten Sternentstehungsschub als Emission im Ruhesystem für die Galaxie an und das gezeigte QSO-Spektrum für die zentrale Punktquelle, so kann der Photonenfluss am Teleskop für die entsprechende Rotverschiebung berechnet werden. Die Skalierung des Flusses entspricht einer Leuchtkraft von $M_B = -22$ für die Galaxie und ebenfalls für die zentrale Punktquelle. Die simulierten Bilder zeigen je eine Belichtung mit insgesamt 4 Stunden Integrationszeit. Bei einer Rotverschiebung von $z=1$ ist in den K-Band Aufnahmen noch deutlich die Struktur zu erkennen, während im seeinglimitierten Fall nur noch die integralen Eigenschaften detektierbar sind. In den rechten Bildern ist die eingeschlossene Energie als Funktion des radialen Abstands vom Zentrum gezeigt.

Struktur der Galaxie - zunehmend schwerer detektierbar, wobei, wie in Abbildung 1.10 in den rechts gezeigten Graphen der eingeschlossenen Energie zu erkennen ist, bei einer $z=5$ Galaxie die integrale Messung des Flusses zu einer deutlichen Kern-Galaxie Unterscheidung herangezogen werden kann. Die zum Vergleich gezeigten Bilder einer seeinglimitierten Messung zeigen deutlich, dass durch die geringere Auflösung nur mehr die integralen Eigenschaften des Objekts, selbst bei niedriger Rotverschiebung, detektierbar sind. Die Punktquelle des Kerns sollte, selbst bei $z=5$, mit adaptiver Optik ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Maximum von 39 in Ks, und 74 in H zeigen. Im Seeing limitierten Fall sind dies gerade noch 1.2 in Ks und 2.9 in H.

Diese viel versprechenden Aussichten zeigen eine von vielen Motivationen, welche die Basis für die Entwicklung des Lasersystems für das Very Large Teleskop in Chile bilden, womit sich die folgenden Kapitel dieser Arbeit beschäftigen.

Kapitel 2

Adaptive Optik und Laserleitsterne

Für die Beobachtung astronomischer Objekte im sichtbaren und nahinfraroten Wellenlängenbereich sind heute bereits mehrere Teleskope der 8m-Klasse in Betrieb wie zum Beispiel das Very-Large-Teleskop (VLT) in Chile oder das 10m-Keck-Teleskop am Mauna Kea in Hawaii. Ungeachtet des großen Lichtsammelvermögens dieser Teleskope gibt es eine Beschränkung in der Leistungsfähigkeit der erdgebundenen Beobachtungen: Beim Blick in das All vom Erdboden aus begrenzt die Atmosphäre das Winkelauflösungsvermögen des Instruments. Licht, das vom Weltraum aus zum Erdboden gelangt, durchläuft Luftschichten, in denen kalte und warme Luftmassen in Turbulenzzellen gemischt werden. Durch den Brechungsindexunterschied von kalter und warmer Luft wirken diese Zellen wie eine Vielzahl von Linsen über der Teleskopapertur und bewirken damit ein Aufbrechen des Bildes in viele Einzelbilder, den so genannten Speckles. Sichtbar werden diese Speckles bei Belichtungszeiten in der Größenordnung von mehreren Millisekunden, bei längeren Integrationszeiten wird durch die statistische Bewegung der Turbulenzzellen das Specklebild verschmiert und es entsteht eine Intensitätsverteilung, dessen Halbwertsbreite als Seeingscheibchen bezeichnet wird. Abhängig vom astronomischen Standort und meteorologischen Bedingungen beträgt das Seeing 1/2 bis eine Bogensekunde im sichtbaren Spektralbereich, während das theoretische Auflösungsvermögen eines 8m-Teleskops $\approx 0.01''$ ist. Mit adaptiver Optik kann diese Beschränkung der Leistungsfähigkeit behoben werden, indem in Echtzeit die Störungen vermessen und korrigiert werden.

Die physikalische Basis von adaptiver Optik ist die Wellenfrontdeformation, die auf Licht aufgeprägt wird, wenn es die Erdatmosphäre durchläuft. In Kapitel 2.1 werden die daraus resultierenden räumlichen und zeitlichen Brechungsindexschwankungen erläutert sowie ein Überblick über die in adaptiven Optiksyste men genutzten Wellenfrontsensoren gegeben. Im folgenden Abschnitt 2.2 wird die Referenzierung auf mit Laserstrahlung künstlich erzeugte Sterne besprochen und die nötige Photonenzahl für die Wellenfrontmessung an einem 8.2m-Teleskop berechnet. Mit der Physik der Resonanzfluoreszenz von Natrium in der oberen Atmosphäre, die in Kapitel 2.3 erläutert wird, können die nötigen Eigenschaften, die ein Laser zur Leitsternerzeugung haben muss, berechnet werden, womit die Auswahlkriterien für Leistung, Pulsformat und Modencharakteristik, die in Abschnitt 2.4 näher untersucht werden, zur Verfügung stehen. Die dargestellten Zusammenhänge werden immer im Hinblick auf die Anforderungen, die sich daraus an die Laseranlage ergeben, untersucht, um eine Grundlage für die Auslegung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasers für das VLT in Chile zu gewinnen.

2.1 Prinzipien von adaptiver Optik

2.1.1 Wellenfrontdeformation durch atmosphärische Turbulenzen

Wenn Licht die Erdatmosphäre durchläuft, werden durch die statistischen Schwankungen des Brechungsindex lokale Änderungen von Phase und Intensität auf die elektromagnetische Welle aufgeprägt. Die Phase der Welle, die an einem Ort nach dem Durchlaufen des Mediums gemessen wird, hängt von der optischen Weglänge ab, also dem Produkt aus integralem Brechungsindex und dem zurückgelegtem Weg. Erste Arbeiten zur Theorie der optischen Eigenschaften der Atmosphäre, motiviert durch die neu aufgekommene Möglichkeit von Satellitenbeobachtung der Erde, wurden unter anderen von Fried 1965 durchgeführt.

Die Fluktuationen des Brechungsindex folgen in guter Näherung einer gaußschen Statistik, deren räumliche Verteilung zuerst von Kolmogorov 1961 ermittelt wurde. Das Kolmogorov-Modell beschreibt die Turbulenzstruktur der Atmosphäre mit einer Zellenstruktur. Temperaturunterschiede, die einen Beitrag zur optischen Weglängendifferenz liefern, sind in großräumigen Zellen lokalisiert, die ihre Energie verlustfrei an zunehmend kleinere Zellen abgeben. Es resultiert eine isotrope Verteilung zwischen einer maximalen und einer minimalen Zellengröße. Die optische Transferfunktion ändert sich mit der statistischen Bewegung der Turbulenzzellen und deren globaler Bewegung mit der Windgeschwindigkeit über der Teleskopapertur. Eine punktförmige Quelle im Unendlichen, wie dies für weit entfernte stellare Objekte gegeben ist, wird damit nach der Lichttransmission durch die Atmosphäre, und der Abbildung mit einem Teleskop, als eine Vielzahl von beugungsbegrenzten Einzelbildern, den 'Speckles', erscheinen. Die Anzahl und Verteilung der Speckles variiert statistisch mit der Zeit. Bei langen Belichtungszeiten formt diese Statistik eine Intensitätsverteilung auf dem Detektor, die auch mit 'Seeingscheibchen' bezeichnet wird.

Für den Entwurf eines adaptiven Optiksystms mit Laserleitstern ist die Kenntnis der räumlichen und zeitlichen Variation der atmosphärischen Transferfunktion von entscheidender Bedeutung. Erst hiermit können die wesentlichen Parameter wie nötige Regelungsbandbreite, Subaperturgröße sowie Laserleistung und Art des Lasers berechnet werden.

Räumliche Brechungsindexstruktur

Die räumlichen Brechungsindex-Schwankungen bestimmen die optische Transferfunktion der Atmosphäre. Hierbei wird die Varianz des Brechungsindex n zwischen zwei Orten r_1 und r_2 als räumliche Strukturfunktion D_n bezeichnet:

$$D_n(r_1, r_2) = \langle |n(r_1) - n(r_2)|^2 \rangle \quad (2.1.1)$$

Bezieht man die Strukturfunktion auf $r \equiv |r_1 - r_2|$ und die Höhe h über dem Boden kann 2.1.1 folgendermaßen geschrieben werden (Kolmogorov 1961):

$$D_n(r, h) = C_N^2(h) r^{2/3} \quad (2.1.2)$$

Wobei r deutlich größer als eine untere Skalenlänge l_0 und kleiner als eine obere Skalenlänge L_0 ist. Die physikalische Bedeutung der Skalenlängen, für die 2.1.2 gültig ist, liegt für L_0 in den Größenordnungen, in denen die Antriebsprozesse der Turbulenz stattfinden, also großräumige konvektive Luftbewegungen oder Scherwinde in den oberen Schichten der Atmosphäre. Die untere Skalenlänge ist die Länge, bei der die turbulente Strömung durch die

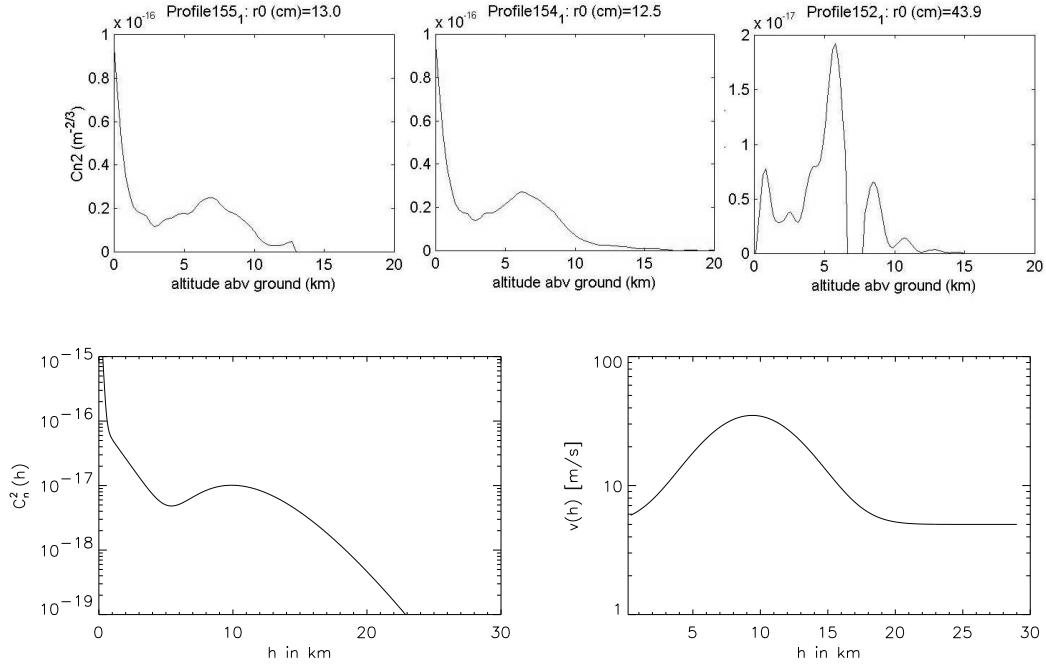


Abbildung 2.1: Obere Reihe: C_n^2 Profile von La Silla gemessen mit SCIDAR (Kluckers *et al.* 1997). Drei Beispiele für verschiedene Nächte sind gezeigt. Während die linken beiden gut mit einem Hufnagel-Valley-Modell beschrieben werden können, kann die Atmosphäre wie im rechten Bild gezeigt auch kompliziertere Turbulenzstrukturen aufweisen. Untere Reihe links: Modellprofil der Brechungsindexstrukturkonstante nach Hufnagel und Valley 1980. Mit einer starken Schicht in Bodennähe und einem Anstieg in rund 10km Höhe gibt dieses Profil die realen Verhältnisse oft gut wieder. Oberhalb von 20km werden die Schwankungen vernachlässigbar klein. Rechts: Bufton-Modell der Windgeschwindigkeit in der Atmosphäre.

molekulare Viskosität zum Erliegen kommt und die kinetische Energie in Wärme dissipiert wird. Die Größenordnung von l_0 beträgt in der freien Atmosphäre wenige Millimeter und die von L_0 einige Meter (Buscher 1995).

Die in 2.1.2 enthaltene Größe C_n^2 heißt Brechungsindex-Strukturkonstante, ist ein Maß für die mittlere Stärke der Brechungsindexschwankungen und einer Messung direkt zugänglich. Eine Methode zur Messung des Profils ist SCIDAR, ein Acronym für Scintillation Detection And Ranging, wobei die Scintillation von Doppelsternen in der Pupillenebene vermessen wird (Rocca, Roddier & Vernin 1974). Mit der Methode des generalisierten SCIDAR (Fuchs, Tallon & Vernin 1994) ist es dann möglich Turbulenzprofile inklusive der bodennahen Struktur zu erhalten. Beispiele für C_n^2 Profile, die an einem guten astronomischen Standort aufgenommen wurden, sind in Abbildung 2.1 oben gezeigt.

Basierend auf Messungen hatten Hufnagel 1974 und Valley 1980 ein Modell für das atmosphärische Turbulenzprofil vorgeschlagen, das so genannte Hufnagel-Valley-Boundary-Modell. Mit Modifikationen gibt dieses Modell oft die realen Verhältnisse der Turbulenzstruktur gut wieder und kann damit für die Auslegung eines adaptiven Optiksystems benützt werden. In Abbildung 2.1 ist C_n^2 als Funktion der Höhe aus diesem Modell gezeigt.

Unter der Annahme einer Kolmogorov Atmosphäre und nicht zu starker Turbulenz kann die Kovarianz der komplexen Amplitude der resultierenden Welle gefunden werden (Rod-

dier 1981). Für astronomische Standorte ist diese Annahme von einer Vielzahl von Autoren bestätigt worden (siehe z.B. Roddier & Roddier 1973; Roddier, Northcott & Graves 1991; Buscher 1995). Hiermit findet sich nach Fried 1966 die Strukturfunktion der optischen Phase zwischen zwei Punkten im Abstand r einer ebenen Wellenfront, die die Erdatmosphäre durchlaufen hat:

$$D_\phi(r) = 6.88(r/r_0)^{5/3} \quad (2.1.3)$$

wobei r_0 die Kohärenzlänge der Phase ist. r_0 wird als Fried-Parameter bezeichnet, der von der Wellenlänge der Strahlung abhängt, sowie von der Zenitdistanz ξ , also dem Winkel unter dem die Welle die Atmosphäre durchlaufen hat:

$$r_0 = (0.423(2\pi/\lambda)^2 \sec \xi \mu_0)^{-3/5} \quad (2.1.4)$$

damit gilt:

$$r_0 \propto \lambda^{6/5} \quad (2.1.5)$$

μ_0 ist das 0-te Moment der Brechungsindex Strukturkonstante mit dem n-ten Moment:

$$\mu_n = \int C_n^2(h) h^n dh \quad (2.1.6)$$

mit dem Integral über alle turbulenten Zonen, die transmittiert werden. Anschaulich bedeutet der Fried-Parameter die Länge, über die ein Radian Phasenaberration auftritt, und damit die Größe einer Apertur, über die gerade noch eine beugungsbegrenzte Abbildung möglich ist.

Zeitliche Brechungsindex Struktur

Die oben beschriebene räumliche Struktur der Phasenfront an der Eintrittspupille des Teleskops ist einer zeitlich statistischen Schwankung unterworfen. Mit einer 'frozen-flow' Annahme, bei der eine Translation von gleichförmigen Phasenverschiebungen mit konstanter Geschwindigkeit über die Apertur angenommen wird (Ishimaru 1978), findet sich eine Zeitkonstante τ_0 , über der die Phase als konstant angesehen werden kann. Die Verknüpfung mit r_0 lautet nach Greenwood 1982 wie folgt:

$$\tau_0 = 0.314 r_0 / \bar{v} \quad (2.1.7)$$

mit $\bar{v}$ als der effektiven, mit dem Turbulenzprofil gewichteten Windgeschwindigkeit. Genauer kann τ_0 unter Einführung von Geschwindigkeitsmomenten v_n berechnet werden:

$$v_n = \int C_N^2(h) v^n(h) dh \quad (2.1.8)$$

wobei $v(h)$ die Windgeschwindigkeitsfunktion in Abhängigkeit von der Höhe h ist. τ_0 kann damit als Funktion des 5/3-Geschwindigkeitsmoment ausgedrückt werden (Greenwood 1977):

$$\tau_0 = [2.91(\frac{2\pi}{\lambda})^2 \sec \xi v_{5/3}]^{-5/3} \quad (2.1.9)$$

Mit der Kenntnis oder Modellierung des Höhenprofils der Windgeschwindigkeit kann dann eine Aussage über die Zeitkonstante der Atmosphäre getroffen werden. Typische Werte für τ_0

liegen bei 550nm Wellenlänge bei 6ms und bei 2.2 μm bei 30ms. Für die Auslegung der Zeitkonstante wurde in dieser Arbeit das Bufton-Windgeschwindigkeitsmodell einer Gauß'schen Verteilung herangezogen (Bufton 1973). Das Modell für die Windgeschwindigkeit in m/s über Grund lautet:

$$v(h) = 5 + 30e^{-[(h-9400)/4800]^2} \quad (2.1.10)$$

und zeigt für viele Fälle eine gute Übereinstimmung mit Messwerten. In Abbildung 2.1 rechts ist $v(h)$ aus diesem Modell gegen die Höhe aufgetragen. τ_0 ist die Zeit, innerhalb der eine adaptive Optik die Wellenfront mehrmals messen, die Korrektur neu berechnen und den deformierbaren Spiegel einstellen muss.

2.1.2 Adaptive Optik

Adaptive Optik (AO) nützt die Möglichkeit die Wellenfront in Echtzeit zu messen und die Störungen der Phase mittels eines deformierbaren Spiegels oder eines anderen, die Phase beeinflussenden Elements, zu korrigieren. Bereits von Babcock 1953 vorgeschlagen, sollte es mehr als 20 Jahre dauern, bis die erste Realisierung eines adaptiven Optiksystems möglich wurde (Hardy, Lefebvre & Koliopoulos 1977). Hauptsächlich für militärische Zwecke entwickelt, dienten die ersten AO-Systeme zur Beobachtung von Satelliten. Für astronomische Beobachtungen dauerte es weitere Jahre, bis erste AO-Systeme möglich wurden -vor allem deswegen weil astronomische Objekte deutlich schwächer sind, als Satelliten am Himmel erscheinen. Die Entwicklung rauscharmer Detektoren und die Realisierung, dass bei Beobachtung im nahen Infrarot die Ansprüche an das AO-System weit geringer sind als im sichtbaren Spektralbereich, machten 1990 das erste System am 1.5-m Teleskop des Observatoire de Haute Provence möglich (Rousset *et al.* 1990).

Das Prinzip eines adaptiven Optiksystems ist in Abbildung 2.2 dargestellt: Die einfallende Wellenfront des Lichts eines Objektes außerhalb der Atmosphäre ist nach dem Durchgang durch die turbulente Struktur statistisch verformt. Nach dem Eintritt in das Teleskop wird das Licht über den deformierbaren Spiegel (DM) gelenkt und am Wellenfrontsensor analysiert. Die gemessene Deformation wird dann über einen Regelkreis am DM korrigiert. Das am Farbteilerspiegel abgespaltene infrarote Licht des zu beobachtenden Objekts gelangt auf die wissenschaftliche Kamera.

Wellenfrontmessung und Rekonstruktion

Der Regelkreis eines AO-Systems ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Die momentane atmosphärisch gestörte Wellenfront (Störung) wird zur momentanen DM Oberfläche addiert. Der Wellenfrontsensor misst die resultierende lokale Steigung in Subaperturen der Wellenfront. Der Kontrollcomputer ermittelt dann die Differenz zu Referenzsteigungen, die Rekonstruktion der Wellenfront sowie eine adäquate Kompensation, die an den DM gesandt wird.

Die Ermittlung der Wellenfront wird meist über die Berechnung von Zernike Polynomen oder Karhunen-Loève-Funktionen vorgenommen. Zernike Polynome $Z_j(\rho, \theta)$ sind folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} Z_j &= \sqrt{(n+1)}R_n^0(\rho) & m &= 0 \\ Z_{geradej} &= \sqrt{(n+1)}R_n^m(\rho)\sqrt{2}\cos m\theta & m &\neq 0 \\ Z_{ungeradej} &= \sqrt{(n+1)}R_n^m(\rho)\sqrt{2}\sin m\theta & m &\neq 0 \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

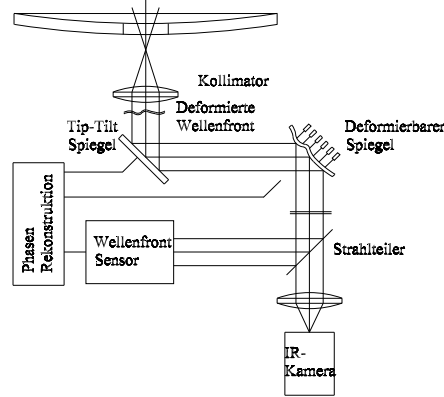


Abbildung 2.2: Prinzipieller Aufbau eines adaptiven Optiksysteams. Die atmosphärisch gestörte Wellenfront wird im geschlossenen Regelkreis Wellenfrontsensor - Rekonstruktor - deformierbarer Spiegel korrigiert. Die niedrigste Ordnung der Wellenfrontdeformation, die Verkippung, wird meistens mit einem separaten Spiegel, dem Tip-Tilt-Spiegel, korrigiert. Bei perfekter Korrektur entsteht ein beugungsbegrenztes Abbild des beobachteten Objekts auf der wissenschaftlichen Kamera im nahinfraroten Spektralbereich.

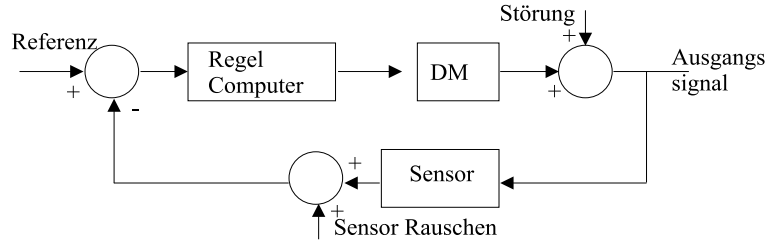


Abbildung 2.3: Prinzip einer geschlossenen Regelschleife eines adaptiven Optik Systems.

mit

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s![(n+m)/2-s]![(n-m)/2-s]!} \rho^{n-2s}$$

Wobei die Werte von n und m die Bedingungen $n \leq m$ und $n - m = \text{gerade}$ erfüllen. j ist ein Ordnungskoeffizient, der aus n und m zur Benennung der einzelnen Moden gewonnen wird. Zernike Polynome werden oft zur Beschreibung von optischen Aberrationen herangezogen, hauptsächlich da die niedrigsten Terme die klassischen Aberrationen wie Defokus, Koma und Astigmatismus beschreiben. Eine Verknüpfung mit den durch Turbulenz entstehenden Wellenfronten kann gezeigt werden (Fried 1965). Die Ableitung der Polynome sind wiederum Zernike Polynome (Noll 1976), so dass aus gemessenen Gradienten eine Rekonstruktion der ursprünglichen Wellenfront möglich ist. Jede andere mathematische Beschreibung ist natürlich auch möglich und in vielen Fällen sind Karhunen-Loève Funktionen besser für die modale Kontrolle mit AO geeignet. Eine ausführliche Analyse findet sich in der Arbeit von Kasper .

Wellenfrontsensoren für adaptive Optik

Ein zentrales Element einer adaptiven Optik ist der Wellenfrontsensor, also ein Element, dass die lokalen Deformationen messen kann. Hierzu sind mehrere Möglichkeiten bekannt:

- Shack-Hartmann-Sensor
- Shearing-Interferometer
- Krümmungs- oder 'curvature'-Sensor
- Pyramiden-Sensor

Der Shack-Hartmann-Sensor sowie der curvature-Sensor sind die am häufigsten genutzten Prinzipien. Shearing-Interferometer spielen eine eher untergeordnete Rolle, könnten aber bei Messung der Wellenfront von künstlichen Lasersternen deutliche Vorteile mit sich bringen (Bonaccini *et al.* 2002). Der Pyramiden-Sensor ist eine neu aufgekommene, viel versprechende Möglichkeit. Die prinzipiellen Anforderungen an alle Sensoren beim Einsatz in astronomischer adaptiver Optik sind:

- Geringe Störung der Messung durch eigenes Rauschen.
Dies ist vor allem eine Anforderung an die Photodetektoren, die zur Messung benützt werden. Gekühlte CCD's mit geringem Ausleserauschen oder ausleserauschefreie Lawinen-Photodioden eignen sich hierfür am besten.
- Vollständige und möglichst gleichmäßige Überdeckung der Teleskopapertur mit Messpunkten.
- Einfache Implementierungsmöglichkeit der Auswertalgorithmen.
Dies spielt insbesondere eine Rolle bei großen Teleskopen, da die Anzahl der Messwerte, die in Echtzeit verarbeitet werden muss, mit dem Quadrat der Apertur ansteigt.
- Anpassungsfähigkeit an unterschiedliche atmosphärische Turbulenzbedingungen.

Die drei wichtigsten Wellenfrontsensoren werden hier eingehender beschrieben, eine gute Zusammenfassung, auch der interferometrischen Möglichkeiten, findet sich bei Tyson 1991.

Shack-Hartmann Sensor

Das Messprinzip des Shack-Hartmann Sensors beruht auf der Tatsache, dass eine Verkippung der Wellenfront in der Pupillenebene eines abbildenden Elements, in der Bildebene eine Verschiebung der PSF bewirkt. Für kleine Verkippungen ist dieser Versatz direkt proportional dem Gradienten der Wellenfront. Teilt man nun die gesamte Teleskopapertur in kleine Bereiche, Subaperturen, auf, so kann der lokale Gradient der Wellenfront gemessen werden und ist damit einer Rekonstruktion zugänglich. Das Messprinzip geht auf Hartmann 1900 zurück, der mit Hilfe einer Lochmaske Aberrationen in Optiken vermessen konnte. Mit der Positionierung von vielen Linsen in einer Pupillenebene, vorgeschlagen von Shack & Platt 1971, steigt das Lichtsammelvermögen des Instruments und wurde so für astronomische Zwecke nutzbar, da meist nur schwache Quellen zur Verfügung stehen.

Mathematisch kann die Funktionsweise eines Shack-Hartmann Sensors folgendermaßen beschrieben werden:

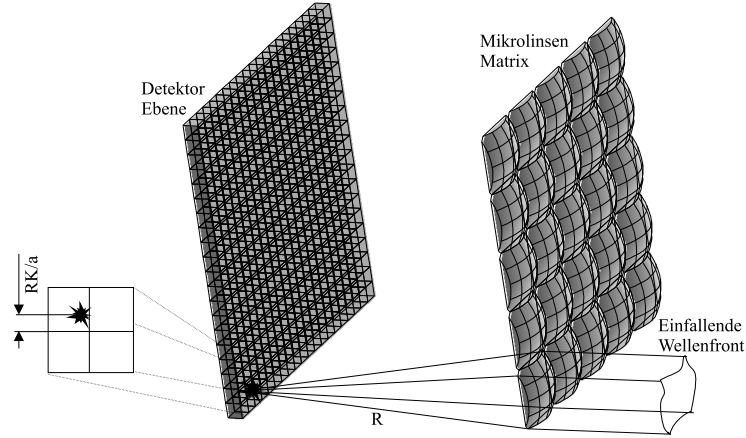


Abbildung 2.4: Das von rechts einfallende Licht wird mittels der Mikrolinsen auf den Detektor fokussiert. Die dabei gemessene Ablage von einer für ebene Wellen kalibrierten Referenzposition ist ein Maß für den lokalen Gradienten der Wellenfront.

Geht man von kohärentem Licht der Wellenlänge λ und einheitlicher Feldamplitude A/R in der Pupillenebene aus, so wird die Intensität in der Fokalebene im Abstand z durch $I(P)$ beschrieben:

$$I(P) = \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2}\right)^2 \left| \int \int e^{i[k\Phi - \nu \rho \cos\Theta - \psi - 1/2u\rho^2]} \rho d\rho d\theta \right|^2 \quad (2.1.12)$$

wobei eine runde Pupille mit Radius a und Polarkoordinaten ρ, θ zugrundegelegt wurde. Die Bildebene wird mit den Koordinaten r, ψ beschrieben und z steht hier orthogonal auf der Pupillenebene. Weiterhin gilt $k = 2\pi/\lambda$. Es sind hier normalisierte Koordinaten in der Fokalebene benutzt mit:

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{R}\right)^2 z \quad v = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{R}\right) r$$

Die Größe Φ in Gleichung 2.1.12 repräsentiert die gesamte Wellenfront und enthält damit alle Aberrationen, die bis zur Ausbreitung zum Punkt P vorhanden sind. Nimmt man eine beliebige Wellenfront und lässt sie den Shack-Hartmann-Sensor passieren, mit einer Verkipfung der Wellenfront in x-Richtung, also $K\rho \sin\theta$, sowie Termen höherer Ordnung, die in Φ' zusammengefasst sind, so folgt für den Exponenten in 2.1.12:

$$i[k\Phi' - \frac{ka}{R} r' \rho \cos\theta - \psi' - 1/2kz \left(\frac{a}{R}\right)^2 \rho^2] \quad (2.1.13)$$

Die Form von 2.1.13 entspricht nach einer linearen Koordinatentransformation mit $x' = x - R/aK$ und $y' = y$ sowie $z' = z$ der in 2.1.12. Damit ist die Intensitätsverteilung dieselbe wie im unverschobenen Bild, mit den selben Beiträgen höherer Ordnung. Der einzige Effekt ist eine Schwerpunktsverschiebung des Bildes um den Betrag $(R/a)K$. Diese Verschiebung bildet die Basis für die Wellenfrontmessung mit dem Shack-Hartmann Sensor. Die geometrischen Verhältnisse des Messprinzips sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

Die Ablage der Intensitätsverteilung wird durch eine Schwerpunktsbestimmung gemessen, da gezeigt werden kann, dass der Schwerpunkt nicht von den Aberrationen höherer Ordnung

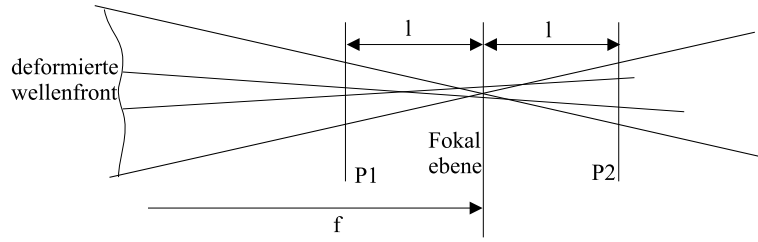


Abbildung 2.5: Prinzipieller Aufbau eines Krümmungssensors. Die vom Teleskop kommende Welle wird in der Fokalebene fokussiert. Vor und hinter diesem Fokus wird in P1 und P2 die Intensität vermessen. Eine lokale Deformation führt zu lokaler Erhöhung bzw. Erniedrigung der Messwerte, wie hier mit den inneren Linien angedeutet.

als der Verkipfung abhängt. (Für einen ausführlichen Beweis siehe z.B. Tyson 1991.) Der Schwerpunkt berechnet sich mit:

$$\bar{x} = \frac{\int \int x I(x, y) dx dy}{\int \int I(x, y) dx dy} \quad \bar{y} = \frac{\int \int y I(x, y) dx dy}{\int \int I(x, y) dx dy} \quad (2.1.14)$$

Bei einer diskreten Aufteilung der Detektorfläche, wie bei CCD's, ist die Integration als Summation über Zeilen und Spalten der Pixel zu verstehen. Bei einem Quadrantendetektor vereinfacht sich dies weiterhin zu (siehe z.B. Roddier 1999):

$$\alpha_x = \frac{\Theta}{2} \frac{I_1 + I_2 - I_3 - I_4}{\sum_i I_i} \quad (2.1.15)$$

mit α_x , der Winkelablage in x-Richtung, der Fleckgröße Θ in Winkleinheiten und den Intensitäten I_i in den einzelnen Quadranten. Für die andere Koordinatenrichtung gilt Analoges.

Curvature-Sensor

Krümmungssensoren, erstmals vorgeschlagen von Roddier, Roddier & Roddier 1988, basieren auf dem Einfluss der Wellenfrontstörungen auf die Intensitätsverteilung extrafokaler Ebenen. Das Prinzip ist in Abbildung 2.5 skizziert.

In einer Ebene vor einem Fokus und dahinter wird die Intensitätsverteilung gemessen. Eine lokale Deformation der Wellenfront führt zu einer erhöhten Intensität in einer Ebene, während in der anderen eine Abnahme registriert wird. Unter der Annahme der Gültigkeit geometrischer Optik ergibt die normalisierte Differenz der Verteilungen nach Roddier, Roddier & Roddier 1988:

$$c(r) = \frac{I_1(r) - I_2(r)}{I_1(r) + I_2(r)} = \frac{f(f-l)}{2l} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} \phi(\rho, \theta) \delta_c - \nabla^2 \phi(\rho, \theta) \right] \quad (2.1.16)$$

I_i sind die Intensitäten in den zwei Ebenen, ∇^2 der Laplace Operator und δ_c eine lineare Impulsverteilung an der Pupillengrenze. Das Differenzsignal $c(r)$ enthält alle nötige Information zur Rekonstruktion der Wellenfront und kann mit der Länge l in der Stärke variiert werden. Die Gleichung 2.1.16 ist nur in den Grenzen der geometrischen Optik gültig, solange die Lichtquelle als punktförmig angenommen wird. Genauer: bis der Ausdehnungswinkel θ_b der Quelle klein gegen die Subaperturfläche bleibt:

$$\theta_b(f-l) < \frac{dl}{f}$$

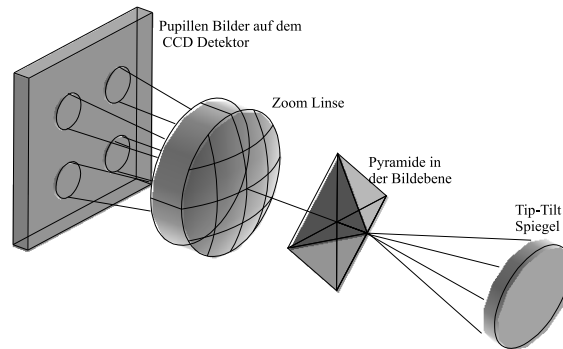


Abbildung 2.6: Aufbau eines Pyramidensensors. Ein zur Ausgangspupille konjugierter Tip-Tilt Spiegel verschiebt das Bild des Referenzsterns in der Bildebene periodisch über die Spitze der transmittierenden Pyramide. Die Sensitivität des Systems wird mit Hilfe der Zoom Linse angepasst und die Phasenvariationen in der Pupillenebene werden auf dem CCD Detektor damit messbar.

Was bedeutet, dass bei ausgedehnten Objekten, wie dies bei künstlichen Referenzsternen der Fall ist, die Sensitivität des Systems abnimmt.

Pyramiden Sensor

Pyramiden-Sensoren messen die Aberration ebenfalls in der Pupillenebene, allerdings mit einer Aufspaltung des Bildes in der Bildebene mit Hilfe eines dort platzierten Prismas. Vorgeschlagen von Ragazzoni 1996 stellt der Pyramiden-Sensor eine ähnlich einfache Möglichkeit zur Wellenfrontanalyse dar wie der Shack-Hartmann-Sensor. In Abbildung 2.6 sind die geometrischen Verhältnisse gezeigt. Auf dem Detektor werden mittels des Prismas multiple Pupillenbilder erzeugt. Geht man von geometrischer Optik aus, so wird ein durch Aberration gestörter Strahl das Prisma entweder auf einer oder der anderen Seite des Dachkants treffen und erscheint damit im dazu gehörigen Pupillenbild auf dem Detektor. Die Intensitätsverteilung in den Pupillenbildern sind damit ein Maß für das Vorzeichen des Gradienten. Um die volle Information zu gewinnen lässt man nun das Prisma um den Dachkant oszillieren und integriert über mehrere Oszillationen. In zwei Koordinatenachsen kann Information gewonnen werden, indem das Prisma als Pyramide ausgeführt wird, deren Spitze im Fokus platziert wird. Die hinter dem Prisma angebrachte Abbildungsoptik kann als Linse mit variabler Vergrößerung ausgeführt werden, so dass eine einfache Anpassung der Vergrößerung an die Beobachtungsverhältnisse möglich ist. In praktisch ausgeführten AO Systemen wurde diese Methode bis heute nur an einem Testsystem eingesetzt (Ghedina *et al.* 2002), allerdings sind die ersten Laborresultate viel versprechend (Esposito, Feeney & Riccardi 2000).

2.2 Laserleitsternsysteme

Obwohl mit adaptiven Optiksystemen eine beugungsbegrenzte Abbildung mit jedem erdgebundenen Teleskop möglich ist, so sind doch die Objekte, die beobachtet werden können, begrenzt. Dies liegt vor allem an der begrenzten Verfügbarkeit von Leitsternen, die innerhalb

des isoplanatischen Winkels θ_{iso} zur Verfügung stehen. Der isoplanatische Winkel ist definiert als der Bereich, innerhalb der die Wellenfrontstörung nach dem Durchgang durch die Atmosphäre als homogen angenommen werden kann. Genauer hängt dieser Winkel von dem in 2.1.6 eingeführten positionsgewichteten Integral über die Brechungsindex-Strukturkonstante ab:

$$\theta_{iso} = 2.91 k^2 \mu_{5/3}^{-3/5} \quad (2.2.1)$$

mit $k = 2\pi/\lambda$. Im K-Band beträgt der isoplanatische Winkel bei durchschnittlichen Seeingbedingungen 20 bis 40 Bogensekunden. Innerhalb dieses Bereiches muss ein Leitstern mit ausreichender Helligkeit zur Verfügung stehen, um vom Wellenfrontsensor mit der nötigen Geschwindigkeit vermessen werden zu können. Die mögliche Himmelsüberdeckung für AO mit natürlichen Leitsternen beträgt typischerweise 1 bis 2 Prozent in der galaktischen Ebene, und 0.01 bis 0.05 Prozent am galaktischen Pol. Diese Werte gelten für eine durchschnittliche AO-Korrektur mit einer Strehl-Zahl von $S=0.5$ und wurden von Louarn *et al.* 1998 statistisch ermittelt. Bei genauerer Betrachtung für verschiedene Quellen fällt die Analyse noch verheerender aus. Mittels Kreuzkorrelation mit astronomischen Katalogen errechnen Louarn *et al.* 1998 21 Quasare von 8600 aus dem Véron-Cetty Katalog die mit einer Strehlzahl besser als 0.2 beobachtet werden können, für alle anderen Quasare im Katalog steht kein ausreichend heller Leitstern zur Verfügung. Wobei eine Strehlzahl von 0.2 für viele Anwendungen zu gering ist, um eine ausreichende Stabilität des Bildes zu gewährleisten. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Helligkeit der die Quasare beherbergenden Galaxien wäre eine deutlich höhere Strehlzahl nötig, um einen stabilen Vergleich zwischen PSF und Quasar zu ermöglichen.

Die ersten Vorschläge zur Lösung dieses Problems mit künstlichen Laserleitsternen wurden von Feinleib 1982, und unabhängig davon von Foy & Labeyrie 1985, unterbreitet. Das Basiskonzept eines Laserleitsterns ist relativ einfach: Ein leistungsstarker Laser wird auf einen Punkt in Richtung des Beobachtungsobjekts fokussiert, der deutlich über den turbulenten Luftschichten liegt. Das rückgestreute Licht passiert auf dem Weg zum Teleskop dann die gleichen Phasenstörungen, die dem Licht vom Beobachtungsobjekt auch aufgeprägt werden, und kann im Wellenfrontsensor vermessen werden. Erste Versuche mit Laserleitsternen, hauptsächlich motiviert durch die Entwicklung von Laserwaffen und Beobachtung von Satelliten, wurden an der Air-Force Maui Optical Site durchgeführt (Zollars 1992; Parenti 1992). Für die Erzeugung des künstlichen Leitsterns stehen prinzipiell zwei Möglichkeiten zur Verfügung: Die Streuung von Licht an Luftmolekülen ('Rayleigh-Leitstern') und Resonanzstreuung an Alkaliatomen in der Mesosphäre ('Natrium-Leitstern'). Beide Methoden werden in den folgenden Abschnitten noch genauer untersucht. Eine Skizze des prinzipiellen Aufbaus eines Natriumschicht-Leitsternsystems ist in Abbildung 2.7 gezeigt. Für ein Rayleigh-Leitsternsystem ist der Aufbau ähnlich, nur wird der Leitstern unterhalb von $\approx 20\text{km}$ Höhe mit einem gepulsten Laser erzeugt. Die rückgestreuten Photonen werden dann zeitdiskret detektiert, womit die Flugzeit zur Diskriminierung einer spezifischen Streuhöhe vom Rest der gestreuten Photonen herangezogen werden kann.

Die ersten Versuche zu künstlichen Leitsternen wurden mit Rayleigh-Streuung in der unteren Atmosphäre ($\approx 6\text{km}$) durchgeführt (Parenti 1992; Fugate *et al.* 1991; Zollars 1992). Für die hierbei verwendeten Teleskope mit relativ geringen Aperturen $\approx 1\text{m}$ ist solch eine Geometrie noch anwendbar. Für die in der Astronomie benötigten großen Teleskope wird die

Verwendung von einem Leitstern auf niedriger Höhe zunehmend problematisch. Zwei Effekte limitieren hier die erreichbare Güte der adaptiven Korrektur: Zum einen verursacht der so genannte 'cone-effect', dass Teile der turbulenten Struktur in der Atmosphäre nicht mehr messbar sind, zum anderen muss der Bereich, aus dem die Streustrahlung vermessen wird, deutlich über allen turbulenten Schichten liegen. Dies bedeutet, dass der Stern in $\approx 25\text{-}30\text{km}$ Höhe erzeugt werden muss, womit die Rückstreuung bereits sehr schwach wird (siehe Abbildung 2.11). Der cone-effect - oder fokaler Anisoplanatismus - kommt von der endlichen Höhe des Sterns, womit das Licht davon effektiv einen Kegel bis zum Teleskop durchläuft, während das Licht vom wissenschaftlichen Objekt aus dem Unendlichen ein Zylindervolumen der turbulenten Schichten durchläuft. Dieser Effekt wird um so stärker, je näher der Stern am Teleskop liegt und je größer die Apertur ist. Eine genauere Analyse dieses Aspekts wird im folgenden Abschnitt vorgenommen.

Um diese Probleme zu umgehen wurde die Nutzung von mehreren Leitsternen über dem Teleskop vorgeschlagen (Murphy 1992). Die Messung der der Wellenfront sollte hierbei in kleinen Bereichen der Apertur erfolgen und durch späteres Zusammensetzen global rekonstruiert werden. Die theoretischen und praktischen Probleme hierbei haben bisher den Einsatz dieser Möglichkeit verhindert. Im Rahmen der heute vieldiskutierten 'Multi konjugierten adaptiven Optik' (MCAO) spielt der Einsatz von multiplen Laserleitsternen wieder eine große Rolle, insbesondere bei den aktuellen Planungen für Teleskope mit Aperturen von 30m und mehr.

2.2.1 Wellenfrontkorrektur mit Laserleitstern

In diesem Abschnitt wird die erreichbare Korrekturgüte eines adaptiven Optiksysteams mit Laserleitstern ermittelt und die mindestens benötigte Photonenzahl aus der Rückstreuung des künstlich erzeugten Referenzpunktes berechnet. Jede noch so gute Korrektur der Phasenfront wird mit Fehlern behaftet sein, wobei die zwei wichtigsten für adaptive Optik mit Laserleitstern - fokaler Anisoplanatismus und Rauschen bei der Wellenfrontdetektion - hier behandelt werden. Die Qualität eines Bildes - und damit die Korrekturgüte von AO - wird üblicherweise mit der *Strehl-Zahl* S charakterisiert, die das tatsächliche Bild mit dem beugungsbegrenzten Bild vergleicht. S ist definiert als Quotient aus der maximalen Intensität I_{ab} der aberierten Aufnahme einer Punktquelle und dem Maximum der beugungsbegrenzten PSF I_{dl} :

$$S := \frac{I_{ab}}{I_{dl}} \quad (2.2.2)$$

Für kleine statistische Aberationen ($\sigma^2 \ll 1$) ist die Strehlzahl mit Varianz σ der Phase über folgende Beziehung verknüpft:

$$S \approx 1 - \sigma^2 \quad (2.2.3)$$

Falls die Phasenaberration nicht klein ist, hängt die Strehlzahl von der spezifischen Form der Aberation ab. Allerdings kann bei zufälligen Deformationen der Phase, die einer Gauß'schen Statistik folgen, wie dies für atmosphärische Turbulenzprozesse gegeben ist, unter Anwendung der Maréchal-Näherung S und σ^2 auf einfache Weise verknüpft werden (Born & Wolf 1970): Falls die Varianz σ der Phasenaberration kleiner als $\pi^2/4$ ist, kann die Strehlzahl folgendermaßen genähert werden:

$$S = e^{-\sigma^2} \quad (2.2.4)$$

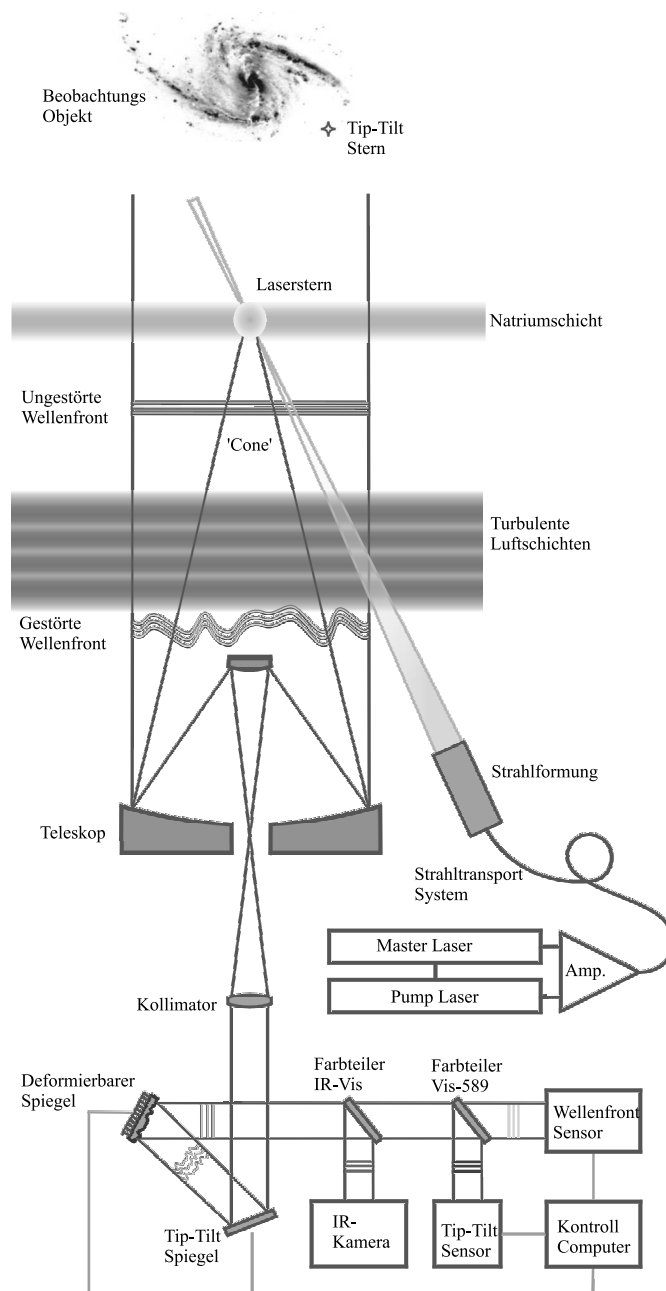


Abbildung 2.7: Prinzipieller Aufbau eines adaptiven Optiksystems mit Natriumschicht-Laserleitstern. Der Laserstrahl regt Natriumatome in der Mesosphäre in 90km Höhe zur Resonanzfluoreszenz an. Dicht neben das zu beobachtende Objekt projiziert, durchläuft das Licht von Objekt und künstlicher Referenz die selben turbulenten Luftschichten. Im adaptiven Optiksystem wird infrarotes, sichtbares und 589nm Licht mittels Farbteiler-Spiegeln getrennt. Zur Analyse der höheren Ordnungen der Deformationen dient das Licht vom Laserstern, während zur Kompensation der niedrigsten Ordnungen (Tip-Tilt) ein separater Referenzstern zusätzlich nötig ist. Durch die endliche Distanz zum Teleskop bleiben Randschichten der Wellenfront außerhalb des Lichtkegels unkorrigiert. Für Teleskope mit Aperturen $> 10\text{m}$ limitiert dieser 'cone'-Effekt die Verwendungsmöglichkeit eines einzelnen Leitsterns.

Die Varianz der verbleibenden Fehler in rad^2 setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen, die in der Summe die Strehlzahl des korrigierten Bildes aus Gleichung 2.2.4 ergeben.

$$\sigma^2 = \sigma_{ce}^2 + \sigma_{noise}^2 + \sigma_{ncp}^2 + \sigma_{bw}^2 + \sigma_{dm}^2 \quad (2.2.5)$$

Die einzelnen Beiträge sind im Wesentlichen: σ_{ce}^2 aus dem 'cone-effect' oder fokalen Anisoplanatismus, der von der endlichen Höhe des künstlichen Sterns und der damit unvollständig vermessenen Wellenfront verursacht wird. σ_{noise}^2 ist der Messfehler des Wellenfrontsensors aufgrund von unvermeidbarem Photonenrauschen bei der Detektion, Ausleserauschen des Detektors und Fehler bei der Bestimmung des Intensitätsschwerpunkts. σ_{ncp}^2 ist ein statischer Fehler, der im adaptiven Optiksistem durch ungleiche optische Wege von infrarotem Licht und Leitsternwellenlänge auftreten kann. σ_{bw}^2 wird durch die endliche Bandbreite des Regelungssystems diktiert und σ_{dm}^2 definiert eine Größe, die von der Überdeckung der Teleskoppupille mit Aktuatoren am deformierbaren Spiegel abhängt. Während σ_{ncp}^2 , σ_{bw}^2 und σ_{dm}^2 durch sorgfältige Auslegung der adaptiven Optik gering gehalten werden können, ist fokaler Anisoplanatismus und der Fehler durch die endliche Photonenzahl bei der Wellenfrontmessung von den geometrischen Verhältnissen von Laserstern zum Teleskop sowie der Leistung und Rückstreuereffizienz des Lasers abhängig.

Fokaler Anisoplanatismus

Für kleine Teleskope kaum von Bedeutung, spielt dieser Fehler bei zunehmender Größe der Spiegel eine immer bedeutendere Rolle. Da im Rahmen dieser Arbeit ein Laser für eines der vier VLT Teleskope mit einem Durchmesser des Hauptspiegels von 8.2m entwickelt wurde, und derzeit auch noch keine Erfahrung mit einzelnen Laserleitsternen an Teleskopen dieser Größenklasse besteht, muss diesem Aspekt gesonderte Aufmerksamkeit gewidmet werden. σ_{ce}^2 setzt sich aus einem Beitrag der Randbereiche der Wellenfront außerhalb des Konus des Lasersterns $\sigma_{ca,1}^2$ und einem Beitrag der Turbulenz, die oberhalb des Lasersterns liegt, $\sigma_{ca,2}^2$, zusammen. - Wobei Letzteres nur für Rayleigh-Leitsterne in geringer Höhe über dem Teleskop gilt. Unter der Annahme von Kolmogorov-Turbulenz kann letzterer Beitrag folgendermaßen angegeben werden (Fried 1966):

$$\sigma_{ca,2}^2 = 0.057 D^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \sec \xi \mu_0|_h^\infty \quad (2.2.6)$$

wobei $\mu|_h^\infty$ das nullte Moment der Brechungsindex-Strukturkonstante aus dem Integral von h , der Höhe des Sterns, bis unendlich ist, und damit von den Details des Turbulenzprofils abhängt. Für den Anteil der neben dem Konus nicht gemessenen Turbulenz wurde eine gute Näherung von Parenti & Sasiela 1994 angegeben:

$$\sigma_{ca,1}^2 = 0.5 D^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \sec \xi \left[\frac{\mu_{5/3}|_0^h}{h^{5/3}} - 0.904 \frac{\mu_2|_0^h}{h^2} \right] \quad (2.2.7)$$

In Abbildung 2.8 ist die Varianz des Phasenfehlers aus beiden Beiträgen des fokalen Anisoplanatismus für ein 8.2m-Teleskop gezeigt. Hierzu wurde das Hufnagel-Valley-Modell der Brechungsindex-Strukturkonstante für mittlere bis gute Beobachtungsbedingungen - einem Seeing von 0.8'' im V-Band und 45° Zenitdistanz - zur Berechnung der Momente benutzt. Die maximal erreichbaren Strehlzahlen, nur durch den 'cone-effekt' beschränkt, liegen bei $\approx 100km$ Leitsternhöhe bei 0.78 bei $2.2\mu m$ (K-Band) und rund 0.45 bei $1.25\mu m$ (J-Band). Ein einzelner Rayleigh-Leitstern, 25km über dem Teleskop, würde im K-Band eine Korrektur

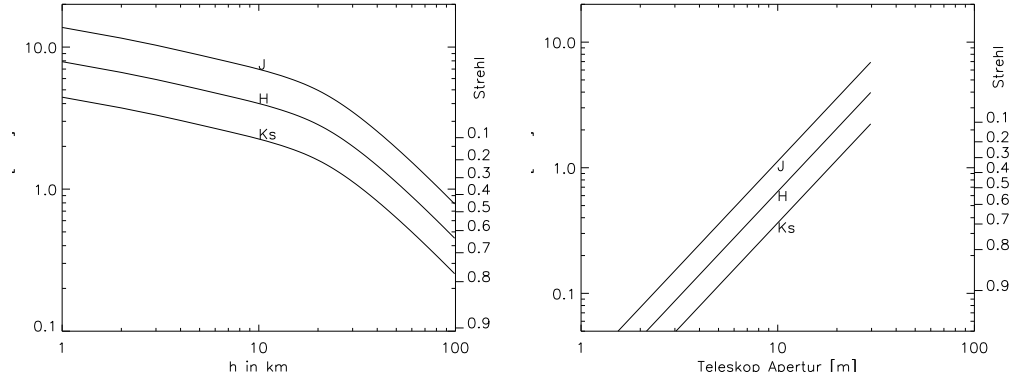


Abbildung 2.8: Varianz des Wellenfrontfehlers durch den fokalen Anisoplanatismus aus der endlichen Höhe des Laserleitsterns. Links die Abhängigkeit von der Höhe des Leitsterns. Das Modell wurde für ein 8m-Teleskop sowie 0.8'' Seeing und 45° Zenitdistanz errechnet. Im rechten Bild der Fehler für einen Leitstern in 95km Höhe abhängig vom Teleskopdurchmesser. Für Teleskope größer als 10m ist bei Verwendung eines einzelnen Leitsterns nur noch eine mäßige Korrektur zu erwarten.

auf eine Strehlzahl von 0.3 erlauben, in den anderen Bändern wäre die Korrektur nur noch marginal besser als das Seeing.

Phasenfehler bei der Wellenfrontmessung

Der Phasenfehler, den man bei der Detektion der Wellenfront erhält, hängt partiell von der spezifischen Art und Geometrie des Wellenfrontsensors ab. Hier existieren feine Unterschiede im Verhalten der Sensoren, welche in Abschnitt 2.1.2 beschrieben wurden, die den einen oder anderen Sensor für spezifische Bedingungen besser geeignet erscheinen lassen. Die physikalische Grundlage jeder Wellenfrontmessung ist die Detektion von Photonen, womit der Messfehler mit der Photonenstatistik und dem Detektor induzierten Rauschen verbunden ist. Die Verknüpfung von der Poisson-Statistik des Photonenrauschen mit dem Wellenfrontfehler bei der Messung von Gradienten in einem Shack-Hartmann-Detektor ergibt einen Ausdruck für die Varianz der Wellenfront durch Photonenrauschen (Parenti & Sasiela 1994):

$$\sigma_{ph}^2 = 2\pi^2 \left[1 + \left(\frac{d_s}{r_0} \right)^2 \right] \frac{1}{N_{pe}} \quad (2.2.8)$$

Wobei N_{pe} die detektierte Zahl der Photoelektronen pro Subapertur und Integration ist, d_s die Subaperturgröße und r_0 der Fried-Parameter. Während der Fehler, der aus reinem Photonenrauschen resultiert, oft klein ist, kann der Fehler aufgrund der Detektoreigenschaften deutlich größer sein. Bei der Verwendung von CCD's treten zufällige Fluktuationen beim Ladungstransfer, den Vorverstärkern und den Analog-Digital Wandlern auf. Diese als Ausleserauschen bezeichnete Größe N_{rms} trägt unter der Annahme, dass jedes Pixel gleiches statistisches Verhalten zeigt, einen Anteil σ_{sn}^2 zum gesamten Fehler bei:

$$\sigma_{sn}^2 = 8\pi^2 \left[1 + \left(\frac{d_s}{r_0} \right)^2 \right] \frac{N_{rms}^2}{(G_e N_{pe})^2} \quad (2.2.9)$$

G_{pe} ist hierbei ein Gewinnfaktor, der bei Bildverstärkern und Lawinen-Photodioden die Verstärkung der primär erzeugten Photoelektronen beschreibt. Prinzipiell kann mit diesem Faktor

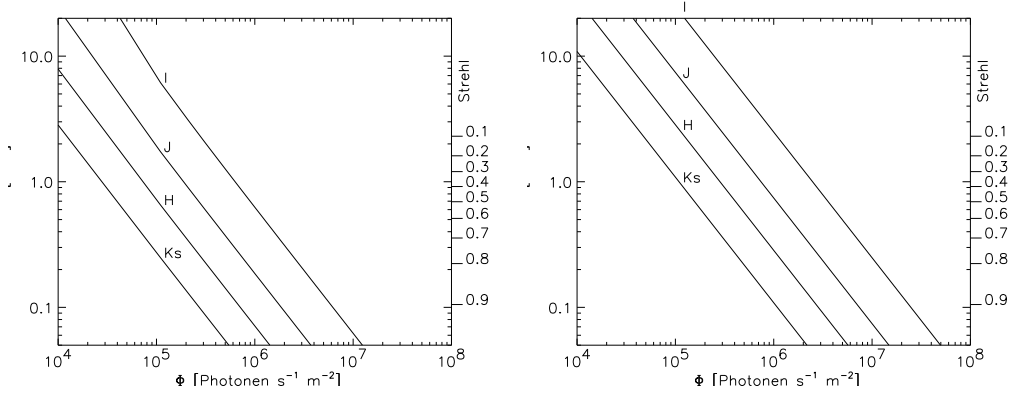


Abbildung 2.9: Varianz des Phasenfehlers und zugehörige Strehlzahl aufgrund von Photonenausleserauschen und Ausleserauschen, aufgetragen gegen die Zahl der Photonen, die am Detektor eintrifft. Links ist der Fall für einen CCD Detektor mit $4e^-$ Ausleserauschen und 80% Quanteneffizienz gezeigt. Rechts für den Fall, dass kein Ausleserauschen präsent ist, aber die Quanteneffizienz 0.2 beträgt.

das Ausleserauschen minimiert werden. Beide obigen Gleichungen gelten für eine Detektion des Schwerpunktes im Hartmann-Sensor mittels eines Quadranten-Detektors oder entsprechend einem 2x2 Pixelbereich auf der CCD. Bei der Nutzung von größeren Pixelbereichen nimmt der Fehler aufgrund von Ausleserauschen zu, womit 2.2.8 und 2.2.9 eine beste Annahme darstellen. Um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass die Wellenlänge λ_c , bei der das korrigierte Bild detektiert wird, normalerweise deutlich länger ist als die Wellenlänge λ_d der Phasemessung, muss noch ein Korrekturfaktor $(\lambda_d/\lambda_c)^2$ in obige Gleichungen eingebracht werden um auf das Quadrat der Varianz bei λ_c zu konvertieren. Definiert man die fundamentalen Parameter der Turbulenz (r_0, Θ_0, τ_0) wie üblich bei λ_c , folgt mit Gleichung 2.1.4 die Kohärenzlänge bei λ_d durch $(\lambda_c/\lambda_d)^{6/5} r_0$. Ebenfalls ist die Anzahl der Photoelektronen, die pro Subapertur gemessen werden, mit dem Photonfluss Φ_{ph} [Photonen $s^{-1} m^{-2}$] verknüpft:

$$N_{pe} = \Phi_{ph} \tau \eta \left(\frac{d_s}{2} \right)^2 \pi \quad (2.2.10)$$

mit τ , der Integrationszeit, η , der Quanteneffizienz des Detektors, und d_s , der Subaperturgröße. Die Summe aus Photonenausleserauschen und Ausleserauschen ergibt den totalen Phasenfehler:

$$\sigma_{noise}^2 = \underbrace{\frac{8\pi \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_c} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_c} \right)^{12/5} \left(\frac{d_s}{r_0} \right)^2 \right]}{\Phi_{ph} \tau \eta d_s^2}}_{\text{Photonenausleserauschen}} + \underbrace{\frac{\left(\frac{\lambda_p}{\lambda_c} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_p} \right)^{12/5} \left(\frac{d_s}{r_0} \right)^2 \right]}{(G_e \Phi_{ph} \tau \eta d_s^2)^2}}_{\text{Sensorrauschen}} \quad (2.2.11)$$

Gleichung 2.2.11 ist in Abbildung 2.9 graphisch für zwei Fälle gezeigt. Rückseitenbeleuchtete CCD-Detektoren erreichen heutzutage eine Quanteneffizienz von rund 80% und ein Ausleserauschen von $4e^-$. Andererseits können Sekundärelektronenvervielfacher ohne Ausleserauschen verwendet werden, die allerdings eine Quanteneffizienz von ≈ 0.2 haben. Die beste Wahl sind sicherlich Lawinenphotodioden mit hoher Quanteneffizienz und keinerlei Ausleserauschen.

Benötigte Photonenzahl

Die zwei in den vorhergehenden Abschnitten behandelten Fehler, die bei der Phasenmessung auftreten, sind die fundamentalen Begrenzungen, denen ein adaptives Optiksystm mit Laserleitstern unterworfen ist. Die Art des Leitsterns setzt eine Limitierung in der erreichbaren Bildgüte durch den fokalen Anisoplanatismus. Durch die Helligkeit des künstlichen Sterns wird der zweite Fehler aufgrund des Photonenrauschens bestimmt. Beide Fehler in der Summe ergeben die maximal erreichbare Strehlzahl für eine bestimmte Art von Leitstern mit gegebener Laserleistung. In beiden oben gezeigten Abbildungen 2.9 und 2.8 sind keine optischen Verluste im Detektionssystem eingerechnet. Aufgrund der optischen Komplexizität eines adaptiven Optiksystms sind (in den meisten Fällen) mehrere reflektive und transmittive Komponenten im Strahlengang bis zum Detektor vorhanden. Zum Beispiel befinden sich im ALFA AO System 8 reflektive Oberflächen sowie 11 transmittive Oberflächen die das Licht vom Teleskopeingang bis zum Wellenfrontsensor passieren muss. Mit Aluminium als reflektierende Schicht ($R \approx 0.95$) und guten Antireflexvergütungen ($T \approx 0.995$) bleibt eine totale Transmission des Systems von 0.62. Die reale Transmission kann mit Optimierung der Beschichtungen sicherlich etwas besser sein, unter Berücksichtigung einer Degradation der Reflektivitäten durch Alterung und Staubeintrag eher schlechter. In Abbildung 2.10 ist die Varianz der Wellenfrontmessung unter Einbeziehung von 'cone-effect' und Sensorrauschen gegen den Photonfluss am Eingang des Teleskops unter Berücksichtigung einer Systemtransmission von 0.5 gezeigt. Für die hier gezeigte Varianz und erreichbare Strehlzahl für einen 'Natrium-Leitstern' und einen 'Rayleigh-Leitstern' ist ein durchschnittliches Seeing von $1.0''$ im V-Band sowie ein 8.2m Teleskop angenommen. Die Integrationszeit und damit die Bildrate wurde der Kohärenzzeit angepasst, unter der Annahme, dass das Bufton Windgeschwindigkeitsmodell gültig ist. Die Integrationszeit wurde mit $\approx 0.2\tau_0$ gewählt, was ausreichend ist um die Phasenänderung innerhalb der zeitlichen Kohärenz in einer Regelschleife zu kompensieren. In Tabelle 2.1 sind die Parameter für die einzelnen Wellenlängenbänder gelistet.

Simulationsparameter für I, J, H, Ks

Wellenlängenband	Zentralwellenlänge [nm]	r_0 [m]	Θ_0 ["]	τ_0 [s]	Messfrequenz [Hz]
I	900	0.25	0.90	0.014	356
J	1250	0.37	0.84	0.021	240
H	1650	0.52	0.79	0.029	172
Ks	2200	0.73	0.75	0.041	122

Tabelle 2.1: Parameter für die Berechnung des nötigen Photonenflusses bei Annahme eines Hufnagel-Valley-Profiles für C_N^2 und des Bufton-Windgeschwindigkeitmodells.

In die hier gezeigte Simulation der Strehl-Zahl in Abhängigkeit des Photonenflusses sind keine weiteren Wellenfrontfehler, die am Anfang des Kapitels gelistet sind, mit einbezogen. Insbesondere die Oberflächengüte aller Elemente in einem AO-System, die unkorrigierbar bleiben, tragen zu einer Reduktion der Strehlzahl bei. Summiert man alle zusätzlichen Störquellen mit auf, so ist eine Strehlzahl zu erwarten, die rund 50-80% der in Abbildung 2.10 gezeigten entspricht (für eine vollständige Analyse eines exemplarischen AO-Systems siehe z.B. Farinato *et al.*).

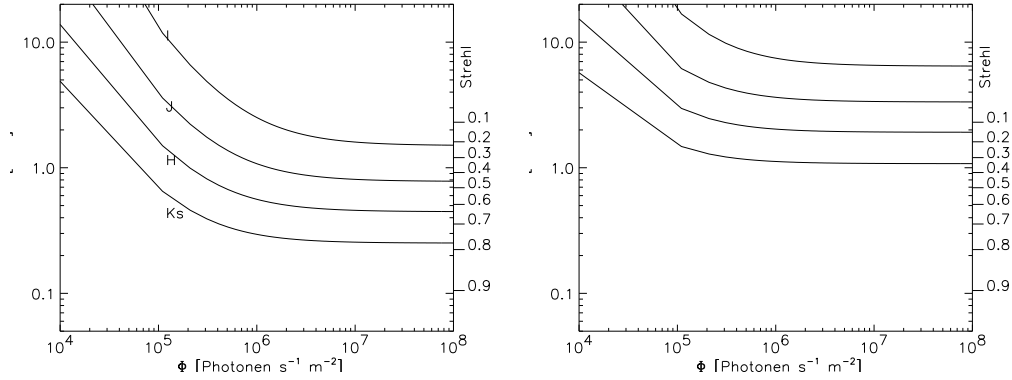


Abbildung 2.10: Varianz der Phase und Strehlzahl in Abhängigkeit des Photonenfusses am Eingang des Teleskops. Bei geringen Photonenzahlen wird die erreichbare Strehl-Zahl vom Photonentrauschen dominiert. Bei hohen Photonenzahlen strebt die Strehl-Zahl einem konstanten Wert zu, der vom fokalen Anisoplanatismus diktiert wird. Links ist der Fall eines 'Natrium-Leitsterns' in 95km Höhe gezeigt, rechts für einen 'Rayleigh-Leitstern' in 30km Höhe. Für beide Fälle ist ein 8.2m Teleskop und ein V-Band Seeing von $1.0''$ angenommen.

2.2.2 Nutzung der Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen

Für große Teleskope ist, wie oben gezeigt, ein einzelner Rayleigh-Leitstern kaum von Nutzen. Durch den Einsatz von mehreren Leitsternen könnte diese Möglichkeit allerdings auch nutzbar sein. Hier soll die Basis der Lichtstreuung an Luftmolekülen abgeleitet werden und damit die Helligkeit des Leitsterns.

Die Wechselwirkung von Licht mit Partikeln, die deutlich kleiner als die Wellenlänge sind, wie dies bei Luftmolekülen und Licht im in Frage kommenden Bereich gegeben ist, wird klassisch durch die Rayleigh-Streuung beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt kann mit Hilfe der Maxwellschen Theorie ermittelt werden und beträgt:

$$\frac{d\sigma(\alpha)}{d\Omega} = 4\pi^2 \frac{(n_0 - 1)^2}{N_0^2 \lambda^4} (\cos^2(\Phi) \cos^2(\alpha) + \sin^2(\Phi)) \quad (2.2.12)$$

wobei $\frac{d\sigma(\alpha)}{d\Omega}$ der Wirkungsquerschnitt eines Teilchens pro Einheit des Raumwinkels bei Streuung in Richtung α (nahe Rückwärtsstreuung) ist. n_0 ist der Brechungsindex der Atmosphäre, N_0 die Teilchendichte auf Meereshöhe, λ die eingestrahlte Wellenlänge und Φ der Winkel zwischen der Streuebene und der Polarisierung der einfallenden Welle. n_0 beträgt 1.000292 und N_0 unter Normbedingungen $2.5 \cdot 10^{25}$ Partikel pro Kubikmeter. Die Photonenzahl N , die nach der Streuung wieder auf das Teleskop fällt und dort vom Wellenfrontsensor pro Zeiteinheit registriert wird, ergibt sich aus der Höhe H , in dem die Streuung stattfindet, der dortigen Teilchendichte $\rho(H)$, der Säulenlänge des Streuvolumens ΔH und der Energie des Laserpulses E .

$$N = \frac{ED^2 \rho(H) \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta H}{\gamma H^2} \quad (2.2.13)$$

$\gamma = \frac{hc}{\lambda}$ ist hierbei die Energie eines Photons und D der Durchmesser der Apertur, über die die Photonenzahl gemessen wird. In Abbildung 2.11 ist die auf einen Quadratmeter und eine Sekunde normierte Zahl der vom Teleskop empfangenen Photonen für drei verschiedene

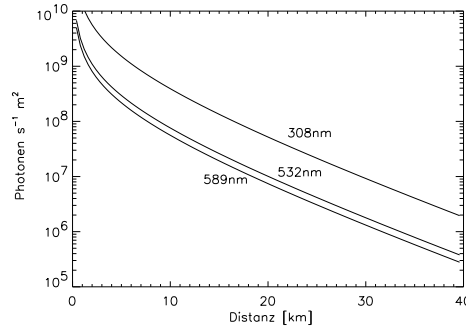


Abbildung 2.11: Anzahl der in das Teleskop rückgestreuten Photonen pro Sekunde und m^2 bei Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen, in Abhängigkeit von der genutzten Höhe. Hierbei sind eine Laserleistung von 50W, sowie ein Höhenbereich, aus dem die Streustrahlung gesammelt wird, von 1% der Streuhöhe angenommen.

Wellenlängen, in Abhängigkeit von der Streuhöhe gezeigt. Für die Dichteverteilung der Moleküle in der Atmosphäre wurde hier das USSA-1962 Modell (McCartney 1976) herangezogen. Deutlich ist die erhöhte Rückstreuung bei kurzen Wellenlängen, aufgrund des λ^4 abhängigen Streuquerschnitts zu sehen. In dieser Abbildung wurde ein relativ kurzes Streuvolumen ΔH von einem Prozent der Streuhöhe H angenommen sowie ein relativ leistungsstarker Laser mit 50W im Mittel. Das kurze Streuvolumen wurde aufgrund der Elongation von einzelnen Laserflecken gewählt, die auftritt, wenn man die Rückstreuung mit einem relativ großen Teleskop registriert. In Gleichung 2.2.13 sind noch keine Verlustfaktoren mit einbezogen, die aus der Quanteneffizienz des Detektors, den Transmissionen der Optiken sowie der Atmosphäre resultieren.

Wie aus dem Vergleich von Abbildung 2.10 und Abbildung 2.11 ersichtlich ist, benötigt ein Rayleigh-Leitstern, der in 25-30km Höhe erzeugt wird, bereits einen Laser mit beträchtlicher Leistung. Um die mindestens benötigten $\approx 2 - 3 \cdot 10^6$ Photonen bereitzustellen, ist bei 532nm ein Laser mit 50-60W nötig, bei einem UV-Laser mit 308nm reduziert sich dies auf rund 5-10W (stark abhängig von der UV-Absorption der Optiken). Eine Möglichkeit den Leistungsbedarf zu reduzieren, ist die Streustrahlung aus einem größeren Volumen zu sammeln. Vorgeschlagen sind hierzu Methoden von atmosphärischer Tomographie (Angel & Lloyd-Hart 2000) sowie dynamisches Fokussieren des Wellenfrontsensors über die Propagationszeit des Pulses durch die Atmosphäre (Angel 2000; Lloyd-Hart *et al.* 2001).

2.2.3 Natriumschicht-Leitsterne

Eigenschaften der Natriumschicht

Will man den Einfluss des 'cone-effect' auf die Messung der Wellenfront vermindern, so ist ein Leitstern in großer Höhe nötig. Eine interessante Eigenschaft der Erdatmosphäre kann hierbei ausgenutzt werden: In 90-100km Höhe über der Erde existiert eine stabile Schicht, die Alkalimetalle in relevanter Menge in atomarem Zustand enthält, welche mit Lasereinstrahlung zu Resonanzfluoreszenz angeregt werden können. Die bereits von Slipher 1933 bei Untersuchungen des nächtlichen Himmelsleuchtens entdeckte Linie bei $\approx 589nm$ konnte durch die interferometrische Messung von Cabane 1938 in ein Liniendublett aufgelöst werden, womit die Zuordnung zum Element Natrium bestätigt wurde. (Eine Zusammenfassung der Entde-

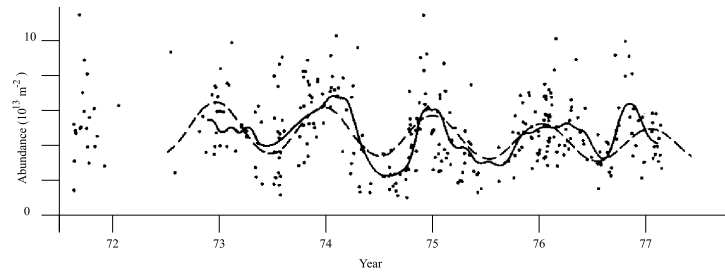


Abbildung 2.12: Saisonale Variation der Natrium Säulendichte gemessen mit LIDAR bei 23° S nach Messungen von Simonich, Clemesha & Kirchhoff 1979. Die Variation mit der Jahreszeit zeigt eine deutliche Abnahme der Dichte im Südwinter.

ckungsgeschichte findet sich bei Klein .)

Durch eine Vielzahl von Messungen seit der Erfindung des Lasers mit LIDAR (Light Detection and Ranging) über lange Zeiträume konnten die Eigenschaften dieser Natriumschicht ermittelt werden. Insbesondere das gesteigerte Interesse an Leitsternen für adaptive Optik hat in den letzten Jahren eine Vielzahl von Messkampagnen hervorgebracht. Die Ergebnisse seien hier kurz zusammengefasst:

Atomares Natrium tritt in nennenswerter Menge in einer Schicht in 80-100km Höhe auf, wobei die Anzahl und Verteilung der Atome zwar schwankt, allerdings nie völlig verschwindet. Für die Nutzung als Laserstern ist der wichtigste Parameter die Säulendichte der Atome, welche zwischen 2 bis $10 \cdot 10^9$ Teilchen pro cm^2 liegen kann. Ein Beispiel für die jahreszeitlichen Schwankungen der Säulendichte ist in Abbildung 2.12 (Simonich, Clemesha & Kirchhoff 1979) gezeigt.

Die Herkunft des atomaren Natrium war lange nicht eindeutig zu klären. Insbesondere die engräumige Konzentration auf eine 5-10km dicke Schicht steht im starken Gegensatz zu der Verteilung der übrigen Konstituenten in der Atmosphäre. Als Quellen wurden unter anderem vulkanische Staubwolken, Meeressalz, Restwirkung nuklearer Bombentests sowie als extraterrestrische Quellen verdampfte Mikrometeorite und interplanetarer Staub diskutiert. Die terrestrischen Quellen konnten insbesondere durch die LIDAR Sondierungen von vulkanischen Staubwolken ausgeschlossen werden (Reiter *et al.* 1982; Hirono, Fujiwara & Shibata 1981). Aufgrund der Konstanz der Natriumschicht und der relativ gleich bleibenden Verteilung ist inzwischen die einhellige Meinung der Atmosphärenphysiker, dass das Natrium (und die anderen dort deponierten Metalle) in der Mesosphäre sich am besten mit Meteoritenablation erklären lassen. Modellrechnungen zur Ablation und Zeitkonstante der Diffusion in dichtere Atmosphärenschichten, in denen das Alkalimetall aufoxidiert wird, zeigen eine gute Übereinstimmung mit Messungen (Kichhoff, Simonich & Clemesha 1981).

Auf ihrer Bahn um die Sonne unterliegt die Erde einem stetigen Zufluss von Materie in der Form von kleinen und kleinsten Meteoriten, deren Massenfluss durch die Atmosphäre etwa $10^{-16} gm^{-2}s^{-1}$ beträgt, was einer Massenzunahme der Erde von 44 Tonnen pro Tag entspricht. Diese Partikel treten mit einer Geschwindigkeit von 14-17 km/s in die oberen Schichten der Lufthülle ein und verdampfen dort, je nach Größe, binnen Sekunden. Modellrechnungen zum Eindringen, Abbremsen, dem Verdampfungs- und Sublimationsprozess und der Verteilung über Diffusion versuchen die Konzentration des Staubs auf die Schicht in 80-100km Höhe zu erklären (Visconti 1973).

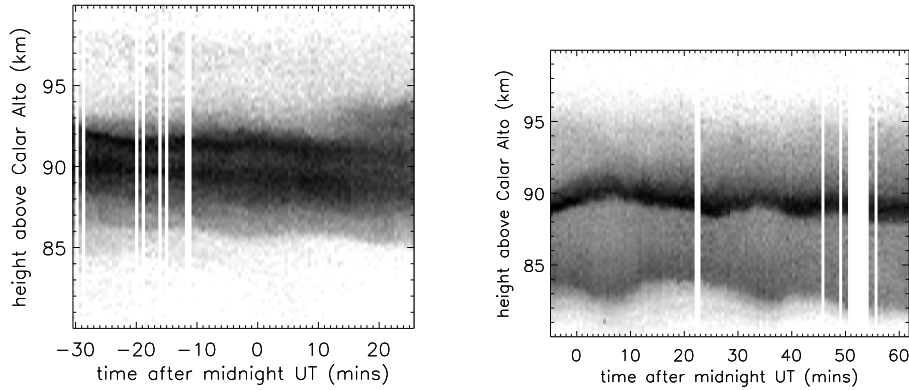


Abbildung 2.13: Zeitliche Variation der Natriumdichte in der Mesosphäre. Links: Daten vom 17.10.1998, rechts vom 18.10.1998. Die Graustufung ist ein Maß für die Dichte der Natriumatome. Im rechten Bild ist deutlich zu sehen, wie die mittlere Höhe der Schicht sich auf Zeitskalen von ≈ 10 Minuten um rund 1km ändern kann.

Form und Ausdehnung der Natriumschicht sind Schwankungen unterworfen, die auf Zeitskalen von Minuten zu Stunden auftreten. Kurzzeitige Änderungen der Schwerpunkthöhe können einen signifikanten Einfluss auf die Wellenfrontanalyse haben und ein stetiges Nachfokussieren des Lasers und des Wellenfrontsensors nötig machen. Für die Erzeugung des Leitsterns und die Referenzierung der adaptiven Optik darauf ist dies von besonderer Bedeutung. Im Oktober 1998 wurde deshalb von unserer Gruppe eine Messkampagne unternommen um diese Variationen mit LIDAR zu vermessen. In Abbildung 2.13 sind zwei Beispiele für die Variation der Höhe und Säulendichte der Natriumschicht gezeigt, die mittels Lidar am 3.5m Teleskop des Calar Alto Observatoriums aufgenommen wurden.

2.3 Anregung der Natriumschicht mittels Lasereinstrahlung

2.3.1 Energieniveaus von Natrium

Die Rückstreuung aus der mesosphärischen Natriumschicht, die für den künstlichen Leitstern genutzt werden kann, beruht auf der resonanten Wechselwirkung zwischen dem eingestrahlttem Laserlicht und dem Atomensemble. Natürlich vorkommendes Natrium besteht zu 100 % aus dem Isotop ^{23}Na mit Kernspinquantenzahl $I=3/2$. Die elektronische Konfiguration im Grundzustand ist: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Die Bahndrehimpuls-Spinquantenzahl des Leuchtelektrons ist damit $3^2S_{1/2}$. Die bekannte Dublettstruktur des ersten angeregten Zustands entsteht durch die Feinstruktur des 3^2P Niveaus, das in die $3^2P_{1/2}$ und $3^2P_{3/2}$ Zustände aufspaltet. Der längerwelligen Komponente, der D_1 Linie, entspricht eine Wellenlänge in Luft von 589.5924nm, und die kurzwellige Linie D_2 hat eine Wellenlänge von 588.995nm (Martin & Zalubas 1981). Beide D-Linien zeigen eine Hyperfeinaufspaltung wegen des Kernspins von ^{23}Na . Die Hyperfeinstrukturwechselwirkung führt zu einer Kopplung der beiden Drehimpulse I und J zum Gesamtdrehimpuls F des Atoms: $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$, wobei die Dreiecksrelation $|I - J| \leq F \leq I + J$ erfüllt sein muss. Hieraus resultiert die in Abbildung 2.14 gezeigte Hyperfeinstruktur des Natriums mit den entsprechenden Aufspaltungen der einzelnen Niveaus.

Die 3^2P Niveaus spalten in jeweils $2J+1$ Hyperfeinzustände auf, und der Grundzustand

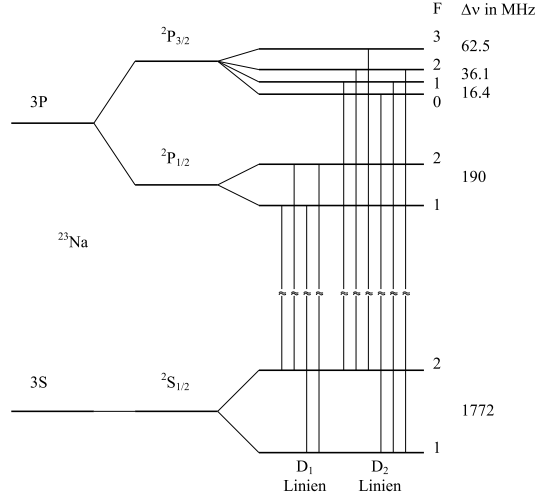


Abbildung 2.14: Termschema der niedrigsten Energiezustände von Natrium mit den Hyperfeinaufspaltungen und den erlaubten Strahlungsübergängen.

besitzt zwei durch einen Energieunterschied von 1772 MHz getrennte Niveaus. Mit den Auswahlregeln für optische Dipolstrahlung $\Delta F=0, \pm 1$, $\Delta m_f=0, \pm 1$ und $\Delta m_f \neq 0$, falls $\Delta F=0$, ergeben sich die in Abbildung 2.14 eingezeichneten Übergänge. Da die Oszillatorstärke (und damit die Rückstreuung bei Lasereinstrahlung) des D_2 Übergangs ungefähr doppelt so groß ist wie die der D_1 Linie, wird zur Erzeugung des Lasersterns die D_2 Linie bevorzugt. Deswegen wird im folgenden nur diese Linie eingehender behandelt.

Vom $F=1$ und vom $F=2$ Hyperfeinniveau des Grundzustands ist je ein Linientriplett an optischen Übergängen erlaubt. Lebensdauermessungen mit verschiedenen Methoden wie z.B. Level-Crossing (Mashinskii 1970) oder Phasenverschiebung (Cunningham & Link 1967) haben für alle Komponenten übereinstimmend die gleiche Zeit von $\tau = 16.035 \pm 0.18\text{ns}$ ergeben. (Eine Zusammenfassung und ausführliche Diskussion der verschiedenen Methoden findet sich z.B. bei Iola & Strumia 1971.) Die natürliche Linienbreite $\Delta\nu$ folgt aus der Lebensdauer τ mit:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \approx 10\text{MHz} \quad (2.3.1)$$

Die Stärke der einzelnen Multiplettkomponenten hängt von deren Übergangsmatrixelement ab. Einer Messung direkt zugänglich ist die Oszillatorstärke f_{ab} , welche die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Atoms im Vergleich mit dem klassischen Oszillator angibt. Der Zusammenhang mit dem Einsteinkoeffizienten A_{ab} ist gegeben durch:

$$f_{ab} = \frac{1}{3\gamma} \frac{g_a}{g_b} A_{ab} \quad (2.3.2)$$

mit $\gamma = \frac{2\pi e^2 \nu_0^2}{3\epsilon_0 m_e c^3}$; der Konstante der Strahlungsdämpfung und $\frac{g_a}{g_b}$ dem Verhältnis der statistischen Gewichte der beteiligten Niveaus. Die Oszillatorstärke des gesamten Multipletts der D Linie von Natrium beträgt $f = 0.969 \pm 0.003$, für die D_2 Linie ist $f = 0.6487$ und für die D_1 Linie $f = 0.3250$ (Fairbank, Haensch & Schawlow 1975; Gaupp, Kuske & Andrae 1982). Die

relativen Linienfrequenzen der sechs erlaubten Übergänge im D₂ Multiplett, bezogen auf den mit den Oszillatorstärken gewichteten Schwerpunkt, sind in Tabelle 2.2 mit den zugehörigen relativen Stärken S_j aufgelistet.

Oszillatorstärken im D ₂ Übergang				
Übergang Nr. j	F von $3^2S_{1/2}$	F von $3^2P_{3/2}$	$\Delta\nu$ in MHz	Relative Oszillatorstärke S_j
1	1	2	1091.1	5
2	1	1	1056.6	5
3	1	0	1040.8	2
4	2	3	-621.6	14
5	2	2	-680.5	5
6	2	1	-715.0	1

Tabelle 2.2: Relative Frequenzen und Oszillatorstärken im D₂ Multiplett. Die Frequenzablage $\Delta\nu$ ist bezogen auf den mit S_j gewichteten Schwerpunkt der Linien als Nullpunkt.

2.3.2 Verbreiterung der Spektrallinien

Aufgrund der thermischen Bewegung der Atome in der Mesosphäre beobachtet man eine Verbreiterung der Spektrallinien. In Richtung des Beobachters ist die Frequenz durch den Dopplereffekt um:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \quad (2.3.3)$$

mit $\beta = \frac{\omega_x}{c}$, verschoben. Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten ω , in Richtung ω_x , im thermischen Gleichgewicht wird durch die Maxwell-Verteilung beschrieben:

$$dN(\omega_x) = \text{const} e^{-\frac{M\omega_x^2}{2RT}} d\omega_x \quad (2.3.4)$$

Mit: M dem Molekulargewicht, R der Gaskonstante, T der Temperatur. Hieraus folgt die Intensitätsverteilung und die Halbwertsbreite des Dopplerbeitrags jedes Hyperfeinübergangs mit zentraler Frequenz ν_0 :

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 k_B T}{m_{Na}}} \quad (2.3.5)$$

Die Temperatur in der Natriumschicht beträgt im Mittel $\approx 215\text{K}$ (siehe z.B. Megie & Blamont 1977), woraus eine Dopplerbreite der Linien von $\approx 1100\text{MHz}$ resultiert. Dies ist deutlich größer als die Hyperfeinaufspaltung des ersten angeregten Zustands, aber etwas kleiner als die Grundzustandsaufspaltung, womit diese im Frequenzspektrum noch deutlich zu sehen ist. Neben der Dopplerverbreiterung der Spektrallinien sind andere Verbreiterungsmechanismen bei den Zustandsbedingungen, wie sie in der Natriumschicht herrschen, nicht zu berücksichtigen. Eine mögliche Druckverbreiterung spielt keine Rolle wie folgende Abschätzung zeigt: Stoßverbreiterung wird wirksam, wenn die mittlere Zeit zwischen zwei Atomstößen in der Größenordnung der mittleren Lebensdauer der Niveaus oder darunter liegt. Damit würde die effektive Lebensdauer des Zustands verringert und nach Gleichung 2.3.1 die Energiebreite vergrößert. Die mittlere Stoßzahl K ist gegeben durch:

$$K = \frac{N}{V} \langle \omega \rangle \sigma_s \quad (2.3.6)$$

mit $\sigma_s = \pi d^2$, dem Querschnitt des Stoßzylinders, und ω der Geschwindigkeit (Bergmann & Schäfer 1998). Mit der Dichte der Atmosphäre in 90km von $\frac{N}{V} \approx 7.12 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ (Chamberlain 1978) kann man die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen abschätzen (Happer *et al.* 1994):

$$\tau_{coll} = \frac{1}{N_{mol} \sigma_s \langle \omega \rangle} = 140 \mu s \quad (2.3.7)$$

Dies ist eine deutlich längere Zeit als die Lebensdauer von 16ns des ersten angeregten Zustands von Natrium. Eine Druckverbreiterung spielt keine signifikante Rolle, womit die natürliche Linienbreite und der Dopplereffekt das Spektrum diktieren.

2.3.3 Streuquerschnitt und spektrales Profil der Natrium D₂ Linie

In diesem Abschnitt wird das Spektrum der Resonanzfluoreszenz von Natrium in der Atmosphäre bei Einstrahlung von Laserlicht diskutiert. Die zu erwartende Anzahl von Photonen und damit die globale Helligkeit des Lasersterns wird besprochen, womit die Grundlage für die Auslegung des Lasers gegeben ist. Das Spektrum der Natrium D-Linien ist wohlbekannt, und seit den ersten Ideen zur Nutzung der mesosphärischen Natriumschicht für künstliche Leitsterne wurden eine Vielzahl von Arbeiten mit Berechnungen des Rückstreuquerschnittes veröffentlicht (siehe z.B. Happer *et al.* 1994 und Morris 1994). Während die linearen Wechselwirkungen wohlverstanden sind (und für eine erste Abschätzung der Helligkeit durchaus ausreichen), ist die nichtlineare Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung, Atomensemble und geomagnetischem Feld noch ein aktuelles Forschungsgebiet. Für die lineare Wechselwirkung wird als globaler Parameter hier der frequenzabhängige Wirkungsquerschnitt benützt, welcher mit der Oszillatorstärke in folgendem Zusammenhang steht:

$$\int_0^\infty \sigma(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} c f \quad (2.3.8)$$

Mit der Kenntnis des Wirkungsquerschnitts lässt sich dann die Anzahl der insgesamt gestreuten Photonen, und damit, wie in Gleichung 2.2.13, die mit dem Wellenfrontsensor detektierte Anzahl, berechnen. Von einem durch die Natriumschicht propagierendem Laserstrahl wird ein Anteil ϵ , proportional zum totalen Wirkungsquerschnitt σ_t der Photonen, absorbiert:

$$\epsilon = \sigma_t \int dz [Na] \quad (2.3.9)$$

mit $\int dz [Na]$, der Säulendichte der Atome. Der Absorptions-Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Überlagerung der sechs dopplerverbreiterten Hyperfeinübergänge mit der Normierung der Oszillatorstärken aus Tabelle 2.2 mit der gesamten Oszillatorstärke des D₂ Multipletts:

$$\sigma_{D_{2,total}}(\nu) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_D^2}} \frac{f_{D_2}}{\sum_j f_j} \sum_j f_j e^{-\frac{(\nu-\nu_j)^2}{2\sigma_D^2}} \quad (2.3.10)$$

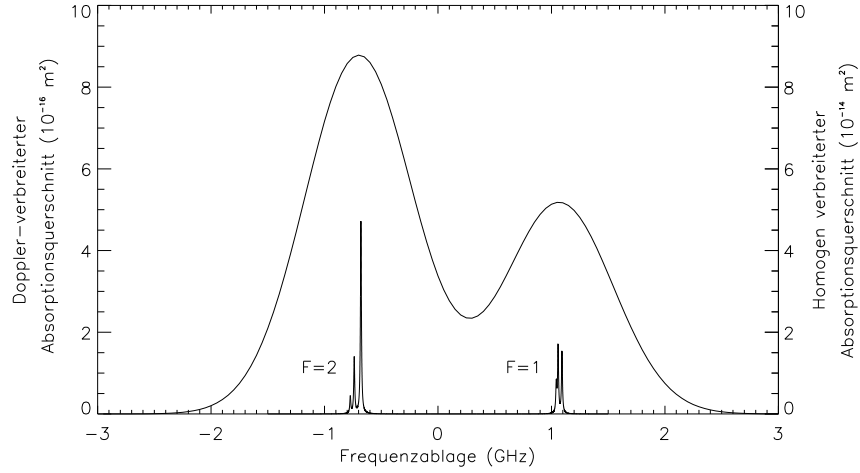


Abbildung 2.15: Absorptions-Wirkungsquerschnitt des Natrium D_2 Übergangs. Eingezeichnet ist der Dopplerverbreiterte Querschnitt für eine Temperatur der Atome von 215K und eine Laserlinienbreite von 10MHz. Ebenfalls gezeigt sind die natürlich verbreiterten Übergänge $F=2$ (links) und $F=1$ (rechts).

wobei $\sigma_D = \sqrt{\frac{k_B T}{m_{Na} \lambda_{D_2}^2}}$ die Dopplerbreite ist. Der maximale Wirkungsquerschnitt (an der Stelle des $F=2 \rightarrow F=3$ Übergangs) errechnet sich damit zu $\sigma_{max} = 8.9 \cdot 10^{-12} \text{cm}^2$. Das spektrale Profil des dopplerverbreiterten Absorptionsquerschnittes sowie die natürlich verbreiterten Linien sind in Abbildung 2.15 gezeigt.

Der Einfluss der Laserlinienbreite kann durch die Berechnung eines effektiven Wirkungsquerschnitts unter Faltung von Laserlinienprofil mit dem spektralen Profil der Natriumanregung berücksichtigt werden. Nähert man die spektrale Verteilung $g(\nu)$ des Lasers um die zentrale Frequenz ν_{L0} mit einem Gaußprofil:

$$g(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_L^2}} e^{-\frac{(\nu-\nu_{L0})^2}{2\sigma_L^2}} \quad (2.3.11)$$

mit dem Faltungsintegral

$$\sigma_{Na}(\nu_{L0}) = \int g(\nu - \nu_{L0}) \sigma_{D_{2,total}}(\nu) d\nu \quad (2.3.12)$$

folgt der gesamte Wirkungsquerschnitt der Natriumresonanzfluoreszenz:

$$\sigma_{Na}(\nu) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{eff}^2}} \frac{f_{D_2}}{\sum_j f_j} \sum f_j e^{-\frac{(\nu-\nu_j)^2}{2\sigma_{eff}^2}} \quad (2.3.13)$$

mit $\sigma_{eff}^2 = \sigma_D^2 + \sigma_L^2$ als effektive Linienbreite. Die meisten der Lasertypen die für Natrium-Laserleitsterne in Betracht kommen, zeigen aufgrund der Modencharakteristik des Resonators eine spektrale Breite der einzelnen Laserlinie, die in der Größenordnung von $\approx \text{MHz}$ liegt. Die Anregung der Natriumschicht kann deshalb auch für Multi-Linien Laser für jede der Laserlinien separat betrachtet und durch Summation der einzelnen Linienbeiträge berücksichtigt

werden. Die detektierbare Photonenzahl für eine einzelne Laserlinie folgt aus Gleichung 2.3.9, der Berücksichtigung des Raumwinkels, in den die Photonen gestreut werden, sowie der Sättigung des Übergangs bei Einstrahlung von hohen Laserleistungen:

$$N_{det} = \frac{ED^2\sigma_{Na}(\nu)\rho_{Na}\tau_a^2\tau_o\tau_l}{4\gamma(H-H_{obs})^2} \frac{1}{\sqrt{1+\frac{I_l}{I_{sat}}}} \quad (2.3.14)$$

mit I_{sat} der Sättigungsintensität, $\tau_a^2\tau_o\tau_l$, den Transmissionen von Atmosphäre, adaptiver Optik und Lasersystem, E der Pulsenergie, D der Apertur, über die gezählt wird, und γ der Photonenenergie. Die Sättigungsintensität hängt von den Details der Anregung, insbesondere von optischen Pumpeffekten ab. Für ein Atomensemble im thermischen Gleichgewicht gilt:

$$\Phi_{sat,N} = \frac{1}{\sigma_{n,eff}\tau} \quad (2.3.15)$$

wobei $\Phi_{sat,N}$ der Photonenfluss ist und τ die Lebensdauer des Übergangs. Mit $\tau = 16ns$ und dem effektiven Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n,eff} = 1.1 \cdot 10^{-13}m^{-2}$ des natürlich verbreiterten Übergangs an der Stelle F=2 folgt (Happer *et al.* 1994):

$$I_{sat} = 19.2mWcm^{-2} \quad (2.3.16)$$

Bezieht man den Einfluss von optischen Pumpeffekten ein, die bei Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht wirksam sind, so wird (Milloni *et al.* 1999):

$$I_{sat} = 6.4mWcm^{-2} \quad (2.3.17)$$

Die Population der Natriumatome in der Mesosphäre wird sich allerdings nur teilweise in optisch gepumpten Zustand befinden aufgrund von Spin-depolarisierenden Mechanismen wie dem Einfluss des Erdmagnetfelds, Spin-Relaxation durch Stöße mit den übrigen Konstituenten sowie dem Eintrag von neuen Atomen durch hochatmosphärische Winde. Im Mittel kann mit einer Sättigungsintensität von $\approx 9.5mWcm^{-2}$ gerechnet werden (Balykin 1980; Morris 1994; Milloni, Telle & Fugate 1998). Durch die Sättigung kann die Rückstreuung aus der Natriumschicht nicht mit einer einfachen Skalierung der Laserleistung beliebig erhöht werden. Insbesondere besteht hier ein großer Unterschied zwischen der Verwendung eines gepulsten oder eines Dauerstrich-Lasers. Der Sättigungsgrad ist ebenfalls von den aktuellen atmosphärischen Turbulenzbedingungen abhängig, da hiermit die Größe des ausgeleuchteten Flecks variiert. Die Fläche A_{Na} im $1/e^2$ Durchmesser der Gaußschen Intensitätsverteilung in der Natriumschicht folgt im idealen Fall (ohne Strahlaberationen) aus der Entfernung $H=90km$ und dem Winkeldurchmesser des Seeingscheibchens: Θ_0 : $A_{Na} = (H \tan \frac{\Theta_0}{2})^2\pi$. In Abbildung 2.17 sind verschiedene Fälle für Dauerstrich-Laser gezeigt. Bei gepulsten Lasern ist die Rückstreueffizienz vom Pulsformat und der Wiederholrate abhängig. Bei beiden Lasertypen ist die Anzahl und Verteilung der Laserlinien über die dopplerverbreiterte Frequenzverteilung der Natriumabsorption von Bedeutung.

2.3.4 Nichtlineare Wechselwirkungen im Strahlungsfeld

Neben der Aufspaltung in Hyperfeinkomponenten der Spektrallinien haben die magnetischen Quantenzahlen einen Einfluss auf die Rückstreueffizienz. Der Absorptionsquerschnitt ändert

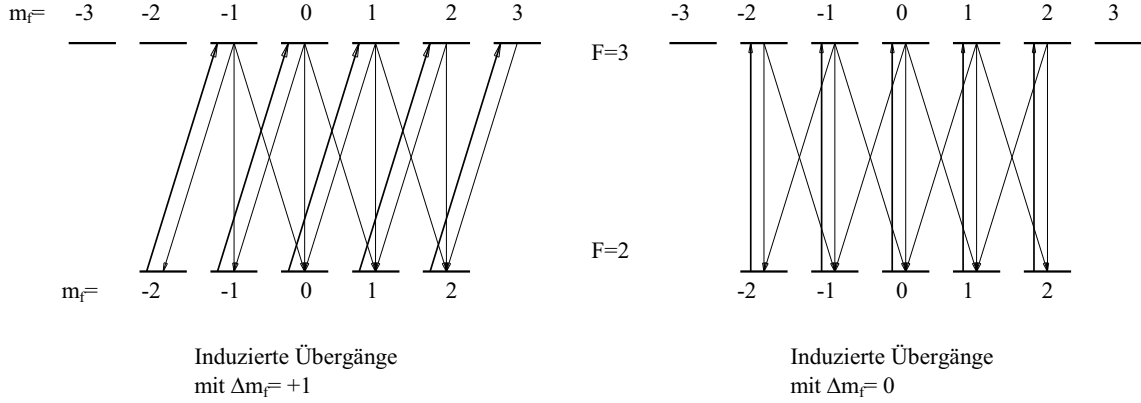


Abbildung 2.16: Erlaubte Übergänge bei Wechselwirkung von Laserstrahlung mit dem F=2, F=3 Übergang von Natrium. Links bei Einstrahlung von zirkular polarisiertem σ^+ Licht, welche nur Übergänge mit $\Delta m_f = +1$ induziert; rechts mit linear polarisiertem Licht und damit induzierten $\Delta m_f = 0$ Übergängen. Die möglichen spontanen Strahlungszufälle der Niveaus sind mit den dünnen Linien eingezeichnet.

sich durch die Zeemannaufspaltung nicht, da diese deutlich kleiner als alle Hyperfeinaufspaltungen ist, wie folgende Abschätzung zeigt: Das Erdmagnetfeld beträgt in 90km Höhe $\approx 40000\text{nT}$ und die Zeemannenergie ist durch $\Delta E_z = \hbar \omega_l$ gegeben, womit die Aufspaltung höchstens 0.6MHz beträgt. Allerdings ist durch die Präsenz des Magnetfelds die Entartung des F-Niveaus aufgehoben, wodurch die magnetischen Quantenzahlen mit einbezogen werden müssen um die Licht-Materie-Wechselwirkung, insbesondere Effekte wie optisches Pumpen, vollständig zu beschreiben. Eine quantenmechanische Beschreibung der Licht-Materie-Wechselwirkung findet sich z.B. bei Shore 1990, numerische Lösungen der Dichtematrixgleichungen wurden von mehreren Autoren vorgestellt (Milloni *et al.* 1999; Morris 1994).

Jedes Hyperfeinniveau spaltet in $-F \leq m_f \leq F$ Zustände auf. Mit den Auswahlregeln sind damit 54 Übergänge zwischen 24 Zeemannniveaus erlaubt, wobei π -polarisiertes Licht entlang der Quantisierungsrichtung Übergänge mit $\Delta m_f = 0$, induziert σ^+ bzw. σ^- -polarisiertes Licht, die $\Delta m_f \pm 1$ Übergänge. Eine schematische Darstellung der möglichen Übergänge zwischen dem F=2 Grundzustand und dem F=3 angeregten Zustand ist in Abbildung 2.16 gezeigt. Die Wechselwirkung mit zirkular polarisiertem Licht kann, wie bereits von Kastler 1957 vorgeschlagen, zu einer globalen Orientierung des Atomensembles führen, das heisst einen Zustand bewirken, in dem das mittlere Kern- oder Hüllenmoment ungleich Null ist. Der Mechanismus ist in 2.16 links verdeutlicht: Bei einer Anregung mit σ^+ polarisiertem Licht sind wegen der Auswahlregeln für optische Dipolstrahlung nur $\Delta m_f + 1$ Übergänge erlaubt. Der darauffolgende Strahlungszufall kann über alle erlaubten Δm_f erfolgen, wobei bei multipler Anregung desselben Atoms im Mittel Drehimpuls aus dem Strahlungsfeld auf das Atom übertragen wird. Nach einer ausreichend langen Verweildauer im Strahlungsfeld wird das Atom in die Zustände mit den größten m_f gepumpt. Mit einem optisch gepumpten Atomensemble kann die Rückstreuung aus der Natriumschicht deutlich erhöht werden. Prinzipiell wird die Laserfrequenz aufgrund der großen Oszillatorstärke auf den F=2 → F=3 Übergang eingestellt. Bei einem sehr schmalbandigem oder einmoden Laser ist der Überlapp mit dem F=1 Niveau dann sehr gering, womit Atome nach einem Strahlungszufall in dieses Niveau für eine weitere Anregung nicht mehr zur Verfügung stehen. Der einzige Zustand, aus dem kein Zerfall in das

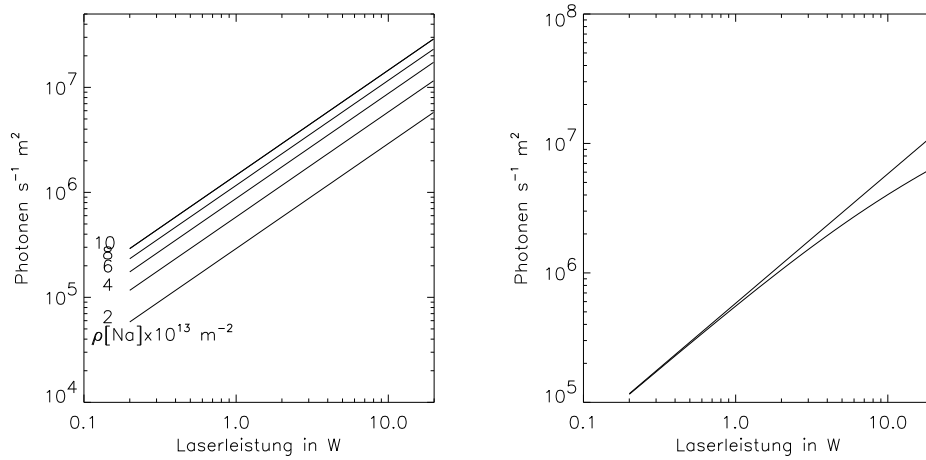


Abbildung 2.17: Rückgestreute Photonen aus der mesosphärischen Natriumschicht in Abhängigkeit von der Laserleistung für einen cw Laser mit einer Mode von $\Delta\nu < 10\text{MHz}$, ohne Berücksichtigung von Sättigungseffekten (links). Fünf Kurven für unterschiedliche Säulendichte in der Mesosphäre sind eingezeichnet. Mit $2 - 10 \cdot 10^{13}\text{m}^{-2}$ ist dies der Bereich, in dem Variationen auftreten können. Rechts: Der Einfluss der Sättigung auf die Rückstreuung. Bei höheren Laserleistungen sinkt die Rückstreueffizienz. Eingezeichnet ist die Photonenzahl für: $\rho_{Na} = 4 \cdot 10^{13}\text{m}^{-2}$, einen Laserstrahldurchmesser von $0.8''$ und einer atmosphärischen Transmission von 0.75, im Vergleich mit der Zahl der Photonen ohne Sättigung.

F=1 Niveau möglich ist, ist der F=3, $m_f = +3$ angeregte Zustand. Mit der oben dargelegten Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht können Atome unter mehrfacher Anregung in diesen Zustand gepumpt werden, in dem eine zyklische Wechselwirkung mit dem Laserlicht möglich ist. Aus Berechnungen (Morris 1994) und Experimenten (Rabien *et al.* 1999; Ge 1998) ist bekannt, dass mit zirkular polarisiertem Licht eine Erhöhung der Rückstreuung um 30-50 % möglich ist.

2.4 Laser für Natriumschicht-Leitsterne

2.4.1 Leistungsbedarf

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurde die benötigte Photonenzahl für ein adaptives Optiksystm und die zu erwartende Rückstreuung bei Laseranregung der Natriumschicht abgeleitet, beides für mittlere atmosphärische Bedingungen. Bei ungünstigeren Seeingverhältnissen und reduzierter atmosphärischer oder instrumenteller Transmission steigt der Leistungsbedarf des Lasers an. Aus Abbildung 2.9 kann abgelesen werden, dass ab $\approx 1 \cdot 10^6$ Photonen pro Sekunde und m^2 am Teleskopeingang eine ausreichende Korrektur möglich ist. In diesem Bereich bewirken allerdings kleine Änderungen der Transmission bereits merkliche Änderungen der Korrekturgüte. Um für solche Schwankungen einen Sicherheitsabstand zu gewährleisten sollte der Photonenfluss eher bei $2 - 3 \cdot 10^6$ liegen. Der Leistungsbedarf im projizierten Laserstrahl für verschiedene Lasertypen zur Natriumschicht-Anregung, cw, cw multiline und gepulst, ist in Tabelle 2.3 aufgelistet. Die Parameter zur Ermittlung des Leistungsbedarfs sind hier eher konservativ gewählt um auch bei niedriger Säulendichte der Atome und reduzierter Transmission gute Ergebnisse zu gewährleisten.

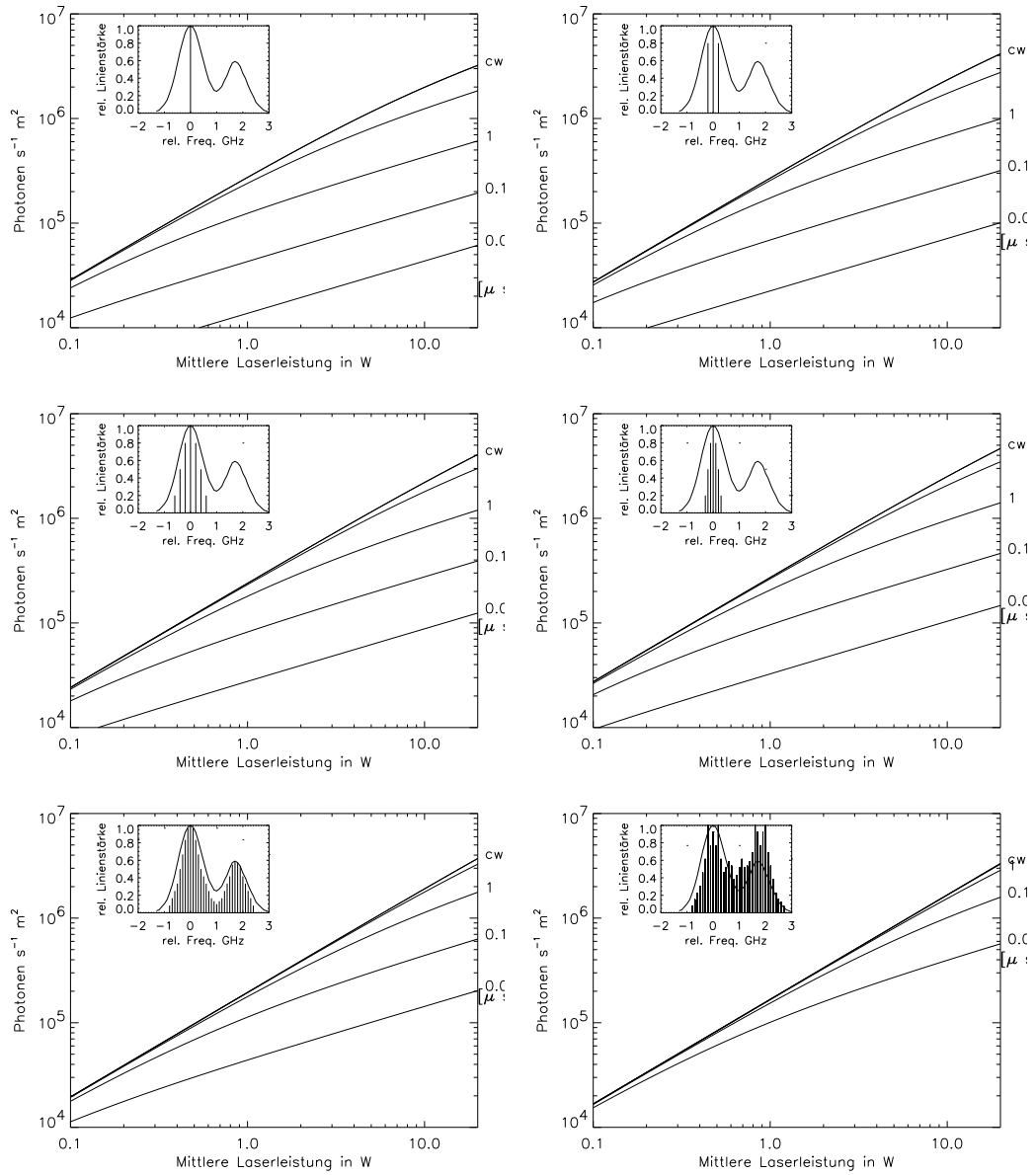


Abbildung 2.18: Leistungsabhängigkeit der Anzahl der rückgestreuten Photonen bei Einstrahlung mit gepulsten Lasern im Vergleich mit der Rückstreuung bei cw-Lasern für verschiedene Frequenzverteilungen der Laserlinien und verschiedene Pulslängen. Die Linienverteilung über die dopplerverbreiterte Absorptionskurve der Natriumatome ist immer oben links im Bild notiert. Am rechten Bildrand ist die zugehörige Pulslänge in μs notiert. Alle Berechnungen wurden für eine Natriumsäulendichte von $\rho_{Na} = 4 \cdot 10^{13}$, einem Fleckdurchmesser von $0.8''$ und einer atmosphärischen Transmission von 0.7 ausgeführt. Oben links: Bei einem Einmodenlaser ist die Reduktion der Rückstreuung durch Sättigung selbst für cw ab ca. 10W merklich; gepulste Laser im Einmodenbetrieb sind erst ab Pulslängen von $10 \mu s$ effizient. Mit zunehmender Linienzahl und Anpassung der Intensitätsverteilung an das Natriumspektrum können die Sättigungseffekte für gepulste Systeme verringert werden. Unten links ist eine 'beste' Anpassung der Spektren gezeigt mit 30 Laserlinien mit je 100MHz Abstand, unten rechts für eine kontinuierliche Frequenzverteilung im Laserspektrum, oder equivalent einer Linienbreite von 100MHz der 30 individuellen Linien.

Leistungsbedarf am Ausgang des Lasersystems

Pulselänge ns	Repetitionsrate kHz	Anzahl x Breite der Moden	Modenabstand MHz	Leistung A W	Leistung B W
cw	-	1 x 10MHz	-	3.8	9.1
cw	-	3 x 10MHz	200	3.7	8.0
cw	-	7 x 10MHz	200	4.0	8.7
cw	-	7 x 10MHz	100	3.5	7.5
100	25	1 x 10MHz	-	500	2000
100	25	30 x 100MHz	100	9.8	25.0
1000	25	30 x 100MHz	100	6.0	15.0

Tabelle 2.3: Leistungsbedarf für cw und gepulste Lasersysteme zur Leitsternerzeugung um einen Photonenfluss am Teleskopeingang von A: $1 \cdot 10^6 s^{-1} m^{-2}$ und B: $2 \cdot 10^6 s^{-1} m^{-2}$ zu gewährleisten. Es wurde eine Säulendichte von $\rho_{Na} = 2 \cdot 10^{-13} m^{-2}$, eine Zenitdistanz von 45° und eine atmosphärische Transmission von 0.75 zugrundegelegt.

In diese Berechnung des Leistungsbedarfs sind noch keine optischen Verluste miteinbezogen, die beim Laserstrahltransport und im Aufweitesystem auftreten. Abhängig von der Art des Strahltransports können diese Verluste mehr oder weniger signifikant sein. Rechnet man mit einem Spiegelsystem mit ≈ 10 optischen Oberflächen, vom Laserausgang bis zur Projektion, entstehen mit dielektrischen Beschichtungen - konservativ abgeschätzt mit einem Reflektionsvermögen von $R=0.98$ - rund 20% zusätzliche Verluste. Bei Transport des Strahls mit einer optischen Faser liegen die Verluste ähnlich hoch, allerdings sind die maximal transportierbaren Leistungen durch nichtlineare Effekte in der Faser begrenzt.

Aus Tabelle 2.3 sind die Einschränkungen für das mögliche Lasersystem bereits abzulesen. Gepulste Laser kommen überhaupt nur in Betracht, wenn die Pulsdauer größer als 100ns ist und die spektrale Breite der Strahlung kontinuierlich an das Natriumabsorptionsspektrum angepasst wird. Die mindestens nötige Laserleistung des gepulsten Lasers liegt unter Einbeziehung von Transportverlusten bei rund 12 W, sollte aber eher bei 30W liegen. Im Falle des Dauerstrichlasers ist bei Einmodenbetrieb eine Leistung von mindestens 4.5, besser 11 W nötig. Die sicherlich beste Wahl ist ein cw-Laser mit mehreren Moden nahe dem Absorptionsmaximum der Na-D₂ Linie. Hierfür ist eine Leistung von 4.2-9 W nötig.

Im folgenden werden die möglichen Laserarten im Hinblick auf die potentielle Eignung für Natrium-Leitsterne diskutiert.

2.4.2 Festkörperlaser

Diodengepumpte Festkörperlaser sind im Hinblick auf Betriebssicherheit, Lebensdauer und Servicefreundlichkeit sicherlich eine zu bevorzugende Alternative. Die hohen Anforderungen an Leistung, Strahlqualität und Bandbreite haben mit den bis heute bekannt gewordenen Möglichkeiten noch den Einsatz von Festkörperlaser für Laserleitsternsysteme verhindert. Neuere Forschungen zeigen hier allerdings Wege auf, mit denen zukünftige Laserleitsternsysteme realisiert werden könnten. Denkbar sind auch Hybridlösungen, bei denen stabile Festkörperlaser mit niedriger Leistung als Master-Laser für ein farbstoffbasiertes Verstärkersystem eingesetzt werden. Die bekannten Prozesse, mit denen 589nm Laserstrahlung mit

Festkörpern erzeugt werden kann, sind im folgenden aufgelistet, wobei durch die stürmische Entwicklung, die manche Bereiche erleben, kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben wird. Im einzelnen besprochen werden aus heutiger Sicht aussichtsreiche Kandidaten, die auch im Vorfeld des PARSEC Projektes eingehender in Betracht gezogen wurden:

- Summenfrequenzgeneration von Nd:YAG Linien
- Frequenzverschiebung mittels Raman Effekt
- Faserlaser Systeme
- Farbzentren Laser
- Optisch parametrische Oszillatoren

Summenfrequenzerzeugung mit 1064nm und 1319nm von Nd:YAG

Mit eine der interessantesten Möglichkeiten 589nm Laserstrahlung zu erhalten, ist die nicht-lineare Mischung von zwei infraroten Nd:YAG Linien. Die zwei prominentesten Linien dieses Kristalls bei 1064 und 1319nm lassen sich soweit abstimmen, dass die Summenfrequenz exakt beim Natrium-D₂-Übergang zu liegen kommt. Erstmals für Laserleitsternversuche realisiert von Jeys, Brailove & Moradian 1989 konnten bis zu 390mW mit der externen Mischung von zwei gütegeschalteten Nd:YAG Lasern in LiNbO₃ mit 1kHz Repetitionsrate erreicht werden. In der folgenden Entwicklung konnte ein leistungsstarker Laser mit dem Überlapp von zwei blitzlampengepumpten, modengekoppelten Nd:YAG Lasern in einem Lithium-Triborat-Kristall erreicht werden. Dieser Laser konnte 9-12W mittlere Leistung bei 870Hz Wiederholrate mit 46 μ s einhüllender Pulsdauer über dem modengekoppelten Pulszug erzeugen. Mit einer spektralen Breite von 3.5GHz wurden beide Maxima der dopplerverbreiterten D₂ Linie abgedeckt. Mit der niedrigen Pulswiederholrate und einer etwas ungünstigen Frequenzverteilung für die Natriumanregung konnte sich jedoch dieser Laser bisher nicht weiter durchsetzen. Die aktuelle Entwicklung konzentriert sich derzeit in zwei Linien: Modengekoppelte Mikro-Makropuls Laser mit externer Frequenzmischung (Gemini Observatory, CTI, University of Chicago) und cw Laser mit Summenfrequenzgeneration in einem externen doppelt-resonanten Ringresonator (Starfire Optical Range). Schwierigkeiten bei beiden Entwicklungslinien bestehen in der Erzeugung der 1319nm Linie mit hohen Leistungen. Zum Einen ist der Gewinn für die 1319nm Linie deutlich geringer als für die 1064nm Linie, die effizient unterdrückt werden muss. Zum Anderen limitieren einsetzende thermische Störungen die Strahlqualität bei hohen Leistungen. Zur Kompensation der auftretenden thermischen Linsen in Nd:YAG sind damit zusätzliche Elemente im Resonator nötig, die aufgrund der Leistungsabhängigkeit der Störungen teilweise adaptiv ausgeführt werden müssen (Jeys 1991). Für den Fall der cw Summenfrequenzerzeugung stellt sich zusätzlich das Problem einen Resonator auf zwei Wellenlängen und möglicherweise gleichzeitig auf mehrere longitudinale Moden zu stabilisieren. Demonstriert wurde bisher doppelt resonante Summenfrequenzerzeugung in einem monolithischen Lithium-Niobat Resonator, wobei 400mW 589nm Strahlung erzeugt werden konnte (Vance, She & Moosmueller 1998). Nicht-resonante Frequenzmischung ist mit periodisch gepolten Materialien wie PPLN (periodically poled Lithium-Niobat) oder PPKTP (periodically poled Potassium-titanyl-phosphat) möglich, wobei die optischen Zerstörschwellen bei diesen Materialien relativ niedrig liegen, was eventuell der limitierende Faktor für die Ausgangsleistung sein kann.

Farbzentrenlaser

Eine weitere Möglichkeit einen 589nm Festkörperlaser zu erhalten, besteht in der Nutzung von Farbzentren. In der Laserphysik den Farbstoffen sehr ähnlich sind Farbzentrenlaser seit langem bekannt. Der erste experimentelle Farbzentrenlaser wurde bereits von Fritz & Menke 1965 vor fast 40 Jahren entwickelt. Kommerziell erhältlich wurde diese Art von Laser zum ersten Mal 1978 von Burleigh Instruments. Da die meisten Farbzentren nicht bei Raumtemperatur betrieben werden können, ist diese Sorte von Laser wenig eingesetzt worden und inzwischen fast vom Markt verschwunden. In den 80er Jahren wurden die ersten Farbzentrenkristalle entwickelt, die effizient bei Raumtemperatur arbeiten können. Einer der interessantesten Kristalle ist hierbei Li:F_2^- , der in einem weiten Bereich von 1080nm bis 1290nm abstimmbar ist und eine hohe Konversionseffizienz aufweist. Li:F_2^- kann optisch mit Nd:YAG (Gusev, Marennikov & Chebotaev 1977), Nd:YLF, Nd:YAP und GaAlAs Dioden (Ter-Mikirtychev 1998) gepumpt werden. Mit einer resonatorinternen oder externen Frequenzverdopplung wird dann die gewünschte Wellenlänge bei 589nm erzeugt (Giffin & McKinnie 1998). Bisher ist allerdings nur gepulster Betrieb gezeigt worden und es ist weiterhin unklar, ob cw Laseremission möglich ist (Ter-Mikirtychev 1998). Ähnliche Ergebnisse liegen für Li:F_2^{+**} Farbzentren Kristalle vor (Dergachev & Mirov 1998). Hier wird eine hohe Stabilität bei Raumtemperatur berichtet und eine Konversionseffizienz von bis zu 58% bei einer Pumpwellenlänge von 683nm. Der Abstimmbereich beträgt hier 820-1210nm, womit 1178nm noch erreichbar ist, allerdings mit geringerer Konversionseffizienz.

Frequenzverschiebung mittels Raman Effekt

Mittels Raman Effekt kann eine Frequenzverschiebung von Laserlinien bekannter und erprobter Materialien in den gewünschten Spektralbereich vorgenommen werden. Die am meisten diskutierten Raman-Medien um 589nm oder 1178nm zu erreichen sind: H_2 , D_2 , CH_4 und $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$. Mit Wasserstoff könnte ein frequenzverdoppelter 946.4nm Nd:YAG Laser direkt auf 589nm verschoben werden, oder 790nm Diodenlaser auf 1178nm. Letztere Möglichkeit scheint auf lange Sicht die Perspektive zu höheren Leistungen, auch bei cw Betrieb, zu haben, da 473.6nm schwierig mit höchsten Leistungen zu erzeugen ist. Bisher wurden $\approx 3\text{W}$ bei 946nm und guter Strahlqualität demonstriert und 5.7W bei $M^2=4$ (Clarkson, Koch & Hanna 1996, Kellner, Heine & Huber 1997) sowie 0.5W bei 473.6nm (Huber, Kellner & Kretschmann 1999). Bei 790nm wurde cw Raman-Verschiebung auf 1178 erfolgreich mit H_2 in einem Resonator mit hoher Finesse demonstriert (Meng *et al.* 2001), mit der bisher höchsten Konversionseffizienz von 66%. Eine totale Stokes Leistung von 16mW konnte hierbei bei einer Pumpleistung von 50mW erreicht werden. Obwohl diese Leistung sehr klein ist, besitzt diese Technology das Potential für weitere Entwicklung, z.B. durch einmoden Faserkopplung von leistungsstarken 790nm Diodenarrays.

Faserlaser

Faserlaser zeigen einige interessante Eigenschaften, die für die Anwendung bei Laserleitsternsystemen bedeutend sind. Für die Telekommunikation entwickelt, sind Faserlaser robust, kompakt und leistungsstark. Um Faserlaser auf die 'richtige' Wellenlänge zu konvertieren sind mehrere Vorschläge in Diskussion: Raman Faserlaser mit Wasserstoff in Quartz-Fasern und 473.6nm oder 792nm Pumpwellenlänge werden derzeit bei der europäischen Südsternwarte

(ESO) erforscht (Hackenberg 2001). Externe Summenfrequenzgeneration mit zwei Faserlasern bei 1583nm und 938nm wird momentan in einer Kollaboration des Lawrence Livermore National Laboratory mit ESO entwickelt (Pennington *et al.* 2002).

Optisch Parametrische Oszillatoren

Optisch parametrische Oszillatoren (OPO), erstmals experimentell realisiert von Giordmaine & Miller 1965, bieten eine in weiten Bereichen abstimmbare Laserfrequenz. Die Pumpfrequenz ω_p wird hierbei in die *Idler*-Frequenz ω_i und die *Signal*-Frequenz ω_s geteilt. Wobei $\omega_p = \omega_i + \omega_s$ gilt. Der Resonator, in dem sich der nichtlineare Kristall befindet, muss dabei je nach Anwendung auf eine oder zwei der Frequenzen abgestimmt werden. 589nm cw Laserstrahlung wurde bisher bei einem doppelt resonanten PPLN OPO erreicht mit Verdopplung der Idler-Frequenz. Rund 50mW Leistung bei 589nm konnten gezeigt werden, wobei als Pumpwellenlänge 532nm genutzt wurde (Stroessner *et al.* 2002). Mit einer kürzeren Wellenlänge, wie 515nm von verdoppeltem Yb:YAG als Pumpquelle, sollte es möglich sein die Signalwelle direkt in den richtigen Frequenzbereich zu verschieben. Limitierende Faktoren zum Erreichen hoher Leistungen könnten allerdings grün-induzierte Infrarotabsorption (Batchko, Miller & Alexandrovski 1998) sowie die Fabrikation von $\Lambda < 10\mu\text{m}$ Perioden in PPLN sein.

Farbstofflaser

Farbstofflaser sind seit vielen Jahren bekannt und in einer Vielzahl von Facetten entwickelt worden. Der in dieser Arbeit entwickelte Laser ist ebenfalls ein Farbstofflaser und wird eingehend in den folgenden Kapiteln beschrieben. Hier seien nur die für Laserleitsternsysteme bisher eingesetzten Laser genannt: Am Lick und WM Keck Observatorium werden derzeit gepulste Farbstofflaser in MOPA Konfiguration mit 15-20 W Leistung eingesetzt. Die spektrale Breite ist mit ≈ 3 GHz an das Absorptionsspektrum von Natrium angepasst und die gesamte eingesetzte Pumpleistung aus frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasern beträgt ≈ 150 W. Am ALFA System des Calar Alto Observatorium haben wir einen einmoden cw Farbstofflaser mit 3-5 W eingesetzt, der mit 25 W Ar^+ Pumpleistung betrieben wurde. Bis heute sind dies die zwei Systeme, die unter Routinebedingungen an einem Observatorium genutzt wurden oder kurz davor stehen (am Keck Observatorium wird die Aufnahme des Betriebs für 2004 erwartet).

2.4.3 Auswahl des geeigneten Lasers

Die Entscheidung, einen injektionsstabilisierten Farbstofflaser für das VLT zu entwickeln, wie er im folgenden Kapitel beschrieben wird, basierte auf mehreren Gründen. Das wichtigste Argument folgt aus der in Abschnitt 2.3 berechneten Rückstreuereffizienz aus der Natriumschicht: Ein kontinuierlicher Laser ist in jedem Falle deutlich effizienter als ein gepulster Laser, mit Wiederholraten und Pulslängen, die heute technisch machbar sind. Ebenfalls muss eine sehr gute Strahlqualität bei Leistungen von über 10W gewährleistet sein. Mit allen oben aufgelisteten Möglichkeiten für festkörperbasierte Laser war zum Zeitpunkt des Projektbeginns nicht absehbar, ob innerhalb der vorgegebenen Zeitspanne von rund zwei Jahren ein cw Laser mit der geforderten Leistung und Qualität machbar ist. Dies hat sich auch bis zur Drucklegung dieser Arbeit nicht geändert. Von Farbstoffen ist bekannt, dass hohe Leistungen prinzipiell machbar sind, wobei für den cw Fall einmoden Emission von mehr als 6.5W noch nie demonstriert wurde, aber auch keine grundlegenden physikalischen Hindernisse zu erwarten waren.

Laserprinzip	cw/puls Rep. Rate	Leistung im Experiment W	Status exp/adv/ind	Referenz
Nd:YAG Sum	100/1kHz	5-11	a	(Jeys 1991)
Raman	cw	~100mW	e	(Meng <i>et al.</i> 2001)
Farbzentren	cw	~	e	(Giffin & McKinnie 1998)
Faser	cw	~	e	(Pennington <i>et al.</i> 2002)
Farbstoff	25kHz	15-20	a	(Friedman <i>et al.</i> 1997)
Farbstoff	cw	2-5	i	(Hackenberg 2000; Rabien <i>et al.</i> 2000b)

Tabelle 2.4: Experimentelle und realisierte Lasersysteme für 589nm (1178nm)

Mit dem üblichen Ringlaser Aufbau, einem Farbstoffstrahl sowie der Vielzahl der frequenzselektiven Elemente, die für einmoden Laser notwendig sind, war aus eigenen Experimenten allerdings klar, dass oberhalb von $\approx 6\text{W}$ thermische Störungen eine Limitation darstellen. Um diese Problematik zu umgehen und den Laser so effizient wie möglich zu gestalten, wurde eine Trennung in eine frequenzstabilisierte Stufe mit niedriger Leistung und eine mit diesem 'Master-Laser' injektionsstabilisierte Leistungsstufe vorgenommen. Wie im folgenden Kapitel ausgeführt konnten hiermit hohe Leistungen bei ausreichender Stabilität und sehr guter Strahlqualität erreicht werden. Die grundlegenden Forderungen an das Lasersystem, die aus der Physik der Laseranregung der Natriumschicht folgen und von den Randbedingungen die das adaptive Optiksyste und der Betrieb am Teleskop vorgeben, sind:

- Mehr als 10W Leistung
- Einmodenemission oder wenige Moden innerhalb des Absorptionsmaximums von Na in der Mesosphäre
- Stabilisiert auf die Na D₂ Linie
- Strahlqualität nahe dem Beugungslimit ($M^2 < 1.3$)
- Minimale Strahllagestörungen
- Geringer Wartungsaufwand und sicherer Betrieb ohne Aufsicht

Kapitel 3

PARSEC - der Laser für das VLT

Im vorhergehenden Kapitel wurden die Grundlagen von adaptiver Optik mit Laserleitsternen und die physikalische Basis der möglichen Laser für Natriumleitsterne für Teleskope der 8m-Klasse vorgestellt. Ein Großteil der hier vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und Realisation eines Lasers, der an einem der vier Teleskope des Very Large Telescope (VLT) der europäischen Südsternwarte (ESO) eingesetzt wird. Aus den Kapiteln über die Rückstreuereffizienz der mesosphärischen Natriumschicht ist ersichtlich, dass bereits eine cw Laserleistung von rund 2-4 W ausreichend sein müsste um die Anzahl der Photonen, die vom Wellenfrontsensor benötigt werden, bereitzustellen. In der Zeit, die wir mit dem ALFA System am Calar Alto in Spanien gearbeitet haben (Rabien *et al.* 2000b; Rabien *et al.* 2000a), bei dem ein 3-4 W Laser benützt wurde um den künstlichen Stern zu erzeugen, hatte sich herauskristallisiert, dass diese Leistung nur bei den besten atmosphärischen Bedingungen ausreichte. Um zudem für zukünftige Systeme die Korrekturmöglichkeiten auf kürzere Wellenlängen auszudehnen oder Systeme mit mehreren Leitsternen zu ermöglichen, wurde von mir ein Konzept entwickelt und realisiert, mit dem deutlich höhere cw- schmalband Laserleistungen bei 589nm erreicht werden können. Kommerzielle Laser liegen im Leistungsbereich bis ca. 2W, mit Modifikationen und chemischer Tripletreduktion kann dies auf 4 bis 6W ausgedehnt werden (Hackenberg 2000; Rabien *et al.* 2000a). Noch höhere Leistungen sind aufgrund von einsetzenden thermischen Problemen kaum in einer Stufe zu erreichen. Die Prinzipien und die Realisation des cw einmoden Lasers mit resonanter Verstärkerstufe für höchste Leistungen werden in den folgenden Kapiteln erläutert, einzelne Aspekte wurden in Konferenzbeiträgen veröffentlicht (Rabien *et al.* 2001; Rabien *et al.* 2002).

Die in diesem Kapitel vorgestellte Arbeit umfasst im wesentlichen:

- Berechnung und Analyse des injektionsstabilisierten Farbstofflasers als Leistungsstufe in einem cw einmoden System
- Auslegung und Entwicklung einer nicht-planaren Resonatorgeometrie mit zwei Farbstoffstrahlen und bidirektionaler Pumpgeometrie zur Verwirklichung von bester Strahlqualität bei hohen Laserleistungen
- Analyse der Stabilisierungsmöglichkeiten und Entwicklung einer hochstabilen Resonanzspitzenregelung durch kombinierte Stabilisierung auf zwei Wellenlängen
- Erweiterung der polarisationsspektroskopischen Fehlersignalerzeugung für resonatorinterne Phasenverschiebung.

- Entwicklung von Hochgeschwindigkeits-Farbstoffstrahlen und eines hochdruck Pumpsystems zur Effizienzsteigerung und Verminderung thermischer Störungen
- Automatisierung des gesamten Systems, insbesondere der Resonatoroptimierung für gleich bleibende Leistungsabgabe und stabile Strahlqualität
- Implementierung einer selbsttätigen Frequenzsuchfunktion und Frequenzstabilisierung auf die Na D₂ Linie
- Integration aller Komponenten in das Gesamtsystem mit rechnergestützter Steuerung und Überwachung

In Abschnitt 3.1 werden die Umgebungsbedingungen und das Strahltransportsystem beschrieben. In Abschnitt 3.2 wird die Physik der Verstärkung von Laserstrahlung in einem injektionsstabilisierten System beschrieben und die Ausgangsleistung des Lasers berechnet und optimiert. In den Abschnitten 3.3 und 3.4 folgt die Beschreibung von Master Laser, Frequenzstabilisierung und Zwischenoptiken. Der für den Verstärker entwickelte Resonator wird in Abschnitt 3.5 erläutert und die Resonanzregelung in Kapitel 3.6. Der eigens entwickelte Farbstoffkreislauf folgt in 3.7. Die mit diesem hier entwickelten System erreichten Leistungen werden in Kapitel 3.8 vorgestellt.

3.1 Die Laserleitsternanlage für Paranal

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Komponenten gegeben, die nötig sind um den Laserstrahl von der Erzeugung im Laserraum bis zum Aufweiteteleskop hinter dem Sekundärspiegel des 8.2 m Teleskops zu transportieren. Die Konstruktion und Installation des faserbasierten Transportsystems sowie der Aufweiteoptik wurden am European Southern Observatory durchgeführt (Bonaccini *et al.* 2001). Hier soll vor allem die physikalische Basis der Strahlpropagation in der Atmosphäre und die Implikationen auf das adaptive Optiksytstem und den Laserstrahltransport erläutert werden.

3.1.1 Strahltransport

In Abbildung 2.7 zeigt eine Skizze wie Laserstern und adaptive Optik zusammenspielen. Die realen Verhältnisse an einem großen Teleskop verursachen hier eine zusätzliche Komplikation: Durch die Ausdehnung der Natriumschicht auf $\approx 5\text{-}10$ km ist die entstehende Fluoreszenz effektiv ein Zylinder, womit bei der Abbildung am Wellenfrontsensor ein ausgedehntes Bild entsteht. Die Elongation des Bildes hängt von vom Abstand der abbildenden Subapertur von der optischen Achse des Teleskops ab. Aus einer geometrischen Betrachtung folgt für die Winkelausdehnung Θ des Lasersterns in einer Subapertur, die im Abstand a von der optischen Achse liegt:

$$\Theta = \text{atan}\left(\frac{h+l}{a}\right) - \text{atan}\left(\frac{h}{a}\right) \quad (3.1.1)$$

Wobei h die Höhe der Schicht ist und l die vertikale Ausdehnung. Im Falle einer $l = 10$ km dicken Schicht folgt eine Winkelausdehnung von $\Theta = 0.97''$ für $a = 4$ m und $\Theta = 1.83''$ für $a = 8$ m. Für die Schwerpunktsbestimmung in den einzelnen Subaperturen ist eine Elongation des abgebildeten Lasersterns von $\approx 1:2$ bereits problematisch und kann zu Fehlern

in der Wellenfrontmessung führen. Aus diesem Grund ist es wünschenswert, den Abstand a möglichst gering zu halten. Dies lässt sich verwirklichen, indem der Laserstrahl entlang der optischen Achse des Teleskops projiziert wird, womit die Projektion hinter dem Sekundärspiegel vorgenommen werden muss. Der Platzbedarf eines komplexen Hochleistungslasersystems ist auf jeden Fall deutlich größer als der Raum, der hinter dem Sekundärspiegel zur Verfügung steht, womit der Strahl vom Laser zum Aufweiteteleskop transportiert werden muss. Prinzipiell gibt es hier zwei Möglichkeiten: Umlenkung des Strahls über Spiegel und Transport in einer optischen Faser. Beide Möglichkeiten haben Vor- und Nachteile in der praktischen Ausführung sowie in den Limitationen bezüglich transportierbarer Leistung.

Zur Umlenkung des Strahls mit Spiegeln sind $\approx 8-10$ Umlenkpunkte nötig, wobei der Strahl von Spiegel zu Spiegel aus Sicherheitsgründen in geschlossenen Röhren geführt werden muss. Aufgrund von immer vorhandenen Temperaturgradienten werden sich in diesen Röhren Turbulenzen ausbilden, die eine Winkelablenkung des Strahls verursachen. Hierdurch ist es unumgänglich, eine aktive Lagestabilisierung vorzunehmen. Ebenfalls problematisch ist möglicher Staubeintrag auf die Spiegeloberflächen, falls nicht mit gefilterter Luft gespült wird, womit ein erhöhter Wartungsaufwand zu erwarten ist. Zu den positiven Argumenten zählt für ein Spiegelsystem die prinzipiell unlimitierte Leistung, die transportiert werden kann. Ebenfalls ist eine hohe Transmission des Gesamtsystems möglich, da für schmalbandige Laserstrahlung optimierte Spiegelschichten, welche Reflektivitäten größer 0.999 erreichen (Ionenstrahl polierte Substrate), existieren.

Die Lösung des Strahltransports mittels einmoden Faser vereinfacht die mechanische Unterbringung des Strahlpfades am Teleskop, da die in einer Hülle geschützte Faser wie ein Kabel entlang der Tragkonstruktion geführt werden kann. Die Limitation eines faserbasierten Systems liegt in der Leistung, die transmittiert werden kann. Durch die hohe Strahlqualität, die für ein Laserleitsternsystem nötig ist ($M^2 < 1.3$), kann nur mit einmoden Fasern gearbeitet werden, womit die Intensität in der Faser mehrere MW/cm^2 überschreitet. Einsetzende nichtlineare Phänomene, insbesondere stimulierte Brillouin Streuung (SBS), setzen ein oberes Limit der Leistung pro Frequenzintervall, die durch eine Faser transportiert werden kann. SBS steigt mit der Leistungsdichte in der Faser und der Länge der Wechselwirkung an. Um die optischen Verluste durch SBS zu vermindern werden dem Laserspektrum mit einem Phasenmodulator darum Seitenbanden aufgeprägt. Eine detaillierte Beschreibung des Fasertransports wurde von Hackenberg & Bonaccini 2000 gegeben.

3.1.2 Projektion des Laserstrahls

Beste Ergebnisse bei der Wellenfrontmessung an einem künstlichen Leitstern sind nur möglich, wenn der Winkeldurchmesser des Laserflecks in der Natriumschicht so klein wie möglich gehalten wird. Zwei Prozesse lassen den Laserstern immer ausgedehnter erscheinen als dies für eine natürliche Referenz der Fall ist: Zum einen bewirkt die Propagation eines gauß'schen Strahls über eine Länge von 95km eine Aufweitung durch die natürliche Divergenz. Zum anderen wird der Laserstrahl auf dem Pfad aufwärts und abwärts durch die Atmosphäre durch Turbulenzen beeinflusst, womit eine zusätzliche statistische Störung der Wellenfront gegeben ist. Unter der Annahme, dass die Subaperturgröße, in der der Laserstern vom AO System beobachtet wird, deutlich über r_0 bei 589nm liegt, die bei Nahinfrarotbeobachtungen erfüllt ist, erscheint der Durchmesser des Sterns D_{wfs} um das Seeing vergrößert am Wellenfrontsensor:

$$D_{wfs}^2 = D_{Na}^2 + (2 \cdot 1.22 \frac{\lambda}{r_0})^2 \quad (3.1.2)$$

D_{Na} ist hierbei der $(1/e^2)$ Durchmesser des Flecks in der Natriumschicht. Der beugungsbegrenzte Winkeldurchmesser in der Natriumschicht hängt vom Strahldurchmesser am Aufweiteteleskop D_{lt} ab:

$$D_{Na} = M^2 \cdot \frac{4\lambda}{\pi D_{lt}} \quad (3.1.3)$$

wobei hier eine vom Beugungslimit abweichende Strahlqualität, ausgedrückt durch dem M^2 -Faktor, multipliziert ist. Die Abweichung vom Beugungslimit durch atmosphärische Turbulenz im Strahl kann aus Gleichung 2.1.4 und für auf die volle Turbulenz über dem Teleskop erweiterte Gleichung 2.2.6 ermittelt werden. Für die Varianz σ_{up}^2 der Phasenstörung der höheren Ordnungen gilt:

$$\sigma_{up}^2 = 0.1347 \left(\frac{D_{lt}}{r_0} \right)^{5/3} \quad (3.1.4)$$

Womit der gesamte gemessene Durchmesser des Lasersterns folgt:

$$D_{wfs}^2 = 0.1347 \left(\frac{\lambda}{r_0} \right)^2 \left(\frac{D_{lt}}{r_0} \right)^{5/3} + \left(M^2 \cdot \frac{4\lambda}{\pi D_{lt}} \right)^2 + \left(1.22 \frac{\lambda}{r_0} \right)^2 \quad (3.1.5)$$

Gleichung 3.1.5 ist in Abbildung 3.1 links für verschiedene Seeingbedingungen gezeigt. Wie man sehen kann, gibt es für jede Kohärenzlänge r_0 einen optimalen Strahldurchmesser des Lasers, mit dem eine kleinstmögliche Halbwertsbreite am WFS erreichbar ist. Durch Differentiation von 3.1.5 folgt das Minimum für D_{wfs}^2 , wenn für D_{lt} folgende Beziehung zu r_0 gilt:

$$D_{lt,opt} = r_0 \cdot 2.071 (M^2)^{6/11} \quad (3.1.6)$$

Da an guten astronomischen Standorten r_0 im Sichtbaren von 0.1 m bis zu 0.25 m betragen kann, folgt aus Gleichung 3.1.6 eine nötige Größe des aufgeweiteten Laserstrahls von 20-50 cm. In Abbildung 3.1 ist rechts das Aufweiteteleskop für den Laserstrahl gezeigt, wie es für das UT4-Teleskop des VLT geplant ist. Mit einer maximalen Apertur von 0.5 m und einer Voroptik, die es ermöglicht die Aufweitung des Strahls an unterschiedliche Seeingbedingungen anzupassen.

3.1.3 Umgebungsbedingungen und Laserraum

Der Betrieb eines komplexen Lasers an einem Teleskop stellt spezielle Anforderungen an das System. Um die Betriebssicherheit und den störungsfreien Betrieb zu gewährleisten, wurden für die Installation des Lasers spezielle Maßnahmen getroffen. Die Umgebung in der der Laser betrieben werden muss ist deutlich rauer als dies in einem üblichen Laserlabor der Fall ist. Zum einen sind die besonderen klimatischen Bedingungen auf 2600m Meereshöhe zu beachten, zum anderen befinden sich im Dom des Teleskops eine Vielzahl von Geräten, die akustische Schwingungen und elektromagnetische Störungen verursachen können. Um die Laseranlage von dem Großteil der möglichen Störeinflüsse abzuschirmen, wurde darum ein spezieller Raum unter der Nasmyth-A Plattform am Teleskop gebaut, in dem die gesamte Anlage untergebracht werden kann. An dieser Stelle des Teleskops folgt der ganze Raum der

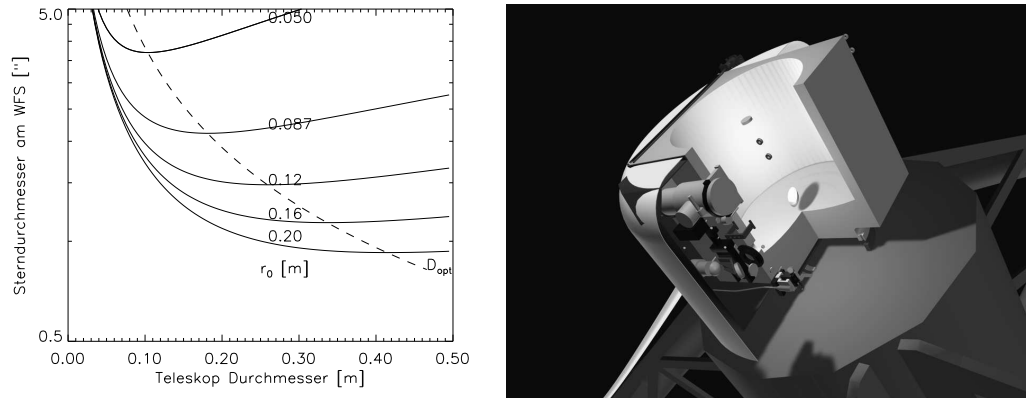


Abbildung 3.1: Links: Optimaler Durchmesser des projizierten Strahls bei unterschiedlichen Seeingbedingungen. Rechts: Modell der geplanten Laseraufweiteoptik hinter dem Sekundärspiegel von UT4. Die Faserankopplung und Strahlanalyseinstrumente sind auf der linken Seite angebracht. Der Durchmesser des konfokalen Cassegrain Teleskops beträgt 50cm mit einem Aufweiteverhältnis von 12.5.

Bewegung um die Azimuthachse, womit die Länge der optischen Faser minimiert ist, allerdings auch Beschleunigungen auftreten, wenn das Teleskop auf ein neues Beobachtungsobjekt ausgerichtet wird. Um Instabilitäten der Frequenz und der Leistung schon im Vorfeld zu minimieren ist der gesamte Laserraum auf $\pm 2.5^\circ\text{C}$ temperaturstabilisiert und der Laser selbst auf einer optischen Bank mit schwingungsdämpfenden Auflagen montiert. Um diese Bank ist eine zusätzliche Abdeckung angebracht, in der eine genauere Temperaturregelung auf $\pm 0.5^\circ\text{C}$ möglich ist und die durch einen Reinraumfilter staubfrei gehalten wird.

Durch die Anforderung an einen nahezu automatischen Betrieb der Anlage sind auch etliche Maßnahmen am Laser und den Versorgungseinrichtungen nötig, die die Überwachung und den Betrieb von der Kontrollzentrale des VLT aus ermöglichen. Hierzu ist eine lokale Kontrolleinheit im Laserraum installiert, über die die Steuerung von Pumplasern, Farbstoffpumpe, Frequenzüberwachung, Positionierung des Strahls etc. erfolgt. Die einzelnen Komponenten der Steuerung werden in den folgenden Kapiteln bei den zugehörigen Einheiten beschrieben.

3.2 Verstärkung von cw Laserstrahlung in Farbstoffen

In diesem Kapitel wird die Grundlage für Lasertätigkeit in Farbstoffen sowie die Basis der Verstärkung von cw Laserstrahlung beschrieben. Seit der Entdeckung und ersten Realisierung von Farbstofflasern vor rund 30 Jahren (Sorokin & Lankard 1966; Sorokin 1969), haben Farbstofflaser eine stürmische Entwicklung vollzogen und sind in nahezu allen Bereichen der Laseranwendung vertreten. Eine Vielzahl von Veröffentlichungen zum Prinzip von Farbstofflasern und deren Anwendungen ist erschienen. Eine Zusammenfassung findet sich z.B. bei Schäfer. Die Theorie von Lichtverstärkung und Lasertätigkeit wird im kommenden Abschnitt soweit beschrieben, wie es für die hier vorliegende Anwendung relevant ist, und um die Berechnung der Ausgangsleistung sowie der benötigten Laserparameter durchführen zu können.

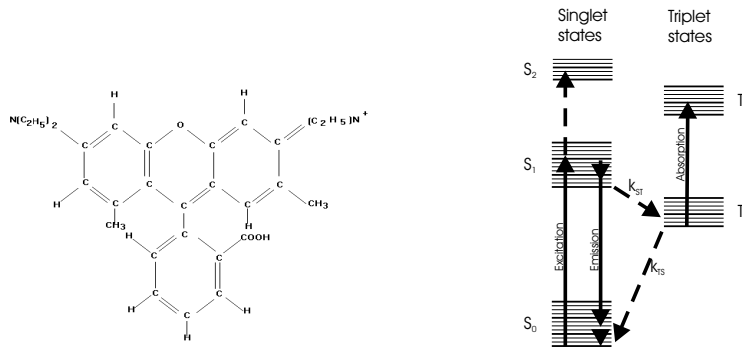


Abbildung 3.2: Chemische Struktur und Schema der energetischen Niveaus in Rhodamine 6G.

3.2.1 Energetische Niveaus von Rhodamine 6G

Die effiziente Lumineszenz von vielen organischen Verbindungen macht ihre Verwendung als aktives Medium in Lasern attraktiv und wurde bereits kurz nach Entdeckung des Lasers vorgeschlagen. Eine der interessantesten Eigenschaften von Farbstoffen ist der breite Abstimmbereich in der Emission, dazu kommen breite spektrale Absorptionskurven, womit eine Vielzahl von optischen Pumpquellen möglich sind. Ebenfalls stehen verschiedenste Farbstoffe zur Verfügung, so dass Laseremission in nahezu jeder Wellenlänge über den gesamten sichtbaren und nahinfraroten Bereich erreichbar ist. Lasertätigkeit in gelösten Farbstoffen wird bestimmt durch die Photophysik der energetischen Zustände der organischen Verbindung. Ein charakteristisches Schema der Energiezustände von Farbstoffen ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Der elektronische Grundzustand, bezeichnet mit S_0 , erstreckt sich über einen Energiebereich, der von den quantisierten Vibrations- und Rotationszuständen definiert wird. Die Energiedifferenz zwischen Vibrationszuständen beträgt typischerweise 1400 bis 1700 cm^{-1} , und die Differenz der Rotationszustände ist etwa 100 mal kleiner. Aufgrund der Rotationszustände erhält man damit eine kontinuierliche Verteilung der Zustände. Jeder angeregte Zustand besteht ebenfalls aus einem analogen Kontinuum von Zuständen, und die optischen Übergänge zwischen angeregtem und Grundzustand ergeben die charakteristischen breiten Absorptions- und Emissionsspektren. Neben den erlaubten optischen Übergängen zwischen den Singletzuständen sind strahlungslose Übergänge vom ersten angeregten Singlet Niveau S_1 in einen tieferliegenden Triplet Zustand T_1 möglich. Dieser Prozess, bezeichnet mit 'intersystem crossing', erfolgt mit einer Rate, die mit k_{st} benannt ist. Der Zerfall des Triplet- in den Grundzustand kann wiederum nur strahlungslos erfolgen, womit klar ist, dass die Konkurrenz des Deaktivierungspfad über Tripletzustände mit der Fluoreszenz zu einer Beschränkung in der Quanteneffizienz des Laserprozesses führt. Die spektrale Verteilung der spontanen Emission $\Phi(\lambda)$ ist einer Messung zugänglich und in Abbildung 3.3 für Rhodamine 6G, auf die Fluoreszenzquanteneffizienz normiert, eingezeichnet, wobei die Normierung durch $\int_0^\infty \Phi(\lambda) d\lambda = \Phi_0$ gegeben ist. Mit einer Quantenausbeute von $\Phi_0 = 0.92$ (Penzkofer & Lu 1986; Bindhu *et al.* 1999) ist Rhodamine 6G einer der effizientesten Farbstoffe, die für den gelben Spektralbereich bekannt sind. Der für Lasertätigkeit bedeutende Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission σ_{em} ist mit $\Phi(\lambda)$ verknüpft (Yariv 1967):

$$\frac{N_1 \lambda^4 \Phi(\lambda)}{8\pi \tau c n^2} I = \sigma_{em}(\lambda) I \quad (3.2.1)$$

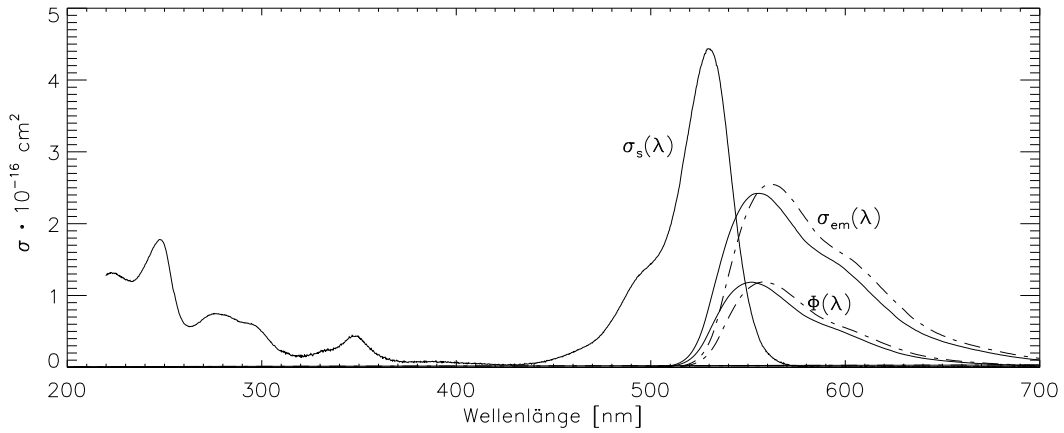


Abbildung 3.3: Absorptions- und Fluoreszenzspektrum von 10^{-5} mol^{-1} Rhodamine 6G in Ethanol nach Messungen von Fuh *et al.* 1998. Eingezeichnet ist der Absorptionswirkungsquerschnitt σ_s des $S_0 \rightarrow S_1$ Übergangs sowie das Fluoreszenzspektrum $\Phi(\lambda)$ und der daraus berechnete Emissionswirkungsquerschnitt σ_{em} . Gestrichelt ist $\Phi(\lambda)$ und σ_{em} für 10^{-3} mol^{-1} Rhodamine 6G in Ethylenglykol eingezeichnet, für dieses Lösungsmittel und bei erhöhter Konzentration ist eine leichte Verschiebung des Spektrums zu beobachten.

mit n dem Brechungsindex, c der Lichtgeschwindigkeit und τ der Fluoreszenzlebensdauer bei spontanem Zerfall. $\sigma_{em}(\lambda)$ aus dieser Gleichung ist in Abbildung 3.3 eingezeichnet, basierend auf Messungen von $\Phi(\lambda)$ durch Fuh *et al.* 1998. Die Notation und gemessene Werte für die bedeutenden Übergänge in Rhodamine 6G sind in Tabelle 3.1 gelistet.

3.2.2 Berechnung der Leistung injektionsstabilisierter Farbstofflaser

Effiziente Verstärkung von cw Laserstrahlung in Farbstoffen ist, aufgrund der geringeren Leistungsdichte von cw Lasern, nicht wie bei gepulsten Lasern in einfacher Transmission einer Farbstoffzelle möglich. Um effizient stimulierte Emission in das Laserfeld zu erhalten, muss die Intensität des Laserlichts größer als die Sättigungsintensität werden, in entsprechender Balance mit der eingebrachten Pumpleistung. Eine Möglichkeit die Intensität zu vergrößern ist resonante Intensitätsüberhöhung. Die ersten Studien zu resonanter Verstärkung mit cw Farbstofflasern haben sich auf die Erzeugung hoher Intensitäten in Resonatoren zur nichtlinearen Frequenzverdoppelung konzentriert (Couillaud, Ducasse & Freysz 1984; Moers, Hese & Hese 1986). Boehm, Moers & Hese 1989 haben das Konzept von 'injection locking' von Farbstofflasern fortgeführt, um einen leistungsstarken einmoden Laser zu realisieren, und konnten bis zu 6.5W erreichen, wobei keine Angaben über Strahlqualität und Stabilität des Lasers gemacht wurden.

Im folgenden werden die theoretischen Grundlagen erläutert und es wird die mögliche Ausgangsleistung eines Farbstofflasers berechnet, dessen Phase und Frequenz durch Injektion von externem Laserlicht stabilisiert wird. Die Injektion von einmoden Laserstrahlung zwingt aufgrund der um den Gewinn konkurrierenden Moden ('mode competition') im homogen verbreiterten aktiven Medium die Strahlung im Resonator dazu, in der Frequenz und Mode des eingestrahlt Lichts zu oszillieren.

Befindet sich der Resonator mit dem eingestrahlt Licht in Resonanz, so findet sich die For-

Notation	Beschreibung	Übergang	Wellenlänge	Wert	Referenz
σ_s	Pumpabsorption	$S_0 \rightarrow S_1$	532 nm	$4.38 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$	a
σ_{la}	Absorption bei λ_L	$S_0 \rightarrow S_1$	589 nm	$< 4.0 \cdot 10^{-19} \text{cm}^2$	a
σ_{pe}	Pumpemission	$S_1 \rightarrow S_0$	532 nm	$5.1 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2$	a
σ_{em}	Laseremission	$S_1 \rightarrow S_0$	589 nm	$1.76 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$	a
σ_{p1}	Pumpabsorption	$S_1 \rightarrow S_2$	532 nm	$4.0 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2$	b
σ_{l1}	Laserabsorption	$S_1 \rightarrow S_2$	589 nm	$1.0 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2$	a
σ_{pt}	Pumptripletabsorption	$T_1 \rightarrow T_2$	532 nm	$1.0 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2$	a
σ_{lt}	Lasertripletabsorption	$T_1 \rightarrow T_2$	589 nm	$4.0 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2$	a
τ_s	Lebensdauer Emission	$S_1 \rightarrow S_0$	-	$3.448 \cdot 10^{-9} \text{s}$	b
k_{st}	Singlet-Triplet Rate	$S_1 \rightarrow T_1$	-	$2 \cdot 10^7 \text{s}^{-1}$	b
τ_t	Lebensdauer Triplet	$T_1 \rightarrow S_0$	-	$5 \cdot 10^{-8} \text{s}$	b

Tabelle 3.1: Werte für Wirkungsquerschnitte und Übergangsraten in RH6G. a: (Fuh *et al.* 1998) für Rhodamine in Ethanol, modifiziert für die erwartete Verschiebung der Spektren in Ethylenglykol, b: (Everett 1991) für Rhodamine in Methanol. Für τ_t ist der Wert bei Gleichgewicht mit Luft eingesetzt und kann bei Zusatz von anderen Lebensdauer beeinflussenden Stoffen geringer sein.

mel für die interne und die Ausgangsintensität analog zum passiven Resonator (z.B. Born & Wolf 1970). Für die interne Intensität I_i am Maximum der Resonanzkurve gilt:

$$I_i = I_{inj} \frac{1 - R}{(1 - \sqrt{RVG})^2} \quad (3.2.2)$$

und für die Ausgangsintensität:

$$I_{out} = I_{inj} \frac{(\sqrt{GV} - \sqrt{R})^2}{(1 - \sqrt{RVG})^2} \quad (3.2.3)$$

wobei R die Reflektivität des Auskoppelspiegels und G der Gewinn der Intensität bei einmaligem Passieren des aktiven Mediums ist. In V sind alle Verluste im Resonator zusammengefasst, die bei einem einmaligen Umlauf der Strahlung auftreten, wie Absorption, endliche Reflektivität und Beugung.

Der Gewinn im verstärkenden Medium kann mit dem differentiellen Gewinnkoeffizienten α beschrieben werden:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (3.2.4)$$

α_0 ist der Kleinsignalwert und I_s ist die Sättigungsintensität, bei der α auf $\alpha_0/2$ reduziert wird. Mit der z-Achse in Richtung des Laserstrahls im aktiven Medium folgt:

$$\frac{d}{dz} I = I\alpha \quad (3.2.5)$$

Um im Allgemeinen zu einer Aussage über den totalen Leistungsgewinn im Medium zu kommen, muss 3.2.5 über den aktiven Bereich ($z=0$ bis L , mit L als Dicke des Farbstoffstrahles) integriert werden. Wobei für die folgenden Herleitungen jede Intensitätsvariation

senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung erst einmal vernachlässigt wird. Für geringe Leistungen im Resonator, $I/I_s \ll 1$, folgt:

$$G_0 = e^{\alpha_0 L} \quad (3.2.6)$$

Bei sehr hohen Leistungen, $I/I_s \gg 1$, liefert die Integration von 3.2.5 eine gute Näherung für kleine αL :

$$G_0 = 1 + \alpha_0 L \frac{I_s}{I} \quad (3.2.7)$$

Um den intensitätsabhängigen Gewinn im Farbstoffstrahl zu berechnen kann von einem Ratengleichungsmodell ausgegangen werden. Unter Vernachlässigung von Absorption und Emission der höher angeregten Zustände $S_1 \rightarrow S_2$ lauten die Ratengleichungen für die Besetzungszahlen N_0 , N_1 und N_t der korrespondierenden Zustände S_0 , S_1 und T_1 :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_1 &= N_0(\sigma_s J_s + \sigma_{si} J_i + \sigma_{sl} J_l) - N_1(\sigma_{em,i} J_i + \sigma_{em,l} J_l + \frac{1}{\tau_s \phi_t}) \\ \frac{d}{dt} N_t &= N_1 k_{st} - \frac{N_t}{\tau_t} \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

Der Index i gilt für den Anteil des injizierten Lichts und j für die freie Laseroszillation, J bezeichnet den Photonenfluss und $\phi_t = 1/(1 + k_{st})$. Unter Nutzung der Teilchenzahlerhaltung $N = N_0 + N_1 + N_t$ und Gleichgewichtsbedingungen (cw Betrieb) $\frac{d}{dt} N_0 = \frac{d}{dt} N_1 = \frac{d}{dt} N_t = 0$ folgt für den Gewinnkoeffizienten α_i :

$$\alpha_i = \frac{\alpha_{0i} - \xi_{ii} \frac{J_i}{J_{si}} - [\xi_{il} - N(\sigma_{sl} \frac{J_{sl}}{J_{si}} - \sigma_{si})] \frac{J_l}{J_i}}{1 + \frac{J_i}{J_{si}} + \frac{J_l}{J_{sl}}} \quad (3.2.9)$$

In Gleichung 3.2.9 sind folgende Notationen enthalten:
Die Kleinsignalverstärkung α_{0i} :

$$\alpha_{0i} = N \frac{(\sigma_i - k_{st} \tau_t \sigma_{ti}) \beta_p J_p - \sigma_{0i}}{1 + \beta_p J_p (1 + k_{st} \tau_t)} \quad (3.2.10)$$

mit $\beta = \sigma \tau \phi_t$ und dem entsprechenden Index i, l . Der Sättigungsparameter J_{si} :

$$J_{si} = \frac{1 + \beta_p J_p (1 + k_{st} \tau_t)}{\beta_i + \beta_{0i} (1 + k_{st} \tau_t)} \quad (3.2.11)$$

sowie die Triplet-Verlustfaktoren ξ_{ii} und ξ_{il} :

$$\xi_{ii} = \frac{N k_{st} \tau_t \sigma_t \sigma_{si}}{\sigma_i + \sigma_{si} (1 + k_{st} \tau_t)} ; \xi_{il} = \frac{N k_{st} \tau_t \sigma_t \sigma_{sl}}{\sigma_l + \sigma_{sl} (1 + k_{st} \tau_t)} \quad (3.2.12)$$

Unter Annahme von kleinen Tripletverlusten gegen einen großen Singletwirkungsquerschnitt sowie einer Näherung der Selbstkonsistenz des Laserfelds im Resonator $RVG = 1$: $\alpha_i L = T + W$ mit $T = 1 - R$ und $W = 1 - V$ den Verlusten pro Lichtumlauf berechnen Moers, Hese & Hese 1986 die resonatorinternen Intensitäten unterhalb des Schwellwerts, der zum Verschwinden der freien Laseroszillation führt:

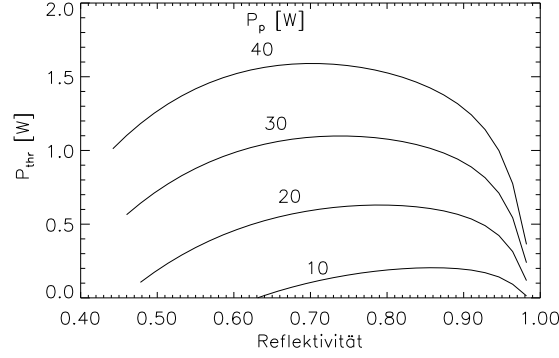


Abbildung 3.4: Schwellenwert der injizierten Lichtleistung, die nötig ist um die freie, breitbandige Laseroszillation zum Erliegen zu bringen. Abhängig von der Reflektivität des Auskoppelspiegels und der Pumpleistung sind $\approx 200\text{mW}$ bis 1.5W erforderlich. Hier wurden eine Pumpwellenlänge von 532nm , Verluste von 3% und ein Fokusbereich von $50\mu\text{m}$ angenommen.

$$I_i = I_{inj} \frac{1 - R}{\left[1 - \sqrt{R \exp\left[\frac{\alpha_{0i}}{\alpha_{0l}}(T + W) + D\right]}\right]^2} \quad (3.2.13)$$

$$I_l = I_{sl} \left[\frac{\alpha_{0l} L}{T + W} - 1 + \frac{I_i}{I_{si} \left(\frac{D}{T+W} - 1\right)} \right] \quad (3.2.14)$$

Mit $D = NL\left(\frac{\sigma_{sl}\alpha_{0i}}{\alpha_{0l}} - \sigma_{si}\right)$. Überschreitet die eingestrahlte Intensität einen Schwellenwert I_{thr} , verschwindet die freie breitbandige Laserstrahlung, und die gesamte Energie wird in der Mode des injizierten Lichts gesammelt. Der Schwellenwert errechnet sich aus Gleichung 3.2.14 mit $I_l = 0$:

$$I_{thr} = \frac{I_{si}}{T} \frac{\alpha_{0l} L - (T + W)}{T + W - D} \left[1 - \sqrt{R \exp \frac{\alpha_{0i}}{\alpha_{0l}}(T + W) + D}\right]^2 \quad (3.2.15)$$

I_{thr} ist abhängig von der Wellenlänge der Laserstrahlung relativ zur Emissionskurve des Farbstoffes. Am Maximum der Emission wird $I_{thr} = 0$ und nimmt auf beiden Seiten daneben zu, wobei auf der grünen Seite der Anstieg stärker ausfällt als auf der Roten. Abhängig von der Reflektivität der Pumpleistung und den Verlusten des Resonators liegt die Größenordnung der nötigen Leistung für den Master Laser bei $\approx 200\text{mW}$ bis zu rund einem Watt bei 589nm Laserwellenlänge und 532nm Pumpwellenlänge. In Abbildung 3.4 sind die Verhältnisse für vier Pumpleistungen von 10 bis 40W graphisch dargestellt.

Oberhalb der Schwelle für das Verschwinden der freien Laserstrahlung kann der Gewinn im aktiven Medium und damit die interne Intensität und die Ausgangsleistung analytisch für den Fall $I_i \gg I_{si}$, also große Leistungen im Resonator berechnet werden. Mit dem gesättigten Gewinnkoeffizienten:

$$\alpha_i = \frac{\alpha_{0i} - \xi_{ii} \frac{I_i}{I_{si}}}{1 + \frac{I_i}{I_{si}}} \quad (3.2.16)$$

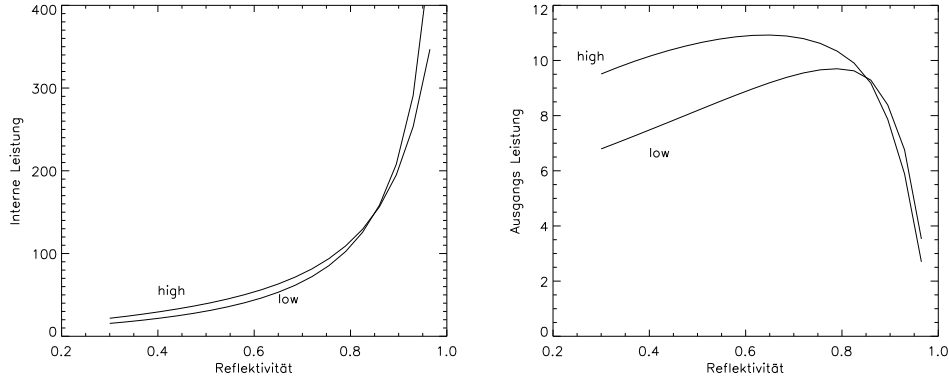


Abbildung 3.5: Resonatorinterne (links) und -externe (rechts) Leistung mit den beiden Näherungslösungen für hohe und niedrige Intensitäten im Resonator inklusive der injizierten Leistung, aufgetragen gegen die Reflektivität des Auskoppelspiegels. Hier wurde eine Pumpleistung von 20W, eine injizierte Leistung von 3.2W und 50 μm Fokusbereich angenommen. 'low' bezeichnet die Näherung aus Gleichung 3.2.19 und 'high' die aus 3.2.17.

Wobei $\xi_{ii} \frac{I_i}{I_{si}}$, der intensitätsabhängige Tripletverlust, mit einbezogen ist. Dies führt auf eine Näherung für den Gewinn bei hohen Leistungen:

$$G = 1 + \alpha_0 i L \frac{I_{si}}{I_i} - \xi_{ii} L \quad (3.2.17)$$

setzt man 3.2.17 in 3.2.2 ein, kann die Intensität im Resonator berechnet werden (Boehm, Moers & Hese 1989):

$$I_i = \frac{I_{inj}(1-R) \left[(1 + RV(1 - \xi_{ii}L)) \pm 2\sqrt{RV(1 - \xi_{ii}L) + \frac{M}{I_{inj}(1-R)}} \right] + M}{(1 - RV(1 - \xi_{ii}L))^2} \quad (3.2.18)$$

Mit $M = I_{si}\alpha_0 i L R V [1 - RV(1 - \xi_{ii}L)]$. Im mittleren Leistungsbereich bei $I_i \approx I_{si}$ ist obige Näherung nicht mehr zulässig und führt zu einer deutlichen Überschätzung der Intensität und des Gewinns. Falls der Faktor $\xi_{ii} \frac{I_i}{I_{si}}$ in Gleichung 3.2.16 klein gegen $\alpha_0 i$ ist und vernachlässigt wird, kann 3.2.16 integriert werden und führt auf einen Zusammenhang zwischen G und I_i :

$$\ln G + \frac{I_i}{I_{si}}(G - 1) - \alpha_0 L = 0 \quad (3.2.19)$$

Diese Gleichung kann nicht analytisch gelöst werden, aber es können numerische Lösungen für $G(I_i)$ gefunden werden, die in Gleichung 3.2.2 eingesetzt wiederum ein I_i liefern, womit in einem iterativen Verfahren eine selbstkonsistente Lösung des Problems möglich ist. Mit Gleichung 3.2.19 und 3.2.17 sind für niedrige Leistungen und hohe Leistungen im Resonator Näherungen für den Gewinn und damit die resonatorinterne Intensität sowie die Ausgangsleistung des Verstärkers gefunden.

Beide Näherungen für die interne und externe Leistung sind in Abbildung 3.5 gegen die Reflektivität des Auskoppelspiegels dargestellt, wobei eine Pumpleistung von 20W, eine injizierte Leistung von 3.2W sowie ein Fokusbereich von 50 μm angenommen werden. Die Näherung für hohe Leistungen liegt bis $\approx 3I_{sat}$ über der für niedrige Leistungen. Für kleine

Leistungen $I \ll I_{sat}$ kann die Näherung aus Gleichung 3.2.19 als zuverlässig betrachtet werden. I_{sat} berechnet sich für obige Parameter zu 31W im Resonator. Die maximale Ausgangsleistung liegt bei Reflektivitäten des Auskoppelspiegels von $R = 0.6$ bis 0.8 . Ungünstigerweise ist gerade in diesem Bereich unklar, welche der beiden Lösungen der Realität näher kommt. In den oben angegebenen Näherungen sind ebenfalls einige Vereinfachungen angenommen, die für reale Verhältnisse genauer betrachtet werden müssen: Bisher wurde die Intensität der Laserstrahlen als homogen über die Länge des aktiven Mediums sowie im Querschnitt angenommen, was zu einer Fehleinschätzung der Intensitäten führt. Um eine Aussage über die Ausgangsleistung und eine Optimierung aller Parameter vornehmen zu können, wurde von mir eine vollständige numerische Lösung ausgearbeitet, in die das axiale Profil der Gauß'schen Strahlen und die Intensitätsvariationen innerhalb des Farbstoffstrahls miteinbezogen sind. Teilt man das aktive Medium in kleine Volumen $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ auf, in denen der differentielle Gewinnkoeffizient α_i aus Gleichung 3.2.16 unter der Annahme von kleinen Variationen in J_p und J_i berechnet werden kann, so ist die Integration in Propagationsrichtung von 3.2.16 als Summation über die Δz zu verstehen und ergibt einen Gewinn G_{xy} für einen Punkt auf dem axialen Profil des Laserstrahls:

$$G_{xy} = 1 + \int_0^z \alpha_i(x, y, z) dz \approx 1 + \sum_{i=0}^z \alpha_{ii}(x, y, z) \quad (3.2.20)$$

$\alpha_{ii}(x, y, z)$ selbst ist wiederum abhängig von $\alpha_{0i}(x, y, z)$ und dem Photonenfluss $J_p(x, y, z)$ und $J_i(x, y, z)$. Der Photonenfluss des Pumplasers an jeder Stelle des aktiven Mediums kann über die Absorptionslänge bis zu diesem Punkt berechnet werden. Wobei durch die endliche Größe von ΔV noch eine lokale Mittelung über die Länge Δz vorgenommen wird:

$$J_p(x, y, z) = J_p(x, y) e^{-\sigma_s N z} \frac{1 - e^{-\sigma_s N \Delta z}}{\sigma_s N \Delta z} \quad (3.2.21)$$

3.2.21 ist gültig für einen Pumplaserstrahl, der das aktive Medium in z-Richtung durchläuft, mit einer initialen Intensitätsverteilung $J_p(x, y)$. Bei Implementierung mehrerer Pumpquellen kann die lokale Intensität durch inkohärente Superposition ermittelt werden. Für zwei Pumplaser, die das aktive Medium in entgegengesetzten Richtungen durchlaufen, ergibt sich ebenfalls ein einfacher Ausdruck:

$$J_p(x, y, z) = \left(J_{p1}(x, y) e^{-\sigma_s N z} + J_{p2}(x, y) e^{\sigma_s N (z-L)} \right) \frac{1 - e^{-\sigma_s N \Delta z}}{\sigma_s N \Delta z} \quad (3.2.22)$$

mit L als totale Dicke des Farbstoffstrahls. Um den Gewinn aus Gleichung 3.2.20 zu ermitteln, ist eine initiale Schätzung der internen Laserintensität $I_{test}(x, y)$ nötig, womit ein Gewinn $G(I_{test}(x, y))$ resultiert. Einsetzen dieses Gewinns in Gleichung 3.2.2 ergibt eine interne Intensität $I_i(G(I_{test}))$. In einem iterativen Verfahren kann dann die Differenz $I_i - I_{test}$ minimiert werden, womit eine selbstkonsistente Lösung an der Stelle $I_i - I_{test} = 0$ für jeden Punkt (x, y, z) gefunden ist. Hierbei ist vernachlässigt, dass sich die Laserintensität über das aktive Volumen ändert, was allerdings nur zu geringen Fehlern aufgrund von $G \approx 1.1$ führt. Mit dieser Methode ist es möglich, beliebige Pumpintensitätsverteilungen im Farbstoffstrahl zu simulieren und die daraus folgende Laserleistung zu berechnen. In Abbildung 3.6 ist ein Beispiel gezeigt, in dem der Unterschied deutlich wird, der zwischen der Annahme eines rechteckigen Pumplichtprofils mit gemittelter Intensität über die Absorptionslänge und einem realistischen Gaußförmigen Profil mit exponentieller Abschwächung im Farbstoff

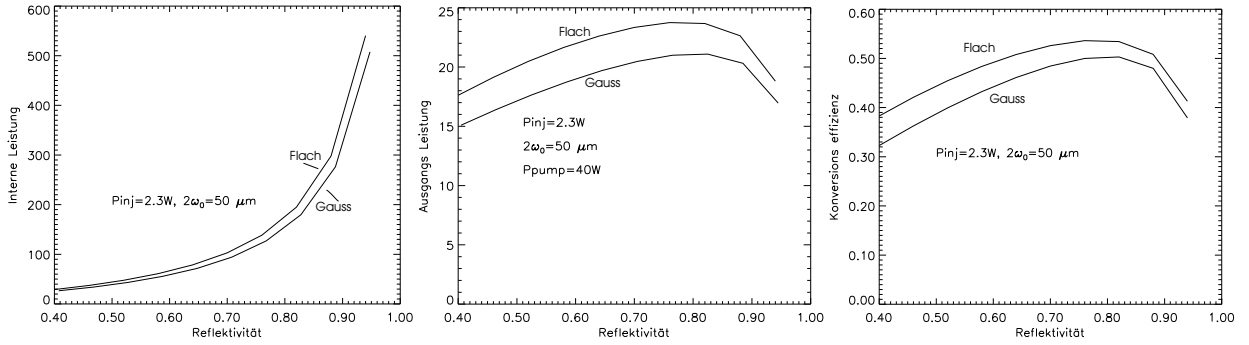


Abbildung 3.6: Die Berechnung der Laserleistung in der Näherung eines mittleren, rechteckigen Intensitätsprofils im Vergleich mit der numerischen Lösung für ein Gaußprofil. Die einfache Annahme von mittleren Verteilungen würde zu einer deutlichen Überschätzung der Leistung führen.

besteht. Beim rechteckigen Profil wird die mögliche Konversionseffizienz und damit Ausgangsleistung deutlich überschätzt, was an der niedrigeren Intensität in den Bereichen neben der Strahlachse beim Gaußprofil liegt. In diesen Bereichen liegt die Laserintensität unterhalb von I_{sat} , womit der Laserprozess dort ineffizienter ist. In dieser Arbeit wurden experimentell mehrere verschiedene Pumplaseranordnungen realisiert. Die ersten Versuche wurden mit einem Ar^+ Laser durchgeführt, der co-linear mit dem gelben Laser auf den Farbstoffstrahl fokussiert wurde. Eine weitere Anordnung wurde mit Frequenzverdoppelten Nd:YLF Lasern als Pumpquelle in außer-axialer Geometrie getestet, wobei zuerst mit einseitig gepumpten Farbstoffstrahlen experimentiert wurde, und die letztendlich gewählte Lösung für den PARSEC Verstärker aus einer Anordnung von vier 532nm Pumplasern und zwei jeweils gegenläufig gepumpten Farbstoffstrahlen besteht. Die Intensitätsverteilungen im Farbstoffstrahl für diese drei Fälle sind in Abbildung 3.7 gezeigt. Bei einer Pumpwellenlänge erhält man eine exponentielle Abschwächung in Propagationsrichtung durch das absorbierende Medium. Da bei einer außer-axialen Anordnung zwischen Pump- und gelbem Laser die Strahlen nicht mehr co-linear verlaufen, sind hier geringfügige Verluste durch den nicht mehr perfekten Überlapp der Laser zu erwarten. Beim Fall des Argon Lasers im Multilinen-Betrieb ergibt sich die Intensität über die durchlaufene Länge des Farbstoffs aus der Superposition aller Linien im Spektrum. Die Absorptionswirkungsquerschnitte von RH6G und die relativen Linienstärken der einzelnen Ar^+ Laserlinien sind in Tabelle 3.2.2 aufgelistet.

$\lambda_p[nm]$	454.5	457.9	465.8	476.5	488.0	496.5	501.7	514.5	528.7	532.0
$\sigma_s[10^{-16}cm^2]$	0.153	0.189	0.285	0.520	1.03	1.36	1.49	2.48	4.43	4.38
P_{rel}	0.018	0.027	0.096	0.019	0.27	0.089	0.051	0.373	0.058	1.0

Tabelle 3.2: Werte für Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Anregungswellenlängen für zwei Pumplaserarten in RH6G. σ_s ist für einen Ar^+ Multilinen-Laser (454.5-528.7nm) und für einen frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser angegeben. Für den Argon Laser ist zusätzlich die relative Linienstärke der einzelnen Emissionslinien P_{rel} notiert, wobei $\sum_i P_{rel} = 1$ angesetzt wurde.

Die stärkste Linie liegt bei 514nm und wird effektiv im Farbstoff absorbiert. Die blauen

Linien werden schwach absorbiert, woraus eine sehr inhomogene Verteilung resultiert. Außerdem ist eine deutlich höhere Konzentration des Farbstoffs im Lösungsmittel nötig um die Gesamtabsorption des Pumplichts hoch genug zu halten. Die Berechnung der theoretischen Ausgangsleistung für den Multilinen-Betrieb des Argon Lasers gestaltet sich mit der Verteilung der Pumpwellenlängen über die durchlaufene Länge im aktiven Medium als komplizierter. Zusätzlich zu der in Abbildung 3.7 gezeigten Intensitätsverteilung über das gepumpte Volumen ist der Absorptionswirkungsquerschnitt für jede Wellenlänge verschieden und damit an jedem Ort (x, y, z) unterschiedlich. Während beim Eintritt des Pumplichts in den Farbstoff die grünen Linien mit hohem Wirkungsquerschnitt den Gewinn dominieren, ist nach kurzer Strecke der grösste Teil des 514.5nm Lichts absorbiert, und das blaue Ende des Spektrums mit geringem Wirkungsquerschnitt führt dann zu einem lokal geringem Gewinn. Um diesem Sachverhalt näherungsweise gerecht zu werden ist die Leistung beim Ar^+ gepumpten Laser mit einem mittleren Wirkungsquerschnitt und der realen Intensitätsverteilung berechnet, wobei die Mittelung des Wirkungsquerschnitts gewichtet mit der lokalen Stärke der einzelnen Linien sowie über die Länge L des aktiven Bereichs erfolgt. Der effektive Wirkungsquerschnitt $\sigma_{s,eff}$ berechnet sich wie folgt:

$$\sigma_{s,eff} = \frac{1}{L} \int_0^L \left(\frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \sigma_s(\lambda_i) P_{i,rel}(z) \right) dz \quad (3.2.23)$$

$P_{i,rel}(z)$ ist hierbei die relative Linienstärke am Ort z , normiert auf eine Summe über alle Linien i : $\sum_{i=0}^n P_{i,rel} = 1$. Für eine durchlaufene Länge von 0.02cm und einer Farbstoffkonzentration von $8 \cdot 10^{17} 1/cm^3$ und der initialen Verteilung der Linienstärken aus Tabelle 3.2.2 folgt $\sigma_{s,eff} = 1.08 \cdot 10^{-16} cm^2$.

Mit der ermittelten Pumplichtverteilung kann die theoretische Ausgangsleistung des Lasers berechnet werden und eine Optimierung der Parameter, die technisch beeinflussbar sind, erfolgen. Die nötigen Stoffwerte für die Zustände von Rhodamine 6G sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Für einen der wichtigsten Parameter, die Lebensdauer des Tripletzustands, sind die Referenzen in der Literatur allerdings nicht eindeutig. Dies liegt zum einen an den Schwierigkeiten, 'intersystem crossing' Raten experimentell direkt zu bestimmen, da diese strahlungslos erfolgen, und zum anderen daran, dass über chemische Zusätze die Übergangsrate erhöht oder erniedrigt werden kann. Moleküle, die über Spinaustauschstösse die Population im Tripletzustand verringern, sind z.B. Sauerstoff oder COT (Cyclooctotetraene). Durch die immer präsente Diffusion von Luftsauerstoff in die Farbstofflösung wird die Lebensdauer τ_t bereits auf $5 \cdot 10^{-8} s$, den Wert aus Tabelle 3.1, verringert. Die Lebensdauer bei Zugabe von COT ist bisher nicht bestimmt worden, aus unseren Messungen der Konversionseffizienz, die mit und ohne COT erreichbar ist, ergibt sich eine Lebensdauer mit COT von $1.5 \cdot 10^{-8} s$, wobei mit dieser sehr indirekten Methode nicht ausgeschlossen werden kann, dass auch andere Farbstoffparameter mit beeinflusst werden.

In Abbildung 3.8 sind die wichtigsten Ergebnisse der Berechnungen graphisch gezeigt. Die erreichbare Ausgangsleistung hängt im wesentlichen von der Balance zwischen Pumplicht- und Laserintensität am Ort des Farbstoffstrahls ab, die mit einer optimalen Wahl der Reflektivität des Auskoppelspiegels beeinflussbar ist. Die Begrenzung des Leistungsmaximums wird bestimmt durch die unvermeidbaren Verluste in die Tripletzustände von RH6G, sowie alle weiteren Verluste durch die endliche Reflektivität der Resonatorspiegel, Beugungsverluste und Absorption von Laserlicht im Lösungsmittel. Unter Annahme bester Bedingungen können die Verluste abgeschätzt werden: Die in Frage kommenden Lösungsmittel wie Ethy-

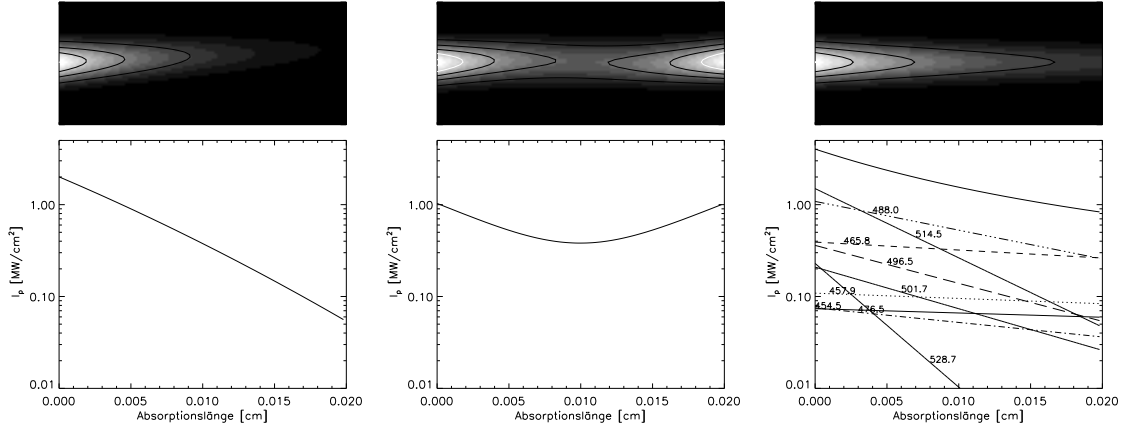


Abbildung 3.7: Intensitätsverteilungen des Pumplichts im Farbstoffstrahl für verschiedene Anordnungen der Einstrahlung. Der $1/e^2$ Durchmesser beträgt immer $50\mu\text{m}$. Unten ist die Intensität auf der Strahlachse des gelben Lasers aufgetragen, darüber ein Konturbild der Verteilung im Farbstoffstrahl, wobei der gelbe Laserstrahl immer horizontal durch die Mitte verläuft. Links: Ein 20 W Pumplaser mit 532 nm Wellenlänge und 5.7° Winkeldifferenz zwischen Pumplaserachse und gelbem Laser vor der Brechung in den Farbstoff. Mitte: Zwei 10 W 532nm Laserstrahlen gegenläufig mit 5.7° Winkel eingestrahlt. Rechts: Verteilung der Intensitäten eines 40 W Ar^+ Lasers im Multilinen-Betrieb, der von der zu erwartenden 589 nm Ausgangsleistung den beiden anderen Fällen in etwa äquivalent ist. Die blauen Linien im Spektrum werden wenig abgeschwächt, während die grünen Linien schnell absorbiert sind.

lenglykol und Wasser zeigen eine Absorption, die mit $\approx 0.002/\text{cm}$ sehr gering ist, womit V_{abs} bei einer Farbstoffstrahldicke von 0,02cm zu 0.99996 wird. Die Reflektivität der Resonatorspiegel kann mit $R=0.998$ als typischen Wert für hochwertige dielektrische Schichten angesetzt werden. Beugungsverluste sind mit einer angemessenen Auslegung der Spiegel und Aperturgrößen erst einmal vernachlässigbar. Der Gesamtverlust errechnet sich hiermit zu ≈ 0.994 . Um einen Sicherheitsfaktor für Verluste, durch nicht perfekt eingestellte Brewster Winkel an den Farbstoffstrahlen oder Verunreinigungen der Spiegel mit zu berücksichtigen, wurden die Berechnungen der Ausgangsleistung für $V=0.99$ durchgeführt. Dies ist ein Wert, der mit den experimentell gemessenen Verlustfaktoren gut übereinstimmt, wie in Abschnitt 3.8 noch gezeigt wird.

Die Auslegung der Optiken und anderer Parameter des Verstärkersystems ist mit der hier vorgestellten Methode einfach möglich, und die theoretisch erreichbaren Leistungen des Systems sind erstaunlich hoch. Als genereller Trend ist hierbei abzulesen, dass die Systemleistung mit abnehmenden Durchmesser von Pump- und Laserfokus am Ort des Farbstoffs deutlich zunimmt, womit als Designkriterium die Minimierung der Strahltaille folgt. Hierbei ist allerdings eine Einschränkung zu beachten, die aus der Pumpgeometrie folgt: Bei Einstrahlung des Pumplichts auf der Achse des gelben Laserstrahls ist bei einer gegebenen Dicke des Farbstoffstrahls die Pump- und Laserlichtverteilung axial nicht mehr als uniform anzusehen, wenn die Rayleigh-Länge der Gauß'schen Strahltaille in die Größenordnung der Dicke kommt. Die Rayleigh-Länge wird definiert durch die Länge z , an dem der Strahldurchmesser auf den $\sqrt{2}$ -fachen Wert neben der Strahltaille angewachsen ist:

$$z_R = \frac{\pi(2\omega_0)^2}{4M^2\lambda} \quad (3.2.24)$$

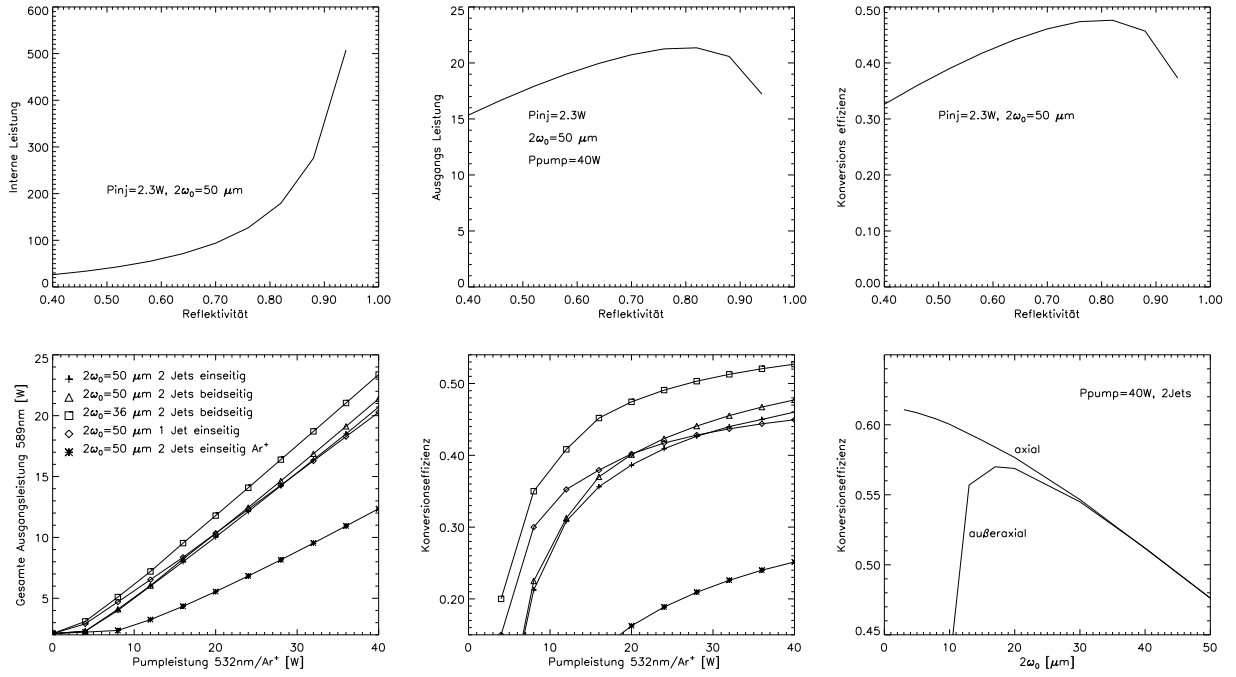


Abbildung 3.8: Erwartete Ausgangsleistung für den resonanten Verstärker. In der oberen Reihe sind gegen die Reflektivität des Auskoppelspiegels von links nach rechts aufgetragen: Resonatorinterne Leistung bei $V=0.99$, $\tau_t = 1.5 \cdot 10^{-8}s$, $\omega_0 = 50\mu m$, $I_{inj} = 2.3W$ und $P_{pump} = 40W$ bei 532nm Ausgangsleistung für die selben Parameter und Konversionseffizienz. In der unteren Reihe sind die Simulationsergebnisse für verschiedene Pumpgeometrien und Fokussdurchmesser gezeigt. Links: Ausgangsleistung bei 589nm gegen die totale Pumpleistung. Mitte: Die dazugehörige Konversionseffizienz und rechts die Abhängigkeit der Konversionseffizienz vom Durchmesser des Pump und Laserfokus auf dem Farbstoffstrahl.

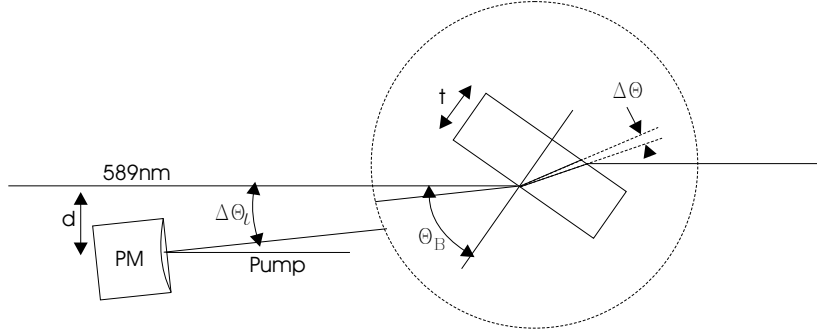


Abbildung 3.9: Geometrische Verhältnisse bei außeraxialer Pumplichteinstrahlung. Im Farbstoffstrahl resultiert ein Winkel $\Delta\Theta$ zwischen gelbem Laser und Pumpstrahl, der von d und der Fokallänge abhängt.

z_R ist bei einer Strahltaile von $\approx 6\mu\text{m}$ auf die Länge von 0.2mm einer typischen Jetdicke gesunken. Kleinere Strahltaillen sind damit nicht mehr sinnvoll, wobei, wie noch in Abschnitt 3.7 näher ausgeführt wird, eher die zu erwartenden thermischen Störungen hier die Begrenzung darstellen. Für den Fall, dass das Pumplicht außeraxial eingestrahlt wird, nehmen die Pumplichtverluste, durch schlechten Überlapp von Laser- und Pumpfokus, mit sinkendem ω_0 zu. Hier gibt es damit einen optimalen Durchmesser aus der Zunahme der Konversionseffizienz durch die höheren Photonenflüsse und die Abnahme des Überlappbereichs. In Abbildung 3.9 sind die geometrischen Verhältnisse dargestellt: Der Farbstoffstrahl ist unter dem Brewster Winkel Θ_B zum 589nm Laserstrahl angeordnet. Durch den Abstand d der Achse des Pumpspiegels PM vom gelben Strahl folgt ein Einfallswinkel des Pumpstrahls auf den Farbstoff von $\tan\Theta_i = d/f$ mit f der Fokallänge von PM. Die interne Winkeldifferenz zwischen Pump- und Laserstrahl $\Delta\Theta$ ist damit:

$$\Delta\Theta = \arcsin \frac{\sin \Theta_B}{n} - \arcsin \frac{\sin (\Theta_B - \Delta\Theta_i)}{n} \quad (3.2.25)$$

mit n als Brechungsindex des Lösungsmittels. Der Abstand d ergibt sich aus der verwendeten Optik für den Pumpspiegel und deren Montierung. Typischerweise kann hier nicht viel weniger als $d = 4\text{ mm}$ verwirklicht werden, da die dielektrischen Beschichtungen nicht bis zum äußersten Rand verwirklicht werden können und Laser- und Pumpstrahl einen Durchmesser von respektive $\approx 1\text{ mm}$ und 2.2 mm , (Verdi V10) haben. In Abbildung 3.8 ist rechts unten ein berechnetes Beispiel gezeigt, wie die außeraxiale Einstrahlung die Konversionseffizienz bei Fokaldurchmessern kleiner $20\mu\text{m}$ beschränkt.

Zusammenfassend folgt aus den Berechnungen, dass für einen 532 nm gepumpten Verstärker eine maximale Ausgangsleistung von über 20 W bei einer Pumpleistung von 40 W möglich sein sollte und bei Verwendung eines Ar^+ Lasers bei gleicher Pumpleistung eine Ausgangsleistung von $\approx 12\text{ W}$. Die Konversionseffizienz des Verstärkers η_{conv} , hier definiert über das Verhältniss von Ausgangsleistung bei 589 nm P_{589} abzüglich der injizierten Leistung P_{inj} durch die totale Pumpleistung P_p :

$$\eta_{conv} = \frac{P_{589} - P_{inj}}{P_p} \quad (3.2.26)$$

sollte bei voller 532 nm Pumpleistung bis auf ≈ 0.5 steigerbar sein, falls Strahltaillen kleiner $35\mu\text{m}$ realisiert werden können und ein Tripletquencher eingesetzt wird, - im Falle des Ar^+

Lasers sind dies etwa 25%. Die in Abbildung 3.8 dargestellten Leistungen und Konversionseffizienzen beziehen sich auf die oben genannten unterschiedlichen Pumpgeometrien. Für die drei Möglichkeiten – ein Jet einseitig gepumpt, zwei Jets einseitig und zwei Jets beidseitig – ergibt die Rechnung bei hohen Pumpleistungen eindeutig eine höhere Konversionseffizienz für zwei Jets, die jeweils beidseitig mit je 10 W 532 nm Laserlicht beaufschlagt werden, da der Photonenfluss von Pump- und Laserstrahl dann besser aufeinander abgestimmt ist.

Im Experiment konnte unter Einsatz von COT als Tripletquencher eine Konversionseffizienz nahe 0.5 bei einer Strahltaile von $\approx 50 \mu\text{m}$ erreicht werden. Dies ist sogar etwas höher als hier berechnet. Ohne COT konnten rund 34% erreicht werden, was konsistent mit einer Tripletlebensdauer von $5 \cdot 10^{-8}\text{s}$ ist. Kleinere Strahldurchmesser führten bei voller Pumpleistung zu einer Degradation der Strahlqualität. Wie in den folgenden Kapiteln noch näher ausgeführt wird, liegt dies bei hohen Pumpleistungen vor allem an den thermischen Linsen im aktiven Medium, welche eine untere Grenze für den Strahldurchmesser setzen, falls nicht eine Kompensation im Resonator hierfür vorgesehen wird.

3.3 Master Laser

Stabilität und Strahlqualität in einem injektionsstabilisierten Lasersystem hängen ganz entscheidend von der Güte des Master Lasers ab. Alle Wellenfrontfehlerdeformationen und Frequenzschwankungen des Ausgangsstrahls werden durch diesen Laser bestimmt. Die Eigenschaften, die für den Master Laser gefordert werden müssen, sind damit:

- höchste Strahlqualität, $M^2 < 1.1$
- Linienbreite $< 5 \text{ MHz}$ (Akzeptanz des Verstärkerresonators)
- Frequenzstabilität innerhalb der Regelbandbreite des Verstärkers
- abstimmbar und stabilisiert auf die Na D₂ Linie

Für alle Versuche, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, sowie auch für die letztendlich am Teleskop zu installierende Anlage ist als Master Laser ein Coherent 899 Farbstoff-Ringlaser zum Einsatz gekommen. Prinzipiell sind, wie im vorhergehenden Kapitel erläutert, bereits injizierte Leistungen, ab $\approx 500\text{mW}$ bis 1W, ausreichend um die Phase und Frequenz des resonanten Verstärkers zu stabilisieren. Dieser Leistungsbereich kann auch von linearen Farbstofflasern erreicht werden, wobei die Ringlasergeometrie einen stabileren Einmodenbetrieb gewährleistet, da durch die laufende Welle im Resonator keine Bereiche ungesättigten Gewinns im Jet vorhanden sind. Der mehr praktische Grund zur Wahl dieses Lasers bestand darin, dass derzeit am Markt kein anderer Laser mit mehr als 0.5W Leistung zu erhalten ist. Ein kompakter linearer Einmoden-Farbstofflaser wurde von Kobtsev *et al.* 2000 entwickelt, kann aber aufgrund der Frequenzselektion mit einem absorbierenden Metallfilm nicht mit mehr als 200mW Leistung betrieben werden, da ansonsten der Film durch die höhere resonatorinterne Leistung zerstört würde.

Gelöste Farbstoffe zeigen, wie schon besprochen, eine breite kontinuierliche Emission. Durch frequenzselektive Elemente im Resonator kann die breitbandige Strahlung von Farbstoffen bis auf eine einzige Mode reduziert werden. Hierzu sind mehrere verschiedene Möglichkeiten vorhanden. Groove, Wu & Ezekiel 1974 beschreibt die Selektion in einem linearen Resonator mit Prismen und Etalons, Goldsborough 1974 die Selektion mittels Dreiplatten-Filter

(BRF). Eine der ersten Beschreibungen der Frequenzselektion und des Aufbaus, wie er im 899-Laser verwirklicht ist, wurde von Jarrett & Young 1979 gegeben. Seit dieser Zeit hat sich der prinzipielle Aufbau dieses Lasertyps kaum verändert und wird hier nur in den wesentlichen Punkten beschrieben. Eine sehr detaillierte Beschreibung dieses Ringlasers und Optimierungsmöglichkeiten werden von Hackenberg 2000 gegeben. Eine Skizze der optischen Elemente des Ringlasers ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Der Farbstoffstrahl J durchquert den Resonator am Ort einer Strahltaile, die von den gekrümmten Spiegeln M1 und M2 gebildet wird. In einer weiteren Taille zwischen M2 und M3 ist ein Rhombus unter dem Brewster Winkel zur Astigmatismuskompensation angebracht. Zwischen M3 und dem Auskoppelspiegel ist der Strahl kollimiert und passiert eine optische Diode mit einem Rhombus aus SF-2 Glas in einem statischen Magnetfeld (Faraday Rotator) und einem Quarzrotator. Durch den axialen Charakter des Magnetfeldes ist die Polarisationsrotation nicht umkehrbar beim Durchlaufen in entgegengesetzte Richtungen. Eine Propagationsrichtung 'sieht' damit einen höheren Verlust an allen Flächen, die unter dem Brewster-Winkel angebracht sind, womit aufgrund von Modenkonzurrenz nur eine Richtung bevorzugt oszilliert. Die Frequenzselektion erfolgt durch die drei Elemente E1, E2 und BRF sowie durch die Modenstruktur des gesamten Resonators hierarchisch von großen zu kleinen Frequenzintervallen. Der Dreiplatten-Filter aus doppeltbrechenden Quarz selektiert mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 1700GHz und ist zur Abstimmung um die Normale drehbar angeordnet. E1 ist ein dünnes, verkipptes Etalon mit einem freien Spektralbereich (FSR) von 225GHz und einer Finesse von 2. Mit dem 'dicken' Etalon E2 mit einer FSR von 10GHz und Finesse 2 kann eine der Resonatormoden, die im Abstand $c/L=180\text{MHz}$ liegen, selektiert werden, während E1 und BRF die Stabilität des Systems beim Abstimmen gewährleisten. Über einen gesamten Abstimmbereich von 30GHz treten bei perfekter Justierung keine Modensprünge auf, da die gesamte Länge des Resonators synchron mit den frequenzselektiven Elementen angepasst wird. Die Gesamtlänge wird über Regelung von M1 mit einem PZT schnell auf kleinen Längenbereichen abgeglichen, während eine verkippte Glasplatte BP die optische Weglänge über weite Bereiche variieren kann. Die aktive Frequenzstabilisierung erfolgt über Messung der Transmission eines temperaturstabilisierten konfokalen Fabry-Perot Interferometers in Differenz zu einer parallelen Intensitätsmessung, womit Frequenzschwankungen auf kurzen Zeitskalen kleiner als 10MHz erreichbar sind. Die Langzeitdrift der Laserfrequenz liegt typischerweise bei $\approx 100\text{MHz/h}$ und erfordert eine zusätzliche Stabilisierung auf einen absoluten Wellenlängenkalibrator.

Zur absoluten Stabilisierung auf die Natrium D₂-Linie kommen mehrere Methoden in Betracht, wobei hier eine zweigeteilte Lösung ausgearbeitet wurde. Die 'grobe' Positionierung in der Nähe der D₂ Resonanz wird durch Verdrehen des BRF und des dünnen Etalons erreicht, wobei eine computergestützte Regelungsschleife die Wellenlängenmessung eines Beugungsinterferometers (Coherent Wave Master), welches intern auf Neon-Linien kalibriert ist, als Eingangssignal verwendet. Mit dieser Regelung kann eine Genauigkeit von 10GHz erreicht werden. Die 'feine' Regelung stimmt die Frequenz auf ein Doppler-freies Absorptionssignal in einer Natriumdampfzelle ab. Mit dieser Methode ist es möglich, das Auflösungsvermögen der Messung auf die natürliche Linienbreite (10MHz) der Übergänge zu steigern. In Abbildung 3.11 ist der Aufbau der gesamten Wellenlängenstabilisierung des Lasers gezeigt. Eine Komplikation bei der Frequenzmessung sind die Positionstörungen, die der Laserstrahl aufgrund der beweglichen Brewster-Platte und inhärenten Instabilitäten zeigt. Insbesondere bei einer Variation um die optimale Leistung zu erreichen ändert sich die Strahlage. Die Position des Strahlteilers, mit dem das Licht für die Frequenzmessungen abgespalten wird, wurde darum an einen Punkt verlegt, an dem die Strahlage des Lasers bereits mittels zweier verkippter

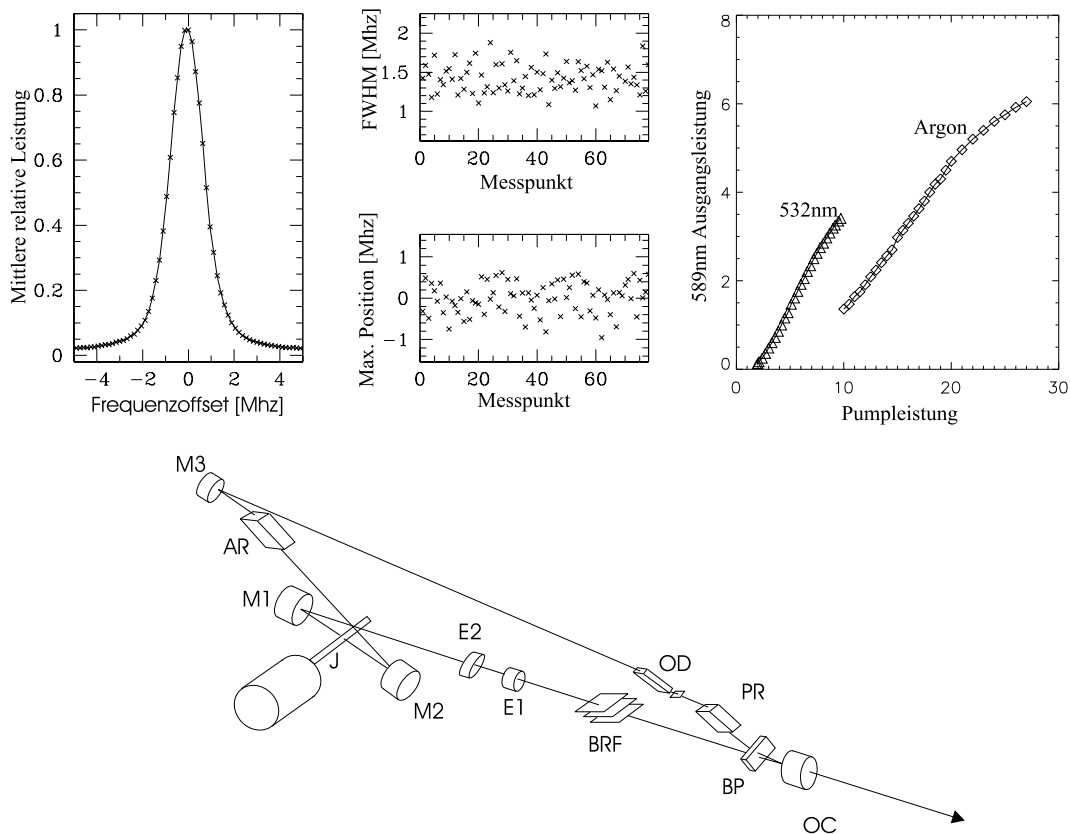


Abbildung 3.10: Optische Komponenten, Leistung und Frequenzspektrum des Coherent 899-21 Laser. Mit: OC, dem Auskoppelspiegel, M1 bis M3 hochreflektierende konkave Spiegel, J der Farbstoffstrahl, E1, E2, dünnes und dickes Etalon, BRF dem Dreiplatten-Filter, BP der Brewster-Platte, OD: optische Diode, AR: Rhombus zur Astigmatismuskompensation, PR: Rhombus zur Strahlumlenkung. Oben Links ist das über 3 Minuten gemittelte Frequenzspektrum der Einmodenemission gezeigt. Gemessen wurde mit einem 300MHz FSR Fabry-Perot Analysator. Rechts davon die Halbwertsbreite über mehrere Messungen. Im Mittel ist die Linie 1.5 MHz breit, deren Maximumposition um ± 0.5 MHz auf kurzen Zeitskalen schwankt. Rechts die erreichbare Ausgangsleistung – unter Zugabe von COT – für zwei Pumplaser: Mit 10W 532nm Pumpleistung sind bis zu 3.5W erreichbar, mit 30W Ar^+ Multilinen-Lasern bis zu 6W.

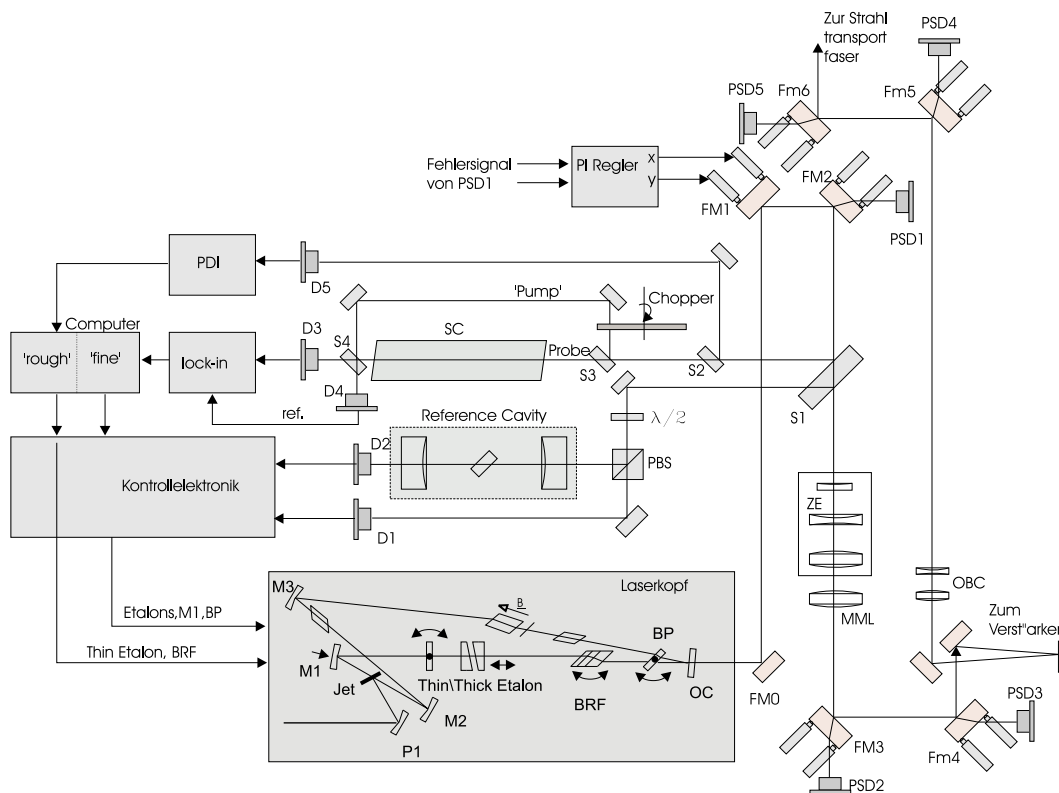


Abbildung 3.11: Schema der gesamten Frequenz- und Positionsstabilisierung des Master Lasers. Vom lagestabilisiertem Strahl wird ein geringer Prozentsatz des Lichts an einem Strahlteiler S1 abgespalten. Die Vorderseitenreflektion wird dem con-fokalen Resonator und der Referenzintensitätsmessung D1 zugeführt. Das Intensitätsverhältnis zwischen D1 und D2 ist mittels einer $\lambda/2$ Platte und einem Polarisationssteiler (PBS) einstellbar. Die absolute Frequenzmessung erfolgt mit $\pm 10\text{GHz}$ in einem Beugungsinterferometer (PDI, point-diffraction-interferometer); über diese Messung wird der Dreiplatten-Filter und der dünne Etalon Nullpunkt geregelt. Mit der doppler-freien Absorptionsmessung in der Natriumdampfzelle ist dann eine feine Abstimmung der Frequenz auf $\pm 10\text{MHz}$ möglich. Die Positionsstabilisierung erfolgt über Paare von piezoelektrisch verkippbaren Spiegeln, FM1..FM3, wobei die Lage des Lichts, welches durch den darauffolgenden Spiegel leckt, mit einem positionssensitiven Detektor gemessen wird.

Spiegel – in Abbildung 3.11 mit FM1, FM2 bezeichnet – stabilisiert ist. Eine ausführliche Beschreibung der Strahllagestabilisierung wird in Abschnitt 3.4.2 gegeben.

3.4 Zwischenoptiken

3.4.1 Modenanpassung

Bei der Injektion des Laserlichts in den Verstärkerresonator muss nicht nur die Resonanz der longitudinalen Moden hergestellt werden. Zusätzlich müssen die transversalen Moden übereinstimmen um ein optimales Ergebnis zu bekommen. Treten hierbei Fehler auf, kann die Längenregelung des Verstärkers (siehe hierzu Kapitel 3.6) nicht zwischen angeregten Seitenbanden und der erwünschten Resonanz unterscheiden, womit das System nicht funktionsfähig oder sehr instabil ist. Um transversale TEM₀₀ Moden von zwei Resonatoren in Übereinstimmung zu bringen, kann prinzipiell eine einfache Linse dazwischen angeordnet werden. Kogelnik & Li 1966 geben eine Lösung für die Transformation einer Strahltaile in eine weitere mittels einer dünnen Linse. Hierbei müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

$$\begin{aligned} d_1 &= f \pm \frac{\omega_1}{\omega_2} \sqrt{f^2 - f_0^2} \\ d_2 &= f \pm \frac{\omega_2}{\omega_1} \sqrt{f^2 - f_0^2} \end{aligned} \quad (3.4.1)$$

Hierbei ist $d_{1,2}$ die Distanz zwischen den Strahltaillen, mit einem $1/e^2$ Durchmesser $2\omega_{1,2}$, zur Linse mit Brennweite f , und $f_0 \equiv \pi\omega_1\omega_2/\lambda$. Wie im kommenden Kapitel noch beschrieben wird ist die Divergenz des Strahles, den der hier gewählte Resonator des Verstärkers hat, allerdings sehr groß, und aus geometrischen Gründen kann die Distanz d_2 nicht sehr klein gewählt werden, womit der Abstand zwischen dem Master Laser d_1 und der Linse unverhältnismäßig lang wäre. Auch um eine experimentelle Flexibilität zu gewährleisten wurde deshalb eine Lösung gewählt, die jede Mode, und damit verschiedene Strahltaillen im Verstärker, erzeugen kann. Hierzu wurde ein zoombarer Strahlaufweiter genutzt, mit dem Aufweitereverhältnisse von eins bis acht stufenlos und fernsteuerbar möglich sind. Der aufgeweitete Strahl wird dann mit einer achromatischen Dubletlinse fokussiert, womit der Durchmesser der Strahltaile am Ort des Farbstoffstrahls mittels der Größe des Aufweitereverhältnisses einstellbar ist, ohne die Distanzen im System zu variieren. Mit den Strahlparametern in der Ausgangsebene des Coherent 899 Lasers von: $2\omega_0 = 0.85\text{mm}$, $\Theta = 0.9\text{mrad}$, $z_0 = -0.06$ folgt bei einer Distanz von 780 mm zum Strahlaufweiter ein Durchmesser an der Eintrittsfläche von 1.3 mm. Der kollimierte Strahl am Ausgang des Aufweilers, und damit auch am Ort der fokussierenden Linse, ist so zwischen 1.3 mm und 10.3 mm einstellbar. Der eingesetzte Achromat zum fokussieren hat eine Brennweite von 400 mm, womit die Strahltaile Durchmesser zwischen 230 μm und 29 μm annehmen kann.

3.4.2 Strahllageregelung

Die gesamte Laseranlage am Paranal in Chile muss mit einem minimalen Aufwand an Wartung und Überwachung durch das Bedienpersonal auskommen, womit eine automatisierte Strahllageregelung notwendig ist. Die Positionsabweichungen, die auftreten, werden einerseits direkt vom Master Laser verursacht, andererseits können thermische und mechanische

Schwankungen der Optiken im Strahltransport nicht ausgeschlossen werden. Die Lageabweichungen, die durch den Master-Laser aufgeprägt werden, werden im normalen Betrieb durch die Brewster-Platte im Resonator sowie thermischen Schwankungen und die Farbstoffstrahlen verursacht. Da die Brewster-Platte zur Frequenzstabilisierung verkippt wird, folgt im Ausgangsstrahl ein kleiner, aber nicht vernachlässigbarer Parallelversatz. Da der Verstärkerresonator sehr empfindlich auf ein fehlerhaftes Alignment des Eingangsstrahls reagiert, ebenso wie die Optiken der Frequenzstabilisierung, wurde eine Strahllagestabilisierung mit geschlossener Regelschleife realisiert. Wie in Abbildung 3.11 schematisch gezeigt, ist immer ein Paar von piezoelektrisch verkippbaren Spiegeln zur vollständigen Kontrolle der vier Freiheitsgrade, die ein Strahl im Raum hat, vorhanden. Der erste der Spiegel wird mit einem Regler gesteuert, der als Fehlersignal die x- und y-Koordinate erhält, die mit einem positionsempfindlichen Detektor gemessen wird, welcher hinter dem darauf folgenden Spiegel angebracht ist. Die geringe Leistung, die durch die dielektrische Beschichtung des Spiegels leckt, ist ausreichend um eine Schwerpunktsbestimmung mit einer Genauigkeit von $\approx 1\mu\text{m}$ vorzunehmen. Die verwendeten positionsempfindlichen Detektoren bestehen aus einer großflächigen Si-PIN Photodiode, die über eine Kontaktierung auf der Ober- und Unterseite verfügt, mit der die Photostromdifferenz in zwei Koordinatenrichtungen bestimmbar ist. Da bei der Justierung des Lasers Positionsabweichungen auftreten können, die größer als der Verfahrbereich kommerzieller Piezoplattformen sind, wurden von mir Spiegelhalterungen entworfen, die manuell vorpositionierbar sind und über zwei piezoelektrische Antriebe eine Verkippfung von $\pm 3.44^\circ$ mit hoher Auflösung zulassen. Die maximale Frequenz, mit der die Plattform betrieben werden kann, wird durch die Resonanzfrequenz der Gesamtkonstruktion bestimmt und konnte mit einer sorgfältigen Auslegung auf $\approx 800\text{ Hz}$ bis 1.5 kHz bei Anbringung eines 1" Spiegels gesteigert werden. Ein Beispiel einer vermessenen Transferfunktion ist in Abbildung 3.12 gezeigt. Die individuelle Resonanzfrequenz ist dabei in den zwei Achsen trotz einer symmetrischen Konstruktion verschieden. Dies liegt an der Art der Halterung auf der optischen Bank: Unter die Spiegelhalterung wurde ein 25mm dicker Edelstahlstab montiert, welcher bei Ansteuerung der horizontalen Achse in Torsionsschwingungen versetzt wird. Mit einer noch steiferen Montierung könnte die Bandbreite der Strahllagestabilisierung auf die maximale Frequenz von $\approx 1.8\text{ kHz}$ in beiden Achsen gesteigert werden. Da die Positionsstörungen des Farbstofflaserstrahls mit deutlich geringerer Frequenz auftreten, erfüllen die hier entwickelten Spiegelhalterungen die Anforderungen bei weitem. Die Regelschleife Aktuator-PSD wird über einen digitalen Zwei-Achsen-Regler auf Mikro-Controller Basis geschlossen. Dieser Regler verfügt über eine CAN-Bus Anbindung, mit der die PI-Parameter einstellbar sind und eine Kontrolle der Regelgüte vom Zentralrechner aus möglich ist. Diese Elektronik wurde in einer Kooperation von MPE und ESO entwickelt. Insgesamt sind drei Spiegel- und Reglerpaare zur Lagestabilisierung eingesetzt. Zwei Spiegel kontrollieren die Position vor den Zwischenoptiken und der Frequenzmessung, ein Paar ist vor dem Verstärker eingesetzt und ein weiteres danach, um eine immer perfekte Einkopplung in die Strahltransportfaser zu gewährleisten.

3.5 Auslegung des Verstärkerresonators

Prinzipiell gibt es viele Möglichkeiten, die Spiegel in einem Ringresonator anzuordnen. Einige Beispiele sind in Abbildung 3.13 dargestellt. Die Einschränkungen werden einerseits durch mechanische Dimensionen bedingt, andererseits durch die Physik des Farbstofflasers: Um eine hohe Konversionseffizienz zu erzielen muss die Energiedichte von Laserstrahl und Pumpstrahl

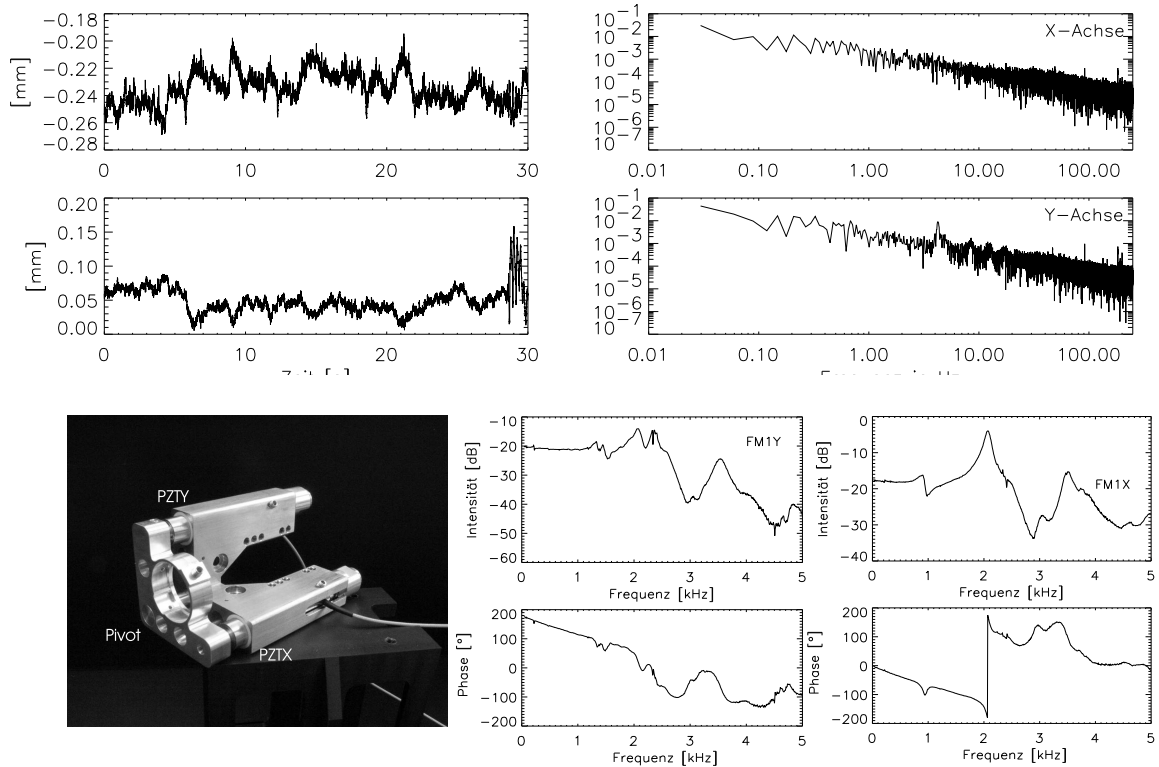


Abbildung 3.12: Die oberen vier Bilder zeigen links die gemessene Positionsschwankung des Laserstrahls am Ausgang des 899 Lasers in zwei Koordinatenachsen. Rechts ist das jeweils zugehörige Leistungsspektrum gezeigt. Spezifische Frequenzen treten nur in der Y-Achse auf, in der auch die Kipprichtung der Brewster-Platte liegt. Unten eine der piezoelektrisch und manuell verstellbaren Spiegelhalterungen zur automatischen Strahllageregelung im PARSEC Lasersystem. Links ist ein Photo der eigens entwickelten Plattformen gezeigt. Rechts daneben die Transferfunktionen der X- und Y-Achse. Oben ist die gemessene Transferfunktion gegen die Anregungsfrequenz gezeigt, unten die Phase. Vermessen wurde die Transferfunktion, indem an die Piezoverstärker ein elektrisches Signal mit weißem Rauschen bekannter Bandbreite angelegt und parallel zum Signal der positionsempfindlichen Dioden in einen Rechner eingelesen wurde. Das Signal der X-Achse, welche horizontal zur Befestigung liegt, zeigt bei 900 Hz eine deutliche Koppelschwingung aus der Torsion der Montierung und der Eigenschwingung der Spiegelhalterung. In der anderen Achse liegt die erste Resonanz von Montierung und Piezoplatzform bei 1.4 kHz.

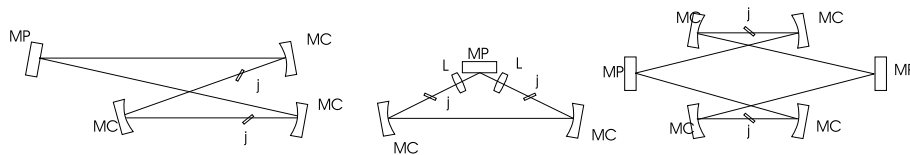


Abbildung 3.13: Drei Beispiele, wie die Spiegel in einem Ringresonator angeordnet werden können, um mindestens zwei stark fokussierte Punkte für die Farbstoffstrahlen zur Verfügung zu haben. MP bezeichnet plane Spiegel, MC konkave Spiegel, L Linsen, j die Farbstoffstrahlen. Links die klassische bow-tie Anordnung, wie sie z. B. im Coherent 899 verwirklicht ist. Zwei Fokuspunkte können symmetrisch erzeugt werden. Mitte: Eine Anordnung mit drei Spiegeln und zwei Linsen zur Fokussierung auf den Farbstoff. Rechts eine Sechsspiegel-Konstruktion, die vollkommen symmetrisch ist und eine einfache Auslegung der Pumpgeometrie erlaubt.

hoch genug sein. Aus den in Kapitel 3.2.2 dargelegten Gründen folgt ein benötigter Strahldurchmesser im Fokus von $\approx 50 \mu\text{m}$. Weiterhin muss der Resonator für stabilen cw Betrieb die Stabilitätsbedingung, hier in der Form für einen Resonator aus zwei Spiegeln geschrieben, erfüllen.

$$0 < (1 - \frac{d}{R_1})(1 - \frac{d}{R_2}) \quad (3.5.1)$$

mit dem Abstand der Spiegel d und den Krümmungsradien R_1, R_2 . Dies bedeutet, dass mehrmaliges Durchlaufen der Resonatorstruktur nicht zu einer zunehmenden Aufweitung des Strahls führen darf. Für die fundamentale Mode in einem stabilen Resonator können die reellen Strahlparameter unter Einbeziehung der Wellennatur der Strahlung berechnet werden (Kogelnik & Li 1966). Der Strahldurchmesser $2w$ für Resonatoren mit ungleichen Krümmungsradien der Spiegel ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} w_1^4 &= \frac{\lambda R_1^2}{\pi} \frac{R_2 - d}{R_1 - d} \frac{d}{R_1 + R_2 - d} \\ w_2^4 &= \frac{\lambda R_2^2}{\pi} \frac{R_1 - d}{R_2 - d} \frac{d}{R_1 + R_2 - d} \end{aligned} \quad (3.5.2)$$

Mit einem Strahldurchmesser $2w_0$ in der Strahltaile:

$$w_0^4 = \frac{\lambda^2}{\pi} \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - d)^2} \quad (3.5.3)$$

was im Falle gleicher Krümmungsradien $R_1 = R_2 = R$ in folgender Form geschrieben werden kann:

$$w^2 = \frac{\frac{\lambda R}{\pi}}{\sqrt{\frac{2R}{d} - 1}} \quad (3.5.4)$$

und der Durchmesser der Strahltaile $2w_0$:

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2R - d)} \quad (3.5.5)$$

Die Strahlparameter für einen fast konzentrischen Resonator nahe der Stabilitätsgrenze aus 3.5.4 und 3.5.5, in Abhängigkeit vom Krümmungsradius R und dem Abstand d für eine Wellenlänge λ von 589 nm, sind in Abbildung 3.14 dargestellt.

3.5.1 Resonatoreigenschaften

Mit den oben angegebenen Gleichungen kann die Propagation des Laserstrahls im Resonator beschrieben werden. Um die Randbedingung des Fokusbereichs am Ort des Farbstoffstrahls in einem Ringresonator zu erfüllen, sind entweder Linsen oder von der optischen Achse abweichende Reflektionen an gekrümmten Spiegeln nötig. Linsen im System bringen prinzipiell etwas höhere Verluste mit sich. Ebenfalls sind transmittive optische Komponenten empfindlich bei Erwärmung im intensiven Strahl im Resonator. Um die möglichen Probleme, die mit Linsen auftreten können, zu umgehen ist ein Resonatordesign mit rein reflektiven Elementen nötig. Die außer-axiale Reflektion an den gekrümmten Spiegeln bringt allerdings eine Deformation der Wellenfront mit sich. Bei sphärischen Spiegeln ist der Hauptbeitrag der Aberration eine astigmatische Deformation, die kompensiert werden muss, um die Ausgangsstrahlqualität nicht zu beeinträchtigen und einen stabilen Laserbetrieb zu gewährleisten.

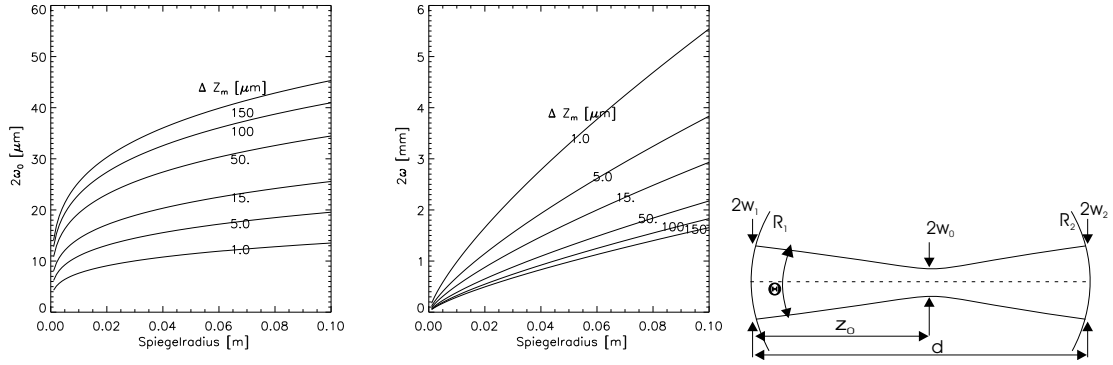


Abbildung 3.14: Strahlparameter an den Spiegeln und an der Strahltaile für verschiedene Radien R und Abstände d der Spiegel eines konzentrischen Resonators. Rechts ist ein Resonator aus zwei Spiegeln skizziert, mit der Einhüllenden des TEM_{00} Strahls. In der Mitte der Durchmesser des Strahls an der Spiegeloberfläche für einen fast konzentrischen Resonator an der Stabilitätsgrenze sowie bei Verkleinerung der Spiegeldistanz d um $2\Delta Z_m$. Links die gleiche Systematik für die Strahltaile.

Kogelnik *et al.* 1972 haben die Eigenschaften von linearen Resonatoren mit außer-axialen Reflexionen erstmals beschrieben. Der resultierende Astigmatismus bei der Reflexion an einer sphärischen Fläche hängt vom Einfallswinkel Θ zur optischen Achse ab und ist in Abbildung 3.15 links grafisch dargestellt. Kogelnik *et al.* 1972 führen zwei Ausgleichsgrößen δ_x und δ_y ein um die Modencharakteristik in der Sagittal- und Tangentialebene zu beschreiben:

$$\begin{aligned} d_{1x} &\equiv R_1 + f_x + \delta_x \\ d_{1y} &\equiv R_1 + f_y + \delta_y \end{aligned} \quad (3.5.6)$$

mit den effektiven Fokallängen f_x und f_y und dem Krümmungsradius R_1 . Für sphärische Spiegel gilt:

$$\delta_x - \delta_y = -f \sin \Theta \tan \Theta \quad (3.5.7)$$

Neben dem Astigmatismus, der von den sphärischen Spiegeln erzeugt wird, ist in einem Farbstofflaser weiterhin der Astigmatismus der Farbstoffstrahlen, die unter dem Brewster-Winkel Θ_B angeordnet sind, zu berücksichtigen. Die Differenz der Ausgleichsgrößen δ_x und δ_y für eine planparallele Platte unter Θ_B beträgt:

$$\delta_x - \delta_y = \frac{t(n^2 - 1)\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \quad (3.5.8)$$

Wobei n der Brechungsindex des Mediums ist und t die Dicke der Platte. Mit Hilfe dieser Elemente kann eine vollständige Kompensation des Astigmatismus erreicht werden, wenn die Dicke des Farbstoffstrahls den Einfallswinkel auf die Spiegel angepasst wird. In einem Ringresonator sind alle Reflexionen und alle transmittiven Optiken zu berücksichtigen. Hierbei zeigt sich, dass für eine typische Farbstoffstrahldicke von 0.1-0.3 mm die Einfallswinkel auf die Spiegel unpraktikabel klein werden. Als Beispiel müsste ein Vier-Spiegel-Resonator mit zwei Farbstoffstrahlen von 0.2 mm Dicke einen Einfallswinkel von 1.1° auf die Spiegel haben. Dies ist geometrisch nicht zu realisieren. Größere Einfallswinkel werden typischerweise mit zusätzlichen Optiken in einer weiteren Strahltaile kompensiert. Diese oft als Rhombus ausgeführten Optiken addieren zusätzliche Verluste, sind aufgrund der hohen Leistungsdichte

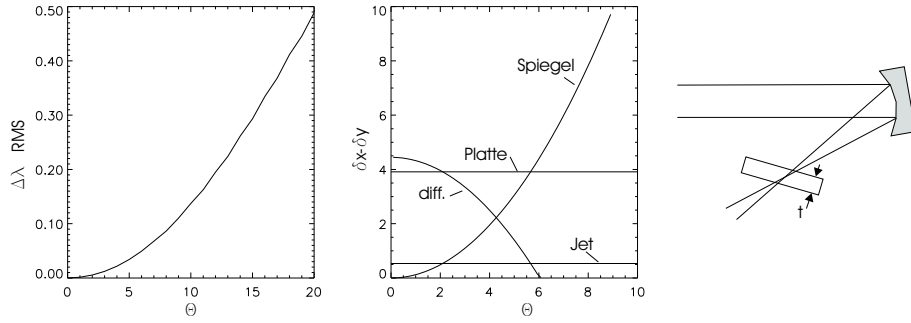


Abbildung 3.15: Astigmatismus aufgrund der außer-axialen Reflexion und verkippten planen Elementen im konvergierenden Strahl. Links der Wellenfrontfehler bei einmaliger Reflexion an einem sphärischen Spiegel mit $R = 100$ unter dem Einfallswinkel Θ . Mitte: Differenz der Ausgleichsgrößen $\delta_{x,y}$ bei Reflexion an einem Spiegel mit $R = 100$ in Abhängigkeit von Θ . Der Jet und eine Kompensationsplatte unter dem Brewster-Winkel induzieren ebenfalls Astigmatismus, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die Differenz beträgt bei vollständiger Kompensation null.

im Fokus gefährdet optische Schäden zu erleiden und durch den kleinen Strahldurchmesser an der Oberfläche sind bereits kleinste Staubpartikel Ursache für eine starke Beeinträchtigung der Systemleistung.

Um den PARSEC Verstärker so effizient wie möglich zu gestalten und die Strahlqualität nahe dem Beugungslimit zu halten wurde von mir im Rahmen dieser Arbeit eine Verstärkerstruktur entwickelt, die keine zusätzlichen Optiken zur Astigmatismuskompensation benötigt. Prinzipiell könnten hierfür speziell geschliffene Spiegel zum Einsatz kommen oder auch deformierbare Spiegel, die den Ausgleich in einem geschlossenen Regelkreis vornehmen (adaptive Optik). Allerdings ist hierfür ein deutlich erhöhter technologischer Aufwand nötig. Die hier entwickelte Geometrie nutzt zur Kompensation eine nicht-planare Struktur, wodurch Astigmatismus, der von einem Spiegel aufgeprägt wird, vom dem darauf folgenden Spiegel wieder kompensiert wird. Die optische Anordnung ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Das Prinzip hierzu ist relativ einfach: Der Astigmatismus, der bei einer Reflexion in der x-y-Ebene von einem gekrümmten Spiegel erzeugt wird, ist in erster Näherung vollständig kompensierbar, wenn die nächste Reflexion an einem Spiegel stattfindet, der den selben Krümmungsradius besitzt, aber die Reflexion orthogonal im Raum zur ersten Reflexion erfolgt. Nicht kompensierbar sind die nächsten Ordnungen wie z.B. Koma. Allerdings sind die Deformationen in den weiteren Ordnungen bei den hier betrachteten Strahldurchmessern von $\approx 1\text{-}2\text{mm}$ sehr gering. Wie in Abbildung 3.16 in einer Beispielrechnung gezeigt, ist die Kompensation nach zwei in orthogonalen Koordinatenebenen erfolgten Reflexionen nahezu perfekt. Die höheren Ordnungen tragen noch 0.0009λ bei, was sicherlich gegen die typischen Oberflächenqualitäten von Laserspiegeln vernachlässigbar ist. Um den Ringresonator auf einem Tetraederpfad zu schließen kann die 'zweite' Kompensationsreflexion allerdings nicht perfekt in der orthogonalen Richtung erfolgen. Abhängig von den Winkeln θ und φ verbleibt eine kleine unkompenzierte Komponente. Der Vorteil der hier vorgestellten Geometrie des Resonators besteht, neben den wenigen optischen Komponenten, die vorhanden sind, darin, dass jeder zusätzliche astigmatische Anteil, wie er durch die Farbstoffstrahlen erzeugt wird, mittels der Geometrie ausgeglichen werden kann. Die Wahl der Winkel θ und φ ist hierbei entscheidend: Sind die Strahlen im Brewster-Winkel in der x-z-Ebene verkippt, ist der Winkel θ etwas kleiner gegen φ zu wählen um den gesamten Astigmatismus auf Null zu drücken. Die Optimierung des Re-

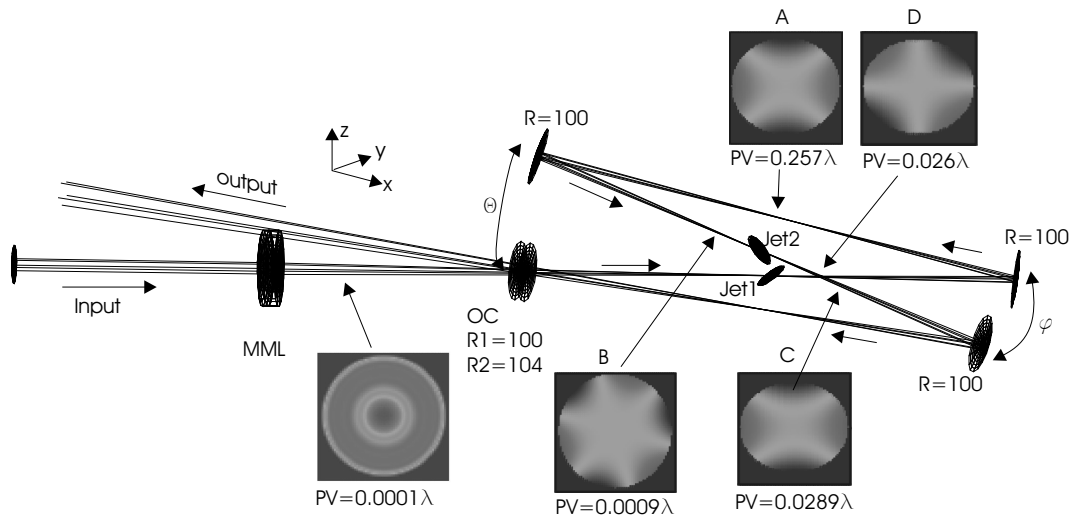


Abbildung 3.16: Spiegelanordnung in Tetraederkonfiguration mit den zugehörigen Öffnungswinkeln $\varphi = 7.92^\circ$ und $\Theta = 7.97^\circ$ sowie die lokal resultierenden Wellenfrontdeformationen. Der Eingangsstrahl wird mit der Linse MML auf die erste Strahltaile fokussiert. Die sphärische Wellenfrontstörung der achromatischen Linse MML ist bei den kleinen Strahldurchmessern zu vernachlässigen. Nach dem ersten Farbstoffstrahl (Punkt D) sind dies 0.026 Wellenlängen PV (peak-to-valley) und nach der ersten außer-axialen Reflektion 0.257λ (A). Mit der weiteren Reflektion in die andere Koordinatenrichtung wird der Astigmatismus kompensiert (B), womit die Deformation auf 0.029λ , inklusive des zweiten Farbstoffstrahls (C), reduziert wird.

sonators wurde numerisch mit einem Strahlverfolgungsprogramm vorgenommen, wobei zwei Fälle betrachtet und auch realisiert wurden. Für die ersten Versuche mit dem Ar^+ gepumpten Verstärker wurde ein Resonator mit $\theta \approx \varphi = 8^\circ$ verwirklicht, um ausreichend Platz für die in Kapitel 3.8 näher beschriebene Pumpoptik zu haben. Für die endgültige doppelseitig mit 532nm Lasern gepumpte Anordnung musste ein kleinerer Winkel $\theta \approx \varphi = 2.5^\circ$ genutzt werden, damit die Pumpstrahlen nicht zu weit außer-axial auf den Farbstoff treffen. Die kleineren Winkel sind dabei noch unkritischer, da der aufgeprägte Astigmatismus geringer ist.

3.5.2 Polarisationsrotation

Da die Spiegel in dem hier entwickelten Resonator nicht in einer Ebene angeordnet sind, kann eine Rotation der Polarisation beim Lichtumlauf auftreten. Der Winkel, um den sich die Polarisation dreht, hängt von der spezifischen Geometrie ab. Nicht planare Resonatoren sind aufgrund der komplizierteren Verhältnisse, die in der Präsenz von elliptischer Polarisation auftreten, bisher kaum eingesetzt worden. Golyaev *et al.* 1982 haben die Eigenschaften eines cw Nd^+ Lasers mit einem nicht-planaren Resonator untersucht. Bekannt geworden ist ein Laser aus einem monolithischen $\text{Nd}:\text{YAG}$ Kristall, dessen Flächen als nicht-planarer Resonator geschliffen sind. Dieser Laser wird aufgrund der hohen Stabilität oft als seed-laser für leistungsstärkere Nd^+ Laser eingesetzt. Unter Ausnützung der Polarisationsdrehung durch die Geometrie des Resonators sowie der Faraday-Drehung bei Platzierung in einem Magnetischen Feld konnten Kane & Byer 1985 Einmoden-Emission in einer Propagationsrichtung erhalten. Biraben 1979 hatte für Farbstofflaser nicht-planare Resonatoren vorgeschlagen, um ebenfalls einen uni-direktionalen Laser zu erhalten, ohne ein polarisationsdrehendes Element in den

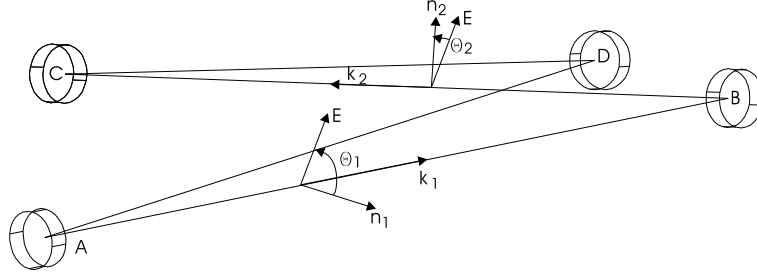


Abbildung 3.17: Skizze der Geometrie in einem nicht-planaren Vier-Spiegel-Resonator. Die Reflektionspunkte sind mit ABCD bezeichnet, wobei der Lichtumlauf von A über B, C bis D erfolgt. k_i sind die Poyntingvektoren der Welle, E_i bezeichnet die Polarisationsrichtung und n_i sind die Normalenvektoren auf die Flächen, z. B. n_1 auf ABC.

Resonator einbauen zu müssen.

Wie oben ausgeführt, ist die Motivation für die Entwicklung eines nicht-planaren Verstärker Resonators hauptsächlich durch die geringeren Verluste und die hervorragenden optischen Eigenschaften motiviert. Eine interne Polarisationsrotation führt einerseits zu einer kleineren Resonanzüberhöhung, je nach Rotationswinkel, was noch in Kapitel 3.6 näher untersucht wird, andererseits kann ein interessantes Fehlersignal generiert werden wie in Kapitel 3.6.7 ausgeführt. In Abbildung 3.17 sind die geometrischen Verhältnisse in einer symmetrischen Vier-Spiegel-Anordnung dargestellt. Die allgemeine Rotation in einer solchen Anordnung kann mit Hilfe von Jones-Matrizen berechnet werden oder etwas anschaulicher über eine Betrachtung der geometrischen Verhältnisse: Die Einfallsebenen auf die Spiegel ABC, BCD, CDA und DAC besitzen je einen Normalenvektor in der selben Reihenfolge mit $\vec{n}_1 \dots \vec{n}_4$ bezeichnet. Der Poyntingvektor, hier mit $\vec{k}_i$ bezeichnet, zeigt in die Richtung der Propagation, wobei $\vec{E}$ und $\vec{n}_i$ senkrecht auf $\vec{k}_i$ stehen. Definiert man den Winkel Θ_i zwischen $\vec{n}_i$ und $\vec{k}_i$ als mathematisch positiv bei Betrachtung in Richtung k sowie den Normalenvektor aus dem Kreuzprodukt der $\vec{k}_i$ bei der Reflexion:

$$\begin{aligned} \vec{n}_i &:= |\vec{k}_i \times \vec{k}_{i+1}| \\ \phi_i &:= \angle(\vec{n}_{i+1}, \vec{n}_i) \end{aligned} \quad (3.5.9)$$

mit ϕ_i wiederum mathematisch positiv bei Betrachtung in Richtung k_{i+1} , so findet sich $\Theta_2 = \phi_2 - \Theta_1$. Setzt man die Reihe über alle Reflexionen fort, so folgt für die gesamte Polarisationsrotation $\Delta\Theta$:

$$\Delta\Theta = -\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 + \phi_4 \quad (3.5.10)$$

also eine alternierende Summe über die Zwischenwinkel der Fächennormalen der Einfallsebenen. Hieraus ist ersichtlich, dass in einem nicht-planaren Resonator eine beliebige Polarisationsrotation vorherrschen kann. Für die Tetraedergeometrie des Resonators mit vier gleichen konkaven Spiegeln, wie sie in Kapitel 3.5.1 aufgrund der optischen Eigenschaften entwickelt wurde, besitzen die Strecken AB, BC, CD und DA im Idealfall die gleiche Länge, wenn die Krümmungsradien aller vier Spiegel gleich gewählt sind. Hieraus findet sich mit den obigen Definitionen der Normalenvektoren aus den hier vorherrschenden Symmetriegründen:

$\phi_1 = \frac{\pi}{2} + \Delta$ $\phi_2 = \frac{\pi}{2} + \Delta$ $\phi_3 = \frac{3\pi}{2} + \Delta$ $\phi_4 = \frac{3\pi}{2} + \Delta$, wobei Δ die Abweichung einer orthogonalen Anordnung der Ebenen zueinander ist. Bei vollständig symmetrischer Positionierung der Spiegel auf den Tetraederecken findet also keine Polarisationsrotation statt.

Die mechanische Positionierung der Spiegel findet natürlich mit endlicher Genauigkeit statt, und ebenfalls sind die Öffnungswinkel θ und ϕ des Tetraeders wegen der vorhandenen Farbstoffstrahlen zur Astigmatismuskompensation ungleich zu wählen, wodurch kleine Rotationen auftreten können. Eine ausführliche Analyse der Resonanzstruktur sowie der Einfluss auf das Messsignal der Stabilisierung findet sich in Kapitel 3.6.

3.6 Phasenstabilisierung

Die Kapitel 3.2 dargelegten Prinzipien, nach denen eine Verstärkung von Strahlung in Farbstoffen effizient möglich ist, erfordern eine Resonanzüberhöhung der Intensität in einem Resonator. Aufgrund von immer vorhandenen Störungen der optischen Weglänge im Resonator ist eine aktive Regelung der Umlauflänge L unumgänglich. Störungen treten auf durch:

- Akustische Störungen
- Dickenvariation des Farbstoffstrahls
- Thermische Einflüsse und Turbulenz
- Partikeldurchgang im Laserstrahl
- Rückkopplung aus dem Rauschen der Phasendetektion

Jede dieser Störquellen bringt eine Variation der optischen Weglänge mit sich, deren Überlagerung als globale Störung vom Regelungssystem kompensiert werden muss. In modernen industriell optimierten Lasersystemen können einige der oben aufgelisteten Störquellen eliminiert werden, z. B. die thermischen Einflüsse durch 'bonding' an temperaturstabile Materialien wie etwa bei der Coherent *Permalign*[®] Methode oder Turbulenzeffekte durch luftdichten Einschluss des Systems. Für das gewählte Farbstofflasersystem ist dies allerdings nur in begrenztem Maße möglich durch die Anbindung an das Farbstoffpumpsystem. Die Anforderungen an die Geschwindigkeit des Kontrollsystems werden durch die Bandbreite der Störung diktiert. Die Genauigkeit der Regelung folgt aus der Anforderung den Resonator in gewissen Grenzen auf der Spitze der Resonanzkurve zu halten.

Möglichkeiten, einen Resonator auf das Maximum der Resonanz zu regeln, sind von mehreren Autoren beschrieben worden. Im Wesentlichen besteht die Schwierigkeit darin ein geeignetes Messsignal zu erhalten. Bei der Pound-Drever-Hall-Methode (Drever *et al.* 1983) wird über optische Seitenband-Anregung ein Fehlersignal generiert. Beim Hänsch-Couillaud-Verfahren (Hänsch & Couillaud 1980) wird mit Polarisations-Spektroskopie die Elliptizität der vom Resonator reflektierten Strahlung gemessen. Andere Methoden nützen die Flanke einer Resonanz oder heterodyne Detektion von schwachen außer-axialen Moden (Sampas & Anderson 1990). Mehrere dieser Methoden wurden im Rahmen dieser Arbeit auf ihre Eignung für den PARSEC-Verstärker getestet. Für die Stabilisierung des Argonlaser gepumpten Verstärkers wurde eine abgewandelte Form der Polarisations-Spektroskopie in Kombination mit der Resonanzflanken Methode entwickelt, die bei Präsenz starker Phasenstörungen eine stabile Regelung ermöglicht. Das letztendlich genutzte System, beruht auf resonatorinterner Phasenverschiebung mit polarisationsspektroskopischer Detektion und ermöglicht eine hochstabile Regelung. Vor einer ausführlichen Beschreibung der Messmethoden werden die generellen Anforderungen an das Kontrollsystem ermittelt und ein Überblick über die Regelelektronik gegeben.

3.6.1 Genauigkeitsanforderung

Die Abhängigkeit von optischer Weglänge und Intensität der Strahlung im Resonator wird durch die Finesse diktiert.

$$I_i = I_{inj} \frac{1 - R_{oc}}{(1 - \sqrt{1 - R_{oc}V})^2} A \quad (3.6.1)$$

wobei A die Airy-Funktion bezeichnet:

$$A = \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \sin \frac{\varphi}{2}\right)^2} \quad (3.6.2)$$

mit $F = \pi\sqrt{R_{oc}V}/(1 - R_{oc}V)$ der Finesse des Resonators, R_{oc} , der Reflektivität des Auskoppelspiegels, V den gesamten Verlusten der Strahlung bei einem Umlauf sowie φ der Phase der Lichtwelle. Die Auflösung, die für das Regelungssystem gefordert werden muss, ergibt sich aus der Weglänge, innerhalb derer sich die Intensität I_i am Maximum nur um einen kleinen Betrag ändert. Die maximale Intensität I_{max} tritt für $A = 1$ auf, also für $\varphi = 2n\pi$. Es folgt: $I_i = I_{max}A$. Die Variation wird also durch die Airy-Funktion $A(2n\pi + \Delta\varphi)$ dominiert. Mittels des Additionstheorems $\sin(\alpha + \beta)$ kann gezeigt werden, dass $A(2n\pi + \Delta\varphi) = A(\Delta\varphi)$ ist. Mit $1 - \Delta A$ als zulässige Intensitätsabweichung in Prozent vom Maximalwert folgt für den zulässigen Phasenunterschied $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = 2 \arcsin\left(\frac{\pi}{2F} \sqrt{\frac{\Delta A}{1 - \Delta A}}\right) \quad (3.6.3)$$

Für die Positioniergenauigkeit eines Resonatorspiegels ist dann dieser Wert noch zu verdoppeln, da der optische Wegunterschied doppelt so groß ist wie der Spiegelweg Δx . In Abbildung 3.18 sind die Verhältnisse graphisch dargestellt. Bei einer typischen benötigten Reflektivität des Verstärkerauskoppelspiegels von 80% und einer geforderten Intensitätsabweichung kleiner 1% muss eine Regelgenauigkeit von 0.5nm bei 589nm Laserwellenlänge eingehalten werden.

Die oben abgeleiteten Gleichungen gelten für die Stabilisierung eines passiven Resonators. Bei der Präsenz eines aktiv gepumpten Mediums sind die Terme $R_{oc}V$ durch $R_{oc}VG$ mit $G = G(P_i)$, dem gesättigten Leistungsgewinn (Gain) im Laser zu ersetzen. Die Resonanzkurve wird dadurch schmaler und die Anforderungen an die Genauigkeit des Regelungssystems noch extremer. Durch die Intensitätsabhängigkeit des Gewinns ist auch die effektive Finesse des Resonators leistungsabhängig. 3.6.3 lässt sich damit nicht mehr wie oben in geschlossener Form angeben. Eine Abschätzung der erforderlichen Genauigkeit für diesen Fall ist in Abbildung 3.18 rechts gezeigt. Hierfür sind ein Gewinn von 1.3 und Verluste von 0.98 angenommen, was einem Gewinn im nicht gesättigten Bereich, also hoher Pumpleistung und kleinerer Laserintensität im Resonator entspricht.

Dies ist sicherlich die obere Grenze für eine Auslegung des Regelungssystems um beste Ergebnisse zu erzielen. Für den Einsatz des Lasers in einem Laserleitsternsystem können die Anforderungen sicherlich etwas geringer gehalten werden, da eine Schwankung in der Resonatorlänge um kleine Beträge um den Resonanzpunkt sich allein auf kleine Schwankungen der Ausgangsleistung überträgt, die auf 'kurzen' Zeitskalen auftreten, während die Belichtungszeiten des Wellenfrontsensors nicht kürzer als 2ms sind und der Intensität am Sensor bereits Schwankungen durch atmosphärische Szintillationen aufgeprägt werden.

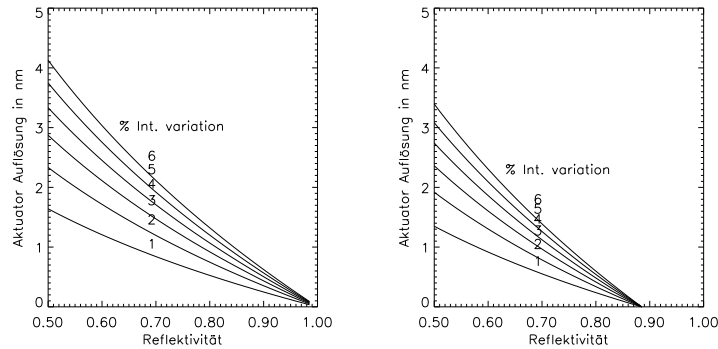


Abbildung 3.18: Benötigte Genauigkeit der Längenregelung um einen Resonator nahe der Spitze der Resonanz bei 589nm Laserwellenlänge zu halten. Es sind Kurven bei gleicher Intensitätsabweichung eingezeichnet. Nach rechts ist die Reflektivität des Auskoppelspiegels aufgetragen, nach oben die resultierende Genauigkeitsanforderung für die Weglängenregelung in nm. Linkes Bild für einen Resonator ohne Verluste. Rechts für einen Resonator mit einem Gewinn von 1.3, wobei die Gültigkeit aufgrund der Intensitätsabhängigkeit des Gewinns hier auf einen engen Bereich um eine Reflektivität von 0.8 eingeschränkt ist.

3.6.2 Frequenzverhalten

Regelungseinrichtungen sind, bedingt durch Anstiegszeiten der Elektronik oder häufiger durch die Reaktionszeit des Stellgliedes, prinzipiell beschränkt in der Störfrequenz, die von der Regelung noch ausgeglichen werden kann. Die benötigte Bandbreite hängt dabei von der maximalen Frequenz der Störung, deren Amplitude noch relevant ist, ab. Die oben aufgelisteten möglichen Störquellen haben dabei jeweils unterschiedliche Frequenzbereiche, deren Summe die Gesamtstörung ausmacht. Während akustische Einflüsse einen großen Frequenzbereich abdecken können (wenige Hz bis zu einigen kHz), ist die zu erwartende Verteilung der Frequenzen von der Umgebung abhängig. Optische Tische mit luftgefederter Lagerung unterdrücken hierbei einen breiten Bereich von Vibrationen, die über den Boden übertragen werden. Weiterer Eintrag von akustischen Störungen erfolgt über vorhandene Geräte mit Geräuschquellen, wie Lüfter und Pumpen, die für den Betrieb der Laseranlage nötig sind. Hierbei treten dann spezifische Frequenzen auf, deren Amplitude beträchtlich sein kann. Insbesondere bestehen bei einem Farbstofflaser Verbindungen mit der Farbstoffpumpe über welche Vibrationen der Pumpeinrichtung auf den Laserkopf übertragen werden. Die Amplitude der vorhandenen Störung lässt sich schwer voraussagen und wurde an dem Prototyp des PARSEC-Verstärkers vermessen. Der Aufbau der Messung ist in Abbildung 3.19 gezeigt.

Zum Vermessen diente hier ein Einmoden-Diodenlaser bei 647 nm Wellenlänge, mit dem in späteren Experimenten auch eine Stabilisierung des Resonators vorgenommen wurde. Dieser Laser wurde aufgrund der Reflexionseigenschaften der Resonatorspiegel gewählt. Da die Spiegel mit einer hochreflektierenden Schwerpunktsbeschichtung für 589 nm versehen sind, ist die Finesse des Resonators bei dieser Wellenlänge relativ hoch. Dies erschwert eine Vermessung der Länge, da bereits sehr kleine Längenänderungen das Signal verschwinden lassen. 647 nm hingegen liegt bereits an der Flanke der Reflektivität, womit eine Messung der Längenänderung über weitere Bereiche ermöglicht wird. Der Diodenlaser (DL100 von Toptica Photonics) hat eine sehr kleine Linienbreite durch die Gitterstabilisierung in Littrow Anordnung sowie der aktiv geregelten Temperatur und stabilisiertem Diodenstrom. Trotzdem wurde von mir

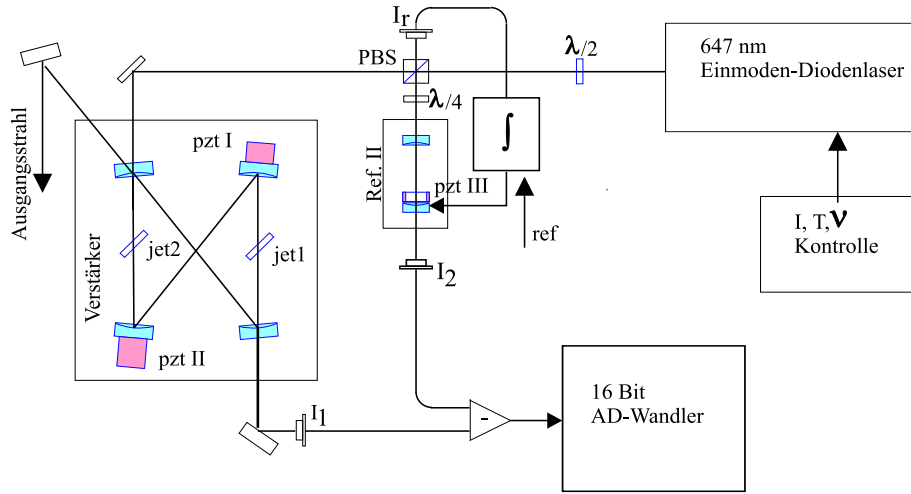


Abbildung 3.19: Aufbau zur Längenmessung des Verstärkerresonators. Ein Einmoden-Diodenlaser bei 647 nm und 20 mW Ausgangsleistung wird in den Resonator eingekoppelt. Die Lichtintensität im Resonator wird mit einer Photodiode hinter einem der Resonatorspiegel vermessen. Ein Teil des Laserstrahls wird abgespalten und durch eine auf der Transmissionsflanke stabilisierten Referenzcavität gelenkt. Die Differenz aus diesem transmittierten Licht und dem Intensitätssignal des Verstärkerresonators wird dann mittels eines schnellen Analog-Digital Converter in einen Rechner eingelesen.

eine Schwankung des Linienschwerpunkts um 6 MHz auf Zeitskalen von einigen Millisekunden sowie eine Langzeitdrift von ca. 100 MHz pro Stunde festgestellt. Um den Einfluss auf die Messung zu eliminieren wird ein Teil des Laserstrahls an einem Polarisationssteiler PBS abgespalten und durch ein konfokales Fabry-Perot-Interferometer gelenkt. Die transmittierte Intensität wird dann vom Messsignal abgezogen. Das Fabry-Perot selbst wird aktiv stabilisiert, indem der Spiegelabstand mit einem Piezoaktuator verändert wird, so dass die Transmission auf einem spezifischem Punkt an der Flanke der Resonanz bleibt. Mit diesem Hilfsmittel ist die Frequenzstabilität des Messlasers von untergeordneter Bedeutung und als Ergebnis verbleibt ein Vergleich zwischen der Länge der beiden Resonatoren. Mathematisch ergibt sich folgender Zusammenhang: Die gemessene Intensität am Detektor D_1 I_1 folgt aus 3.6.1 mit der Reflektivität des Spiegels R_1 , hinter dem der Detektor angebracht ist:

$$I_1 = I_{01}(1 - R_1) \frac{1 - R_{oc}}{(1 - \sqrt{1 - R_{oc}V})^2} A \quad (3.6.4)$$

wobei A wieder die Airy-Funktion bezeichnet. Die Intensität I_2 am Detektor D_2 ist die Transmission eines Fabry-Perot-Interferometers mit: $\rho_2 = \sqrt{R_2 V_2}$, wobei R_2 die Reflektivität der Spiegel ist und V_2 die Verluste bezeichnet, $F_2 = \pi \frac{\sqrt{R_2}}{(1 - \rho_2)}$ die Finesse und $A_2 = (1 + \frac{2}{\pi} F_2^2 \sin^2 \frac{\phi_2}{2})^{-1}$ die Airy-Funktion des Referenzresonators.

$$I_2 = I_{02} A_2 \quad (3.6.5)$$

Die Differenz der Signale $I_1 - I_2$ zeigt bei richtiger Balance der Eingangsintensitäten I_{01} und I_{02} einen Bereich, bei der eine Variation der Laserfrequenz keine Variation des Messwertes mit sich bringt. $I_1 - I_2$ ist in Abbildung 3.20 in Abhängigkeit von optischer Weglänge im Verstärker und Phase der Lichtwelle als Konturgraph gezeigt. Die Werte für die Reflektivitäten

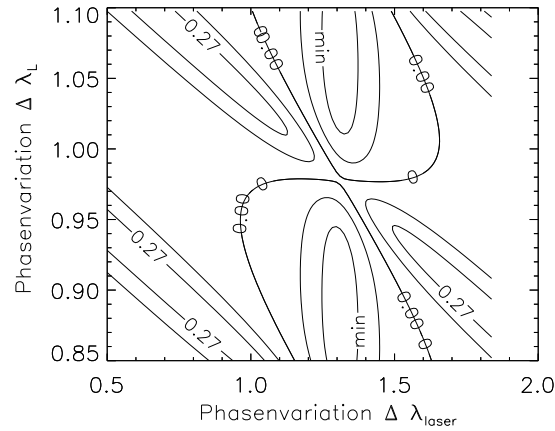


Abbildung 3.20: Differenz der Signale von Detektor D_1 und D_2 in Abhängigkeit von der Frequenz des Lasers in x-Richtung, sowie von der optischen Weglänge des Resonators. Bei richtiger Wahl von Reflektivitäten und freiem spektralen Bereich, der Referenzcavität ergibt sich ein Bereich in dem die Frequenzabhängigkeit bei nicht zu großen Schwankungen verschwindet; dies entspricht der Konturlinie bei $D_1 - D_2 = 0$ und horizontalem Verlauf.

und den freien spektralen Bereich bei 647nm von Verstärker und Referenz sind in Tabelle 3.6.2 gelistet.

Reflektivitäten bei 647nm

Reflektivität des Auskoppelspiegels	$R = 0.744$
Reflektivität der Resonatorspiegel	$R = 0.95$
FSR des Verstärkerresonators	375 MHz
Zusätzliche Verluste im Resonator	$V = 0.99$
Reflektivitäten in der Referenzcavität	$R = 0.75$
FSR der Referenz	1 GHz
Verluste in der Referenz	0.995

In Abbildung 3.21 ist die gemessene Transmission des Referenz Fabry-Perot in Abhängigkeit der Laserfrequenz bei 647 nm gezeigt. Der Spitzenabstand entspricht dem freien spektralen Bereich von 1 GHz. Bei festgehaltener Frequenz und Variation der Verstärkerresonatorlänge zeigt die Intensität an Detektor D_1 , den erwarteten Verlauf entsprechend der Reflektivität und der FSR. Aus dieser Messung kann die Längenabweichung für die Stabilitätsprüfung geeicht werden. Resonanzmaxima treten für eine Variation der optischen Weglänge um ganzzahlige Vielfache der Wellenlänge auf. Hieraus folgt eine Skalierung im für die Messung genutzten Bereich der größten Steigung von 60.65 nm/V.

In Bild 3.22 ist das aus der Längenmessung gewonnene Leistungsspektrum für verschiedene Verhältnisse im Resonator gezeigt, dass aus dem zeitlichen Verlauf der Messwerte mittels diskreter Fourier-Transformation gewonnen werden kann. Das Leistungsspektrum ist definiert durch das Betrags-Quadrat der diskreten Fourier-Transformation $F(u)$ eines N-Elemente Vektors:

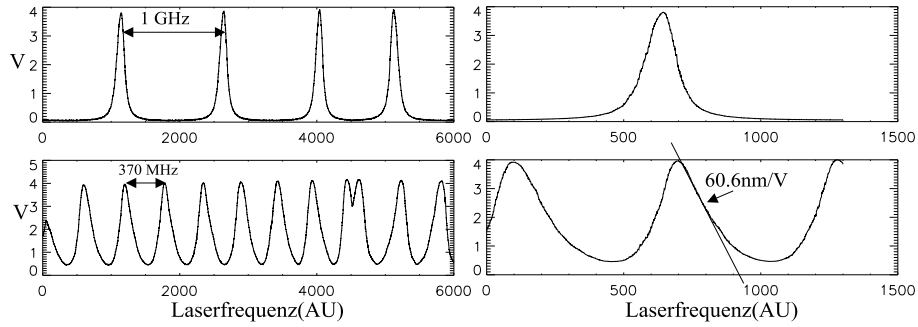


Abbildung 3.21: Eichung des Resonators und einer Referenzcavität bei 647nm Laserwellenlänge. In den oberen beiden Bildern ist die Transmission durch die Referenz gezeigt, während die unteren beiden Abbildungen die Resonanzstruktur im Verstärker zeigen. Aus der bekannten Wellenlänge kann die Steigung ermittelt werden, woraus optische Weglängendifferenz gegen Ausgangssignal folgen.

$$F(u) = \frac{1}{N} \sum_{x=0}^{N-1} f(x) e^{-i \frac{2\pi u x}{N}} \quad (3.6.6)$$

Die gemessene Längenabweichung ist als Intensität, also dem Mittelwert des Betrags-Quadrats pro Frequenzintervall direkt in nm dargestellt. Die mittlere Variation ist bei niedrigen Frequenzen mit rund 10 nm am höchsten und fällt, wie in Bild 3.22 a am besten zu sehen ist, monoton auf Werte um 0.5 nm bei 100 Hz ab. Dies ist ein Verhalten, wie man es von statistischen Prozessen wie turbulenten Strömungen und thermischen Einflüssen erwartet. Über 100 Hz beginnt ein 'Wald' aus verschiedensten Resonanzen, die beträchtliche Amplituden aufweisen und auf spezifische mechanische und akustische Störungen hinweisen, die bis zu einer Frequenz von 1000 Hz bedeutend sind. Oberhalb von 1 kHz fällt die Amplitude der Störungen schnell auf Werte ab, die keine Relevanz mehr haben; nur mit einer spezifischen Farbstoffdüse zeigt sich eine deutliche Resonanz bei 5 kHz, die auf das mangelhafte Dämpfungsverhalten dieser speziellen Düse zurückzuführen ist. Diese Messung zeigt die mechanischen und akustischen Störungen, wie sie im ungepumpten Zustand auftreten. Werden die Farbstoffstrahlen mit hoher Pumpleistung beaufschlagt, ist mit entsprechend höheren Störungen zu rechnen. Aus der Erfahrung die im weiteren mit dem aktiven System gemacht wurde, können die Störungen dann durchaus eine zehnmal größere Amplitude aufweisen. Für die Längenstabilisierung des Resonators folgt aus dieser Messung:

- Die Regelung muss in der Lage sein Störungen zu korrigieren, die mit einer Frequenz von ≈ 10 kHz auftreten.
- Die geforderte Störunterdrückung muss bei niedrigen Frequenzen mindestens einen Faktor 40 betragen, um die geforderten 0.5 nm Abweichung vom Sollwert auch in den Spitzen zu gewährleisten.

Das allgemeine Prinzip eines Regelungssystems ist in Abbildung 3.23 gezeigt. Diese Struktur kann auch für die Längenregelung des Resonators benutzt werden, wobei jeder der dargestellten Blöcke spezifische Eigenschaften aufgrund der Anwendung aufweisen muss. Die erreichbare Bandbreite sowie Genauigkeit der Regelung wird durch die Summe der Einzelkomponenten bestimmt. Um beide oben aufgelisteten Forderungen, insbesondere die hohe Störunterdrückung, zu erfüllen ist für das Gesamtsystem eine Bandbreite größer 10 kHz nötig.

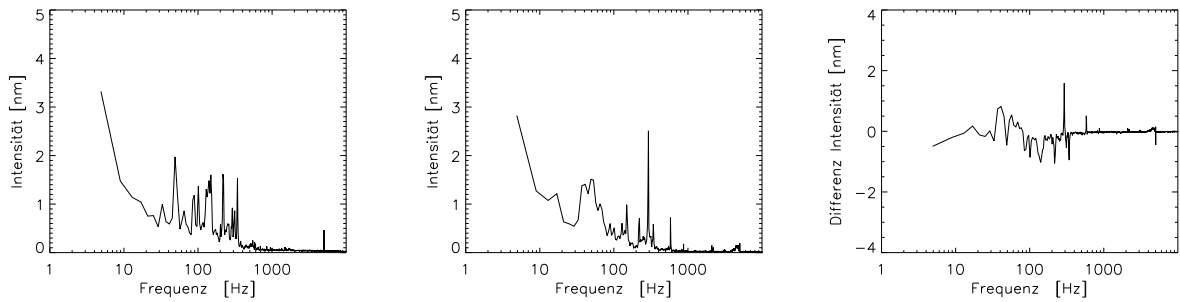


Abbildung 3.22: Frequenzverteilung und Intensität der Längenvariation des Verstärkerresonators im ungepumpten Zustand. Links ist eine Messung ohne Farbstoffstrahlen gezeigt, in der Mitte mit einem Farbstoffstrahl im Resonator. Rechts die Differenz aus beiden Leistungsspektren. Bis auf die spezifische Frequenz bei 300Hz ist die dynamische Störung der optischen Weglänge durch die Farbstoffstrahlen vernachlässigbar klein.

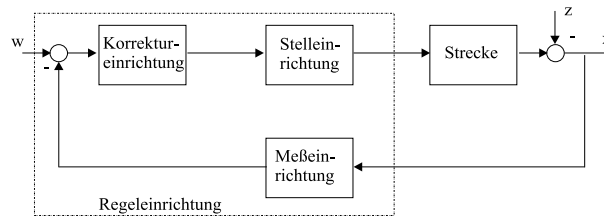


Abbildung 3.23: Allgemeine Struktur einer Regelung. Die Regelgröße x wird mit einer Messeinrichtung erfasst und an die gewünschte Führungsgröße w mit der Regel- und Stelleinrichtung angepasst, wobei die Störgröße z eine Abweichung verursacht, die möglichst gut unterdrückt werden muss.

Hiermit sind die Anforderungen an die einzelnen Blöcke entsprechend höher und erfordern eine sorgfältige Auslegung.

3.6.3 Aktuatoren

Die Längenanpassung im Resonator kann über verschiedene Methoden vorgenommen werden. Zwei technologisch gegenläufige Bedingungen sind hierfür in Einklang zu bringen: Zum einen die hohe Stellgeschwindigkeit zum anderen ein großer Stellbereich. Ein großer Stellbereich ist nötig damit der Verstärker der Frequenz des Master-Lasers bei der Regelung auf die Natrium D₂-Linie ohne Modensprünge folgen kann sowie um thermische Ausdehnungen des Resonators auszugleichen. Mehrere Möglichkeiten kommen für diese Aufgaben in Frage:

- Änderung der Spiegelposition (DC Motoren, piezoelektrische Aktuatoren)
- Änderung der optischen Weglänge im Resonator (Verkipfung von Glasplatten, elektrooptische Änderung des Brechungsindex)

Während elektrooptische Methoden sicherlich die schnellste Anpassung der Weglänge ermöglichen (bis in den MHz Bereich), liegen die Reaktionsfrequenzen piezoelektrischer Stell-elemente im Bereich von Hz bis zu mehreren 10 kHz. DC Motoren sowie die Glasplatten-verkipfung ermöglichen einen weiten Stellbereich, allerdings mit sehr niedrigen Frequenzen. Für den PARSEC-Verstärker wurde eine Lösung mit piezoelektrischen Aktuatoren gewählt,

mit denen Resonatorspiegel bewegt werden. Der Vorteil von piezoelektrischen Materialien wie Blei-Zirkonium-Titanat (PZT) besteht zum einen in der unlimitierten Genauigkeit, die erreicht werden kann und nur durch die Rauscheigenschaften der verwendeten Ansteuer- und Verstärkerelektronik beschränkt wird, zum anderen werden keine Einbauten in den optischen Weg im Resonator benötigt, was geringere Lichtverluste – und damit höhere Leistungen – zur Folge hat. Prinzipiell dehnt sich ein Piezo-Aktuator proportional zum angelegten elektrischen Feld aus: $\Delta L = \pm E d_{ij} L_0$, wobei d_{ij} der piezoelektrische Koeffizient des Materials ist, L_0 die Keramiklänge und E das elektrische Feld. Piezoelektrische Aktuatoren werden in Multi-Schichten bis zu einem Hub von $\approx 150 \mu\text{m}$ hergestellt. Beim dynamischen Betrieb ist vor allem die Resonanzfrequenz maßgeblich, bis zu der der Aktuator betrieben werden kann. Die Resonanzfrequenz f_0 wird durch die Steifigkeit des Materials k_T sowie der effektiven Masse m_{eff} aus $\frac{1}{3}$ der Keramikmasse und der angebrachten Spiegelmasse bestimmt:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_T}{m_{eff}}} \quad (3.6.7)$$

Hieraus ist bereits zu ersehen, dass Aktuatoren für lange Wege, aufgrund der Keramiklänge und damit Masse, kleinere Resonanzfrequenzen zeigen.

Aktuatoren und geregelte Spiegel

	'schneller' PZT	'langsamer' PZT
Hub 0-100V [μm]	2	30
Auflösung [nm]	0.02	0.3
Steifigkeit [$\frac{\text{N}}{\mu\text{m}}$]	80	27
Resonanzfrequenz [kHz]	300	14
Kapazität [μF]	0.16	3.6
Abmessungen	3x3x2mm	$\emptyset=12\text{mm}$, L=50mm
Spiegelmasse [g]	0.075	0.34

Eine weitere Beschränkung folgt durch die elektrische Kapazität des Materials, die je größer sie ist, einen desto längeren Spannungsanstieg verursacht. Nachdem erste Versuche die Regelungsaufgabe mit einem einzigen Piezo (und der PDH-Methode) zu lösen, an den Resonanzen der langreichweitigen Piezos gescheitert sind, die den schnellen Variationen der optischen Weglänge bei hohen Pumpleistungen nicht mehr folgen konnten, wurde für den später eingesetzten PARSEC Resonator von mir deshalb eine zweigeteilte Lösung entwickelt: Ein kleiner Aktuator mit $2 \mu\text{m}$ Hub pro 100 V regelt die hohen Frequenzen aus, während ein langsamerer Piezo mit $30(40) \mu\text{m}$ Hub die niederfrequenten Störungen ausgleicht. Die Masse der angebrachten Spiegel muss dabei natürlich so gering wie möglich gehalten werden.

Eine weitere Komplikation beim Betrieb mit hohen Frequenzen ergibt sich aus dem Anstiegsverhalten der Spannungsverstärker. Je nach Kapazität der Piezokeramik kann hier mit kommerziellen Verstärkern kaum mehr als 10 kHz Bandbreite erreicht werden. Ferner wurde ein Verzögerungsverhalten des genutzten Verstärkers (Physik Instrumente) beim Spannungsanstieg festgestellt, welches als Totzeit von $\approx 50 \mu\text{s}$ die Regelung negativ beeinflusst und zu Regelungsinstabilitäten führt. Aus diesem Grund wurde bei dem schnellen Piezo ganz auf einen Mittelspannungsverstärker verzichtet und die Ansteuerung direkt mit den $\pm 12 \text{ V}$ des Operationsverstärkers des Regelausgangs vorgenommen. Hiermit verringert sich der verfügba-

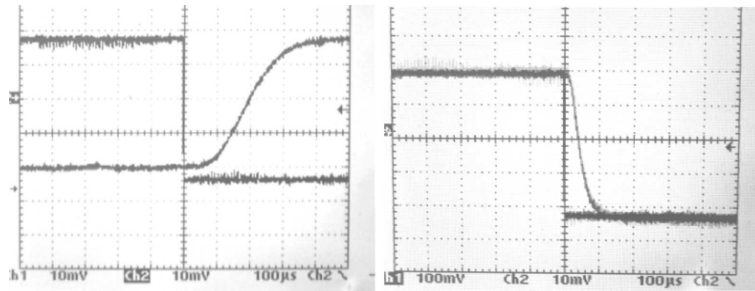


Abbildung 3.24: Oszilloskopbilder des Spannungsanstiegs am PZT beim Anlegen eines Rechteckpulses. Links der 'langsame' Aktuator der über den Spannungsverstärker angesteuert wird; rechts bei direkter Beaufschlagung mit einem Rechtecksignal. Der Spannungsverstärker verursacht eine Totzeit und eine deutlich längere Anstiegszeit.

re Hub auf ≈ 500 nm, aber die gemessenen Anstiegszeiten sind deutlich kleiner als $10 \mu\text{s}$ und verzögerungsfrei.

3.6.4 Regelelektronik

Die Regelelektronik ist das Korrekturglied aus Abbildung 3.23. Die Aufgabe besteht darin, die Differenz zum Sollwert festzustellen und eine angemessene Reaktion an das Stellelement zu senden. Die klassischen Regelalgorithmen bestehen aus einem Proportionalteil, einem Integralteil sowie einem Differentialteil (PID), und eventuell geeigneten Filtern, die auf bekannte Störungen und/oder Resonanzen reagieren. Regler können analog oder wie in vielen modernen Regelungen digital aufgebaut sein. Moderne Micro-Controller bieten den Vorteil, dass die Regelparameter sowie Algorithmen leicht änderbar sind und vor allem über entsprechende Schnittstellen von einem Zentralrechner überwachbar sind. Die Regelung der Resonatorlänge hat allerdings mit einer Geschwindigkeit und Genauigkeit zu erfolgen, die mit vertretbarem Aufwand kaum digital zu realisieren ist. Die Verarbeitungszeit eines Mess- und Reaktionszyklus muss deutlich unter $10 \mu\text{s}$ liegen um nicht schwierig zu bewältigende Totzeiten in die Regelschleife einzubringen. Während dieser Zeit müssen zwei bis vier Multiplikationen sowie mehrere Additionen von Gleitkomma-Zahlen durchgeführt werden. Dies ist mit modernen Rechnern zwar durchaus möglich, erfordert allerdings eine spezialisierte Prozessorarchitektur. Ein weiteres Hindernis liegt in der Analog-Digital-Wandlung die mit ausreichender Genauigkeit durchgeführt werden muss. Um eine Regelgenauigkeit von 0.5 nm zu erreichen sollten nach dem Nyquist Theorem mindestens zwei Punkte in diesem Bereich messbar sein (unter Einbeziehung weiterer Störquellen eher mehr). Da die gemessene Fehlerfunktion nach einer Wellenlänge periodisch ist, müssen also mehr als ≈ 1200 Punkte pro Radian Phasenverschiebung messbar sein. Die üblichen 8 bit D-A Konverter sind damit nicht verwendbar, womit eine Sonderentwicklung nötig wäre.

Für die in PARSEC verwendete Regelelektronik wurde aus diesem Grund eine schnelle analoge Regelelektronik entwickelt. Theoretisch stellt dies keine größeren Schwierigkeiten dar, in der praktischen Ausführung ist allerdings oft die individuelle Auswahl der Schaltelemente von entscheidender Bedeutung. In Abbildung B.3 ist die Schaltung der kombinierten Regelung auf 647nm und 589nm gezeigt. In der weiteren Evolution des Lasers wurde dieses System modifiziert und auf die resonatorinterne Phasenverschiebung umgestellt, deren Prinzip in den folgenden Kapiteln erläutert wird.

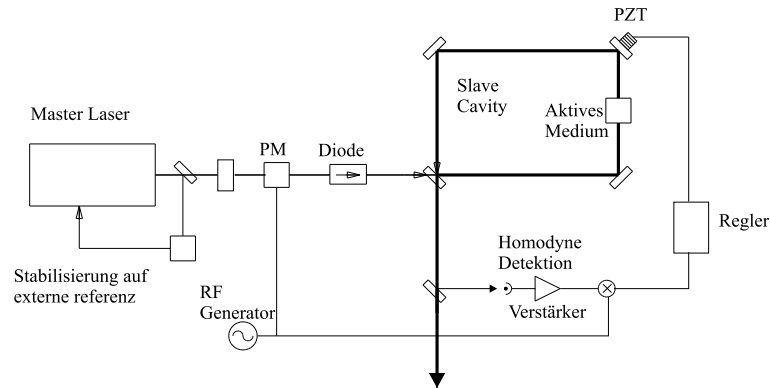


Abbildung 3.25: Aufbau einer Master-Slave Resonator Regelung mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren. Auf die Trägerfrequenz des Master-Lasers werden FM Seitenbanden mit dem Phasenmodulator PM aufgeprägt. Eine optische Diode verhindert Rückkoppelungen zwischen den zwei Resonatoren. Ein Teil des vom 'Slave' Oszillator ausgekoppelten Lichts wird abgespalten und im Homodyne Detektor registriert. Die phasensensitive Detektion gegen die Modulationsquelle RF erzeugt ein bipolares Fehlersignal, dass im Regler verarbeitet wird, welcher ein Korrektursignal an das Piezostellelement PZT sendet.

3.6.5 Pound Drever Hall Methode

Um einen Resonator auf der Spitze der Resonanz zu 'balancieren' ist ein geeignetes Fehlersignal um die Resonanz nötig, dass im Regler verarbeitet werden kann. Prinzipiell wäre für die Regelung ein lineares Signal mit einem Nulldurchgang am Maximum der Resonanz am günstigsten. Ein solches Signal aus der Resonanzstruktur zu generieren ist allerdings wegen dem Mangel an Information außerhalb der scharfen Spitzen nicht möglich.

Für die Stabilisation von Mikrowellen-Oszillatoren von Pound 1946 vorgeschlagen, wurden von Drever *et al.* 1983 ein optisches Analogon entwickelt. Bei der so genannten Pound-Drever-Hall-Methode prägt ein Phasenmodulator Seitenbanden im Abstand ω_m auf die Trägerfrequenz (die Laserstrahlung bei ω_0) auf. Diese FM Seitenbanden werden bei Resonanz der Trägerwelle vom Resonator Einkoppelspiegel perfekt reflektiert und in einem Homodyne Detektor phasensensitiv registriert. Die Trägerfrequenz führt zu einem Aufbau stehender Wellen im Resonator (im Falle eines linearen Resonators, wie von Drever ursprünglich verwendet) oder einer Resonanzüberhöhung im Falle eines Ringresonators. Das detektierte Signal aus Seitenbanden und dem reflektierten Teil der Trägerwelle wird dann mit den lokalen Oszillator Seitenbanden gemischt und die phasensensitive Demodulation gegen die Radioquelle, welche den Modulatorkristall treibt und damit ω_m bestimmt, erzeugt ein anti-symmetrisches Fehlersignal mit einem klarem Nulldurchgang an der Spitze der Resonanz. Der prinzipielle Aufbau einer gesamten Mess- und Regelschleife eines Ringresonators nach diesem Prinzip ist in Abbildung 3.25 gezeigt.

Der Nulldurchgang des Fehlersignals resultiert aus der Detektion der Dispersion bei Durchgang von moduliertem Laserlicht durch eine Resonanzstruktur durch den Phasenvergleich zwischen Trägerwelle und Seitenbändern. Aufgrund der Kramers-Kronig-Relation folgt aus einem Resonanzmaximum eine Nullstelle in der Dispersion. Unter Vernachlässigung von Amplitudenvariation kann das elektrische Feld des Lasers nach einer Phasenmodulation folgendermaßen geschrieben werden:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t + M \sin \omega_m t)} + C \quad (3.6.8)$$

ω_0 ist die Trägerfrequenz der Laserwelle, ω_m die Modulationsfrequenz. M ist der so genannte Modulationsindex. Mit einer Reihenentwicklung in Bessel-Funktionen $J_k(x)$ erhält man:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(M) e^{i(\omega_0 + k\omega_m)t} + C \quad (3.6.9)$$

Die Modulation führt also zu einer Vielzahl neuer Frequenzkomponenten, den Seitenbanden der Trägerwelle. Die relativen Intensitäten der k -ten Seitenbande hängen von M ab und betragen als Beispiel für $M = 1$:

$I_0 = 1$ $I_{\pm 1} = 0.33072$ $I_{\pm 2} = 0.0225$ $I_{\pm 3} = 0.00065$ wobei bereits die zweite Seitenbande bei schwacher Modulation ignoriert werden kann. Die transmittierte Intensität nach dem Passieren des Resonators ist:

$$E_T(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(M) T_k e^{i(\omega_0 + k\omega_m)t} + C \quad (3.6.10)$$

wobei der Transmissionskoeffizient $T_k = e^{-\delta_k - i\Phi_k}$ sowohl Absorption $\delta_k = \alpha_k I/2$ als auch die Phasenverzögerung $\Phi_k = n_k I/c$ beschreibt, mit dem Index k für die k -te Frequenzkomponente $\omega_0 + k\omega_m$. Der Photodetektor muss eine Bandbreite größer als die Modulationsfrequenz besitzen und detektiert die Intensität I_T aller Frequenzkomponenten:

$$I_T(t) = \frac{c\varepsilon_0}{2} |E_T(t)|^2 \quad (3.6.11)$$

Unter der Annahme einer langsam variierenden Absorption und Phasenverzögerung können die Beiträge der einzelnen $I_T(t)$ Signale berechnet werden:

$$I_T(t) \approx e^{-2\delta_0} M [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) \cos \omega_m t + (\Phi_1 + \Phi_{-1} - 2\Phi_0) \sin \omega_m t] \quad (3.6.12)$$

Das Signal besteht aus einem Beitrag in Phase $\Phi_1 + \Phi_{-1} - 2\Phi_0$ und einem quadratischen Anteil $\delta_{-1} - \delta_1$. In einem phasensensitiven Detektor werden die Frequenzkomponenten mit $\sin \omega_m t$ gemischt und mit einem Tiefpassfilter in ein DC-Signal umgewandelt. Der typische Verlauf für eine lorenz-förmige Resonanz ist in Abbildung 3.26 gezeigt.

Drewer sowie weitere Autoren wie Zhu & Hall 1993 haben die Eigenschaften des Verfahrens im Detail untersucht. Der größte Vorteil liegt sicherlich darin, dass die optische Phase detektiert wird, unabhängig von der Intensitätsaufbauzeit im Resonator. Dies macht das PDH Verfahren besonders attraktiv für Applikationen in denen eine extrem kurze Reaktionszeit und Präzision gefordert wird, wie das z.B. für Gravitationswellendetektoren der Fall ist. Für Master-Slave Laser wurde diese Methode unter anderem von Nabors *et al.* 1989 verwendet um einen 13W Nd:YAG Ringlaser auf einen stabilen monolithischen Oszillator zu regeln.

3.6.6 Hänsch-Couillaud-Detektor

Vorgeschlagen von Hänsch und Couillaud (Hänsch & Couillaud 1980), benützt man bei der Methode der Polarisationspektroskopie die Änderung der Elliptizität der Laserstrahlung bei

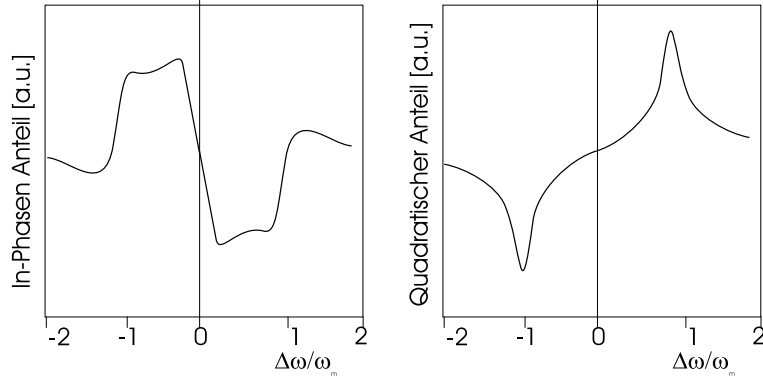


Abbildung 3.26: Theoretische Linienform eines Pound-Drever-Fehlersignals. Links der Verlauf für den Beitrag in Phase, rechts für eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$.

der Reflektion an einem Resonator, um ein dispersionsförmiges Fehlersignal um die Resonanz zu erhalten. Der Aufbau einer solchen Messung ist in Abbildung 3.27 gezeigt. Das linear polarisierte Licht eines Einmodenlasers wird von dem Ringresonator reflektiert. (Ursprünglich von Hänsch & Couillaud 1980 vorgeschlagen ein con-fokaler linearer Resonator). Im Inneren des Resonators befindet sich ein Polarisator mit einer Durchlassrichtung im Winkel Θ zur einfallenden Polarisation orientiert. Die Feldamplitude des Lichts kann in eine senkrechte und eine parallele Komponente aufgespalten werden: $E_{\parallel}^i = E^i \cos \Theta$ $E_{\perp}^i = E^i \sin \Theta$, wobei E^i die Amplitude der einfallenden Welle ist. Die parallele Komponente wird vom Polarisator nicht abgeschwächt und erfährt durch den Resonator eine frequenzabhängige Phasenverschiebung in Reflektion. Die orthogonale Komponente wird von M1 reflektiert und dient als Referenz. Jede relative Phasenverschiebung zwischen den zwei Komponenten führt zu einer effektiv elliptischen Polarisation des reflektierten Strahls, deren Händigkeit davon abhängt, ob sich der Resonator rechts oder links der Resonanz befindet. Mit dem Standardansatz aus Born & Wolf 1970 für die reflektierte parallele Komponente:

$$E_{\parallel}^r = E_{\parallel}^i \left\{ \sqrt{R_1} - \frac{T_1 R e^{i\delta}}{\sqrt{R_1} (1 - R e^{i\delta})} \right\} = E_{\parallel}^i \left\{ \sqrt{R_1} - \frac{T_1 R (\cos \delta - R + i \sin \delta)}{\sqrt{R_1} ((1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2})} \right\} \quad (3.6.13)$$

wobei hier R_1 bzw. T_1 die Reflektivität bzw. die Transmission des Einkoppelspiegels M_1 sind, R ist das Amplitudenverhältnis für jeden Umlauf. Für eine vollständige Unterdrückung der senkrechten Polarisation ergibt sich:

$$E_{\perp}^r = E_{\perp}^i \sqrt{R_1} \quad (3.6.14)$$

Auf der Spitze der Resonanz sind beide Reflektionskoeffizienten real, und die reflektierte Welle ist linear polarisiert mit einer eventuellen Drehung der Achse aus der ursprünglichen Richtung. Für eine nicht perfekte oder nur teilweise Unterdrückung der senkrechten Komponente sind die Verhältnisse etwas anders und werden im nächsten Abschnitt weiter untersucht.

Zur Detektion der Elliptizität dient die Anordnung aus der $\lambda/4$ Platte und dem Polarisationsstrahlteiler, wobei die Achse des Verzögerungsplättchens um 45 Grad zur Polarisationsachse des Strahlteilers orientiert ist. Die Lichtintensitäten I_1 , I_2 , die mit den zwei Detektoren D_1 und D_2 gemessen werden, werden in einem Differenzverstärker voneinander abgezogen. Zur

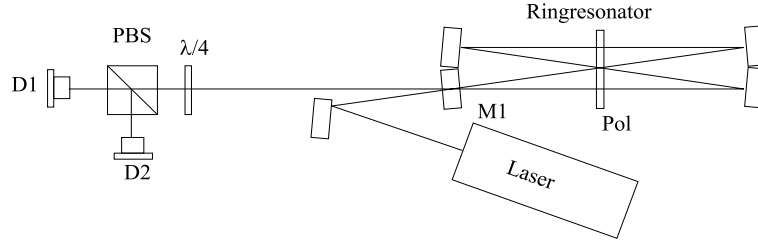


Abbildung 3.27: Aufbau eines Hänsch-Couillaud-Detektors. Der Laser wird in einen Ringresonator eingekoppelt. Im Inneren des Resonators ist ein Polarisator 'Pol' angebracht mit der Durchlassachse um einen Winkel Θ zur einfallenden Polarisation orientiert. Vom Resonator kommend fällt das Licht auf eine Viertelwellen-Platte und wird im darauf folgenden Polarisationsstrahlteiler PBS in S- und P-polarisiertes Licht aufgeteilt und die Intensität in den Photodetektoren D1 und D2 registriert.

Berechnung des Ausgangssignals können Jones-Matrizen benutzt werden. Die Feldamplitude nach dem Durchlaufen des $\lambda/4$ Plättchens und des Polarisators lautet wie folgt:

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel}^r \\ E_{\perp}^r \end{pmatrix} \quad (3.6.15)$$

Die Intensität berechnet sich damit zu:

$$I_{1,2} = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 |E_{1,2}|^2 = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 \left| \frac{1}{2} (E_{\parallel}^r \pm i E_{\perp}^r) \right|^2 \quad (3.6.16)$$

Mit obigen Gleichungen berechnet sich die Differenz der Intensitäten dann zu:

$$I_1 - I_2 = I^i 2 \cos \Theta \sin \Theta \frac{T_1 R \sin \delta}{(1 - R)^2 + 4 R \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (3.6.17)$$

3.6.7 Resonatorinterne Polarisationsspektroskopie

Beide oben beschriebenen 'Standardmethoden' haben Vor- und Nachteile, wobei die Pound-Drever-Hall-Methode, diejenige ist, die inzwischen bei einer Vielzahl von Experimenten am weitesten genutzt wird. Dies liegt vor allem am Phasenbereich, über den eine eindeutige Messung der 'Richtung' möglich ist, in der die nächste Resonanz zu finden ist. Bei der Hänsch-Couillaud Messung fällt das Fehlersignal neben der Resonanz schnell wieder unter den Rauschpegel ab, und eine Regelung muss damit mittels Versuch und Irrtum den richtigen Punkt 'suchen'. Ferner führen bereits kleinste Phasenstörungen zu einem Aufbrechen der Regelschleife – wobei die Regelelektronik und der optische Aufbau deutlich einfacher als bei der PDH-Messung sind. Aufgrund der Probleme, die mit beiden bekannten Methoden aufgetreten sind, wurde von mir ein abgewandeltes polarisationsspektroskopisches Messverfahren entwickelt. Angelehnt an die Hänsch-Couillaud-Methode wird die Elliptizität der Strahlung beim Durchlaufen einer Resonanz vermessen und daraus ein dispersives Signal generiert. Bei der Hänsch-Couillaud-Methode ist eine, wenigstens teilweise Unterdrückung einer der Polarisationsebenen im Resonator nötig, um eine Referenz für die Phasenänderung der anderen Polarisationsrichtung, die den planaren Resonator durchläuft, zu haben. Im Falle einer nicht-planaren Resonanzstruktur kann diese Referenz aus dem Licht, dass im Resonator umläuft, aufgrund der Polarisationsdrehung direkt gewonnen werden. Ebenfalls konnte eine Methode

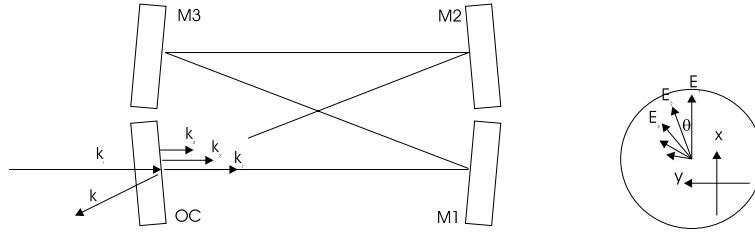


Abbildung 3.28: $\vec{E}$ -Felder im Resonator: Die einfallende Welle k_i mit dem Feldvektor in x-Richtung orientiert wird am Spiegel M_1 teilreflektiert. Im Resonator summieren sich die Felder $k_{1..n}$ aus den multiplen Umläufen, wobei, wie rechts angedeutet, die Polarisationsrichtung bei jedem Umlauf um Θ gedreht wird.

mittels Phasenverschiebung im Resonator gefunden werden, die ein eindeutiges Abweichen von der Null-Lage des Fehlersignals neben der Resonanz ermöglicht. Im Folgenden werden die Felder im Resonator und das resultierende Fehlersignal am Detektor vollständig für alle möglichen Konfigurationen abgeleitet. Bei Betrachtung der Amplitude und Phase einer elektromagnetischen Welle im Resonator kann nach einem Standardansatz die resultierende Welle aus der Superposition der mehrfach reflektierten Wellen gewonnen werden.

Mit der Notation wie in Abbildung 3.28 ergeben sich die elektrischen Felder der einzelnen Wellen $k_{1..n}$, jeweils aufgeteilt in eine Komponente in x-Richtung und eine Komponente in y-Richtung, zu:

$$\begin{aligned}
 E_{1x} &= tE_i & E_{1y} &= 0 \\
 E_{2x} &= vrtE_ie^{i\delta} \cos \Theta & E_{2y} &= vrtE_ie^{i\delta} \sin \Theta \\
 E_{3x} &= v^2r^2tE_ie^{i2\delta} \cos 2\Theta & E_{3y} &= v^2r^2tE_ie^{i2\delta} \sin 2\Theta \\
 &\dots & &\dots \\
 E_{nx} &= v^n r^n t E_i e^{in\delta} \cos n\Theta & E_{ny} &= v^n r^n t E_i e^{in\delta} \sin n\Theta
 \end{aligned} \tag{3.6.18}$$

wobei hier r der Amplitudenreflexionskoeffizient ist, der an M_1 auftritt, v die Amplitudenschwächung, die bei einem Umlauf durch interne Verluste auftritt, $t = \sqrt{1-r^2}$, die Amplitudentransmission von M_1 , δ die relative Phasenverschiebung bei einem Umlauf, Θ der Rotationswinkel der Polarisationsrichtung nach einem Umlauf, wie er im nicht-planaren Resonator auftritt oder auch durch stetig polarisationsdrehende Elemente wie optisch aktive Materialien oder Faraday-Rotation. Bei doppelbrechenden Materialien liegen die Verhältnisse etwas anders, da der Drehwinkel zusätzlich vom relativen Einfallswinkel der Polarisations-ebene zur Kristallachse abhängt. Die Summation der Felder aus 3.6.7 in x- und y-Richtung ergibt die resultierenden Felder entlang der Koordinatenachsen:

$$E_x = tE_i \sum_{n=0}^{\infty} v^n r^n e^{in\delta} \cos n\Theta; \quad E_y = tE_i \sum_{n=0}^{\infty} v^n r^n e^{in\delta} \sin n\Theta \tag{3.6.19}$$

Mit der Entwicklung von $\cos n\Theta$ nach der Formel von Moivre ergibt sich $\cos n\Theta = (\cos \Theta - \sin \Theta)^n + \sin n\Theta$ und damit:

$$E_x = tE_i \sum_{n=0}^{\infty} v^n r^n e^{in\delta} [(\cos \Theta - \sin \Theta)^n + \sin n\Theta] \tag{3.6.20}$$

womit sich bereits die Differenz aus E_x und E_y unter Verwendung der geometrischen Reihe ermitteln lässt:

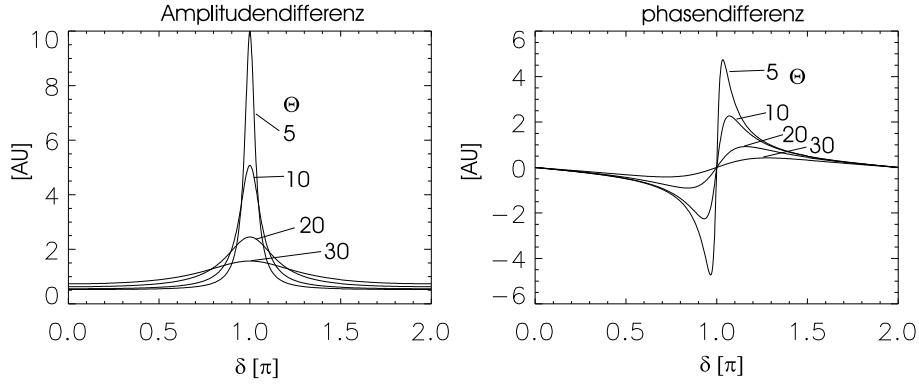


Abbildung 3.29: Amplitudendifferenz $Re(E_x - E_y)$ und Phasendifferenz $Im(E_x - E_y)$ in einem Resonator bei Präsenz von Polarisationsrotation.

$$E_x - E_y = tE_i \frac{1}{1 - vr(\cos \Theta - \sin \Theta)e^{i\delta}} \quad (3.6.21)$$

nach Erweitern mit $(E_x - E_y)^*$ in Real- und Imaginärteil getrennt:

$$E_x - E_y = tE_i \left[\frac{1 - vr(\cos \Theta - \sin \Theta) \cos \delta}{1 - 2vr(\cos \Theta - \sin \Theta) \cos \delta + v^2 r^2 (\cos \Theta - \sin \Theta)^2} - i \frac{vr(\cos \Theta - \sin \Theta) \sin \delta}{1 - 2vr(\cos \Theta - \sin \Theta) \cos \delta + v^2 r^2 (\cos \Theta - \sin \Theta)^2} \right] \quad (3.6.22)$$

Real- und Imaginärteil obiger Formel sind in Abbildung 3.29 graphisch dargestellt. Die Phase der Differenz der Feldvektoren ändert sich über die Resonanz dispersionsförmig, mit einem Nulldurchgang beim Maximum, wobei die resultierende Elliptische Polarisation die Händigkeit an dieser Stelle wechselt. Mit wachsendem Rotationswinkel Θ wird die Steigung am Nulldurchgang kleiner. Zur Ermittlung des resultierenden Drehwinkels und der Bestimmung der Messsignale muss 3.6.19 noch explizit gelöst werden. Unter Verwendung von $e^{iq} = \cos q + i \sin q$ und Additionstheoremen folgt für 3.6.19:

$$E_x = tE_i \sum_{n=0}^{\infty} \frac{v^n r^n}{2} [e^{in(\delta-\Theta)} + e^{in(\delta+\Theta)}] \quad (3.6.23)$$

$$E_y = tE_i \sum_{n=0}^{\infty} \frac{v^n r^n}{2} \frac{1}{i} [e^{in(\delta-\Theta)} - e^{in(\delta+\Theta)}]$$

Wiederum unter Verwendung der geometrischen Reihe können die Summen in 3.6.23 explizit aufgelöst werden:

$$E_x = \frac{tE_i}{2} \left[\frac{1}{1 - vre^{i(\delta-\Theta)}} + \frac{1}{1 - vre^{i(\delta+\Theta)}} \right] \quad (3.6.24)$$

$$E_y = \frac{tE_i}{2} \frac{1}{i} \left[\frac{1}{1 - vre^{i(\delta-\Theta)}} - \frac{1}{1 - vre^{i(\delta+\Theta)}} \right]$$

Für die Signale am Polarisationsanalysator ergibt sich damit eine einfache Lösung. Die Detektoren D_1 und D_2 messen die Intensität aus Gleichung 3.6.16:

$$I_{1,2} = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |E_x \mp iE_y|^2 = I_{inj} \left| \frac{t}{1 - vre^{i(\delta \pm \Theta)}} \right|^2 \quad (3.6.25)$$

Explizit ausgeschrieben lautet die Differenz der Intensitäten aus 3.6.25 damit:

$$I_1 - I_2 = I_{inj} \frac{1 - R}{(1 - \sqrt{VR})^2} \left[\frac{\frac{4\sqrt{VR}}{(1 - \sqrt{VR})^2} (\sin^2 \frac{\delta + \theta}{2} - \sin^2 \frac{\delta - \theta}{2})}{1 + \frac{4\sqrt{VR}}{(1 - \sqrt{VR})^2} (\sin^2 \frac{\delta - \theta}{2} + \sin^2 \frac{\delta + \theta}{2}) + (\frac{4\sqrt{VR}}{(1 - \sqrt{VR})^2})^2 \sin^4 \frac{\delta + \theta}{2} \sin^4 \frac{\delta - \theta}{2}} \right] \quad (3.6.26)$$

Aus 3.6.25 und 3.6.26 ist der funktionelle Verlauf des Messsignals zu sehen. I_1 und I_2 messen je die Resonanzüberhöhung der Strahlung im Resonator an der Stelle $\delta \pm \Theta$. Die Differenz hat am Maximum der Resonanz immer eine Nullstelle, wobei der genaue Verlauf von der Finesse des Resonators und dem Rotationswinkel Θ abhängt.

Die oben abgeleiteten Gleichungen geben den allgemeinen Fall noch nicht vollständig wieder. Es müssen Verlustfaktoren für die beiden Propagationsachsen x und y separat eingeführt werden sowie eine beliebige Lage der Polarisation der einfallenden Welle zum Koordinatensystem. Insbesondere kommt man mit der Einführung einer Phase ϵ , die für die beiden Polarisationsrichtungen entlang x und y unterschiedlich sein kann, auf den wohl interessantesten Fall einer resonatorinternen Phasenverschiebung. Praktisch kann diese z. B. durch das Einsetzen eines doppelbrechenden Kristalls mit der optischen Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung vorgenommen werden. Die Phasen in der y-Richtung im Resonator werden darum im folgenden Ansatz mit einer Verschiebung ϵ versehen, die im allgemeinen jeden Wert von -2π bis 2π annehmen kann. Die allgemeine Lösung für das resonatorinterne sowie das reflektierte Feld erhält man ebenfalls aus einem Standardansatz unter Aufsummierung der Felder für alle Lichtumläufe von 0 bis ∞ . Für die internen Felder wird Gleichung 3.6.7 mit v_x , v_y dem Verlust in x- und y-Richtung sowie $E_x^i = E_0 \cos \phi$, $E_y^i = E_0 \sin \phi$ den Feldkomponenten der einfallenden Welle modifiziert:

$$\begin{aligned} E_{1x} &= tE_x^i & -0 \\ E_{2x} &= v_x r t E_x^i e^{i\delta} \cos \Theta & -v_y r t E_y^i e^{i(\delta + \epsilon)} \sin \Theta \\ E_{3x} &= v_x^2 r^2 t E_x^i e^{i2\delta} \cos 2\Theta & -v_y^2 r^2 t E_y^i e^{i2(\delta + \epsilon)} \sin 2\Theta \\ &\dots & \dots \\ E_{nx} &= v_x^n r^n t E_x^i e^{in\delta} \cos n\Theta & -v_y^n r^n t E_y^i e^{in(\delta + \epsilon)} \sin n\Theta \end{aligned} \quad (3.6.27)$$

$$\begin{aligned} E_{1y} &= tE_y^i & -0 \\ E_{2y} &= v_y r t E_y^i e^{i(\delta + \epsilon)} \cos \Theta & -v_x r t E_x^i e^{i\delta} \sin \Theta \\ E_{3y} &= v_y^2 r^2 t E_y^i e^{i2(\delta + \epsilon)} \cos 2\Theta & -v_x^2 r^2 t E_x^i e^{i2\delta} \sin 2\Theta \\ &\dots & \dots \\ E_{ny} &= v_y^n r^n t E_y^i e^{in(\delta + \epsilon)} \cos n\Theta & -v_x^n r^n t E_x^i e^{in\delta} \sin n\Theta \end{aligned}$$

Mit diesem Ansatz kann wie vorher ein geschlossenes Ergebnis angegeben werden:

$$\begin{aligned} E_x &= E_x^i \frac{t}{2} \left[\frac{1}{1 - v_x r e^{i(\delta - \Theta)}} + \frac{1}{1 - v_x r e^{i(\delta + \Theta)}} \right] - E_y^i \frac{t}{2} \frac{1}{i} \left[\frac{1}{1 - v_y r e^{i(\delta + \epsilon - \Theta)}} - \frac{1}{1 - v_y r e^{i(\delta + \epsilon + \Theta)}} \right] \\ E_y &= E_y^i \frac{t}{2} \left[\frac{1}{1 - v_y r e^{i(\delta + \epsilon - \Theta)}} + \frac{1}{1 - v_y r e^{i(\delta + \epsilon + \Theta)}} \right] + E_x^i \frac{t}{2} \frac{1}{i} \left[\frac{1}{1 - v_x r e^{i(\delta - \Theta)}} - \frac{1}{1 - v_x r e^{i(\delta + \Theta)}} \right] \end{aligned} \quad (3.6.28)$$

Das Feld der reflektierten Welle folgt aus einem analogen Ansatz und kann wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
E_x &= E_x^i(\sqrt{R} + \frac{T}{2\sqrt{R}}) \left[\frac{1}{1-v_x r e^{i(\delta-\Theta)}} + \frac{1}{1-v_x r e^{i(\delta+\Theta)}} \right] - E_y^i \frac{T}{2\sqrt{R}} \frac{1}{i} \left[\frac{1}{1-v_y r e^{i(\delta+\epsilon-\Theta)}} - \frac{1}{1-v_y r e^{i(\delta+\epsilon+\Theta)}} \right] \\
E_y &= E_y^i(\sqrt{R} + \frac{T}{2\sqrt{R}}) \left[\frac{1}{1-v_y r e^{i(\delta+\epsilon-\Theta)}} + \frac{1}{1-v_y r e^{i(\delta+\epsilon+\Theta)}} \right] + E_x^i \frac{T}{2\sqrt{R}} \frac{1}{i} \left[\frac{1}{1-v_x r e^{i(\delta-\Theta)}} - \frac{1}{1-v_x r e^{i(\delta+\Theta)}} \right]
\end{aligned}
\tag{3.6.29}$$

Die Signale an den Detektoren ergeben sich wieder aus 3.6.16, unter Einsetzen der entsprechenden Feldstärken, wobei sich wie vorher auch eine geschlossene Lösung anschreiben lässt, die aber hier aus Platzgründen nicht explizit angegeben ist. Man sieht, dass 3.6.17 als Spezialfall in 3.6.29 enthalten ist, für den Fall, dass keine Polarisationsrotation auftritt und die Transmission in y-Richtung Null beträgt und in x-Richtung gleich Eins ist. Mit den obigen Gleichungen 3.6.29 und 3.6.28 ist das Verhalten des Detektors vollständig beschrieben und kann für den vorliegenden Anwendungsfall näher untersucht werden. Insbesondere kann das Verhalten bei Präsenz von Gewinn und unterschiedlichen Verlusten in den Koordinatenrichtungen vorausgesagt werden. Dies ist wichtig, da eine Änderung des Verhaltens um den Regelpunkt zu Instabilitäten führt, die ein Aufbrechen der Regelungsschleife zur Folge haben kann.

Um den realen Verlauf in einer Messanordnung wiederzugeben, sind in Gleichung 3.6.25 noch Skalierungsfaktoren zu berücksichtigen, die aus den Transmissionen der eingesetzten optischen Komponenten sowie aus den evtl. unterschiedlichen Quanteneffizienzen der Detektoren resultieren. Der funktionale Verlauf der Signale wird davon allerdings nicht berührt. Insbesondere ist ein globaler Skalierungsfaktor in 3.6.25 einzusetzen, der die Transmission eines Resonatorspiegels beinhaltet, hinter dem der Polarisationsanalysator angebracht wird. Bei der Auslegung des Analysators muss darauf geachtet werden, dass die Polarisation am PBS möglichst vollständig aufgespalten wird, da ansonsten asymmetrische Fehlersignale detektiert werden, womit die Nullstelle von 3.6.26 nicht mehr genau am Maximum der Resonanz zu liegen kommt. In Abbildung 3.30 ist ein Vergleich zwischen den Signalen aus dem reflektierten Feld und dem Fehlersignal, welches aus dem resonatorinternen Feld gewonnen werden kann, gezeigt. Bei interner Detektion folgt durch die Resonanzüberhöhung der Intensität ein verstärktes Signal, was sich günstig auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis auswirkt. Besonders positiv wirkt sich die interne Messung auf die nötige Präzision aus, mit der die $\lambda/4$ -Platte eingestellt werden muss. Detektiert man das reflektierte Feld, so bewirkt ein geringer Fehler in der Winkelstellung, einen erheblichen Offset des Signals, was zum vollständigen Aufbrechen der Regelschleife führt. Bei der internen Detektion ändert sich nur die Form des Signals, der Mittelwert bleibt weiterhin nahe am Nullpunkt der Differenz aus I_1 und I_2 . Aus Abbildung 3.30 ist ebenfalls ersichtlich, dass bereits eine geringe interne Polarisationsrotation zu einer deutlichen Verstärkung des Fehlersignals führt, ohne die Resonanzüberhöhung merklich zu beeinflussen.

In Abbildung 3.31 sind die Auswirkungen einer stärkeren Polarisationsrotation gezeigt. Wie aus Gleichung 3.6.24 zu ersehen ist, zeigt die Resonanz eine Aufspaltung in zwei Maxima, die symmetrisch um den Drehwinkel verschoben sind. Für die Generation des Fehlersignals wirkt sich dies günstig aus. Allerdings nimmt die Maximalintensität im Zentrum bei linearer Polarisation mit zunehmender Aufspaltung ab. Für die hier vorliegende Anwendung sollte die Polarisationsdrehung somit nicht zu groß werden, da die Konversionseffizienz des Verstärkers von hohen Laserintensitäten profitiert. Andere Anwendungen könnten von der hier entwickelten Möglichkeit, zwei elliptische bzw. zirkuläre Resonanzen bei verschiedener Phasenlage in einem Resonator zu erzeugen, allerdings profitieren – so wird z. B. bei der externen Summenfrequenzgeneration eine doppelt resonante Struktur benötigt. Dies mit einer klassischen

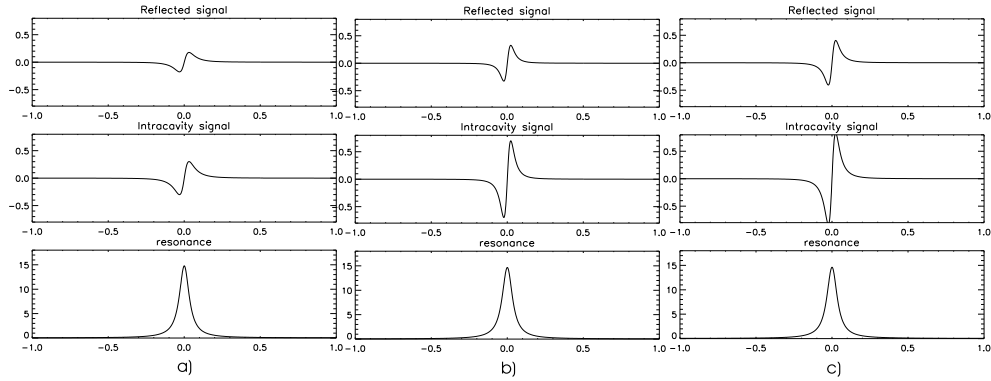


Abbildung 3.30: Verlauf der Resonanz (Unten) und der Fehlersignale wie sie im reflektierten Feld (Oben) und resonatorintern (Mitte) auftreten. Drei Fälle sind hier gezeigt. Für alle drei wurde eine Reflektivität von 0.8, ein Verlust von 0.98 in x-Richtung und 0.7 in y-Richtung angesetzt. Dies entspricht etwa den Werten die in einem Resonator mit vier Spiegeln und zwei Farbstoffstrahlen auftreten. Links: Drehung der Eingangspolarisation von 10° , interne Polarisationsrotation 0° . Mitte: Eingangspolarisation 0° , interne Polarisationsrotation 1° . Rechts: Eingangspolarisation 5° , interne Polarisationsrotation 1° .

Resonatoranordnung zu erzeugen wirft die Problematik auf, die Gesamtlänge auf zwei Wellenlängen abzustimmen. Mit einer frei verschiebbaren Resonanz ist dies deutlich einfacher möglich. Dies könnte z. B. mittels eines Faraday Rotators in einem variablen Magnetfeld verwirklicht werden.

Der wohl interessanteste Fall ist in Abbildung 3.32 gezeigt. Setzt man die Phasenverschiebung ϵ in Gleichung 3.6.28 und 3.6.29 ungleich Null, so findet sich ein Fehlersignal, welches neben der Resonanz, abhängig von der Seite, positiv oder negativ von Null verschieden ist. Ein vollständig symmetrisches Signal erhält man bei einer Phasenverschiebung von π . Dies korrespondiert zu einer $\lambda/2$ -Platte, die im Resonator angebracht ist, mit der optischen Achse parallel zur E_x -Richtung und senkrecht zur E_y -Richtung. Andere optische Methoden, eine polarisationsselektive Phasenverschiebung zu erhalten, sind natürlich ebenfalls möglich. Anschaulich bedeutet die Abweichung von der Null-Lage neben der Resonanz, dass immer eine elliptische Polarisation im Resonator präsent ist, deren Händigkeit davon abhängt, auf welcher 'Seite' der Resonanz δ liegt. Die Resonanz für die y-Richtung ist um π in der Phase zur orthogonalen x-Richtung verschoben; die resultierende Polarisation an beiden Stellen ist linear und macht damit einen klaren Null-Durchgang, der hervorragend zur Stabilisierung mit einem Regler geeignet ist. In Abbildung 3.33 sind an einem einfachem Ringresonator experimentell ermittelte Signale gezeigt. Die Phasenverschiebung zwischen P- und S-Polarisation wurde mit einer $\lambda/2$ Platte im kollimierten Strahl im Resonator herbeigeführt. Zum Aufzeichnen der Signale wurde die optische Weglänge variiert, indem einer der Spiegel mit einem Piezotranslator axial bewegt wurde. Die Eindeutigkeit des Fehlersignals ist unabhängig von der momentanen Phasenlage, womit eine perfekte Stabilisierung jedes Resonators möglich ist.

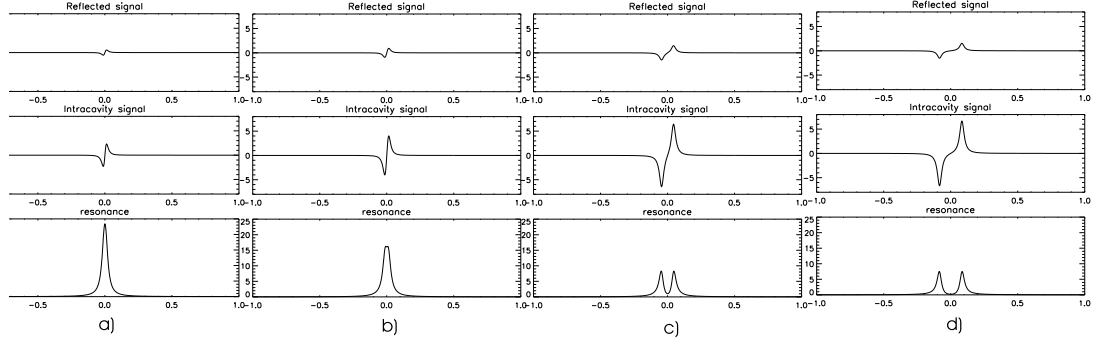


Abbildung 3.31: Verhalten von Resonanz und Fehlersignal bei purer Präsenz von interner Polarisationsrotation. Die Kurven wurden errechnet mit $R_{oc} = 0.9$, Eingangspolarisation 0° Verlust von 0.98 in x-Richtung und 0.7 in y-Richtung. a) interne Polarisationsrotation 2° , b): 4° , c): 8° und d): 15° . Das Fehlersignal besteht aus der Differenz zweier Resonanzkurven mit dem Nulldurchgang in der Symmetrieachse. Die Resonanz zeigt bei zunehmender Rotation zwei Spitzen, die um den Betrag von 2Θ separiert sind.

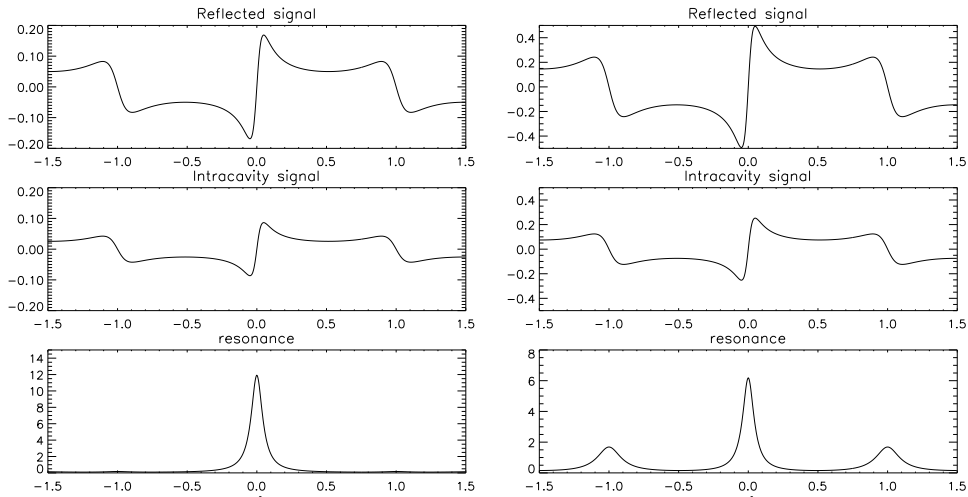


Abbildung 3.32: Resonanz und Fehlersignal bei Einführung einer internen Phasenverschiebung um π . Berechnete Kurven mit: $R_{oc}=0.75$, $V_x=0.98$, $V_y=0.7$, links: Eingangspolarisation 10° , rechts: 45° . Das Fehlersignal zeigt einen Nulldurchgang am Ort der Resonanzen und ist ansonsten immer von Null verschieden, wobei die Abweichung von Null eindeutig je nach Seite der Resonanz ist.

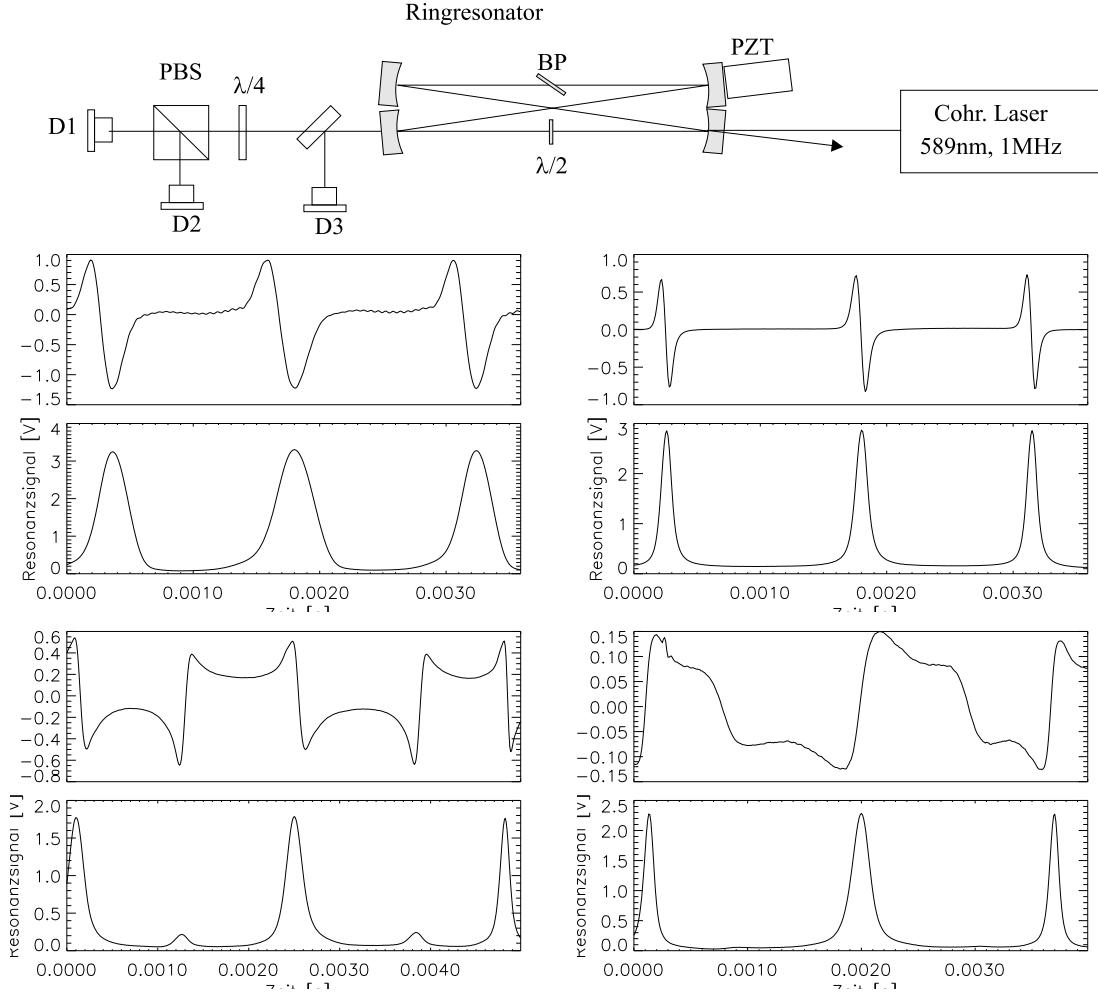


Abbildung 3.33: Gemessenes Fehler- und Resonanzsignal mit und ohne resonatorinterne Phasenverschiebung. Experimentell ermittelte Signale an einem, im oberen Bild skizzierten, stabilen Ringresonator aus vier sphärischen Spiegeln mit einem Radius von 100 mm sowie $R_{oc} = 0.775$ und $FSR = 750$ MHz, der mit einer Dreiecksspannung an einem piezomontierten Spiegel in der Länge variiert wurde. D1 und D2 sind die Detektoren der HC Anordnung. Mit D3 wird die relative Intensität im Resonator vermessen, wobei die dargestellte Ausgangsspannung aufgrund unterschiedlicher Eingangsleistung des Lasers nicht die echte Resonanzüberhöhung repräsentiert. Oben links: geringe Finesse, Phasenverschiebung gleich Null. Oben rechts: $V=0.99$, ohne Phasenverschiebung. Unten: Durch Einsetzen einer $\lambda/2$ Platte sind P- und S-Polarisation um π phasenverschoben. Deutlich sind die um 180° versetzten Resonanzen bei kleiner Rotation der Eingangspolarisation zu sehen. Links sind die Verluste für beide Polarisationsrichtungen in etwa equivalent, für die rechts dargestellte Messung wurde eine Glasplatte unter dem Brewster-Winkel im Resonator angebracht. Die Eindeutigkeit dieses Fehlersignals ermöglicht eine hervorragende Stabilisierung jedes Resonators auf die Resonanzspitze.

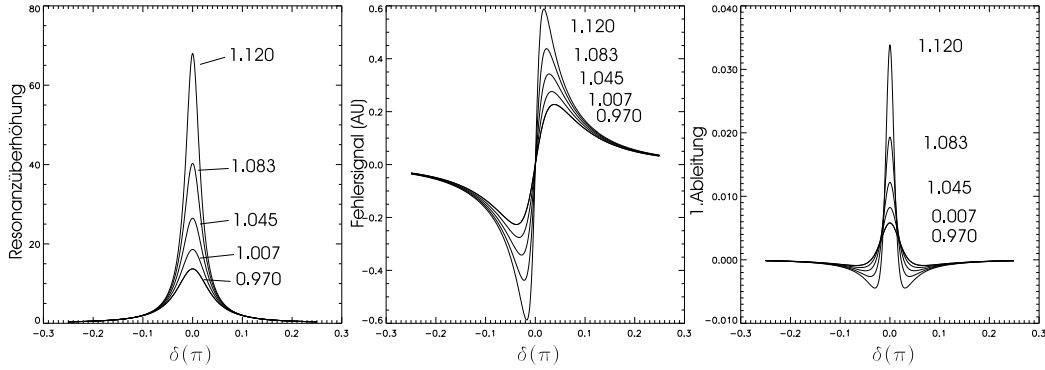


Abbildung 3.34: Änderung der Resonanzüberhöhung und des Fehlersignals unter Präsenz von Gewinn im Resonator. Die Kurven wurden mit einem $R_{oc}=0.8$ errechnet. Links die Resonanzüberhöhung in Abhängigkeit der Phasenlage. In der Mitte das resonatorinterne Fehlersignal aus Gleichung 3.6.28, ohne Polarisationsrotation, sowie einem Eingangspolarisationswinkel von 10° . Rechts die 1. Ableitung des Fehlersignals. Die Werte für VG sind im Bereich variiert, wie sie für den PARSEC-Verstärker zu erwarten sind, von vollständig ungepumpt bis zur Sättigung.

3.6.8 Intensitätsabhängigkeit und Seitenbandempfindlichkeit des Fehlersignals

Als schwierig zu bewältigende Komplikation hat sich die Variation des Fehlersignals mit der Leistung des Lasers sowie die Reaktion auf die Präsenz von schwachen Seitenbänden erwiesen. Alle vorher vorgestellten Möglichkeiten zur Generation eines Fehlersignals zeigen unter Präsenz von Leistungsgewinn im Resonator eine Änderung des Signals. Der Grund hierfür ist, dass sich die Resonanzkurve bei unterschiedlichen Pumpleistungen ändert. Bei höherem Gewinn wird die Spitze der Resonanz im allgemeinen schmaler, was zu einer erhöhten Steigung des Fehlersignals um das Maximum der Resonanz führt. Für eine optimale Regelung sind bei den hier benötigten Regelgeschwindigkeiten und der geforderten Genauigkeit sehr enge Grenzen des P- und I-Anteils der Regelung zulässig. Eine Änderung des Eingangssignals führt damit zu Instabilitäten oder auch zu einem Aufbrechen der Kontrollschleife. In Abbildung 3.34 ist die Änderung der Resonanzüberhöhung mit steigendem Gewinn und das zugehörige Fehlersignal für einen Hänsch-Couillaud-Detektor gezeigt. Die Steigung des Fehlersignals am Regelpunkt (Null-Durchgang) ändert sich im in Frage kommenden Bereich um einen Faktor von mehr als 5, wie aus Abbildung 3.35 ersichtlich ist.

Zusätzlich zur Änderung der maximalen Steigung wird der Phasenbereich, in dem die Steigung mehr oder weniger konstant ist, deutlich schmaler. Durch die nichtlineare Leistungsabhängigkeit der Steigung lässt sich die Pumpleistung ohne Justierung entweder des Proportional- und Integralterms der Regelschleife oder des Eingangssignals der Regelung nicht variieren. Der schmalere Phasenbereich, in dem die Steigung als konstant angesehen werden kann, führt zu einer zunehmenden Empfindlichkeit der Regelschleife auf externe Störungen, die insbesondere bei hoher Pumpleistung aufgrund der stärkeren thermischen Belastung der Komponenten zunehmen. Die in Abbildung 3.35 für den Hänsch-Couillaud-Detektor gezeigten Abhängigkeiten vom resonatorinternen Leistungsgewinn gelten ebenfalls für die Pound-Drewer-Hall-Methode, wobei hier zusätzlich eine konstante Abweichung auftritt, die ebenfalls kompensiert werden muss.

Um eine Kompensation des Anstiegs der Steigung mit dem vorhandenen Gewinn im aktiven

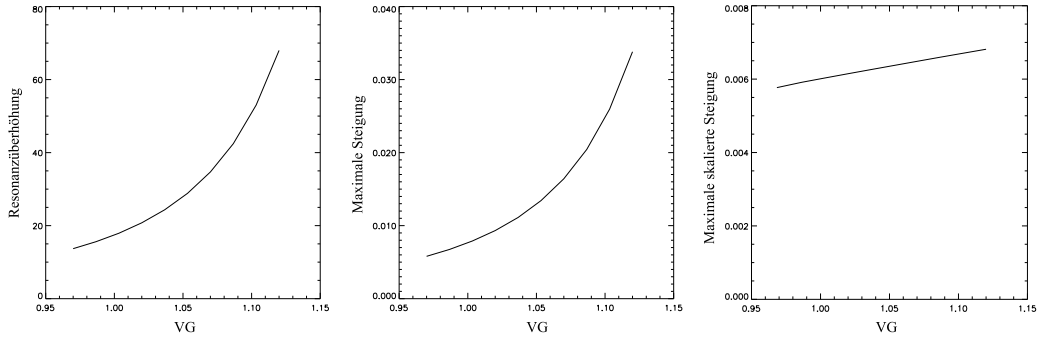


Abbildung 3.35: Links die Abhängigkeit der Resonanzüberhöhung vom internen Gewinn multipliziert mit den Verlusten (VG). In der Mitte die Steigung des Fehlersignals am Regelpunkt. Mit zunehmendem Gewinn ändert sich die Steigung um einen Faktor fünf von ungepumpt bis an die Sättigung. Rechts die maximale Steigung des Fehlersignals bei einer Skalierung mit der Resonanzüberhöhung.

Material vorzunehmen, wurde die Messung der Intensität im Resonator als zusätzliche Information integriert. Normiert man die maximale Intensität auf den ungepumpten Zustand, kann eine deutliche Reduktion der Steigungsänderung vorgenommen werden. Das gemessene Fehlersignal $\delta I = I_1 - I_2$ mit $I_{1,2}$ aus Gleichung 3.6.16 wird in ein skaliertes Signal δI_{scal} gewandelt:

$$\delta I_{scal} = \frac{\delta I}{\frac{MAX(I_{int})}{Max(I_{int}(0))}} \quad (3.6.30)$$

Wobei $MAX(I_{int})$ das detektierte Maximum der Intensität im Resonator ist und $Max(I_{int}(0))$ ein zugehöriger Normierungspunkt, z. B. das Maximum im ungepumpten Zustand. 3.6.8 ist in Abbildung 3.35 rechts dargestellt. Die Änderung der Steigung fällt mit dieser Normierung von Faktor 5.5 auf 1.16 ab. Dies ist ein bereits tolerierbarer Wert für die Regelung. Die praktische Ausführung der Elektronik zur Ermittlung des Normierungswertes benötigt allerdings besondere Sorgfalt, da zwei Divisionen nötig sind, was leicht zum Eintrag von zusätzlichen Rauschquellen führt. Eine Näherung dieser Skalierung wurde in die Regelelektronik mit einem spannungsgesteuerten Verstärker eingebaut. In Abhängigkeit der Leistung im Resonator wird das Fehlersignal linear, mit einstellbarer Steigung, abgeschwächt. Die Messung der Intensität erfolgt über eine Photodiode hinter einem der Resonatorspiegel, wobei eine analoge Maximumdetektion und adäquate Filter einen zusätzlichen Rauscheintrag verhindern und auch während eines Frequenzscans die Spitze zuverlässig messen.

Seitenbandempfindlichkeit und Resonatorjustierung

Um die Ausgangsleistung des Lasers zu optimieren, ist eine Justierung der Resonatorspiegel nötig. Optimiert man den Resonator mit einer 'trial and error'-Methode, werden im Laufe des Prozesses auch höhere räumliche Moden als die Grundmode angeregt. Die Stärke dieser Seitenbanden ist abhängig von der spezifischen Abweichung der Spiegelstellung vom Optimum. Die Anregung von Seitenbanden beeinflusst die Steigung des Fehlersignals aufgrund einer reduzierten Intensität in der Grundmode und führt zu weiteren Nulldurchgängen an der Phasenlage der Seitenbandenresonanz. Mit der natürlichen Empfindlichkeit der PDH, sowie der HC-Methode auf weitere Moden im Resonator ist jede Justierung mit einem Aufbre-

chen der Regelschleife verbunden. Eine Optimierung wird damit zu einem mühsamen, sehr zeitintensiven Prozess, der kaum automatisierbar ist.

3.6.9 Kombinierte Stabilisierung auf 647 nm und 589 nm

Bei vielen der im folgenden vorgestellten Versuche wurde eine von mir entwickelte Stabilisierungsmethode verwendet, welche auch bei Einwirkung extremer Störeinflüsse in der Lage ist die Resonanzbedingung herzustellen. Der starke Wärmeeintrag in das System wie er mit dem anfangs verwendeten Ar^+ Laser auftritt, sowie ungenügende Lagestabilität der Spiegel unter Versuchsbedingungen machten eine unempfindliche Methode notwendig. Insbesondere muss die Regelung bei Pumpleistungsänderung und Resonatoroptimierung ohne Nachjustierung von P- und I-Anteil auskommen, die ein manuelles Eingreifen erfordern. Aufgrund dessen musste eine Stabilisierungsmethode gefunden werden, die diesen Anforderungen genügt. Die von mir hier entwickelte Methode beruht auf einer Kombination jeder beliebigen Detektion der Resonanzspitze, mit einer Stabilisierung auf eine externe Referenz, bei einer anderen Wellenlänge. Geregelt wird hierbei auf die Flanke einer Resonanz bei der sekundären Wellenlänge, welche so gewählt wird, dass der Resonator hier eine geringe Finesse zeigt. Die Stabilisierung auf eine weitere Laserquelle bei einer längeren Wellenlänge bringt hierbei mehrere Vorteile, die die erhöhte Komplexizität des Systems rechtfertigen:

- Durch die Wellenlängenabhängigkeit der Spiegelreflektivität ist die Finesse des Resonators im Allgemeinen kleiner, da von der Zentralwellenlänge der Spiegelbeschichtung abgewichen wird.
- Im roten Spektralbereich ist die spontane Emission von Rhodamine 6G deutlich kleiner, was zu einem verminderten Hintergrund bei der Detektion führt.
- Die Diskriminierung zwischen spontaner Emission und Regelwellenlänge ist durch geeignete Filter einfach möglich.
- Bei der Regelung auf die Flanke einer Resonanz mit niedriger Finesse ist bei jeder beliebigen Phasenlage des Resonators ein stabiler Regelpunkt schnell auffindbar.
- Durch die geringe Leistung und die Wellenlänge 'sieht' ein roter Laser effektiv einen passiven Resonator ohne Verstärkung, womit das Regelsignal unabhängig von Leistungsgewinn im Farbstoff ist.
- Im roten Spektralbereich stehen gitterstabilisierte Einmoden-Diodenlaser zur Verfügung, deren Frequenz abstimmbar ist.
- Durch eine 'Vorstabilisierung' ist die Resonanzbedingung bei 589nm deutlich leichter zu realisieren, da mit kleineren 'sekundären' Regelfrequenzen gearbeitet werden kann. Hiermit könnten auch Resonatoren mit extremer Finesse stabilisiert werden.

Die Reflektivitäten der hier verwendeten Resonatorspiegel wurden auf 589nm optimiert und sind in Abbildung B.1 gezeigt. Aus diesen Transmissionskurven konnte die benötigte Wellenlänge für den Stabilisierungslaser bestimmt werden. Einerseits geht hier die Forderung ein, dass das Regelsignal so 'weich' wie möglich sein sollte, um eine verminderte Seitenbandempfindlichkeit zu gewährleisten, andererseits darf die Finesse nicht zu klein werden, um ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten. In Abbildung 3.36 ist ein Auszug aus

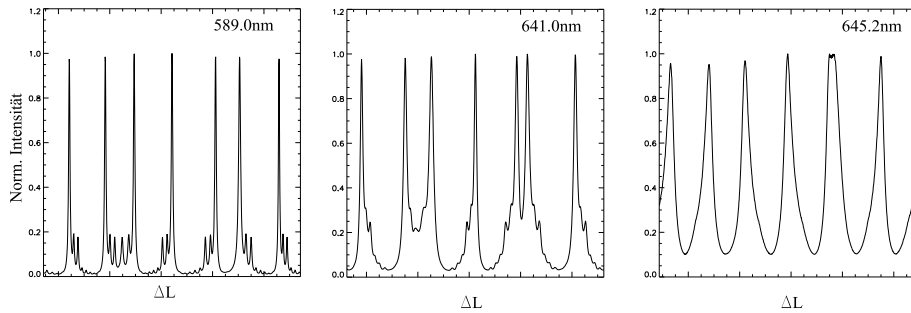


Abbildung 3.36: Vermessene Resonanzstruktur des Verstärkers bei verschiedenen Wellenlängen. Hierzu wurde der Coherent 899 Laser in den roten Spektralbereich abgestimmt und die Leistung mit einem Filter auf $\approx 10\text{mW}$ vermindert. Mit abnehmender Spiegelreflektivität an der Kante der Reflektionskurve nimmt die Finesse des Resonators ab. Seitenbanden, die bei 589nm deutlich zu sehen sind, werden nicht mehr aufgelöst und können damit zu keiner Störung der Regelung führen. Die Kurven wurden für diese Abbildung auf das Maximum normiert.

einer Messreihe gezeigt, bei der die Resonanz des Verstärkers mit dem abstimmbaren Coherent 899 Farbstofflaser bei verschiedenen Wellenlängen vermessen wurde. Hierbei ist deutlich zu sehen, wie Seitenbanden, die aufgrund einer nicht optimalen Spiegelstellung angeregt werden, bei verminderter Finesse nicht mehr aufgelöst werden. Die Regelung auf den roten Referenzlaser bleibt damit auch während einer Justierung der Resonatorspiegel stabil.

Bei einer Stabilisierung auf einen Referenzlaser bleibt eine Differenz der optischen Weglänge zur benötigten Länge um die Resonanzbedingung bei 589nm herzustellen. Diese Differenz setzt sich aus einem statischen Teil aufgrund der unterschiedlichen Frequenzen sowie einem dynamischen Teil aufgrund der differentiellen Frequenzschwankungen beider Laser zusammen. Der statische Teil ist einfach zu kompensieren, indem die Frequenz des Referenzlasers abgestimmt wird, bis die Resonanzbedingung bei 589nm erfüllt ist. Der dynamische Anteil sollte natürlich eine kleine Amplitude haben und nur bei niedrigen Frequenzen auftreten. Diese Forderung beinhaltet, dass die Frequenz von beiden Laserquellen ausreichend stabil ist.

In Abbildung 3.37 ist die Struktur der kombinierten Regelung dargestellt. Vor dem Verstärkerresonator werden die Strahlen des 589 nm und 647 nm Lasers mit Hilfe eines Farberteilerspiegels auf die gleiche optische Achse kombiniert. Die Strahlparameter des Diodenlasers werden hierzu mit einem anamorphotischen Prismenpaar und einem Strahlaufweiter auf die des 589 nm Strahls angepasst. Zusätzlich ist hier eine optische Diode mit einem Faraday Rotator und Kalzitpolarisatoren eingebaut um jede Rückreflektion in den Diodenlaser zu unterdrücken, welche den Einmodenlaser stören würde. Die Strahlparameter der kombinierten Laserstrahlen werden dann über eine Aufweite- und Fokussieroptik an die Mode des Verstärkers angepasst. Die Intensität wird hinter einem der Resonatorspiegel mit einer Si-Photodiode vermessen und ist eine Funktion der optischen Weglänge. Der Photostrom wird in einem rauscharmen Stromverstärker in ein Spannungssignal von $\pm 10\text{ V}$ umgewandelt. Im primären Regelkreis über den Proportional-Integral-Regler ($PI_{647-589}$) wird dann die Länge des Resonators mit dem 'schnellen' PZT I angeglichen. Ein langsamerer Integralregler $\int_{647}$ erhält das Ausgangssignal des ersten PI Reglers als Fehlersignal, um den 'langsameren' PZT II zu regeln und damit den kurzhubigen schnellen PZT zu entlasten und um den weiten Frequenzvariationen des MasterLasers folgen zu können. Mit dieser Regelschleife sind die hochfrequenten Störungen, die im

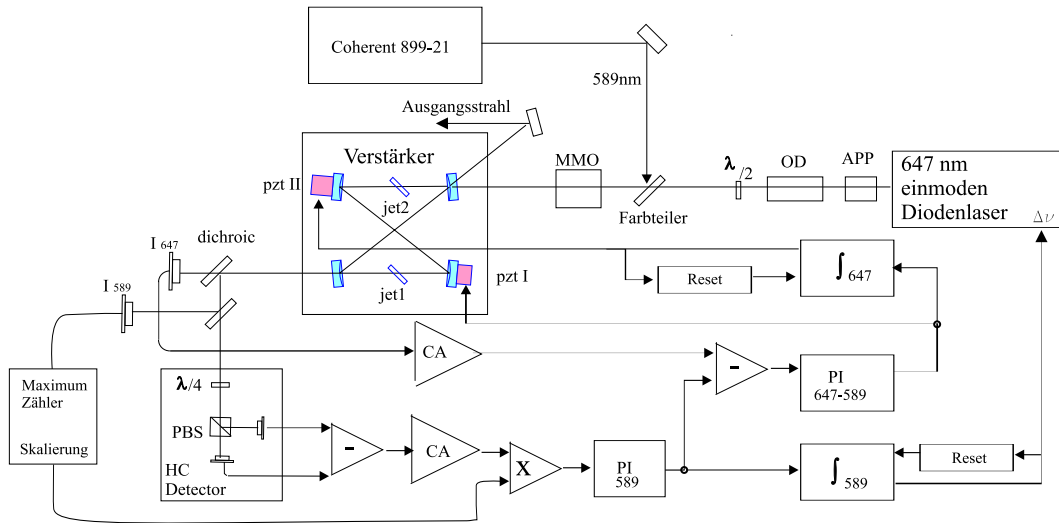


Abbildung 3.37: Stabilisierungsschema für den ersten PARSEC-Verstärker. Die Regelung ist eine Kombination aus einer Stabilisierung auf die Resonanzflanke bei 647 nm des Einmoden-Diodenlasers und der resonatorinternen Polarisationspektroskopie. APP: annamorphotisches Prismen-Paar. OD: Optische Diode (Faraday Rotator) zur Unterdrückung von Rückreflektionen. Farbteilerspiegel: Hochreflektierend bei 589 nm, Transmission 0.9 bei 647 nm. MMO: Optiken zur Modenanpassung. I_{647} : Photodetektor für die Resonanz bei 647 nm. CA: Stromverstärker. PI: Proportional-Integral Regler. $\int$ Integralregler. X bezeichnet den Multiplikator, mit dem das HC-Signal der Intensität im Resonator angeglichen wird. Weitere Erklärung der Funktionsweise im Text.

Resonator auftreten können, bereits kompensiert. Die Einbettung in eine weitere Regelschleife sorgt nun dafür, dass die Resonanzbedingung für 589 nm erfüllt wird. Hierbei wird das Signal der resonatorinternen Polarisationsmessung in den zweiten PI-Regler eingespeist, dessen Ausgangssignal einerseits zum Eingang des ersten Reglers addiert wird und andererseits einen 'langsamen' Integralregler speist, der die Frequenz des Diodenlasers abstimmt. Beide Integralregler sind mit einer Überwachung der Ausgangsspannung versehen, die beim Erreichen einer der Endpunkte den Regler auf seinen Nullpunkt zurücksetzt – in Abbildung 3.37 mit 'Reset' bezeichnet, womit der Regler automatisch eine neue Resonanz im Zentrum des Regelbereichs sucht. Bei $\int_{647}$, der PZT II regelt, ist dieser Endpunkt durch den maximalen Hub von 30(40) μm vorgegeben, bei $\int_{589}$ durch den Abstimmungsbereich des Diodenlasers von 60 GHz.

Mit dieser Verkettung der Regler werden alle Vorteile der beiden Verfahren genützt. Einerseits können große Phasenabweichungen durch den weiten Linearitätsbereich der 647nm Resonanz schnell wieder ausgeglichen werden, andererseits wird die Genauigkeit der Regelung auf eine scharfe Resonanzspitze bei 589 nm erreicht.

3.6.10 Test der Regelgüte

Um die potentielle dynamische Ablage zwischen den beiden Lasern zu vermessen wurde als erster Test der Verstärkerresonator auf den gitterstabilisierten Diodenlaser bei 647 nm geregelt und die Weglängendifferenz zu dem Coherent 899 Laser bei 589 nm bestimmt, indem die Intensität der 589 nm Resonanz an einer Flanke gemessen wurde (Detektor I_{589} in Abbildung 3.37). Hierzu wurde die Regelschleife auf den Hänsch-Couillaud-Detektor nicht geschlossen.

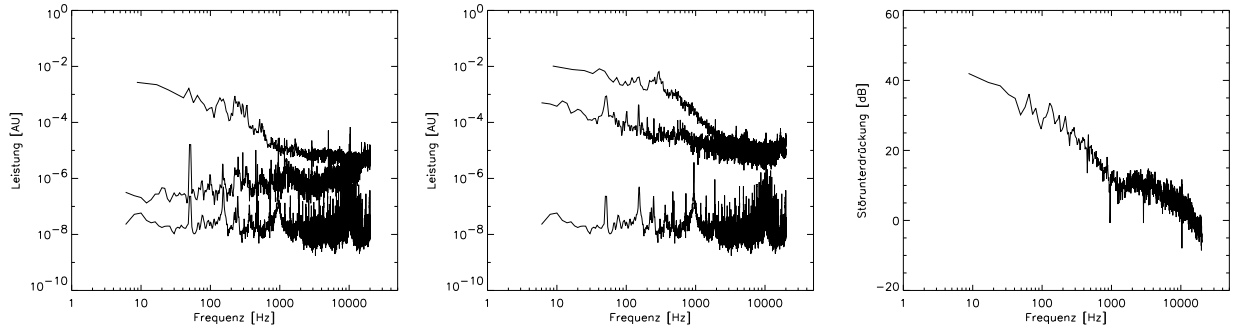


Abbildung 3.38: Leistungsspektren von geschlossener und offener Regelschleife auf 647 nm. Die zeitliche Variation der Intensitäten von I_{647} und I_{589} wurden hierzu mit 100 kHz über einen Analog Digital Konverter aufgenommen. Links ist das Leistungsspektrum der 647 nm Resonanz gezeigt. Die oberste zeigt die Variationsstärke ohne Regelung, die darunter mit eingeschalteter Regelung. Die unterste Messung ist eine Kalibrationsmessung mit kurzgeschlossenem Messeingang und zeigt die Störfrequenzen, die vom A-D Konverter superpositioniert werden. In der Mitte ist das Leistungsspektrum an der Flanke der 589 nm Resonanz bei offenem und geschlossenem Regelkreis, mit gleicher Systematik wie links gezeigt. Rechts ist die hieraus errechnete frequenzabhängige Störunterdrückung der Regelung zu sehen. Die Bandbreite beträgt ≈ 20 kHz, mit einer Unterdrückung größer 40 dB bei niedrigsten Frequenzen.

Diese Messung gibt einerseits Aufschluss über die 'Güte' der inneren Regelschleife, andererseits ist der differentielle Frequenzunterschied beider Laser ablesbar. In Abbildung 3.38 sind mehrere Leistungsspektren dieser Messung gezeigt. Die gemessene Bandbreite der Regelung, bei der die Störunterdrückung auf Null gesunken ist, beträgt 20 kHz, begrenzt durch die erste Resonanz von PZT I. Bei niedrigsten Frequenzen steigt die Störunterdrückung auf über 40 dB für die 647 nm Stabilisierung. Oberhalb von 200 Hz ist die Unterdrückung der Störungen für die 589 nm Resonanz äquivalent zu der bei 647 nm, woraus folgt, dass Frequenzunterschiede der beiden Laser nur unterhalb von 200 Hz relevant sind. Die Regelung PI_{589} kann damit bei dieser geringen Bandbreite betrieben werden, womit ein stabiler Betrieb gewährleistet ist.

3.7 Farbstoffkreislauf

Durch den hohen Gewinn, der in optisch gepumpten Farbstoffen auftritt, kann die Länge des aktiven Mediums, welches vom Laserstrahl durchlaufen wird, sehr kurz gehalten werden. Die obere Grenze für die Dicke des Farbstoffstrahls wird durch die Geometrie von Pumpstrahl und Laserstrahl sowie durch die Stabilität der Strömung gegeben. Die untere Grenze folgt aus der Konzentration des Farbstoffs, bei der eine Bildung von Dimeren stattfindet und damit die Fluoreszenzquanteneffizienz sinkt (Concentration Quenching), sowie aus einer minimalen Geschwindigkeit, die der Farbstoffstrahl aus thermischen Gründen haben muss. Eine hohe Geschwindigkeit des Farbstoffstrahls an der Stelle des Laserflecks ist aus zwei Gründen nötig: Einerseits werden Moleküle, die sich im langlebigen Tripletzustand befinden, aus dem aktiven Bereich entfernt, andererseits wird die Wärme der nicht in Strahlungsenergie gewandelten Pumpleistung abgeführt. Das zweite Argument ist das bei weitem wichtigere, wie folgende Abschätzung zeigt: Mit einer Geschwindigkeit v_M der Moleküle senkrecht zur Laserrichtung kann man eine mittlere Zeit angeben, die die Moleküle im Laserstrahl zubringen, und damit eine effektive Lebensdauer, die sich aus der Tripletlebensdauer im Ruhezustand und der me-

chanischen Entfernung aus dem aktiven Bereich ergibt. Mittelt man die Weglänge über die kreisförmige Laserstrahltaile mit $1/e^2$ Durchmesser $2\omega_0$, folgt für die mittlere Zeit $\langle t \rangle$:

$$\langle t \rangle = \frac{1}{v_M} \frac{1}{4\omega_0} \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \sqrt{\omega_0^2 - y^2} dy = \frac{\pi\omega_0}{8v_M} \quad (3.7.1)$$

Womit ersichtlich ist, dass $\langle t \rangle$ erst in die Größenordnung der Tripletlebensdauer von $1.5 - 5 \cdot 10^{-8}$ s kommt, wenn mit Fokusburchmessern von $10 \mu\text{m}$ und einer Geschwindigkeit von 100 m/s gearbeitet wird, was sicherlich eine unrealistisch hohe Geschwindigkeit ist. Bei den eher typischen $30\text{-}50 \mu\text{m}$ und $20\text{-}30 \text{ m/s}$ liegt $\langle t \rangle$ im Bereich von $4 \cdot 10^{-7}$ s bis $10 \cdot 10^{-7}$ s und ist damit zehnmal so hoch wie die Tripletlebensdauer. Allerdings kann mit Erhöhung der Geschwindigkeit eine Effizienzsteigerung des Laserprozesses gemessen werden.

Die wichtigere Funktion des schnellen Farbstofftransports durch den Laserstrahl ist die Entfernung von dort deponierter Wärme. Die eingebrachte Pumpleistung wird mit einer angenommenen Konversionseffizienz von $\approx 20\%$ (Argon Laser) und $\approx 40\%$ (532 nm Laser) nur zu diesem Teil in Laserstrahlung umgewandelt. Der Rest der Energie verteilt sich auf spontane Emission und strahlungslose Übergänge der angeregten Farbstoffmoleküle sowie Absorption im Lösungsmittel. Vor allem die strahlungslosen Übergänge dissipieren absorbierte Energie in Wärme, die in der Farbstofflösung verbleibt und effektiv entfernt werden muss, damit durch diesen Wärmeeintrag keine thermischen Linsen aus der Änderung des Brechungsindex sowie der Volumenausdehnung entstehen können. Die Stoffwerte von Ethylenglykol – welches ausschließlich verwendet wurde – die zur Auslegung von Pumpstand und Düsen nötig sind, werden in Tabelle 3.3 aufgelistet.

HOCH ₂ CH ₂ OH			
Parameter	Bei T, λ	Wert	Einheit
Dichte ρ	293.15K	1.1135	[g/cm ³]
Ausdehnungskoeffizient	293.15K	0.57	$\cdot 10^3$ [K ⁻¹]
Wärmekapazität c	293.15K	2.407	[kJ kg ⁻¹ K ⁻¹]
Absorptionskoeffizient	589nm	0.02	[cm ⁻¹]
Brechungsindex n	589.3nm	1.4318	
Temperaturgradient von n dn/dT	589nm	-260	$\cdot 10^6$ [K ⁻¹]
Dyn. Viskosität	293.0K	19.9	[cP]

Tabelle 3.3: Stoffwerte von Ethylenglykol

Da die Strömung im Farbstoffstrahl laminar sein muss um die gewünschten optischen Eigenschaften zu gewährleisten, wird die Temperaturverteilung initial von der lokal absorbierten Pumpleistung dominiert. Erst nach einer längeren Wegstrecke kann sich die eingebrachte Energie durch Wärmeleitung über größere Bereiche ausgleichen. Die Temperatur T an einer Stelle (x, y, z) im Farbstoffstrahl folgt aus der lokal deponierten Leistung des Pumplichts $P_d(x, y, z)$, integriert über die Länge L, von außerhalb des Pumplichtflecks bis an den Ort (x, y, z), in Richtung des Volumenstroms $\dot{V}$ der Lösung mit Geschwindigkeit v_y :

$$T(x, y, z) = T_0 + \Delta T = T_0 + \frac{1}{\Delta x \Delta z v_y \rho c} \frac{1}{L} \int_0^L P_d(x, y, z) dy \quad (3.7.2)$$

Mit den Intensitätsverteilungen, die in Kapitel 3.2.2 für die verschiedenen Pumplichtfälle berechnet wurden, kann die Temperaturverteilung im Farbstoff mittels numerischer Integra-

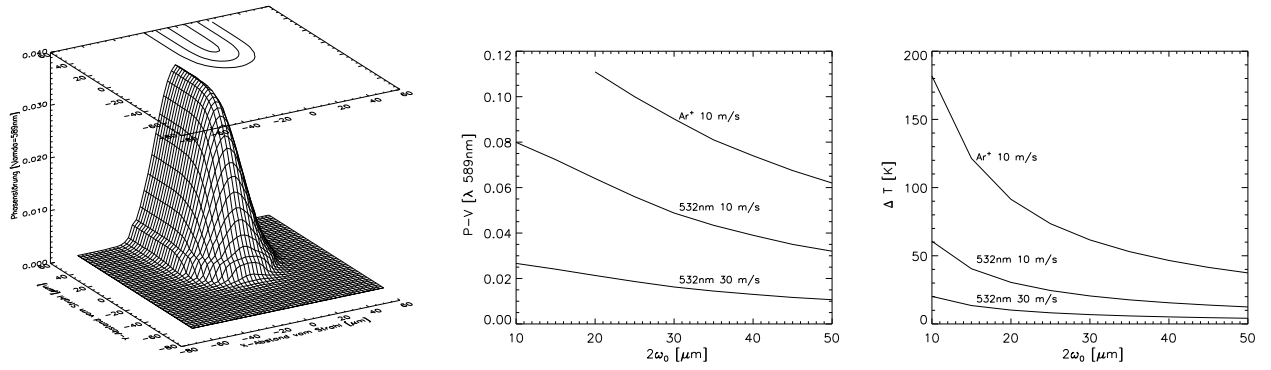


Abbildung 3.39: Phasenaberration durch die in Wärme dissipierte Pumpleistung. Links ist die relative optische Weglängendifferenz über den Farbstoffstrahl gezeigt mit der Flussrichtung der Lösung in y-Richtung und einem Pumpstrahldurchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$. In der Mitte die Abhängigkeit der Phasenstörung (von Maximum zu Minimum (P-V)) in Einheiten der Wellenlänge bei 589 nm , vom Durchmesser des Pumpstrahls. Drei Fälle sind gezeigt: ein 30 W Ar^+ Laser und 10 m/s Geschwindigkeit, 20 W doppelseitig mit 532 nm gepumpte Jets 10 m/s , und 30 m/s . Rechts die maximale Oberflächentemperaturdifferenz für die drei Fälle.

tion über ein kleines Flächenelement $\Delta x \Delta z$ des Stromfadens in einer laminaren Strömung berechnet werden. Aus der Temperaturverteilung und dem Temperaturgradienten des Brechungsindex sowie aus der Volumenausdehnung folgt dann der optische Wegunterschied, dem der Laserstrahl über seine Querschnittsfläche ausgesetzt ist. Partiiell kompensieren sich hier der negative Brechungsindexgradient und die positive Volumenausdehnung. Die verbleibenden Phasenaberrationen für verschiedene Pumplichtintensitäten sind in Abbildung 3.39 gezeigt. Die lokale Temperaturerhöhung und die damit verbundene Wellenfrontstörung sind im Endeffekt auch die limitierenden Faktoren für die minimale Strahltaile, die am Farbstoffstrahl auftreten darf. Für den Fall, dass 30 W Argonlaserlicht einseitig dem Jet beaufschlagt werden, ist mit einer Wellenfrontstörung von 0.06λ bei $50\text{ }\mu\text{m}$ Strahldurchmesser zu rechnen, bei $30\text{ }\mu\text{m}$ sind es bereits 0.1λ . Für den doppelseitig mit 532 nm Licht gepumpten Farbstoffstrahl sind die Verhältnisse besser. Die Störung beträgt hier nie mehr als 0.06λ im gezeigten Bereich der Fokusbereich. Die lokale maximale Temperatur, die am Rande des Maximums der Gauß'schen Intensitätsverteilung auftritt, kann beträchtlich sein. Mit dem 30 W Argonlaser treten hier bei $50\text{ }\mu\text{m}$ 60°C auf, im 532 nm Fall um die 40°C . Letztendlich hat sich im Versuch, für den Fall des mit voller Leistung gepumpten Lasers, ein Bereich von $50\text{--}80\text{ }\mu\text{m}$ Fokusbereich als sinnvoll erwiesen, um noch eine gute Strahlqualität zu erreichen. Die Form der thermischen Linse im Medium erzeugt einen elliptischen Strahl, da im Resonator keine aktive Kompensation vorgesehen ist. Mit einer einfachen Zylinderlinsenkombination im Ausgangsstrahl kann diese Deformation wieder beseitigt werden. Da die erzielten Leistungen bei weitem ausreichend waren, konnte hier auf weitere Maßnahmen verzichtet werden.

3.7.1 Pumpsystem

Die Störung der Strahlqualität durch die Ausbildung von thermischen Linsen wird um so geringer, je höher die Geschwindigkeit der Farbstofflösung im gepumpten Bereich ist. Die Geschwindigkeit wird durch die Geometrie der Düsen und den Druck, mit dem sie betrieben werden bestimmt. Um höchste Geschwindigkeiten zu erreichen wurde im Rahmen dieser

zurückgehalten, die größer als $0.5 \mu\text{m}$ sind und Störungen beim Laserdurchgang verursachen könnten. Vor den Schnellschlussventilen (V1-V3) wird dann die Farbstofflösung auf die drei Zuleitungen zu den Düsen verteilt. Der Rücklauf nach Durchlaufen von Düsen und Laser in das Reservoir erfolgt über einen Sammler (MBR). Dieser besteht aus einem langen Gefäß, dass mit einem labyrinthartigen Einbau und einem Ultraschallschwinger versehen ist. Dieses wurde entwickelt um kleinste Luftblasen aus der Lösung zu entfernen. Diese Mikro-Blasen entstehen beim Auftreffen des Farbstoffstrahls, nach dem Durchgang durch den Laserresonator, auf die Wandungen des Fangrohres, und im weiteren Fluss durch die Leitungen. Da diese Blasen sehr klein sein können und die Viskosität von Glykol hoch ist, steigen sie extrem langsam an die Oberfläche im Reservoir (Stokes-Gesetz) und würden ohne spezielle Maßnahmen wieder in den Kreislauf geraten, womit starke Störungen der optischen Homogenität auftreten. Im Ultraschallfeld ist die Flüssigkeit starken lokalen Druckschwankungen ausgesetzt, womit die Bläschen sich effektiv in den Minima des Feldes sammeln, zu großen Blasen vereinigen und schnell an die Oberfläche steigen.

Aktiv geregelt werden im Farbstoffkreislauf die Temperatur und der Druck. Die Temperaturregelung erfolgt mit einem Regelventil auf der Wasserseite des Wärmetauschers und einem PT100 Messpunkt in der Farbstofflösung nach der Pumpe. Die Druckregelung wird mit einer Parallelschaltung eines motorisierten Ventils zu den Farbstoffdüsen vorgenommen und einem Halbleitersensor im Hochdruckteil. Zusätzliche Sicherheitsmaßnahmen lassen den Betrieb ohne Aufsicht zu: Zur Drucküberwachung sind einerseits ein mechanisches Sicherheitsventil (SV) installiert, womit der Systemdruck nie über seinen Nominalwert steigen kann, sowie eine Überwachung von Minimal- und Maximaldruck (PU), die das System bei Rohrleitungsbruch oder Blockade im Drucksystem abschalten. Zusätzlich wird der Flüssigkeitsstand im Reservoir zwischen Minimum und Maximum kontrolliert um kleine Leckagen oder Überfüllung frühzeitig zu detektieren. Die Pumpe LP1 und die Ventile WAV und PAV dienen zum halbautomatischen Befüllen und Entleeren bei Farbstoffwechsel und Reinigung.

3.7.2 Düsen

Durch die Geometrie der Düsen wird die Form, Dicke und Geschwindigkeit des aktiven Lasermediums vorgegeben. Damit ist dieses Bauteil eines der wichtigsten im ganzen System, von dem die Stabilität und Effizienz des Lasers abhängt. Im aktiven Teil muss der Farbstoffstrahl eine planparallele, optisch homogene Platte bilden, die vom Laser im Brewster-Winkel durchlaufen wird. Einerseits ist die Forderung nach höchster Geschwindigkeit der Lösung zu erfüllen um thermische Störungen zu minimieren, andererseits muss der freie Strahl laminar und frei von starken akustischen Einflüssen sein. Laminare Strömungen in der Düse bleibt erhalten, solange die Reynolds-Zahl $Re = v\rho d/\eta$ kleiner 2320 ist. Für Ethylenglykol bei 20°C und einer Düsendimension von 0.2 mm ist dies bis zu einer Geschwindigkeit von 100 m/s erfüllt. Die nominelle Geschwindigkeit, die in einer rechteckigen Düse erreichbar ist, hängt im Wesentlichen vom Druckunterschied ΔP und der Geometrie ab. Die theoretische Geschwindigkeit v_{th} folgt aus der Bernoullischen Gleichung:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (3.7.3)$$

Mit der Dichte ρ des Lösungsmittels. Die Ausflussmenge $\dot{m}$ beträgt damit:

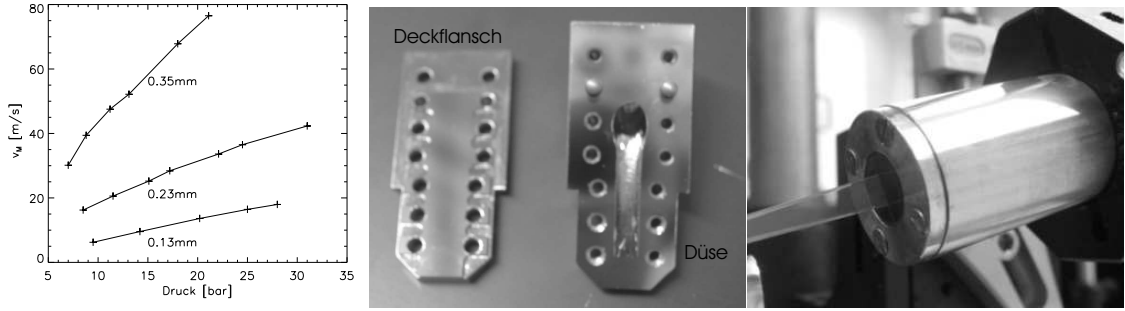


Abbildung 3.41: Links: Mittlere Geschwindigkeit der Farbstoffstrahlen für drei verschiedene Dicken t , aufgetragen gegen den Systemdruck. Die Länge des Düsenkanals beträgt 10 mm. Ab einer Geschwindigkeit von ≈ 40 m/s tritt starke Blasenbildung bei der Abbremsung auf, womit ein Einsatz darüber nicht mehr sinnvoll ist. In der Mitte ist ein Bild der diamantgedrehten Düsenteile gezeigt. Rechts ein Bild der Saphirdüse im Versuchsbetrieb, die nach den Ergebnissen der Tests mit den Metalloptikdüsen gefertigt wurde.

$$\dot{m} = A\sqrt{2\Delta P\rho} \quad (3.7.4)$$

wobei die mittlere reale Geschwindigkeit v_M und Durchflussmenge noch durch die Reibung im Düsenkanal und Einschnürungsverluste herabgesetzt wird. Die Reibungszahl λ_R bestimmt den Druckverlust ΔP_v , der auftritt. Bei laminarer Strömung, die im engen Teil der Düse nur in Betracht kommt, ist λ_R unabhängig von der Rauigkeit der Wandungen und beträgt mit der Reynoldszahl $Re = v_M d / \nu$ und ν , der kinematischen Zähigkeit, nach Hagen-Poiseuilles:

$$\lambda_R = \frac{64}{Re} \quad (3.7.5)$$

und

$$\Delta P_v = 32 \frac{l}{d^2} \eta v_M \quad (3.7.6)$$

d ist hier der Durchmesser eines Rohres und l die durchflossene Länge. Für einen rechteckigen Querschnitt von a/b Seitenlänge, wie er hier Verwendung findet, kann mit einem äquivalenten hydraulischen Durchmesser mit $dH = 2ab/(a+b)$ gerechnet werden. Da bei der Farbstoffdüse die eine Dimension immer deutlich kleiner als die andere ist, ergibt sich $dH \approx 2t$, mit t als Dicke des Farbstoffstrahls. Hiermit wird 3.7.6 zu:

$$\Delta P_v = 32 \frac{l}{4t^2} \eta v_M \quad (3.7.7)$$

Der gesamte Druckverlust im System setzt sich dann aus dem laminaren Teil im Düsenkanal sowie allen anderen Einzelwiderständen aus der Verengung vor dem Kanal, den Rohrleitungen, Bögen etc.. Prinzipiell ergibt sich dadurch eine Summe aus linear von der Geschwindigkeit abhängigen Widerständen und einem quadratischen Term ΔP_q aus den turbulenten Bereichen. Der Druckverlust an der Verengung vor dem Kanal kann mit einem Widerstandsbeiwert ξ angegeben werden, für den Erfahrungswerte existieren, die in üblichen Textbüchern der Strömungslehre zu finden sind:

$$\Delta P_\xi = \xi \frac{\rho}{2} \left(\frac{A_2}{A_1} v_M \right)^2 \quad (3.7.8)$$

Mit dem Flächenverhältnis von kleinem zu großem Querschnitt A_2/A_1 . Damit wird der gesamte Druckverlust an der Düse zu:

$$\Delta P = 32 \frac{l}{4t^2} \eta v_M + \xi \frac{\rho}{2} \left(\frac{A_2}{A_1} v_M \right)^2 \quad (3.7.9)$$

Für ξ gilt je nach vollem Öffnungswinkel der stetigen Verjüngung $\xi = 0.02(30^\circ) \sim \xi = 0.07(60^\circ)$.

Für die ersten Versuche mit dem Verstärker wurden Düsen aus Metall gefertigt, die ein leichtes Wechseln der Kanaldicke t ermöglichen. Von der Oberflächenqualität und der Schärfe der Abrisskante, an der der freie Flüssigkeitsstrahl entsteht, hängt wesentlich die erreichbare optische Güte des Farbstoffstrahls ab. Die Versuchsdüsen sind aus Edelstahl gefertigt und zweiteilig ausgeführt, womit ein Dichtungsblech in unterschiedlicher Dicke eingesetzt werden kann und damit die Dimensionen des Strahls leicht variierbar sind. Die Oberflächen, die mit der Flüssigkeit in Berührung kommen, und die Abrisskante wurden Nickel beschichtet und mit einem Diamantdrehverfahren auf optische Qualität poliert. In Abbildung 3.41 ist ein Bild dieser Düsen und die gemessene mittlere Geschwindigkeit des Farbstoffstrahls bei $t = 0.13$ mm, 0.23 mm und 0.35 mm mit $l = 10$ mm gegen den Druck gezeigt. Die erreichten mittleren Geschwindigkeiten reichen bis über 40 m/s. Obwohl selbst bei den höchsten gemessenen Geschwindigkeiten die optische Qualität des Farbstoffstrahles gleichbleibend war, hat sich als obere Grenze, mit der die Düsen betrieben werden können, die Abbremsung des Strahls nach dem Laser herausgestellt. Ab einer Geschwindigkeit von ≈ 30 m/s kann nicht mehr mit einem einfachen Rohr oder Schlauch zum Fangen der Flüssigkeit gearbeitet werden, da dann eine starke Schaumbildung auftritt. Problematisch hierbei sind nicht die Mikro-Blasen, da mit dem Ultraschallbad eine effektive Entfernung aus der Flüssigkeit stattfindet. Vielmehr entsteht auch ein Nebel aus kleinsten Flüssigkeitstropfen, die mit der turbulenten Luft um den Strahl bis in den Laserbereich zurückgelangen, sich auf Optiken niederschlagen und beim Durchgang durch den Laserstrahl die Resonanzregelung massiv stören. Um dennoch höhere Geschwindigkeiten stabil zu erreichen, wurde eine spezielle Auffanggeometrie entwickelt. Die Lösung des Problems bestand darin, die Flüssigkeit beim Auftreffen auf einen gleichmäßigen, dünnen Film an gekrümmten Flächen zu verteilen, so dass die Zentrifugalkraft den Film so lange stabil hält, bis die Geschwindigkeit ausreichend herabgesetzt ist. Hierzu wird der Farbstoffstrahl an einer scharfen Kante in zwei Ströme aufgespalten, die je auf einen sich stetig erweiternden konischen Hohlraum treffen. Mit der zunehmenden Oberfläche bei abnehmender Filmgeschwindigkeit wird die Kontinuität der Strömung – und damit eine gleichbleibende Dicke – gewährleistet. Mit dieser Auffanggeometrie konnten Strahlgeschwindigkeiten bis zu 40 m/s verwirklicht werden. Mit den Versuchen die mit den Metalloptikdüsen durchgeführt wurden, konnten die Dimensionen für die letztendlich aus Saphir gefertigten Düsen festgelegt werden: Für den Master-Laser wurde aus Stabilitätsgründen eine 'langsame' Düse mit $l = 20$ mm und $t = 0.2$ mm, für den Verstärker wurde $l = 10$ mm und $d = 0.2$ mm gewählt, womit 20 m/s, bzw. 40 m/s bei 30 bar Druck erreicht werden.

3.8 Leistung des Verstärkers

In Kapitel 3.2 wurde die theoretische Leistung eines injektionsstabilisierten Farbstofflasers berechnet. Mit einer möglichen Ausgangsleistung von über 20 W beim Pumpen mit 40 W 532 nm Festkörperlasern erfüllt ein solcher Laser die Anforderungen für das Laserleitsternsystem am VLT bei weitem. Da bisher Ausgangsleistungen in dieser Größenordnung noch nicht gezeigt wurden, musste in einer ersten Projektphase nachgewiesen werden, dass die praktischen Probleme, die in diesem Leistungsbereich auftreten können, bewältigbar sind. Während bereits in der Planungsphase des PARSEC Projektes klar war, dass für die letztendlich am VLT zu installierende Anlage Pumplaser mit geringen Abmessungen und kleinem Stromverbrauch nötig sind, wurden die ersten Tests mit einem Argon-Ionen-Laser durchgeführt, um die hohen Investitionskosten für frequenzverdoppelte Nd^+ Laser erst dann zu tätigen, wenn sich das Gesamtkonzept als tragfähig erwiesen hat.

3.8.1 Ar^+ gepumpter Verstärker

Mit einem leistungsfähigen Argon-Ionen-Laser kann das Verhalten des Verstärkers unter extremen Bedingungen getestet werden. Durch die kleinere Konversionseffizienz, die mit der Multilinen-Emission – im Gegensatz zu 532 nm – zu erwarten ist, ist die thermische Belastung der Farbstoffstrahlen und der Optiken deutlich höher. Da mit Ar^+ Pumplasern kaum mehr als 25% Konversion in 589 nm zu erreichen ist, musste für das Ziel, deutlich über 10 W Ausgangsleistung zu kommen, ein Argonlaser mit mehr als 50 W Leistung eingesetzt werden. Für die Versuche wurde deshalb ein Argon Laser von *Inversion*, entwickelt am IAE, Novosibirsk genutzt (Babin *et al.* 2001). Mit bis zu 70 W Multimode- Multilinen-Leistung ist dieser Laser der derzeit leistungsfähigste, der kommerziell erhältlich ist. Im Unterschied zu den sonst üblichen Argonlasern ist die Plasmaröhre nicht abgeschlossen und aus Metallsegmenten aufgebaut. Im Plasma wird ein stetiger Strom von Argongas bei 200 mbar aufrechterhalten. Die Resonatorspiegel können für unterschiedliche Modencharakteristik ausgewechselt werden, womit drei Konfigurationen möglich sind: TEM₀₀ Betrieb mit bis zu 30 W Leistung, 60 W in Moden 'niedriger' Ordnung mit einem Gauß'schen Profil mit $M^2 = 4$ und 4 mm $1/e^2$ Durchmesser, sowie 70 W Multimode-Betrieb mit $M^2 \approx 10.6$ mm Strahldurchmesser und einem parabolischen Intensitätsprofil. Um mit der Größe des Strahls und den hohen M^2 Werten den Farbstoffstrahl noch effizient pumpen zu können, wurde eine Geometrie entwickelt, die eine Pumplichtfokussierung auf der Achse des gelben Lasers im Verstärker ermöglicht. Die einfachste Möglichkeit auf der optischen Achse einzustrahlen, wäre die Einkopplung des Pumpstrahls durch die Endspiegel des Resonators mit einer entsprechenden Voraufweitung. Berechnungen für die nötigen Spiegelschichten, die eine hohe Reflektivität bei 589nm und gleichzeitig eine hohe Transmission bei den Pumpwellenlängen aufweisen müssen, haben allerdings gezeigt, dass aufgrund der vielen Linien, die im Ar^+ -Spektrum enthalten sind, kaum mehr als 75% Gesamttransmission erreichbar sind. In Abbildung 3.42 ist schematisch die Geometrie gezeigt, wie sie für die Versuche in dieser Arbeit verwendet wurde. Die Fokussierung des Ar^+ -Lasers wird mit einer gradientenindex achromatischen Linse vorgenommen, die im 90 Grad Winkel zum gelben Laserstrahl im Resonator angeordnet ist. Um Pump- und Laserlicht auf die gleiche Achse zu bringen, befindet sich ein Umlenkspiegel (FM) im Abstand L vom Farbstoffstrahl, wobei zentral in diesem Spiegel eine kleine Bohrung mit $\omega_B = 800\mu\text{m}$ Durchmesser, durch das Substrat und die Spiegelschicht unter 45°, angebracht ist. Neben der axialen Geometrie, die insbesondere bei den hohen M^2 Werten des Ar^+ -Lasers einen höheren

Überlappungsgrad zwischen Laser- und Pumpstrahl herstellt, zeichnet sich die Trennung des fokussierenden Elements von der Umlenkung durch eine vereinfachte Handhabung aus. Ist die Pumplinse axial auf den einfallenden Argonlaser justiert, wird durch eine axiale Verschiebung der Linse nur die Fokusposition auf der Achse variiert. Durch Verkippen des Umlenkspiegels nach der Linse kann dann der Ort des Fokus transversal justiert werden. Bei der üblichen Nutzung von konkaven Spiegeln in außeraxialer Geometrie ist hingegen bei der Einstellung der Fokusposition immer gleichzeitig eine Optimierung der Verkipfung notwendig. Durch die zentrale Bohrung im Umlenkspiegel kann der 589 nm Strahl ungehindert propagieren, da der Durchmesser an dieser Stelle für alle Strahlparameter, die vom Resonator unterstützt werden, deutlich geringer als die Bohrungsdimensionen ist. Damit der Durchmesser $2\omega_0$ der TEM₀₀ Mode im Resonator und der des Pumpfokus übereinstimmen, muss die Brennweite der Linse kleiner als ein $f_{PL} = D\pi 2\omega_0/4\lambda M^2$ sein, mit D als Durchmesser des kollimierten Pumpstrahls. Der Abstand d der Linse vom Umlenkspiegel wird durch die Größe der Optik bestimmt. Mit den hier verwendeten 10 mm Linsen beträgt d mindestens 5mm, muss aber, um Raum zum Fokussieren zu gewinnen, ≈ 8 mm betragen. Da $L + d \simeq f_{PL}$, kann der Durchmesser der Resonatormode am Ort der Bohrung angegeben werden. In Tabelle 3.4 sind die Parameter für drei verschiedene Fokallängen der Pumplinse gelistet. Das Verhält-

	$f[mm]$	$2\omega_0[\mu m]$	w_B/w_{589}	w_B^2/w_p^2
M ² =4, D=4	31.8	20.8	7.27	0.070
	38.2	25.0	7.29	0.064
	50.1	32.7	6.15	0.056
M ² =10, D=6	31.8	34.7	11.42	0.032
	38.2	41.6	10.00	0.028
	50.1	54.6	8.89	0.025

Tabelle 3.4: Strahlgrößen am Umlenkspiegel und Strahltaillendurchmesser für drei Linsen und die zwei möglichen Ar⁺ Multimode Strahlparameter.

nis des Bohrungsdurchmessers zum Strahldurchmesser ω_{589} an diesem Ort beträgt für alle Konfigurationen mehr als 7, womit die mit der Fresnelzahl berechenbaren Beugungsverluste vernachlässigbar sind. In Tabelle 3.4 rechts ist das Verhältnis der Flächen von Bohrungsdurchmesser und Pumpstrahl am Umlenkspiegel gelistet, welches einen Schätzwert für die zu erwartenden Verluste von Pumplicht an diesem Spiegel ergibt. Für die kleinsten Strahltaillen sind dies rund 7%, wobei durch eine leicht außeraxiale Einstrahlung die Bohrung in den Randbereichen des Gauß'schen Profils zu liegen kommt und damit die Verluste geringer ausfallen. Für die ersten Versuche zu dieser Pumplichteinstrahlung wurde der gebohrte Umlenkspiegel aus künstlichem Quarzglas mit $\varnothing = 6$ mm und einer Dicke von 2 mm direkt an einen Halter aus Invar befestigt unter der Annahme, dass die Materialien genügend thermische Stabilität sowie sehr ähnliche Ausdehnungskoeffizienten aufweisen, um der Erwärmung durch das nicht reflektierte Pumplicht ohne Deformation standzuhalten. Die gemessene Erwärmung bei 30 W Ar⁺-Licht betrug allerdings bis zu 150°C, und nach einigen Betriebstagen zeigten sich an einem der Pumpspiegel deutliche Risse in der Beschichtung, die sich bis in das Substrat fortsetzten und zur Zerstörung des Spiegels führten. Ferner konnte eine sphärische Deformation des Spiegels bei Beaufschlagung mit hohen Leistungen festgestellt werden, womit eine Variation der gesamten Fokallänge gegeben ist, was ein 'Wandern' der axialen Fokusposition zur Folge hatte. Die Justierung der optimalen Linsenposition konnte damit immer erst

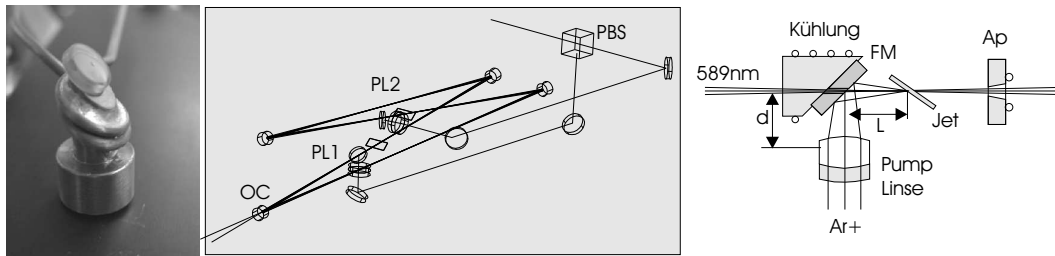


Abbildung 3.42: Pumplichteinkopplung für den Ar^+ -Laser. Rechts ist schematisch die Fokussierung auf den Farbstoffstrahl gezeigt. Mit einer gradientenindex, achromatischen Linse wird der Laser fokussiert und mittels des Umlenkspiegels FM auf die Achse des 589nm Laser gefaltet. FM ist zentral unter 45° mit einer 0.8mm Bohrung versehen, durch die der gelbe Laserstrahl ungestört laufen kann. Ap ist eine aktiv gekühlte Apertur, die das verbleibende Pumplicht nach dem Jet absorbiert. Links ein Photo des Faltspiegels in der Version mit Wasserkühlung. In der Mitte die gesamte Anordnung mit dem Polarisationssteiler PBS, der den Argon-Laserstrahl auf die zwei Jets verteilt.

nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes gefunden werden, womit sich dies als zeitraubendes, nicht reproduzierbares Verfahren erwiesen hat, insbesondere bei Einstellung neuer Pumpleistungen. Zusätzlich zu den instabilen Pumplichtpositionen hatte die Erwärmung des Umlenkspiegels zur Folge, dass die Resonanz des 589 nm Lasers kaum geregelt werden konnte und extreme Instabilitäten zeigte. Dies konnte auf zwei Ursachen zurückgeführt werden: Zum einen verursachte die erhitzte Luft in der kleinen Bohrung des Pumplichtspiegels deutliche, schnell variable thermische Linsen, zum anderen wurden die im Farbstoffstrahl nicht absorbierten blauen Anteile des Pumplichts, bedingt durch die axiale Geometrie, auf den Haltern der Resonatorspiegel absorbiert. In einem zweiten Ansatz wurde darum der Umlenkspiegel auf einen polierten Kupferhalter, mit wärmeleitendem Epoxid und $< 1\mu\text{m}$ Klebespalt, befestigt, der mittels wasserdurchflossenen Kapillarrohren aktiv gekühlt wurde. Der Großteil des Energieeintrags auf die Spiegelkonstruktion entfällt auf das Pumplicht, welches auf den Ort der Bohrung trifft, sowie auf die violetten Linien bei 454.5 nm und 457.9 nm die von der verwendeten Spiegelschicht nur noch unzureichend reflektiert werden. Bei 25 W auftretender Leistung fallen auf die Bohrung rund 1.25 W Laserleistung und rund 1.2 W aus den violetten Linien auf die gesamte bestrahlte Fläche. Da die Absorption im Quarzsubstrat gering ist und durch die stark streuende Fläche der unpolierten Bohrung die Leistung gut verteilt wird, findet die Energieabsorption hauptsächlich an der Rückwand des Substrats statt. Mit der Platzierung der gekühlten Fläche an dieser Stelle und einem Kühlwasserfluss von 60 ml/min, 5 K unter Umgebungstemperatur, konnte keine Erwärmung des Spiegelsubstrats größer 2 K über Umgebung gemessen werden. Ebenfalls wurde nach den Farbstoffstrahlen eine gekühlte Apertur gesetzt, in der der größte Teil des den Farbstoff durchdringenden blauen Pumplichts absorbiert wird, um die Resonatorspiegel und deren Halterung vor Erwärmung zu schützen. Mit diesen Maßnahmen konnte die thermische Belastung deutlich reduziert und ein stabiler Betrieb erreicht werden.

Beide Farbstoffstrahlen des Verstärkers wurden mit dem selben Argonlaser gepumpt. Um die thermische Belastung gleichmäßig auf die Jets zu verteilen und die Polarisations Ebenen an die Brewster-Winkel anzupassen, wurde der unpolarisierte Argonlaser in einem Polarisationssteiler in zwei Strahlen aufgespalten, dabei werden die zwei Strahlen in orthogonalen Ebenen zum Verstärker geleitet, so dass, wie in Abbildung 3.42 Mitte gezeigt, an den Farbstoffstrahlen die Polarisation mit den Brewster-Winkeln wieder übereinstimmt.

Die ersten Versuche mit dem Verstärker wurden mit der Pound-Drever-Hall Stabilisierungsmethode durchgeführt. Die gesamte Versuchsanordnung ist in Abbildung 3.43 gezeigt, wobei der grundsätzliche Aufbau der Regelung derselbe ist wie in Abbildung 3.25 dargestellt. Hierzu kam ein kommerzielles PDH System zum Einsatz (Wavetrain, LAS GmbH), welches für externe optische Frequenzverdoppler entwickelt wurde. Die Laserstrahlung des Master-Lasers (589 nm, ≈ 4 MHz Linienbreite, siehe Kapitel 3.3) durchläuft nach einer Positionsstabilisierung den Phasenmodulator mit 80 MHz Modulationsfrequenz aus zwei KD*P Kristallen in Kompensationsanordnung (LM13 Linos Photonics). Eine optionale optische Diode im Strahlpfad unterdrückt Rückreflektionen vom Verstärker in den Master-Laser, und die in Abbildung 3.43 schematisch eingezeichneten Strahlaufweite- und Fokussieroptiken passen die transversalen Moden der zwei Resonatoren an. Die Detektion des Fehlersignals für die PDH-Regelung erfolgt nach dem Verstärker, indem der Anteil des Laserlichts, welches durch einen Faltspiegel leckt, mit einer optischen Faser zum Detektor geleitet wird. Die relative resonatorinterne Intensität kann mit einer Photodiode (IPD+), in Richtung des injizierten Laserlichts, und mit (IPD-) in entgegen gesetzter Richtung hinter einem der Resonatorspiegel gemessen werden. Das mit dieser Anordnung detektierte Fehlersignal und die zugehörige Resonanz bei der Längenänderung des aplanaren Verstärkerresonators ist in Abbildung 3.44 gezeigt. Hierzu wurde der auf einem PZT befestigte Spiegel mit einer Sägezahnspannung beaufschlagt und die Signale mit einem AD-Konverter im Computer gespeichert. Im passiven Fall ergibt sich ein klares Fehlersignal mit gut diskriminierbarem Nulldurchgang am Maximum der Resonanz für beide Fälle der möglichen Phasenverschiebung, womit eine gute Regelung möglich ist.

Werden die Farbstoffstrahlen nun mit dem Pumplaser beaufschlagt, ändert sich das Fehlersignal deutlich – wie bereits in Kapitel 3.6 theoretisch betrachtet wird die Steigung am Nulldurchgang größer, womit eine Nachjustierung der Regelungsparameter unumgänglich ist. Wie in Abbildung 3.44 ebenfalls zu sehen ist, reagiert das Fehlersignal bei einer nicht ganz perfekten Spiegelstellung im Resonator sehr empfindlich: Es treten Asymmetrien auf, die durch angeregte höhere Moden hervorgerufen werden, welche im gepumpten Fall eine klare Diskriminierung zwischen Seitenbanden und Hauptresonanz für den Regler oft unmöglich machen. Beim praktischen Umgang mit dem Lasersystem ist es meist bei einer Justierung unumgänglich, zum Erreichen der optimalen Ausgangsleistung, zwischendurch auch Zustände mit höheren Moden einzustellen. Da bei jeder dieser Justierungen die Regelung instabil wird und damit die Leistung im Resonator zusammenbricht, ist dieser Vorgang extrem zeitaufwendig. Mit dem PDH Regler konnte bis zu einer totalen Pumpleistung von 30 W stabiler Betrieb bei Ausgangsleistungen bis zu 5.6 W bei 589 nm erreicht werden. Oberhalb dieser Pumpleistung war nur ein extrem instabiler Betrieb mit stark schwankenden Intensitäten möglich, wobei sich der Betrieb des PDH mit 90° Phasenverschiebung als stabiler erwiesen hat als ohne Verschiebung. Die Implementation der kombinierten Stabilisierung auf 647 nm und der resonatorinternen Polarisationspektroskopie, wie in Kapitel 3.6 näher beschrieben, machte es dann möglich stabil höhere Pumpleistungen anzuwenden und damit auch hohe Ausgangsleistungen zu erzielen. In Abbildung 3.46 sind die Ergebnisse dieser Messungen gezeigt. Die hier gezeigten Messungen zeigen keinen konsistenten Zusammenhang zwischen Pump- und Laserleistung, wie man es theoretisch erwartet. Dies liegt vor allem daran, dass die Messwerte in wechselnder Konfiguration des Kontrollsystems aufgenommen sind. Hiermit verbunden ist auch eine jeweils abweichende Justierung der Spiegel und der Pumpoptik. Eine durchgehende Messung von Pump- zu Ausgangsleistung stellte sich mit dem Argonlaser als ausgesprochen schwierig heraus, da einerseits die Strahlage des Ar^+ -Lasers sich mit dem Strom im Plasma änderte, andererseits die Pumpoptiken ebenfalls mit der Erwärmung leichte Positionsschwan-

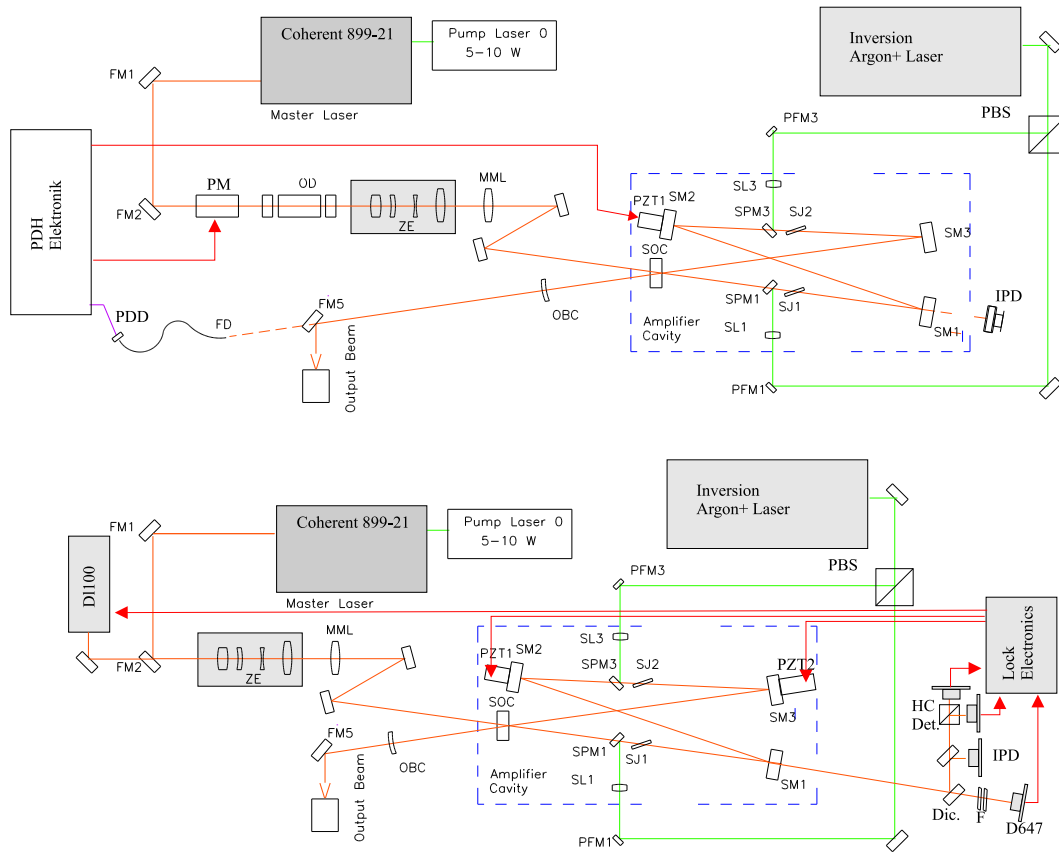


Abbildung 3.43: Versuchsanordnung zum Pound-Drever-Hall (oben) und HC (unten) stabilisiertem Verstärker. Einzelne Teile dieses Aufbaus werden in anderen Kapiteln dieser Arbeit näher beschrieben. Die wichtigsten Komponenten seien hier noch einmal genannt: Als Master-Laser kommt ein Coherent 899-21 cw Farbstofflaser mit 2-3.5 W Ausgangsleistung zum Einsatz, optisch gepumpt mit einem frequenzverdoppeltem Nd:YVO₄ cw Laser bei 532 nm. Zwischen Master- und Verstärker-Laser sind angebracht: PM: der Phasenmodulator (LM13 Linos Photonics), OD: ein Faraday Rotator mit Kalzitpolarisatoren, ZE: ein stetig variabler Strahlaufweiter, MML: eine Linse zur Modenanpassung. FM1...5 sind plane Umlenkspiegel, SOC: der Auskoppelspiegel, SM1..3 hochreflektierende Resonatorspiegel, PZT1: der Piezoelektrische Antrieb zur Translation von SM2, SJ1,2: die Farbstoffstrahlen im Verstärker, OBC: Linse zur Strahlformung, PDD: Pound-Drever-Detektor, FD: Faserkopplung, IPD: Photodiode zur Detektion der Intensität im Resonator, PBS: Polarisationsstrahlteiler für den Ar⁺ Pumplaser, Argonlaser: Inversion Ar⁺ Multiline 20-70 W cw Ausgangsleistung. Im HC stabilisiertem Fall ist der Aufbau bis auf die Resonanzdetektion und Regelung fast identisch. Obsolet sind der Phasenmodulator sowie die optische Diode. Die genaue Beschreibung der kombinierten Stabilisierung auf 647 nm und 589 nm wurde in Kapitel 3.6 gegeben.

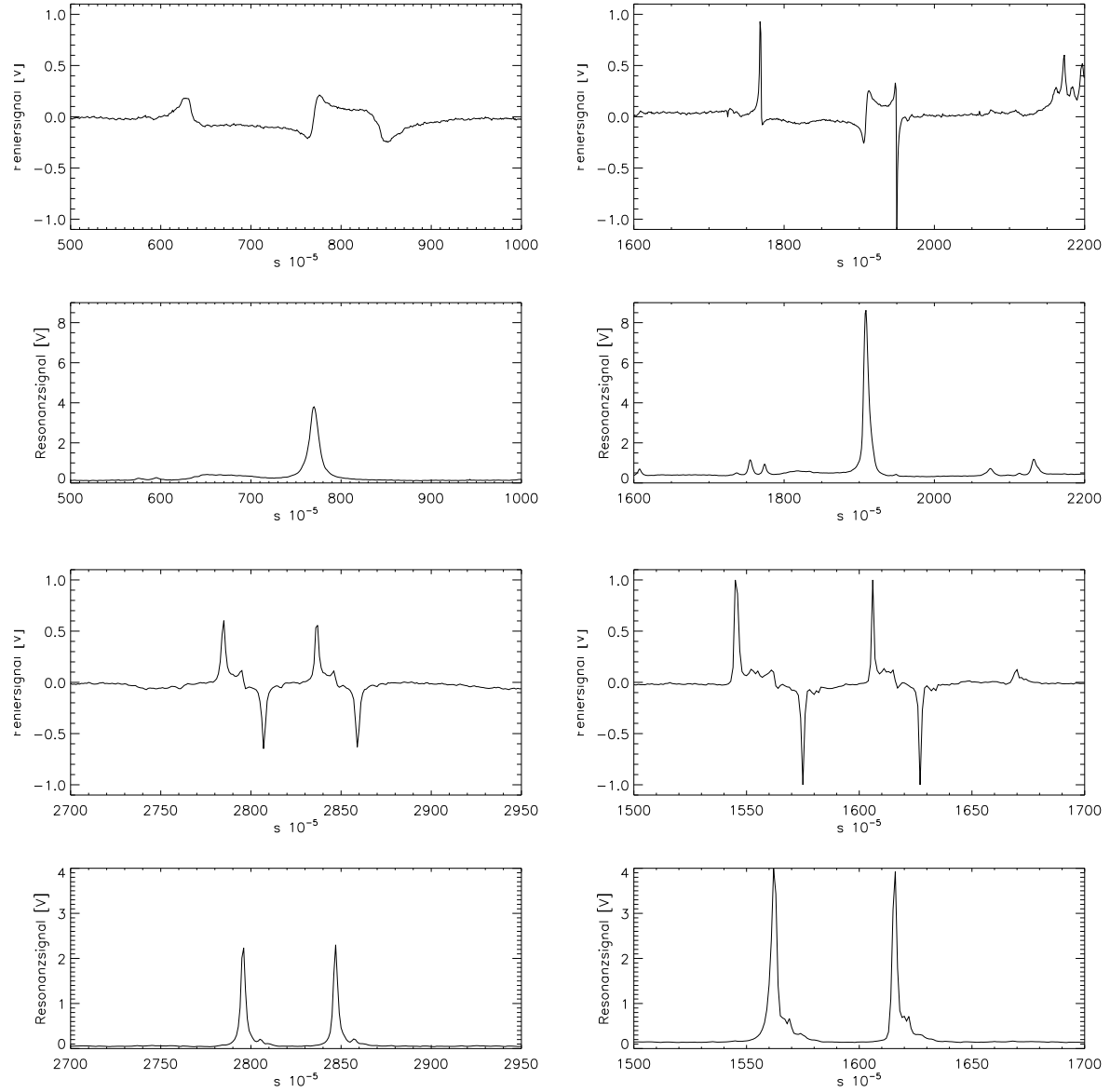


Abbildung 3.44: Resonanz im Verstärkerresonator und Fehlersignal vom Pound-Drewer-Hall-Detektor. Für diese Messung wurde der Piezo mit einer Sägezahnspannung beaufschlagt und die Intensität im Resonator mit einem Photodetektor (IPD in Abbildung 3.43) hinter einem der hochreflektierenden Spiegel gemessen. In den oberen vier Bildern ist das PDH in-Phase geschaltet, bei den unteren vier Bildern mit 90° Phasenverschiebung. Die linke Reihe zeigt das Resonanz- und Fehlersignal für den passiven Resonator, in der rechten Reihe mit 30 W Ar⁺ Pumpleistung. Die x-Achse ist mit der Zahl der Messpunkte beschriftet, die mit 100 kHz Abtastrate während dem Längenscan des Piezo aufgenommen wurden.

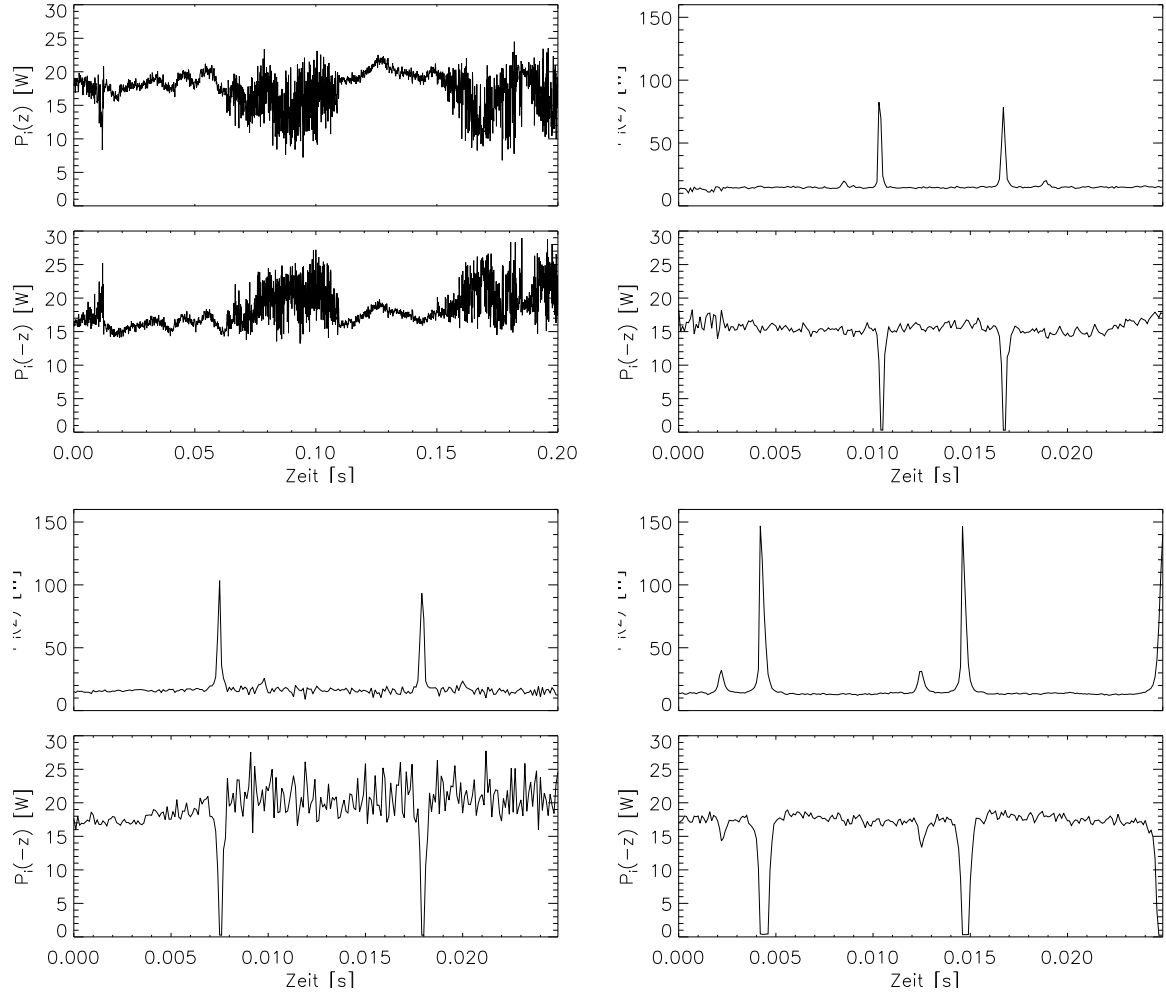


Abbildung 3.45: Resonanzstrukturen und interne Leistung im Verstärker. Beide Farbstoffstrahlen sind mit je einem 25 W Ar^+ Laser beaufschlagt, $R_{OC} = 0.8$. Links oben die interne Leistung im Resonator ohne Injektion von Seed-Licht. Die übereinander angeordneten Abbildungen zeigen je die Propagation in (+z) und entgegengesetzte Richtung (-z) im Ringresonator. Ohne Seed-Laser beträgt die Leistung im Mittel 17 W und eine starke Modenkonzurrenz zwischen den zwei Propagationsrichtungen ist zu beobachten sowie Instabilitäten der Gesamtleistung, die auf Strahlageschwankungen des Argonlasers und Strahlschwankungen durch thermische Einflüsse zurückzuführen sind. Rechts oben: Nur 260 mW injizierte Leistung genügen um unidirektionale Lasertätigkeit zu erzwingen, im Resonanzfall verschwindet die freie Laserstrahlung in (-z)-Richtung vollständig. Links unten: 490 mW. Rechts unten: Bei 1600 mW oszillieren 150 W im Resonator und vorher kaum sichtbare Seitenbanden werden ebenfalls verstärkt.

kungen zeigten. Die maximal erreichte stabile Ausgangsleistung betrug 12.8 W bei 48 W Pumpleistung. Dies ist etwas geringer als theoretisch in Kapitel 3.2.2 für einen 50 μm Durchmesser der Strahltaile ermittelt. Da während der Versuche mit dem Argonlaser keine direkte Möglichkeit bestand, den Durchmesser der Strahlen am Ort des Farbstoffstrahls zu messen, ist anzunehmen, dass der Unterschied zwischen Messergebnis und Theorie auf einem größeren Fokusbereich beruht. In 3.46 sind zwei theoretische Linien, für 50 μm und für 70 μm , eingezeichnet. Die gemessenen Ausgangsleistungen sind eher mit der 70 μm Linie konsistent. Die interne Leistung im Resonator bei hohen Pumpleistungen ist in Abbildung 3.45 für verschiedene injizierte Leistungen gezeigt. Ohne Seed-Laser beträgt die freie Laserstrahlung in jede der beiden Richtungen im Ringresonator rund 17 W, wenn ein Auskoppelspiegel von $R_{OC} = 0.8$ benützt wird und 50 W Pumpleistung auf beide Jets verteilt wird. Aufgrund von Modenkonkurrenz treten hier starke Schwankungen auf, womit die eine oder andere Propagationsrichtung temporär bevorzugt ist. Bei Injektion von 589 nm Laserstrahlung in den Resonator wird bereits bei 260 mW eingestrahelter Leistung im Resonanzfall eine vollständige Unterdrückung der entgegengesetzten freien Laserstrahlung erreicht. Die Leistung in Richtung des eingestrahnten Lasers steigt dann bis auf 80 W im Maximum an. Bei höheren Seed-Leistungen sind interne Leistungen bis zu 150 W zu erreichen, was mit den berechneten Werten aus Kapitel 3.2.2 gut übereinstimmt. Obwohl kleine Seed-Leistungen am Maximum der Resonanz völlig ausreichend sind um die Frequenz und Phase zu stabilisieren, sind höhere Leistungen aus Stabilitätsgründen zu bevorzugen. Wie in Abbildung 3.45 unten rechts zu sehen ist, ist der Phasenbereich, in dem die entgegengesetzte Propagation unterdrückt wird, deutlich breiter, da bereits neben dem Maximum der Resonanz der Schwellwert für unidirektionalen Betrieb erreicht ist. Kleine Fehler in der Stabilisierung des Verstärkers wirken sich damit bei hohen Seed-Leistungen nur auf die Ausgangsleistung aus und führen nicht sofort zum Auftreten von breitbandiger, bidirektionaler Laserstrahlung. Dies ist insbesondere wichtig, da die optische Faser, mit der das Laserlicht zum Aufweiteteleskop transportiert wird, hierdurch zerstört werden könnte.

3.8.2 Erste Versuche mit 532 nm Pumplasern

Nachdem die Versuche mit dem Argon-Ionen-Laser gepumpten Verstärkersystem die prinzipielle Machbarkeit und Stabilität des injektionsstabilisierten Lasers bei hohen Pump- und Laserleistungen gezeigt hatten, konnte mit Experimenten bei 532 nm begonnen werden. Für die ersten Tests wurde der gleiche optische Aufbau, wie in Abbildung 3.43 skizziert, verwendet, mit Abänderungen um auf die neuen Pumplaser umzustellen. Als Pumplaser kamen zwei frequenzverdoppelte Nd:YVO₄ (Coherent Verdi V10) cw Laser mit je 10 W Leistung zum Einsatz, womit die Pumpoptiken auf 532 nm umgerüstet werden mussten. Durch den kleineren Strahldurchmesser von 2.2 mm – gegen die 4-6 mm des Argonlasers – konnte die axiale Pumpgeometrie nicht beibehalten werden, da ansonsten an dem gebohrten Umlenkspiegel zu große Verluste auftreten würden. Mit der vorhandenen Verstärkerstruktur konnte in außeraxialer Einstrahlung je ein Pumplaser pro Farbstoffstrahl in einseitiger Beaufschlagung genutzt werden.

Ferner wurde das Regelungssystem vollständig mit der kombinierten Stabilisierung auf 647 nm und 589 nm, wie in Abbildung 3.37 gezeigt, ausgerüstet. Aufgrund des geringeren Wärmeeintrags, der mit 532 nm und kleinerer Leistung stattfindet und den Verbesserungen im Kontrollsystem war von Anfang an ein stabiler Betrieb des Verstärkers mit hoher Effizienz möglich. In Abbildung 3.47 ist die Einmoden-Ausgangsleistung bei 589 nm gegen die totale Pumpleis-

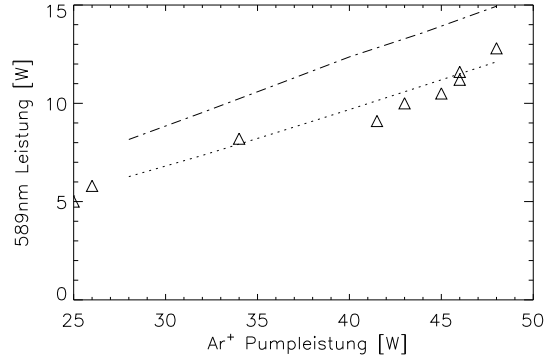


Abbildung 3.46: Ausgangsleistung des Verstärkers, wenn mit Ar^+ -Laserstrahlung gepumpt wird. Die Messpunkte unterhalb von 45 W Pumpleistung wurden mit der PDH Stabilisierung genommen, die oberhalb mit dem HC System. Die injizierte Leistung bei 589 nm betrug ≈ 2.5 W. Da alle hier dargestellten Messungen an verschiedenen Tagen, auch mit unterschiedlich gut justiertem Resonator und Einkoppeloptiken, vorgenommen wurden, sind einige der Messungen sicherlich nicht repräsentativ für die 'beste' Konversionseffizienz, die erreichbar ist. Die eingezeichneten Linien entsprechen den theoretisch berechneten Ausgangsleistungen, wobei die strichpunktete einer Strahltaille von $50 \mu\text{m}$ entspricht und die gepunktete $70 \mu\text{m}$.

tung beider $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ Laser bei 532 nm gezeigt. Die maximale Ausgangsleistung betrug bis zu 10.5 W in einer Mode bei Zugabe von 20 ml COT als Tripletquencher in der Farbstofflösung. Um einen fairen Vergleich mit den in Abschnitt 3.2.2 berechneten Ausgangsleistungen zu ermöglichen ist eine genaue Kenntnis aller Systemparameter notwendig. Die wichtigsten Parameter, die in die Berechnung der Leistung eingehen, sind zum einen die Übergangsraten und Wirkungsquerschnitte der beteiligten Zustände im Farbstoff, zum anderen die 'technischen' Parameter, wie Reflektivitäten, Verluste oder Strahldurchmesser. Von den Übergangsraten sind bis auf die der 'intersystem crossing' in den Tripletzustand alle gut bekannt und in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die technischen Parameter wurden experimentell bestimmt. Die Reflektivität des Auskoppelspiegels wurde mit hoher Präzision mit einem Spektrometer vermessen und ist in Abbildung B.1 gezeigt. Bei 589 nm ist $R_{OC}=0.775$. Der Strahltaillendurchmesser am Farbstoffstrahl beeinflusst ebenfalls stark die erreichbare Konversionseffizienz und wurde deshalb direkt gemessen, indem der Fluoreszenzfleck auf eine CCD-Kamera abgebildet und mit einer geeichten Strichplatte verglichen wurde. $2\omega_0$ konnte damit zu $55\mu\text{m}$ ermittelt werden. Die Gesamtverluste des Resonators lassen sich mit hoher Genauigkeit aus dem Vergleich der injizierten Leistung mit der Ausgangsleistung im ungepumpten Zustand, also $G=1$, bei Stabilisierung auf das Maximum der Resonanz, mittels einer numerischen Auflösung von Gleichung 3.2.3 nach V bestimmen. Bei $P_{inj} = 2.3 \pm 0.1$ W wurde P_{out} zu 1.94 ± 0.1 W gemessen. Hieraus folgt $V=0.989 \pm 0.003$, also ein Gesamtverlust von rund einem Prozent pro Umlauf, der die endliche Reflektivität der drei hochreflektierenden Spiegel sowie die Transmissionsverluste der zwei Farbstoffstrahlen einschließt. Bis auf die Lebensdauer des Tripletzustands bei Verwendung des chemischen Quenchers sind damit alle relevanten Parameter bekannt. Bei 2.3 W injizierter Leistung zeigt sich aus dem Vergleich der Messung von erreichter Leistung und Konversionseffizienz mit den theoretisch berechneten Werten, dass diese konsistent sind, falls in die Rechnung eine Tripletlebensdauer von $1.5 \pm 0.2 \cdot 10^{-8}\text{s}$ angesetzt wird.

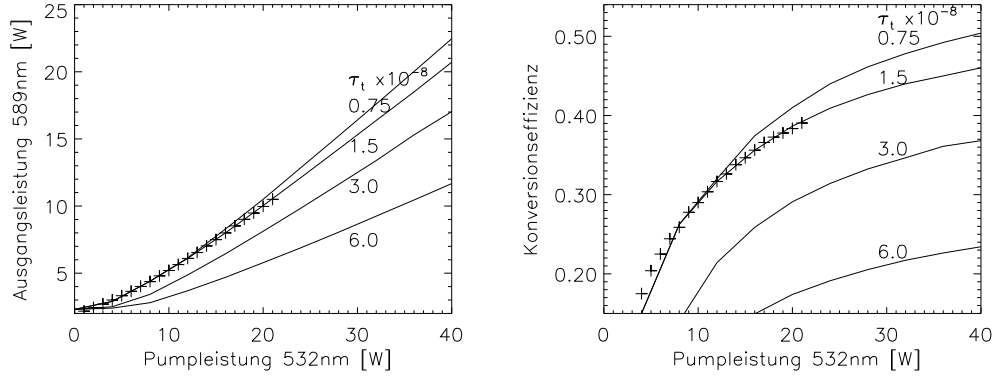


Abbildung 3.47: Gemessene und theoretisch berechnete Ausgangsleistung und Konversionseffizienz des Verstärkers mit zwei Jets, die einseitig mit 532 nm cw gepumpt werden. Links ist die Leistung gezeigt, wobei die durchgezogene Linie die berechneten Werte zeigt, mit einer Extrapolation auf die doppelte Pumpleistung, und die Kreuze die Messwerte markieren. Rechts die daraus berechnete Konversionseffizienz. Für die Berechnung der Leistung sind verwendet: $R_{OC}=0.775$, $V=0.99$, $\omega_0 = 55\mu\text{m}$ und die Parameter aus Tabelle 3.1. Die Tripletlebensdauer τ_t bei der Verwendung von COT ist nicht genau bekannt. Es sind mehrere Kurven für verschiedene τ_t eingezeichnet. Die beste Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment ergibt sich für $\tau_t = 1.5 \cdot 10^{-8}\text{s}$.

3.9 Ein erster Test des Lasers am Himmel

Um einen ersten Eindruck der Leistungsfähigkeit des Lasersystems zu erhalten und um umfangreicherer Versuche zur Polarisations- und Leistungsabhängigkeit der Rückstreuung aus der Natriumschicht vorzubereiten, wurde von uns in zwei Nächten im August 2002 der Laserstrahl am Himmel über Garching getestet. Zur Laseraufweitung wurde hierzu ein 20 cm Hobbyteleskop als Strahlaufweiter umgebaut und die Rückstreuung mit einem 20 cm Newton-Teleskop und einer empfindlichen CCD-Kamera vermessen. Eine Skizze des Versuchs ist in Abbildung 3.48 gezeigt. Der Laseraufbau, der zu dieser Zeit zur Verfügung stand, ist die im vorhergehenden Kapitel beschriebene Master-Laser-Verstärker-Kombination, wobei zwei 10 W 532 nm Pumplaser auf die zwei Farbstoffstrahlen des Versuchsverstärkers aufgebracht werden konnten. Während des nächtlichen Versuchs wurde kein COT Tripletquencher verwendet, was die maximale Ausgangsleistung des Lasers auf rund 8 W beschränkt. Die in den Himmel projizierte Leistung ist ferner noch um die Gesamttransmission des Transport- und Aufweitesystems vermindert. Zum Transport des Laserstrahls aus dem Labor im Souterrain zum Freigelände wurden insgesamt 5 Umlenkspiegel eingesetzt, wobei der Strahl aus Sicherheitsgründen in geschlossenen Röhren geführt wurde. Zur Modenanpassung wurde ein Strahlkompressor aus zwei Linsen, hinter dem Laser, auf der optischen Bank montiert. Das Aufweiteteleskop besteht aus dem 20 cm Primärspiegel, einem Umlenkspiegel nahe der Fokuspersion und einer achromatischen Linse vor dem Umlenkspiegel. Diese optische Konfiguration wurde gewählt um den unter 45° angebrachten Spiegel so klein wie möglich halten zu können. Die gesamte Transmission des Systems vom Laser bis zu dem aufwärts propagierenden Strahl wurde nicht gemessen, kann aber mit den bekannten Reflektivitäten der Spiegel und Verlusten an den Linsen abgeschätzt werden: mit $R=0.995$ der dielektrischen Spiegel, $T=0.995$ pro transmittierter Fläche und $R \approx 0.9$ des aluminiumbeschichteten 20 cm Parabolspiegel folgt eine Transmission von $T_{insg.} \approx 0.85$. Die gemessene Zählrate am Laserstern wurde mit bekannten

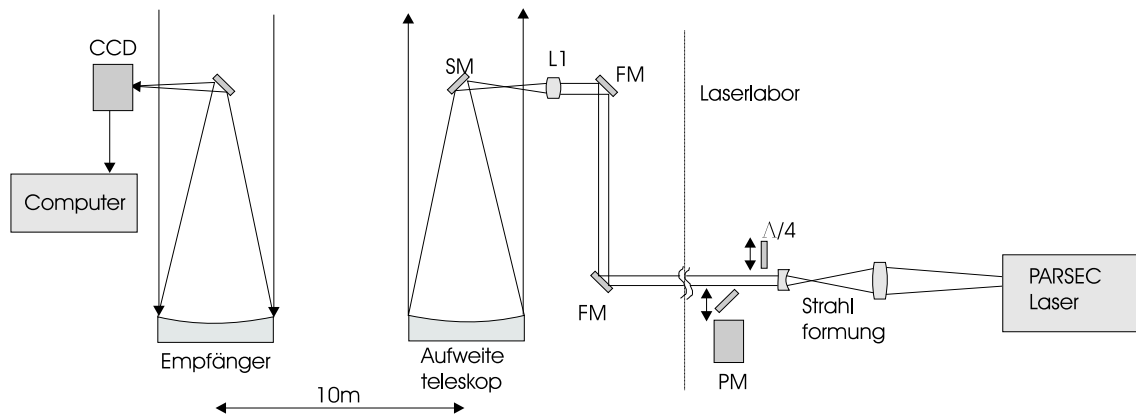


Abbildung 3.48: Prinzipieller Aufbau des Lasertests am Himmel über Garching. Der gesamte Laser befindet sich auf einer optischen Bank im Labor. Um den Strahl zu dem Aufweiteteleskop außerhalb des Labors zu transportieren und die Modencharakteristik anzupassen, war eine Formung des Strahls auf 5mm Durchmesser mit einem Linsenpaar notwendig. Mehrere dielektrisch beschichtete Umlenkspiegel FM wurden zum Transport und zur Höhenanpassung genutzt. Zur Leistungsmessung kann ein Spiegel motorisch in den Strahlengang gefahren werden, womit dieser auf einen bolometrischen Messkopf (Coherent LM45) gelenkt wird. Ebenfalls motorisch kann eine $\lambda/4$ Platte in den kollimierten Strahl eingefahren werden. Der Strahl selbst wurde in kritischen Bereichen in Röhren gefasst um eine Gefährdung von Personen zu vermeiden. Das Aufweiteteleskop besteht aus einem 20cm parabolischen Hauptspiegel mit $f = 1200$ mm und einer achromatischen Sammellinse, womit ein Zwischenfokus vor dem letzten Umlenkspiegel SM entsteht. Die Fluoreszenzstrahlung in der Mesosphäre wurde mit einem 20 cm, $f = 1000$ mm, Newton-Teleskop empfangen, das Bild auf einer CCD Kamera registriert und in einem Computer gespeichert.

Sternen um Polaris verglichen, welche im Wechsel beobachtet wurden, womit die relative Helligkeit des Lasersterns, ausgedrückt als äquivalente V-Band Magnitude, messbar ist. In Abbildung 3.49 sind die zwei Messungen aus zwei verschiedenen Nächten gezeigt. Auf der x-Achse ist die Laserleistung (im Labor) aufgetragen, auf der y-Achse die V-Band Magnitude des Lasersterns. In der ersten Nacht betrug die maximal erreichte Helligkeit bei 6.8 W (8-0.85) 13 Magnituden, in der zweiten Nacht waren dies 11.5, also 1.5 Magnituden heller. Dies veranschaulicht, wie variabel die Transmission der Atmosphäre in verschiedenen Nächten sein kann, womit nie 'zuviel' Laserleistung zur Erzeugung des Sterns zur Verfügung stehen kann. Der erste Vergleich zwischen linear und zirkular polarisiertem Licht, der in der zweiten Beobachtungsnacht vorgenommen wurde, fällt nicht so eindeutig aus, wie das von Berechnungen und anderen Versuchen her zu erwarten wäre. Allerdings war die Kontrolle über die Polarisation des Laserstrahls während der Versuche nur im Laserlabor möglich. Nach den Umlenkspiegeln des Strahltransports ist eine Änderung der Polarisation zu erwarten, die in diesem einfachen Versuch nicht vermessen wurde. Um eine aussagekräftigere Messung vorzunehmen, müssten in weiteren Versuchen alle Parameter am Ausgang des Aufweiteteleskops besser kontrolliert werden. Zusammenfassend zeigt diese am Himmel vorgenommene Messung, dass der PARSEC Laser, selbst mit halber Pumpleistung am Verstärker, unter guten Bedingungen in der Lage ist einen Laserstern zu erzeugen, der zur Korrektur der atmosphärischen Störungen mit adaptiver Optik ausreichend hell ist.

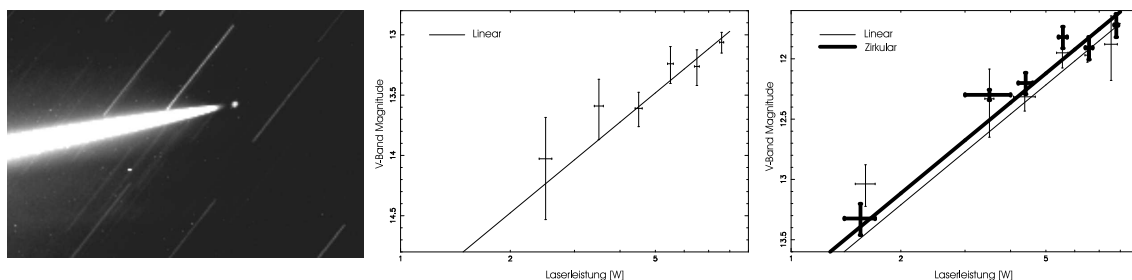


Abbildung 3.49: Vermessung der Lasersternmagnitute in Garching in zwei verschiedenen Nächten. Links ist ein CCD Bild des Lasersterns gezeigt, aufgenommen mit einem 20 cm Newton-Teleskop mit 20 s Integrationszeit. In der Mitte die gemessene Helligkeit des Sterns am 16.08.2002 in V-Band Magnituden gegen die Laserleistung vor dem Aufweitesystem. Rechts die Messwerte in der Nacht des 17.08.2002.

3.10 Aufbau und Test der Laseranlage für das VLT

Nach den Versuchen, wie sie oben beschrieben wurden, konnte die Auslegung und der Aufbau der Laseranlage, wie sie am VLT installiert werden wird, beginnen. Die endgültige Version des Verstärkers, wurde mit vier 10 W 532 nm PumpLasern ausgestattet. Die Geometrie zur Einkopplung des Pumplichts auf die zwei Farbstoffstrahlen ändert sich damit zu doppelseitiger Beaufschlagung. Um alle Pumpstrahlen und deren Falt- und Fokussieroptiken im beschränkten Volumen des Resonators unterzubringen, musste eine neue mechanische und optische Auslegung des Verstärkers vorgenommen werden. Insbesondere wurden die Öffnungswinkel des nicht planaren Ringresonators auf 2.5° vermindert, womit zum einen eine geringere Astigmatismuskompensation nötig ist, und zum anderen die Pumplichtspiegel leichter in außeraxialer Geometrie anzubringen sind. Die Anordnung der Optiken ist in Abbildung 3.50 gezeigt: Die Farbstoffdüsen sind auf einer Seite des Resonators angebracht, wobei die Strahlrichtung gegen die Normale verdreht ist, so dass der Brewsterwinkel am Laserstrahl gewährleistet wird. Die vier gekrümmten Pumplichtspiegel P1..P4 mit je 80 mm Radius fokussieren die Pump Laser auf die zwei Strahltaillen des 589 nm Lasers die in den Farbstoffstrahlen liegen.

Die Neuauslegung des optischen und mechanischen Aufbaus des Verstärkers wurde nötig um, neben der Umstellung auf die vier Pump Laser, ebenfalls eine stabilere Struktur zu finden, die mit geringstmöglichem manuellen Eingreifen funktionsfähig ist. Ebenfalls wurden mechanische Einzelheiten verbessert die sich in der Handhabung der ersten Version als nicht praktikabel, oder als zu kompliziert erwiesen haben. Wie vorher wurden alle Optiken an eine Invar Struktur angebunden und mit Justierungsmöglichkeiten in den nötigen Freiheitsgraden ausgestattet, wobei die Resonatorspiegel nicht wie vordem an 5-Achsen Justiereinrichtungen befestigt wurden, sondern an je eine einfache 2-Achsen Verkipplatte. Die anderen Freiheitsgrade hatten sich als nicht erforderlich erwiesen, und eher als die Stabilität vermindern herausgestellt. Nichtsdestoweniger enthält die Verstärkerstruktur vier Resonatorspiegel, vier gekrümmte Pumplichtspiegel, vier Pumplichtumlenkspiegel im Resonator und weitere sechs Umlenkspiegel um das Pumplicht von den 532 nm Lasern zum Verstärker zu transportieren. Insgesamt folgen damit 20 Freiheitsgrade, die mit hoher Präzision eingestellt werden müssen, (16 Verkipnungen und 4 axiale Bewegungen des Pumpfokus). Diese Optikhalter wurden aus Invarplatten gefertigt und mit einer Pivot-Unterstützung versehen. Mit einem Hebelarm von 80 mm an jeder Platte und bei Verstellung mit einer Feingewindeschraube von 0.25 mm/Umdrehung kann der Winkel mit $\approx 30''$ positioniert werden. Eine genauere Einstel-

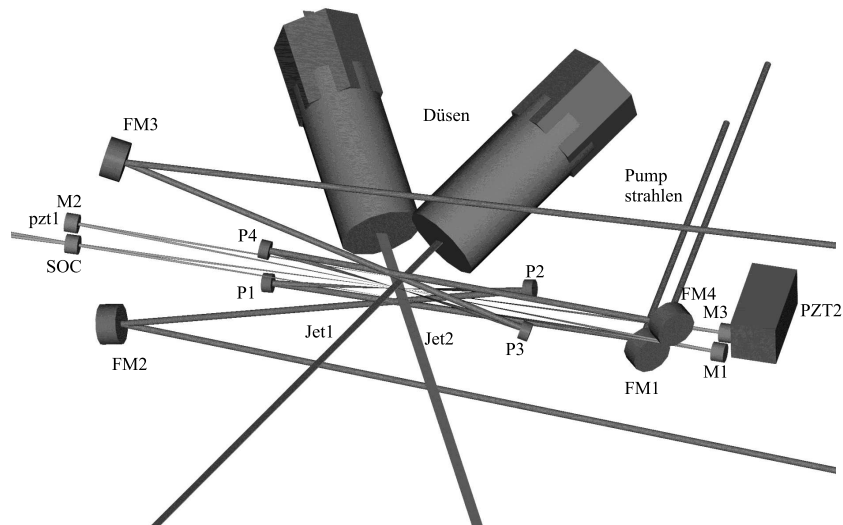


Abbildung 3.50: Anordnung der Resonator- und Pumpspiegel des 532 nm gepumpten aplanaren Verstärkers. Die vier Spiegel SOC, M1, M2 und M3 bilden die 589 nm Resonanzstruktur mit SOC als Auskoppelspiegel. Zwei dieser Spiegel sind mit einem piezoelektrischen Aktuator zur Regelung der optischen Weglänge versehen: M2 und M3. M2 ist auf einen sehr schnellen, aber kurzhubigen Piezo aufgebracht, M3 auf einen etwas langsameren aber langhubigen zur Regelung der niederfrequenten Störungen. P1 bis P4 sind die gekrümmten Pumpspiegel zur Fokussierung des 532 nm Laserstrahls auf die Farbstoffstrahlen. FM1 bis FM4 sind plane Umlenkspiegel für die Pumpstrahlen.

lung erfolgt mit den angebrachten Aktuatoren. Um die Leistung des Lasers computergesteuert optimieren zu können, sind die Pumplichtspiegel mit Piezomotoren (mra- von New Focus) in zwei Achsen verkippt und entlang der Normale fokussierbar. Diese Motoren erreichen eine Auflösung von ≈ 20 nm pro Schritt, womit die Winkelauflösung $0.05''$ beträgt. Die Resonatorspiegel selbst können mit vier positionsgeregelten Piezoaktuatoren (PI- Physik Instrumente) an den Optikhaltern von M1 und SOC optimiert werden. (Ein Ringresonator benötigt eine koordinierte Bewegung zweier Spiegel zur Herstellung einer optimalen Resonanzstruktur.) Ein Bild der mechanischen Verstärkerstruktur ist in Abbildung 3.51 gezeigt; ein Modell des gesamten Laseraufbaus in Abbildung B.5 ohne Abdeckungen.

Die ersten Tests des Verstärkers mit der neuen Struktur und allen vier Pumplasern hatten dann allerdings einige Überraschungen parat, die weitere Änderungen nötig machten. Die meisten der auftretenden Probleme wurden durch die erhöhte thermische Belastung der Optiken und Farbstoffstrahlen, bei Verdoppelung der Pump- und Laserleistung, verursacht. Andere Änderungen wurden nötig um auch über lange Zeiträume einen stabilen Betrieb zu gewährleisten.

Die Spiegel-Piezo-Einheit (M2, Pzt1) für die schnelle Regelung, welche noch mit 10 W Ausgangsleistung gut funktioniert hatte, zeigte bei Belastung mit höheren Laserleistungen deutliche thermische Deformationen, die sich in einer instabilen Strahllage im Resonator äußerten. Die transmittierte Leistung durch die Spiegelschicht reichte hier aus um die dahinter liegende Keramikplatte und die Klebefläche an den Piezo auf mehr als 40°C zu erwärmen. Die Lösung dieses Problems konnte mit einer Konstruktion gefunden werden, bei der eine freie Transmission des leckenden Laserlichts gewährleistet ist, so dass keine Absorption am Piezo stattfindet. Der Spiegel mit 4 mm Durchmesser und 2 mm Dicke wurde hierzu in einem klei-

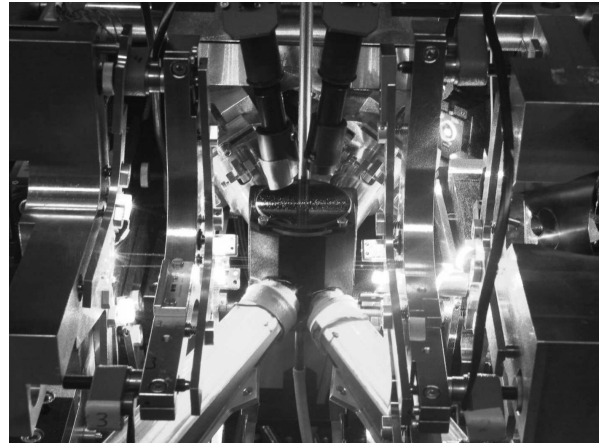
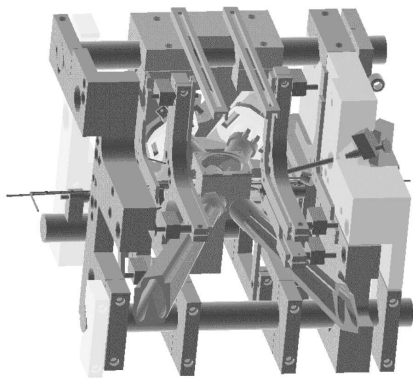


Abbildung 3.51: Links das 3-D Modell der mechanischen Struktur des Verstärkerresonators, in welche die Optiken eingebunden sind. An drei massiven Invarstangen sind Halter für die Resonator- und Pumplichtspiegel angebracht. In der Mitte ist das Gehäuse zu sehen durch das die zwei Farbstoffstrahlen schräg hindurchtreten. Davor angebracht ist die Strahlabbremsgeometrie. Rechts ein Photo des zentralen Bereichs des Verstärkers während des Betriebs.

nen Rahmen aus Invar befestigt, an dessen Rückseite symmetrisch drei Piezos außerhalb des Strahldurchtritts befestigt sind. Die Ansteuerung der drei Aktuatoren erfolgt mit einzeln einstellbaren Verstärkern, womit eine mögliche Verkipfung des Spiegels durch unterschiedlichen Hub kalibriert werden kann.

In den vorhergehenden Versuchen wurde für PZT2 ein einfacher vorgespannter Piezo von Physik Instrumente genutzt, an den der Spiegel direkt befestigt war. Als problematisch hat sich hier die Winkelverkipfung des Aktuators über den Verfahrbereich herausgestellt, womit an den Extremen des Hubes eine etwas andere Resonatorjustierung resultierte. Für die erhöhten Anforderungen an Leistungs- und Strahlgegenauigkeit des endgültigen Systems musste auch hier eine andere Lösung gefunden werden. Mit dem Einbau einer mit Festkörpergelenken geführten Einheit (PU40 Piezo Jena), welche eine hochpräzise Linearführung gewährleistet, konnte die Winkelabweichung – und damit die Leistungsvariation – deutlich verbessert werden.

Als weitere Überraschung zeigte sich beim Betrieb von allen vier Pumplasern eine starke Erwärmung des Gehäuses, in dem die Farbstoffstrahlen eingeschlossen sind. Die rund 20 W spontaner Emission reichten hier aus das darumliegende Material auf über 50°C zu erwärmen, wodurch starke Turbulenzen im Laserstrahl auftraten. Nach einem Umbau auf ein wassergekühltes Gehäuse konnte die Strahlungsleistung abgeführt werden und die Temperatur im System auf 20°C stabilisiert werden.

Die hohen Anforderungen an Strahlqualität, Langzeitstabilität und Leistungsstabilität des Systems zogen eine weitere Kette von Änderungen nach sich, womit Modifikationen der Phasenstabilisierung, Regelelektronik und Strahlformungsoptiken nötig wurden. Als besonders problematisch erwiesen sich die Strahlage und Frequenzstabilität des 647 nm Diodenlasers über lange Zeiträume sowie dessen extreme Empfindlichkeit auf akustische Störungen. Da für die Strahlage des Diodenlasers nicht noch eine zusätzliche Positionsstabilisierung implementiert werden konnte und Unklarheit herrschte, ob die akustische Isolation auch am Teleskop sichergestellt werden kann, wurde die gesamte Phasenstabilisierung umgebaut um ohne die

Vorstabilisierung auszukommen. Die letztendlich verwendete Resonanzregelung beruht auf der in Kapitel 3.6 beschriebenen Polarisationsdetektion mit resonatorinterner Phasenverschiebung. Die Implementation einer unter dem Brewster-Winkel angebrachten 0.191 mm dicken Quarzplatte, welche eine Phasenverschiebung zwischen P- und S-Polarisation verursacht, erzeugt ein eindeutiges Fehlersignal im HC-Detektor. Das Schema der veränderten Regelelektronik hierzu ist in Abbildung B.4 gezeigt und beinhaltet ebenfalls einige Filter zur Rausch- und Resonanzunterdrückung, die sich als notwendig erwiesen haben.

Eine weitere Neuigkeit, welche für die finale Version eingeführt wurde, ist eine Stabilisierung der Strahlposition im Verstärkerresonator. Die Notwendigkeit hierfür liegt zum einen in der geforderten Langzeitstabilität, zum anderen traten hier durch lokale Erwärmungen bei den höchsten Leistungen Schwankungen auf, welche die Phasenstabilisierung negativ beeinflussten. Zur Lagestabilisierung wurden die Piezoaktuatoren des Auskoppelspiegels genutzt, und ein Quadrantendetektor wurde optisch konjugiert zu den hinteren Resonatorspiegeln angebracht. Die Regelschleife wird dann über einen analogen PI-Regler geschlossen.

Das optische Schema, mit der die Laseranlage letztendlich am VLT installiert wird, ist in Abbildung B.6 gezeigt.

Nach Beseitigung der oben genannten und einiger weiterer 'Kinderkrankheiten' konnte ein stabiler Betrieb mit Laserleistungen von ~ 24 W erreicht werden. In Abbildung 3.53 sind die Ergebnisse grafisch gezeigt. Die höchsten Laserleistungen wurden, wie erwartet, bei kleinen Fokusburchmessern am Farbstoffstrahl und bei Zugabe eines Tripletquencher erreicht. Im Normalbetrieb, wie er für das VLT vorgesehen ist, ist eine eher moderate Ausgangsleistung nötig, da derzeit die optische Faser, limitiert durch nichtlineare Effekte, nicht mehr als 10 W transportieren kann. Die Verwendung von zyklischen Aromaten als Tripletquencher ist hier ebenfalls aufgrund der möglicherweise damit verbundenen unbekannten Gesundheitsrisiken unerwünscht. Unter diesen Voraussetzungen wurde der Langzeittest bei Strahltaillen von $\approx 80 \mu\text{m}$ und ohne COT durchgeführt. Die Vermessung der Laserleistung erfolgte mit einem thermischen Detektor (Coherent LM45) und einer schnellen Photodiode für die Kurzzeitstabilitätsprüfung. Die Strahlqualität wurde mit einer CCD-Kamera und einem Strahlpropagationsmessgerät (Coherent Mode Master) in regelmäßigen Abständen überprüft. In Abbildung 3.52 sind die Intensität im Resonator und das Fehlersignal zur Stabilisierung im Längenscan bei verschiedenen Pumpleistungen gezeigt. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Stabilisierungsmethode liefert ein eindeutiges Fehlersignal, welches ausreichend tolerant auf kleine präsenzte Seitenbanden reagiert und eine hochgenaue Regelung auf die Resonanzspitze erlaubt. Mit geschlossener Regelung beträgt die Variation der Ausgangsleistung rund 1% auf kurzen Zeitskalen. Im Langzeittest werden die Variationen von der Degradation des Farbstoffs und Temperaturschwankungen dominiert. Die gemessene Strahlqualität beträgt $M^2 = 1.05 \sim 1.15$ und ist nach einer initialen Justage gleichbleibend gut, ohne weiteres manuelles Eingreifen zu erfordern.

3.11 Ausblick

Mit dem PARSEC-Lasersystem konnte gezeigt werden, dass cw einmoden Laserstrahlung von 24 W bei 589nm mit einem injektionsstabilisiertem Farbstofflaser stabil und mit hoher Qualität erzeugt werden kann. Ende des Jahres 2004 ist die Installation des Lasers am UT4 des VLT in Chile geplant, und die Aufnahme des regulären Betriebs gegen Mitte des nächsten Jahres. Mit diesem System wird es möglich sein, beugungsbegrenzte Bilder und Spektren

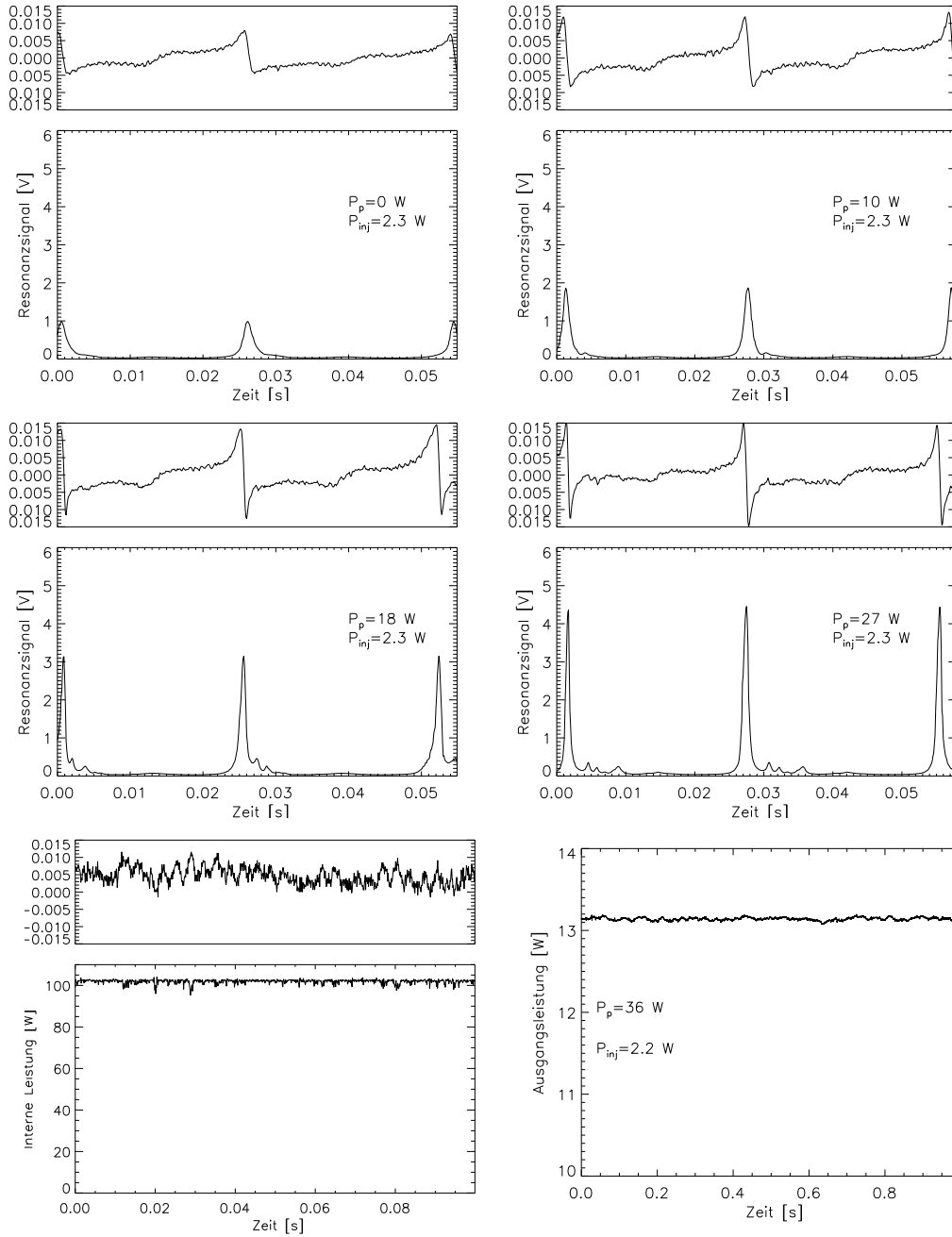


Abbildung 3.52: Resonanz und Fehlersignal des PARSEC-Verstärkers. Gezeigt ist die Intensität und das Fehlersignal im Resonator bei verschiedenen Pumpleistungen. Die optische Weglänge wurde hierzu mit Pzt2 und einer Sägezahnspannung variiert. Links oben ist der Fall ohne Pumpleistung gezeigt. Mit zunehmender Leistung werden die Resonanzen höher und das Fehlersignal am Regelpunkt steiler. Links unten ist die Intensität bei geschlossener Regelschleife gezeigt, mit einer Skalierung auf die im Resonator zirkulierende Lichtleistung. Mit der resonatorinternen Phasenverschiebung ist das Fehlersignal eindeutig, unempfindlich auf kleinere Seitenbanden und erlaubt eine Stabilisierung auf die Spitze der Resonanz mit einer relativen Abweichung vom Mittel von 1.1 Prozent, gleichbedeutend mit einer absoluten Längenstabilisierung auf 1nm Genauigkeit. Rechts unten ist die Ausgangsleistung über eine Zeit von 1s gezeigt. Maximale Variationen aus der Summe der Pumpleistungsvariationen, Schwankungen der Farbstoffstrahlen und thermischer Einflüsse von rund 100 mW können hier auftreten.

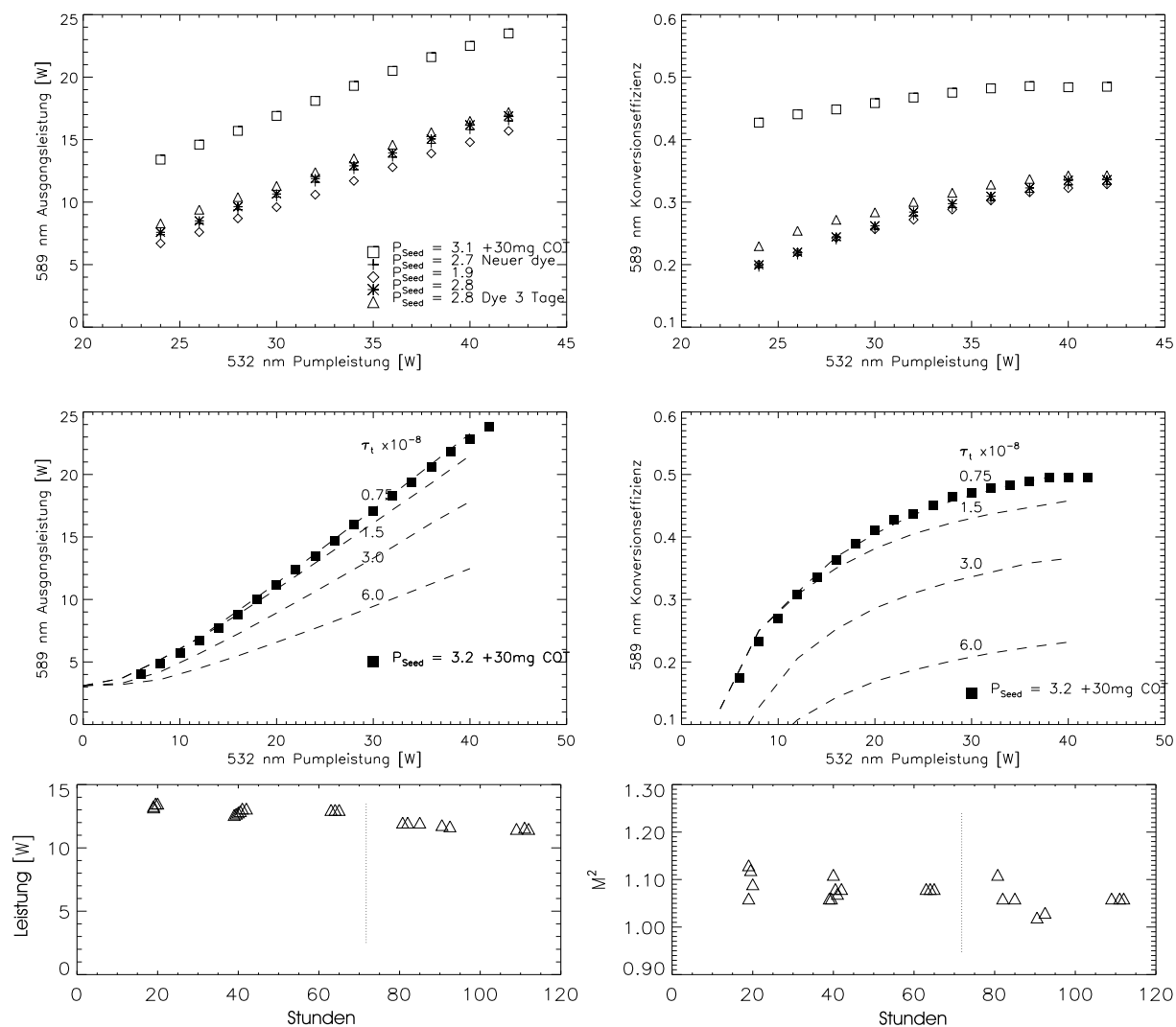


Abbildung 3.53: Ausgangsleistung, Konversionseffizienz und Strahlqualität des Verstärkers beim Betrieb mit vier Pumplasern. In der oberen Reihe sind die Messwerte für Rhodamine 6G in Ethylenglykol mit und ohne Tripletquencher gezeigt. Rund 17 W 589 nm Einmodenemission bei 34 Prozent Konversionseffizienz sind mit reinem RH6G erreichbar. Quadrate zeigen die Messpunkte bei Zugabe von 30 mg COT auf 8 l Lösungsmittel. Maximal konnte eine Leistung von 23.9 W bei einer Pumpleistung von 42 W erreicht werden. In der mittleren Reihe ist eine Variation der Pumpleistung von 6 W bis 42 W im Vergleich mit den berechneten Kurven für verschiedene Tripletlebensdauern gezeigt. Untere Reihe: Leistung und Strahlqualität des Parsec Lasers über längere Zeiträume. Mehrere Messpunkte wurden über den Zeitraum von sechs Betriebstagen genommen, ohne manuelle Optimierungen vorzunehmen. Die Leistung des Systems fällt über diese Zeit mit der Degradation des Farbstoffs stetig ab. Leistungsschwankungen treten infolge von Temperaturvariationen auf, welche im Labor einige °C betragen. Am VLT wird mit der aktiven Temperaturregelung im Raum eine höhere Stabilität zu erwarten sein. Die vertikale Linie markiert drei Tage, in denen der Laser nicht in Betrieb war. Die Strahlqualität wurde mit einem Cohr. Mode Master Strahlpropagationsmessgerät in regelmäßigen Abständen überprüft. Mit einem M^2 -Wert von $1.05 \sim 1.15$ erfüllt der PARSEC-Laser die gestellten Anforderungen bei weitem.

astronomischer Objekte im nahen Infrarot, an nahezu jedem Punkt des Himmels zu gewinnen. Für zukünftige Systeme gleicher oder ähnlicher Bauart stellt sich die Frage, inwieweit das hier entwickelte System übertragbar oder erweiterbar ist. Insgesamt ist der PARSEC-Laser am Ende ein komplexes und relativ voluminöses System geworden, mit einer Vielzahl von Regelungen, Spiegeln und rechnergestützter Überwachung. Vieles ist auf die experimentelle Natur des Projektbeginns zurückzuführen, wobei Einstellmöglichkeiten vorgesehen sind, die im Dauerbetrieb gar nicht genutzt werden. Eine neue Konstruktion würde sicherlich nur noch einen Bruchteil des Volumens einnehmen. Folgende Vereinfachungen könnten vorgenommen werden:

- Reduktion der Größe des Farbstoffpumpsystems
- Ersetzen der einstellbaren Modenanpassung zwischen Master und Verstärker durch eine feste Optik
- Mechanisch stabilere Kopplung von Master und Verstärker, eventuell in einem festen Laseraufbau, würde die Strahllageregelungen dazwischen obsolet machen
- Entwicklung einer kleineren Version des Master-Lasers, eventuell fest auf die Frequenz der Natrium-D-Linie eingestellt

Für zukünftige Systeme in denen mehr Laserleistung gefordert ist, wie z.B. für MCAO – Multi Conjugate Adaptive Optics – oder bei Korrektur der Atmosphäre in kürzeren Wellenlängen, könnte die hier entwickelte Technologie durchaus zum Einsatz kommen. Prinzipiell konnte bezüglich der Laserleistung bisher keine Beschränkung gefunden werden. Für extrem höhere Leistungen würde sich eine Aufteilung in ein Mehrstufensystem empfehlen oder eine Kompensation der thermischen Linsen im Resonator notwendig werden. Eine standardisierte Version eines Verstärkers, mit je einem Farbstoffstrahl und direkt angekoppelten Pumplasern, könnte so oft hintereinander geschaltet werden, bis die gewünschte Ausgangsleistung erreicht ist. Mit steigender Laserleistung wird die Verstärkung in einem injektionsstabilisiertem Resonator eher immer einfacher, da eine immer geringere Finesse erforderlich ist. Die thermischen Belastungen wären, bei richtiger Balance der Reflektivität von Auskoppelspiegel und Gewinn im Farbstoff, die gleichen, wie sie beim PARSEC-Verstärker auftreten.

Neben dem hier vorgestellten System mit Farbstoff als aktivem Medium sind, wie in Kapitel 2.4.2 erläutert, weitere Möglichkeiten mit Festkörpern gegeben. Sollten sich hier praktikable Lösungen in der Zukunft ergeben, wird der Farbstofflaser wahrscheinlich aufgrund der vereinfachten Handhabung von Festkörperlasern verdrängt werden. Durch die rasante Entwicklung der Lasersysteme derzeit erfahren, ist aber kaum eine tragfähige Prognose möglich, welches System sich letztendlich für astronomische Anwendungen durchsetzen wird. Wenn der PARSEC-Laser wie geplant 2004 am VLT in Betrieb geht, wird er zu diesem Zeitpunkt der einzige cw-Laser in der 20 W Klasse an einem astronomischen Teleskop sein.

Schluss

Waren hochauflösende optische Beobachtungen bisher eine Domäne von Weltraumteleskopen, so hat sich mit der Einführung von adaptiver Optik eine Möglichkeit eröffnet mit bodengebundenen Teleskopen ebenfalls beugungsbegrenzte Abbildungen im nahen Infrarot zu erreichen. Neben dem enormen Kostenvorteil bodengestützter Systeme bieten diese auch deutlich größere Spiegeldurchmesser und damit eine höhere räumliche Auflösung. Die Beschränkung auf helle Beobachtungsobjekte kann mit Laserleitsternen behoben werden, womit auch extragalaktische Quellen beobachtbar sind. Dass diese Technologie bisher kaum eingesetzt wurde, liegt vor allem an der nötigen Laserquelle. Eine effiziente Rückstreuung aus der Natriumschicht in der Atmosphäre erfordert einen Dauerstrichlaser mit hoher Leistung, schmaler Frequenzbreite und exzellenter Strahlqualität bei 589 nm. Von der ersten Idee, einen Laser zu bauen, mit dem ein adaptives Optiksysteem auch unter erschwerten atmosphärischen Bedingungen an nahezu jedem Punkt des Himmels eine gute Korrektur erreichen kann, bis zum fertigen System, das am VLT installiert werden kann, waren einige Jahre voller Experimente, Analysen, Irrwege, Erfolge, Misserfolge und der ganz normale 'Kampf mit der Materie' nötig. In der Summe ist ein Laser entstanden, der mit 24 W cw-Ausgangsleistung bei 589 nm in einer Mode und bester Strahlqualität derzeit eine neue Bestmarke für Laserleitsternsysteme setzt. Wenn nach den ersten Tests 2004 die ersten extragalaktischen Objekte beugungsbegrenzt am VLT abgebildet werden können, wird in der hochauflösenden optischen Astronomie ein bedeutender Schritt vorwärts getan sein. Projekte, wie die Separation von AGN von ihrer Wirtsgalaxie, wie dies in dieser Arbeit vorgenommen wurde, werden mit laserbasierter adaptiver Optik deutlich leichter und mit ungleich höherer Präzision durchzuführen sein. Setzt man den Weg der laserbasierten adaptiven Optik logisch fort, so werden nach der einen Apertur des VLT einmal alle vier mit einem ähnlichen System ausgerüstet sein, womit die Tür für Interferometrie extragalaktischer Objekte geöffnet wäre. Mit einem möglichen Auflösungsvermögen im Millibogensekundenbereich sind dann Bereiche im inneren Parsec bei nahen Galaxien ($z \approx 0.1$) und immerhin ≈ 10 Parsec bei einer Galaxie mit höherer Rotverschiebung beobachtbar. Die Fülle der hiermit gewinnbaren Erkenntnisse ist heute noch kaum abschätzbar.

Anhang A

Quasaraufnahmen und Punktquellen

Für die Subtraktion der PSF von den Quasaren wurden aus dem jeweils selben Feld eine Reihe von punktförmig erscheinenden Quellen selektiert. Im Folgenden sind die wichtigsten Eigenschaften dieser Objekte in Tabellen zusammengefasst. Die PS Nummer ist eine interne Nummerierung für die Datenverarbeitung. Mit FWHM ist die Halbwertsbreite der Quelle, aus der Anpassung einer radialsymmetrischen Gauß-Verteilung, bezeichnet. Cat.Nr. ist die Nummerierung der Quelle aus der Gesamtzahl der detektierten Quellen im Feld. Mag bezeichnet die relative photometrische Magnitude des Objekts, im Filterband der Beobachtung. X-Pix und Y-pix sind die Pixel Koordinaten im fertig reduzierten Feld, wobei sich die Position am Himmel aus der am Beginn angegebenen Pixelkoordinate des QSO, der Pixelskalierung und der in Tabelle 1.2 angegebenen Position des QSO in Rektaszension und Deklination, mit α positiv in X-Richtung und δ positiv in Y-Richtung, berechnen lässt. QSO-Dist gibt die radiale Distanz zwischen QSO und Punktquelle in Bogensekunden an.

Die im folgenden gezeigten Bilder zeigen einen kleinen Bildausschnitt um den QSO, der PSF aus den Punktquellen, sowie das verbleibende Bild nach der Subtraktion und ein mit einer 2 Pixel breiten Gauß-Funktion geglättetes Bild des Residuums. Jeweils darüber ist der Schnitt entlang der Vertikalen durch das Maximum gezeigt. Die Grauskalierung in allen Bildern ist logarithmisch gewählt.

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				445	446	
1	0.681500	2.00000	14.0720	246.158	11.7360	139.368
2	0.681500	105.000	15.8724	364.671	697.950	77.3301
3	0.638000	133.000	17.0952	673.116	645.283	86.3236
4	0.646700	163.000	17.0421	513.529	551.016	35.2969
5	0.643800	200.000	17.5938	243.580	457.263	60.5300
6	0.649600	209.000	15.0380	372.804	433.249	23.2626
7	0.667000	226.000	17.9854	527.860	388.262	27.6466
8	0.658300	237.000	12.7516	650.422	352.141	63.6554
9	0.664100	240.000	15.1950	707.404	348.681	79.2619
10	0.667000	294.000	14.7367	837.426	205.762	131.708
11	0.643800	334.000	16.8844	578.059	106.368	105.059
12	0.658300	339.000	15.9333	266.726	95.2580	115.034
13	0.632200	350.000	16.5718	494.266	55.8290	113.812
14	0.658300	355.000	18.0181	372.228	48.0080	117.713

Tabelle A.1: Punktquellen um f855155

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				449	427	
0	0.603200	84.0000	17.6156	578.473	711.015	90.5189
1	0.609000	153.000	19.0900	596.891	585.698	62.9085
2	0.609000	177.000	18.9464	649.135	541.518	66.8690
3	0.617700	184.000	18.0765	549.159	522.466	40.1266
4	0.611900	198.000	15.1017	430.019	481.371	16.7008
5	0.600300	215.000	17.3087	661.125	456.827	62.1214
6	0.600300	238.000	14.2667	313.041	405.167	39.9333
7	0.600300	250.000	16.2878	469.181	385.401	13.4084
8	0.597400	256.000	16.2049	736.160	371.388	84.8237
9	0.626400	263.000	18.5947	710.368	361.441	78.1448
10	0.606100	355.000	17.9107	427.766	192.126	68.3912
11	0.623500	398.000	18.5488	649.694	130.689	103.785
12	0.623500	441.000	19.0460	499.851	29.2440	116.288

Tabelle A.2: Punktquellen um f861134

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				450	472	
0	0.800400	80.0000	19.0010	650.669	755.222	100.661
1	0.774300	103.000	20.2601	873.802	717.977	142.104
2	0.780100	214.000	18.7785	447.328	533.802	17.9393
3	0.777200	250.000	17.3163	252.535	468.898	57.2719
4	0.823600	252.000	15.2179	107.234	461.351	99.4501
5	0.829400	257.000	18.4385	473.951	445.539	10.3503
6	0.835200	262.000	19.0565	83.1000	449.760	106.596
7	0.817800	267.000	19.7565	436.860	436.162	11.0696
8	0.812000	284.000	17.5778	158.144	397.509	87.3516
9	0.835200	308.000	18.3587	434.196	363.552	31.7821
10	0.791700	324.000	20.0000	317.245	325.445	57.3454
11	0.809100	332.000	15.2199	321.574	303.132	61.5249
12	0.835200	352.000	16.9396	91.7110	255.608	121.384
13	0.835200	407.000	13.9018	271.513	127.547	112.506

Tabelle A.3: Punktquellen um MZZ1246

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				436	429	
0	0.832300	189.000	18.7084	618.974	448.944	53.3767
1	0.803300	233.000	18.5100	784.546	316.024	106.256
2	0.797500	259.000	18.8514	175.803	248.644	91.8118

Tabelle A.4: Punktquellen um MZZ2994

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				446	434	
0	0.826500	38.0000	19.0515	128.451	832.607	147.793
1	0.881600	47.0000	17.7080	430.490	809.347	108.944
2	0.843900	55.0000	19.4572	469.939	790.783	103.700
3	0.870000	89.0000	15.8071	314.888	694.701	84.6260
4	0.843900	100.000	17.2881	212.347	675.019	97.3484
5	0.829400	127.000	13.6766	154.048	623.572	100.949
6	0.872900	186.000	17.5524	156.020	540.137	89.5501

Tabelle A.5: Punktquellen um MZZ5250

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				443	429	
0	0.690200	50.0000	13.6700	691.512	794.288	128.124
1	0.681500	203.000	14.7794	733.590	519.638	88.2753
2	0.675700	204.000	14.8906	727.129	507.190	85.4605
3	0.678600	223.000	15.8561	560.926	480.062	37.2668
4	0.658300	291.000	15.5092	739.924	323.174	91.4135
5	0.678600	297.000	15.6708	578.054	302.536	53.6561
6	0.661200	302.000	12.0598	584.765	269.137	61.9634
7	0.661200	368.000	18.3288	538.472	118.539	94.1946
8	0.661200	382.000	17.3467	659.669	75.9620	120.125
9	0.704700	399.000	16.3672	629.868	869.978	138.892

Tabelle A.6: Punktquellen um MZZ 9854

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				457	449	
0	0.710500	29.0000	14.2985	778.828	817.188	141.814
1	0.713400	85.0000	17.2448	506.189	664.804	64.1883
2	0.727900	93.0000	13.6402	535.993	642.761	60.6809
3	0.690200	174.000	17.4677	667.612	436.666	61.1821
4	0.684400	220.000	15.5595	849.444	312.641	120.483
5	0.687300	249.000	15.8902	809.560	224.117	121.271
6	0.701800	280.000	16.5979	562.755	145.997	93.0692

Tabelle A.7: Punktquellen um SGP 2:16

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				440	424	
0	0.684400	179.000	17.7091	688.156	502.239	75.4573
1	0.698900	211.000	17.6170	838.872	424.236	115.673
2	0.649600	255.000	18.7144	734.837	335.176	89.2986

Tabelle A.8: Punktquellen um MZZ 921

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				448	439	
0	0.640900	72.0000	19.0703	289.009	811.651	117.494
1	0.652500	127.000	18.2366	111.961	741.627	131.145
2	0.617700	193.000	18.6783	293.666	644.077	74.4321
3	0.664100	255.000	17.3778	161.035	569.956	91.4757
4	0.635100	556.000	19.0380	447.553	140.068	86.6904

Tabelle A.9: Punktquellen um QS M3:36

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				446	423	
0	1.40940	141.000	11.7656	841.400	350.468	116.579
1	1.31950	181.000	17.6575	839.757	146.182	139.584

Tabelle A.10: Punktquellen um MZZ 9554

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				443	441	
0	0.704700	9.00000	18.7710	705.223	872.845	146.515
1	0.684400	36.0000	18.8052	663.355	820.348	127.224
2	0.690200	38.0000	19.1449	551.693	816.110	113.257
3	0.687300	71.0000	13.3596	671.290	738.680	108.790
4	0.669900	116.000	16.7167	597.052	670.285	80.1070
5	0.669900	209.000	16.0297	380.455	472.058	20.2512
6	0.655400	233.000	19.1475	523.599	428.792	23.6403
7	0.687300	264.000	15.7630	321.226	351.793	43.7764
8	0.675700	306.000	18.2010	365.199	274.516	53.2921
9	0.707600	353.000	18.1365	315.205	153.503	91.2400
10	0.669900	366.000	17.2267	876.496	98.6440	160.191

Tabelle A.11: Punktquellen um QN B2:28

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				770	758	
0	0.771190	92.0000	18.0036	838.005	273.442	78.7784
1	0.795340	93.0000	18.8620	1296.00	270.704	115.442
2	0.777630	123.000	16.4097	886.101	419.239	57.6547
3	0.793730	264.000	20.8431	1015.80	570.612	49.7624
4	0.758310	283.000	19.2990	681.648	491.865	45.1472
5	0.759920	285.000	20.4212	720.452	490.562	43.7902
6	0.740600	322.000	21.1157	730.495	1347.63	95.1434

Tabelle A.12: Punktquellen um QS F5:40

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				751	773	
	0.895160	8.00000	17.8827	623.303	63.9030	116.001
0	0.890330	32.0000	19.7329	973.052	139.597	108.063
1	0.887110	42.0000	17.9129	570.551	183.492	99.2577
2	0.879060	67.0000	21.2739	1305.47	267.826	120.765
3	0.885500	96.0000	18.1021	127.068	1299.88	131.478
4	0.861350	103.000	18.9186	695.623	904.190	22.9262
5	0.899990	116.000	21.3795	1160.32	864.293	67.5205
6	0.914480	137.000	19.4443	754.643	774.633	0.642754
7	0.858130	210.000	15.9209	628.203	505.576	47.3774
8	0.871010	232.000	18.4310	919.244	451.855	58.3700
9	0.891940	241.000	18.8744	1077.69	433.486	75.8581
10	0.888720	275.000	19.7299	994.718	1225.03	82.6809
11	0.856520	290.000	17.8395	668.594	1200.94	70.1649
12	0.919310	296.000	16.7817	783.014	1156.29	61.9241
13	0.882280	304.000	17.6694	191.292	1131.78	107.037
14	0.893550	312.000	18.5049	401.066	950.366	63.1630
15	0.882280	322.000	20.7388	1203.52	1072.69	87.3841
16	0.912870	324.000	19.3994	1146.19	1103.58	82.9516
17	0.891940	346.000	18.2058	394.612	990.041	67.1814

Tabelle A.13: Punktquellen um QS F1X:66

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				463	433	
0	0.719200	115.000	17.3895	332.140	592.283	94.8279
1	0.687300	129.000	15.4916	631.174	552.076	52.3400
2	0.678600	195.000	16.7709	329.748	290.794	76.9492
3	0.675700	208.000	17.2270	753.687	236.584	65.1368
4	0.690200	233.000	16.9003	801.479	145.533	93.3240
5	0.681500	254.000	17.7035	788.951	88.8870	103.683

Tabelle A.14: Punktquellen um QS F5:25

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				785	803	
0	0.734160	79.0000	19.7569	572.342	152.485	110.187
1	0.726110	111.000	20.5900	732.370	229.423	92.7338
2	0.732550	147.000	18.4099	123.217	341.661	129.881
3	0.737380	215.000	17.9255	397.847	809.820	62.3413
4	0.737380	282.000	20.9782	1114.80	681.227	56.6012
5	0.716450	346.000	16.0752	198.899	502.697	106.028
6	0.737380	363.000	17.8662	447.280	466.881	76.7129
7	0.726110	365.000	19.9290	1198.64	467.950	85.7024
8	0.689080	368.000	22.0210	621.217	454.959	61.9290
9	0.718060	375.000	20.2695	1330.05	428.692	106.453
10	0.718060	465.000	22.0186	754.035	1226.37	68.3440
11	0.721280	483.000	17.7524	1259.32	1173.81	96.9318
12	0.721280	507.000	15.9621	805.457	1109.42	49.4436
13	0.729330	559.000	17.0366	500.719	953.418	51.7813
14	0.740600	572.000	20.6288	272.149	857.481	83.0336

Tabelle A.15: Punktquellen um QM B2:23

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				446	442	
0	0.701800	36.0000	17.1996	754.454	824.750	142.555
1	0.687300	50.0000	16.8632	682.281	809.391	126.676
2	0.696000	225.000	17.0320	562.238	462.106	34.2096
3	0.698900	228.000	18.4366	299.199	461.541	42.9478
4	0.730800	231.000	15.8612	755.549	450.918	89.8065
5	0.716300	232.000	17.4971	194.619	452.084	72.9591
6	0.701800	245.000	14.4077	492.164	425.846	14.1835
7	0.693100	253.000	14.0130	452.769	411.394	9.09022
8	0.713400	266.000	15.0660	602.555	402.415	46.8298
9	0.722100	323.000	18.1232	171.392	258.647	95.7562
10	0.704700	324.000	16.6701	377.869	256.527	57.3013
11	0.710500	334.000	17.3998	478.630	235.243	60.7016
12	0.716300	337.000	19.0409	581.358	234.368	71.8784
13	0.736600	341.000	17.6728	758.142	226.271	110.036
14	0.701800	351.000	13.8211	453.421	204.339	68.9553
15	0.713400	361.000	13.8103	492.029	187.446	75.0178
16	0.722100	376.000	18.8456	559.273	172.893	84.6727

Tabelle A.16: Punktquellen um QN Y2:19

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				775	798	
0	0.755090	27.0000	16.5781	1351.41	161.068	138.943
1	0.755090	44.0000	20.8946	676.168	178.082	97.6351
2	0.759920	110.000	19.5031	421.561	371.861	84.3446
3	0.774410	116.000	21.0292	1257.79	1346.11	122.438
4	0.769580	142.000	21.1181	1207.21	918.697	76.9234
5	0.755090	183.000	20.6622	403.871	774.589	55.7336
6	0.780850	187.000	21.5996	1247.67	768.669	80.1451
7	0.742210	215.000	20.6765	903.038	676.581	29.7376
8	0.753480	225.000	21.6415	932.218	641.302	36.8688
9	0.772800	227.000	20.1397	1287.71	619.177	90.3608
10	0.761530	254.000	21.9263	575.831	529.047	49.1808
11	0.761530	270.000	17.0757	745.332	481.066	48.1342
12	0.735770	304.000	20.5264	713.396	373.369	65.7323
13	0.776020	316.000	18.3026	955.248	1337.62	95.6654
14	0.777630	333.000	18.9952	1307.50	1296.92	122.403
15	0.772800	362.000	20.9281	928.422	1217.23	76.0299
16	0.766360	396.000	18.4482	437.748	1095.71	71.4905

Tabelle A.17: Punktquellen um QN Y2:09

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.["]
QSO				770	794	
0	0.631120	4.00000	19.9526	121.854	8.34200	163.979
1	0.626290	32.0000	21.6981	780.506	174.613	99.7356
2	0.632730	55.0000	20.7073	1242.37	176.561	125.162
3	0.639170	58.0000	18.6966	1341.38	215.666	130.890
4	0.595700	71.0000	21.3623	972.080	202.833	100.585
5	0.619850	72.0000	21.7006	413.672	202.983	111.110
6	0.637560	94.0000	18.8168	999.588	311.956	85.9621
7	0.632730	104.000	21.3512	867.685	305.006	80.2836
8	0.632730	105.000	21.1996	819.405	315.977	77.3717
9	0.623070	110.000	20.4202	518.152	324.766	85.7403
10	0.631120	138.000	19.7963	104.005	953.447	110.255
11	0.629510	216.000	20.2070	463.126	776.245	49.4893
12	0.631120	231.000	19.8222	104.531	742.804	107.457
13	0.623070	267.000	20.0056	1124.99	664.733	60.8246
14	0.627900	287.000	21.6370	625.467	617.193	36.7667
15	0.629510	299.000	19.4166	1368.69	596.201	101.513
16	0.619850	349.000	20.8727	1165.66	456.690	83.7079
17	0.639170	390.000	18.8595	911.453	1268.01	79.6415
18	0.640780	399.000	20.9752	1292.22	1265.88	113.318
19	0.637560	402.000	21.3813	416.651	1210.79	87.9733
20	0.627900	430.000	17.9695	843.245	1180.66	63.3586
21	0.634340	438.000	16.0552	1360.66	1142.39	110.406
22	0.639170	485.000	18.1353	890.893	1035.60	43.4951

Tabelle A.18: Punktquellen um QN Y2:16

PS.Nr.	FWHM	Cat.Nr	Mag	X-Pix	Y-Pix	QSO-Dist.[$''$]
QSO				779	783	
0	0.764750	13.0000	16.8250	810.735	102.625	109.659
1	0.777630	37.0000	19.4963	1130.74	128.704	119.599
2	0.774410	52.0000	15.5661	561.612	294.863	86.0312
3	0.747040	121.000	21.7127	993.193	348.593	77.9792
4	0.756700	151.000	18.1455	399.266	1266.00	98.9181
5	0.769580	163.000	15.5107	376.557	1188.22	91.9483
6	0.764750	170.000	17.1686	341.382	1193.21	96.5705
7	0.745430	201.000	19.8088	1063.43	837.584	46.6282
8	0.774410	209.000	17.9007	961.018	906.217	35.3881
9	0.767970	244.000	20.1297	1333.40	742.013	89.5020
10	0.772800	251.000	19.4336	1328.27	712.351	89.1602
11	0.772800	262.000	18.1101	1120.06	679.660	57.3762
12	0.766360	278.000	20.0087	409.470	628.664	64.4748
13	0.724500	302.000	21.6312	1094.22	567.924	61.4378
14	0.766360	331.000	20.9465	1118.89	469.160	74.4828
15	0.721280	332.000	21.7485	1004.10	470.189	62.0468
16	0.769580	338.000	19.0465	125.235	458.296	117.524
17	0.756700	347.000	18.8036	250.959	423.364	102.859
18	0.777630	378.000	20.7554	534.351	1331.84	96.7450
19	0.776020	392.000	21.6145	428.166	1312.31	102.239
20	0.771190	393.000	18.6622	399.186	1222.76	93.5530
21	0.772800	474.000	16.6840	997.235	1066.78	57.6367

Tabelle A.19: Punktquellen um QN Z4:24

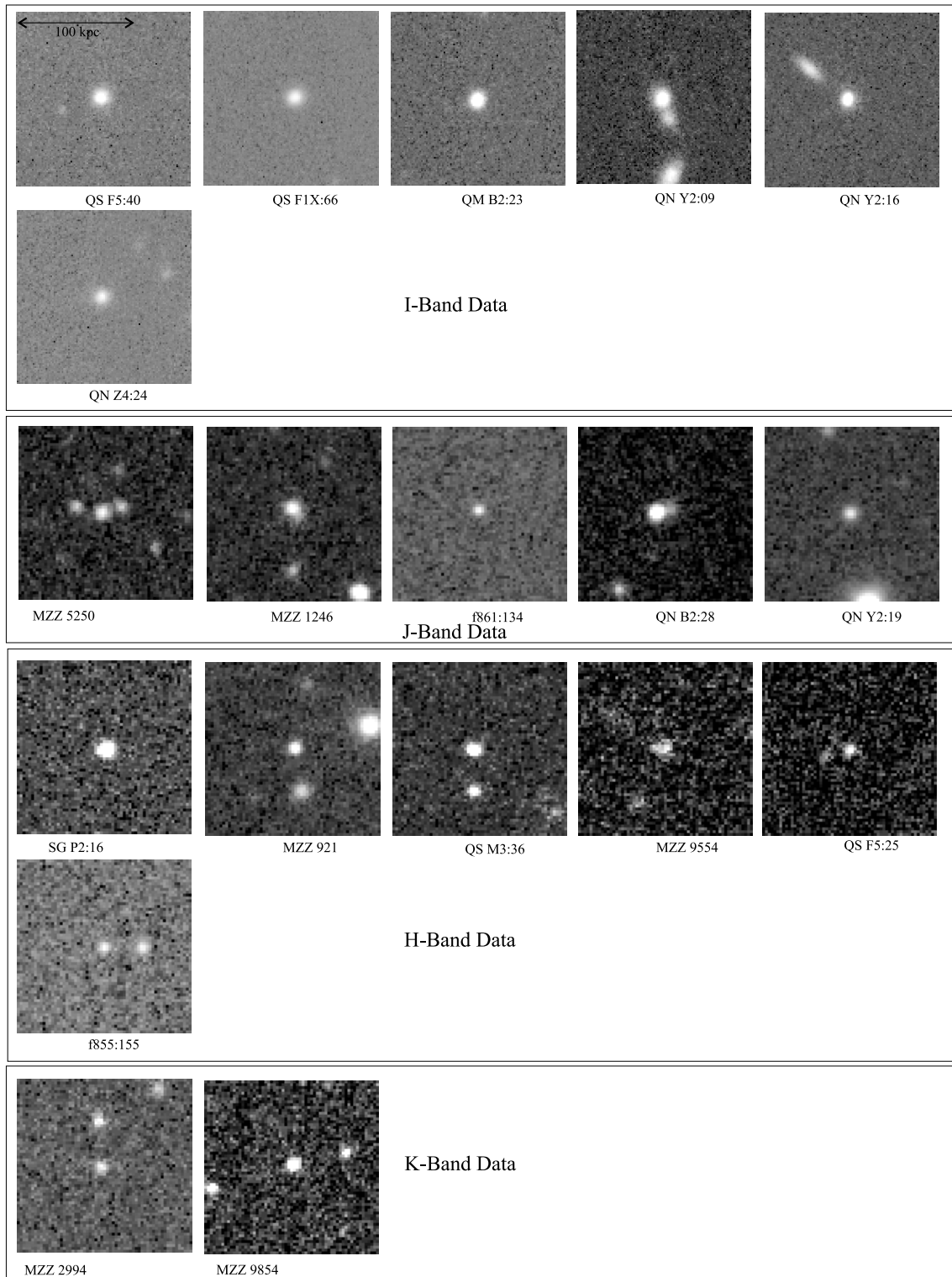


Abbildung A.1: Bilder aller beobachteten Quasare, nach den Filterbändern, und damit auch grob nach Rotverschiebung geordnet.

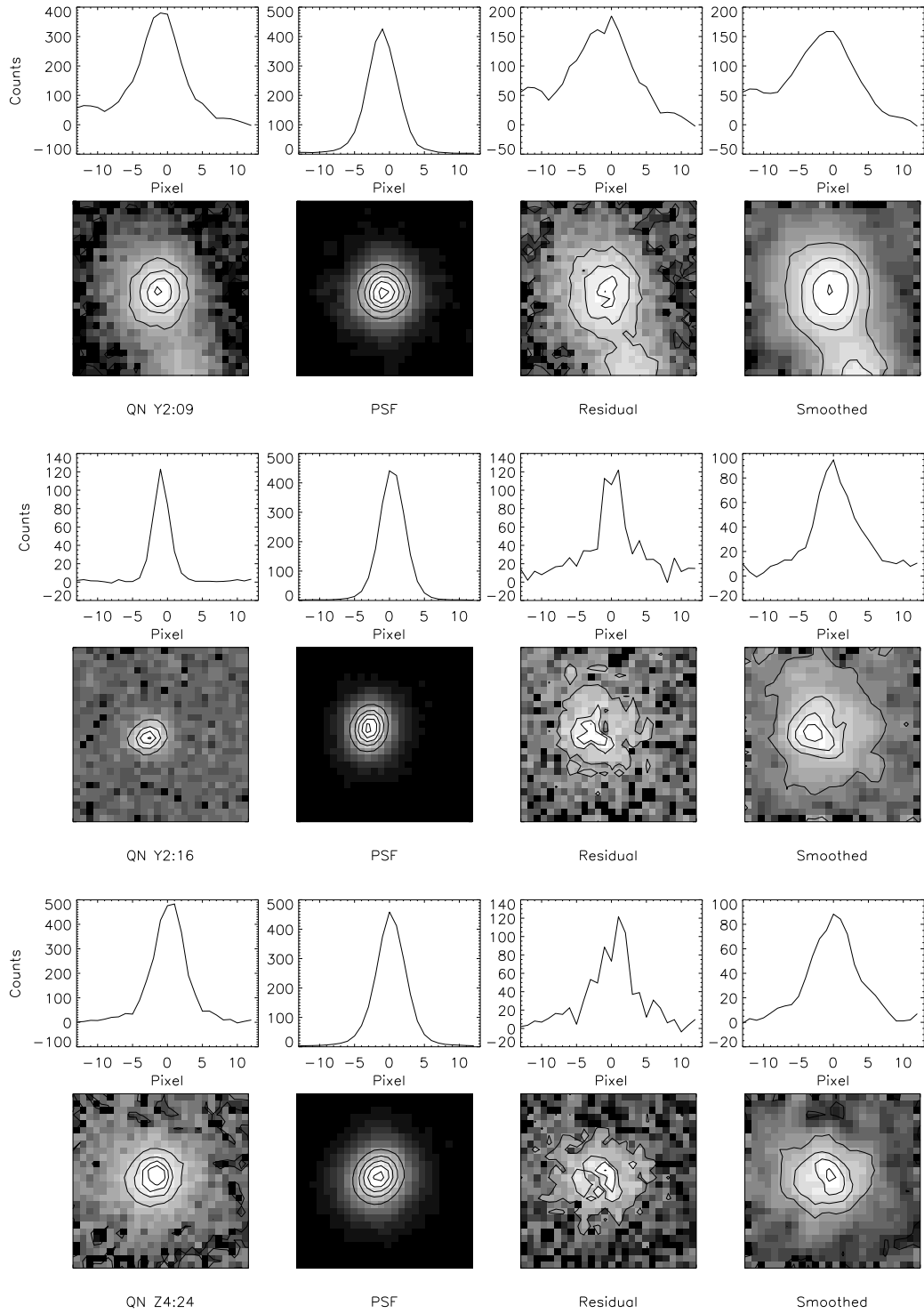


Abbildung A.2: Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, I-Band Aufnahmen I.

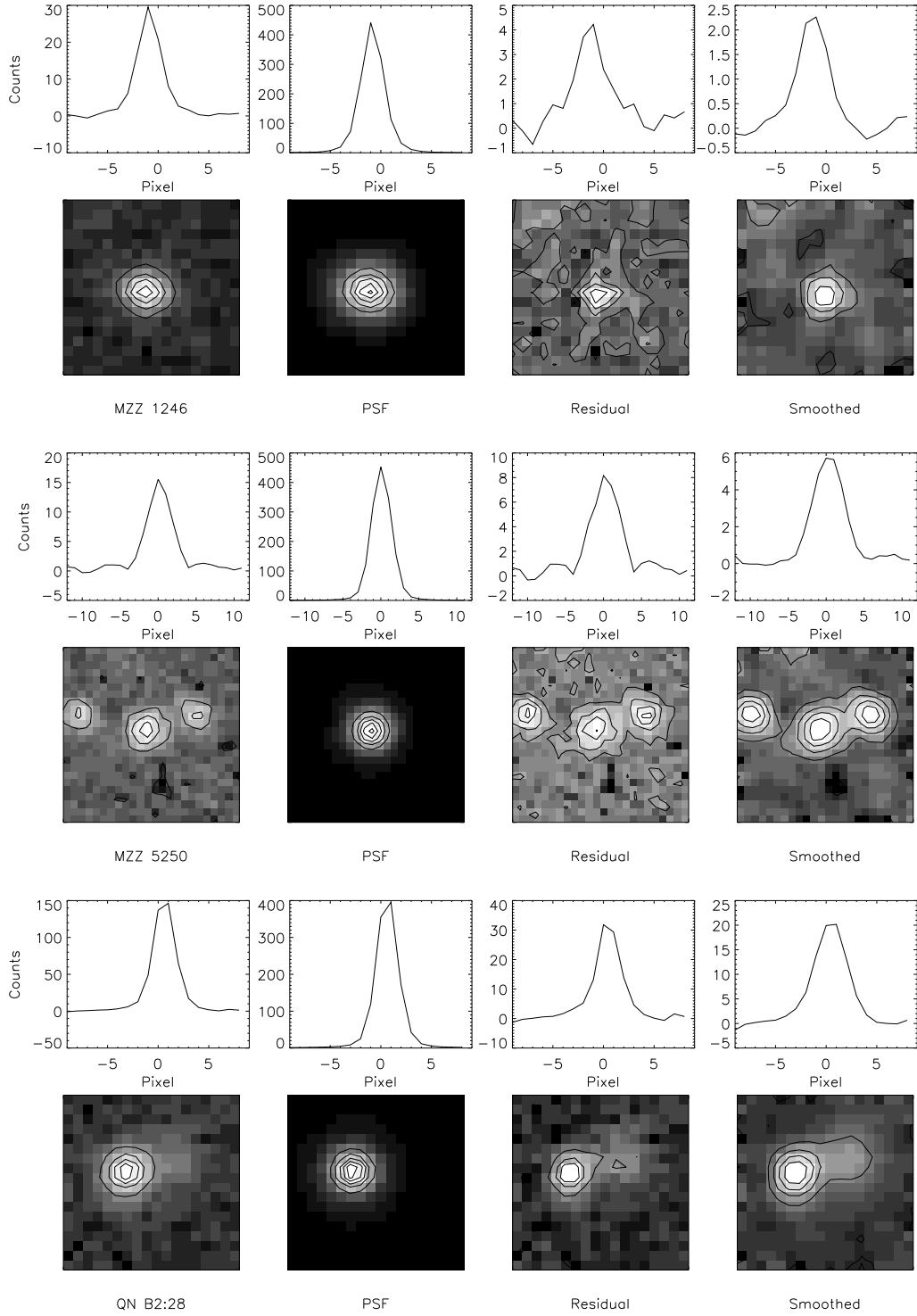


Abbildung A.4: Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, J-Band Aufnahmen I.

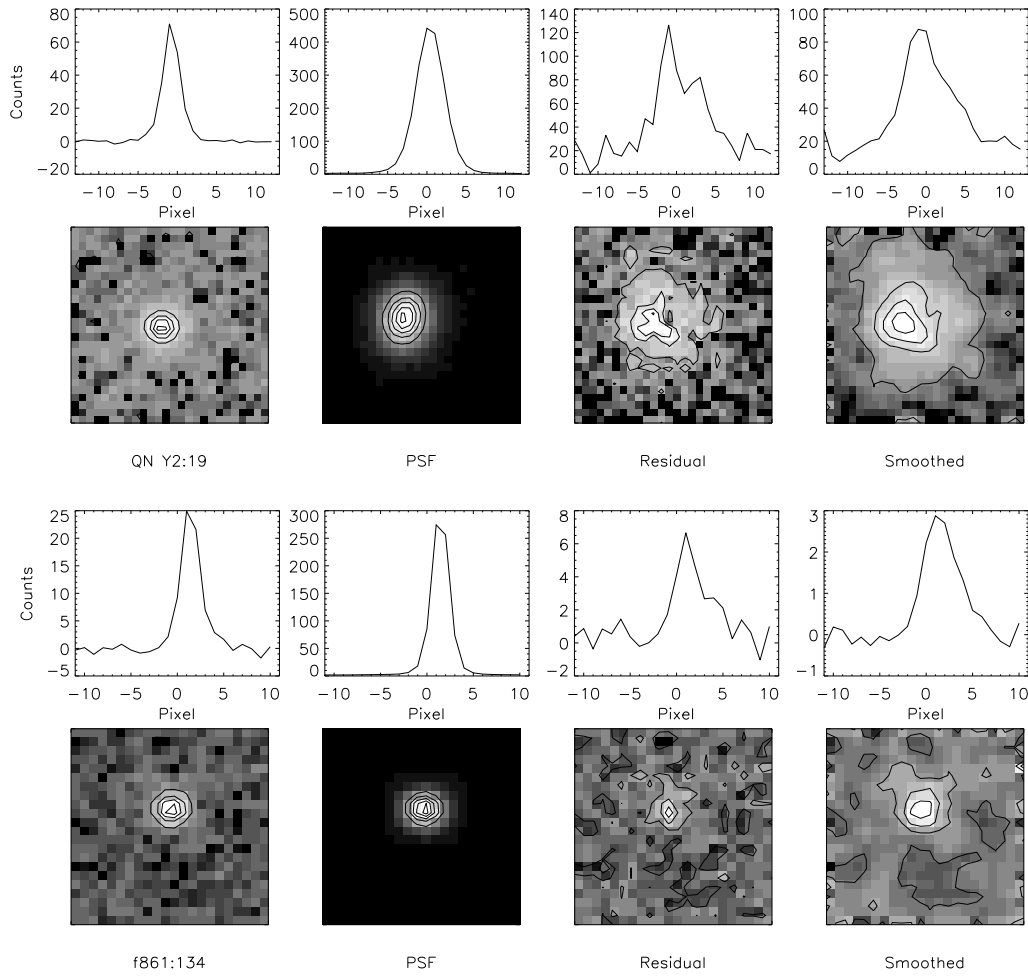


Abbildung A.5: Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, J-Band Aufnahmen II.

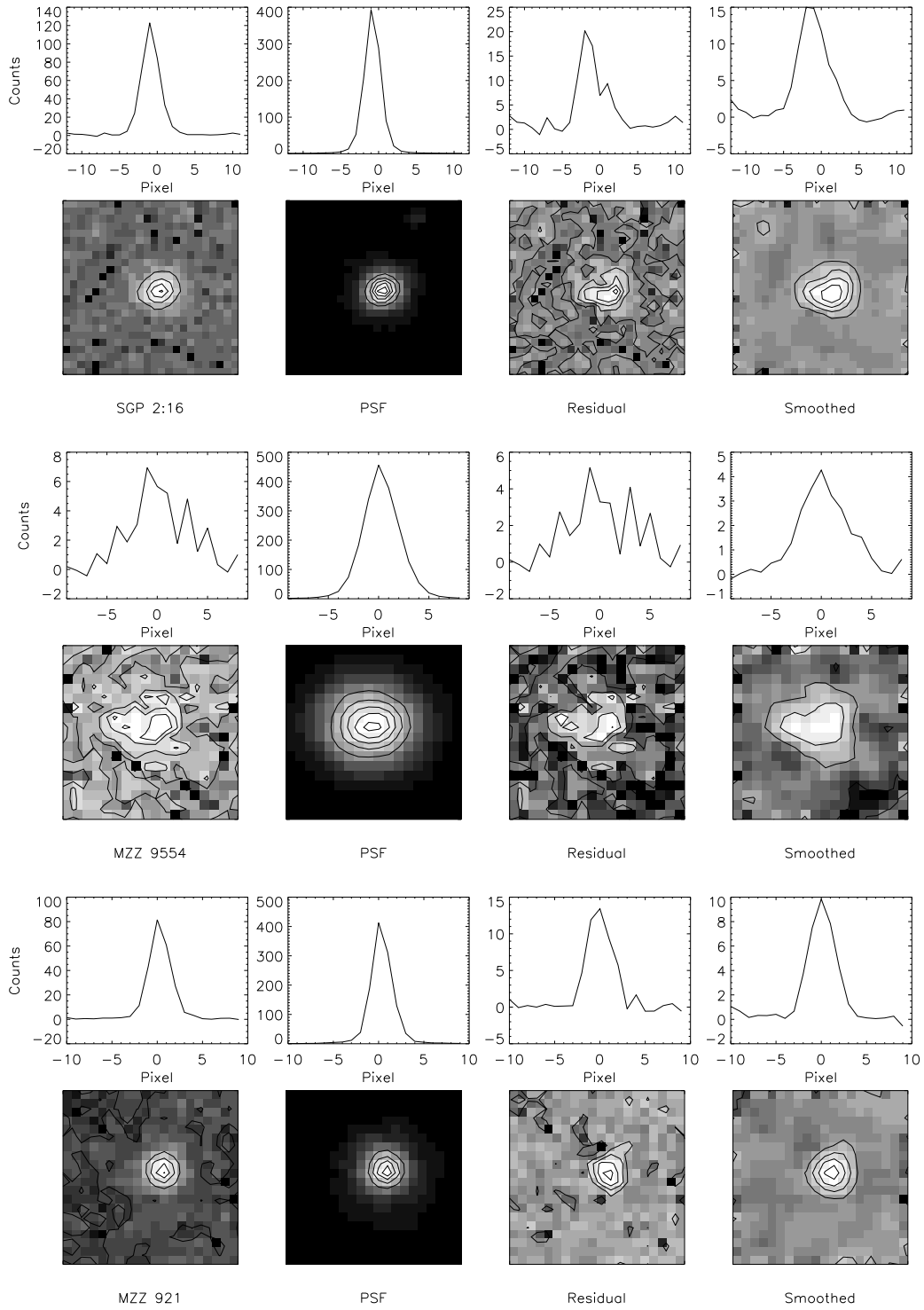


Abbildung A.6: Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, H-Band Aufnahmen I.

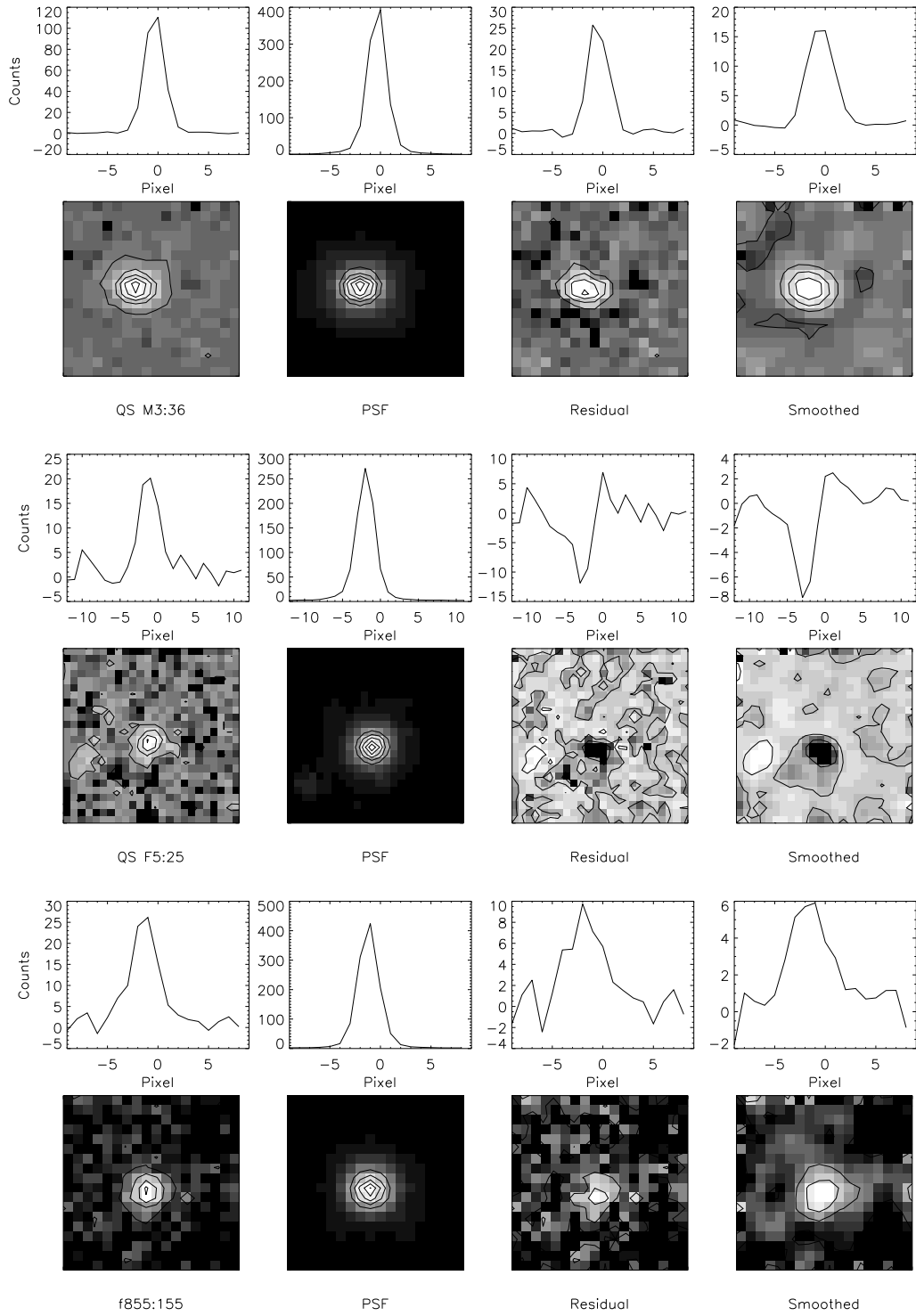


Abbildung A.7: Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, H-Band Aufnahmen II.

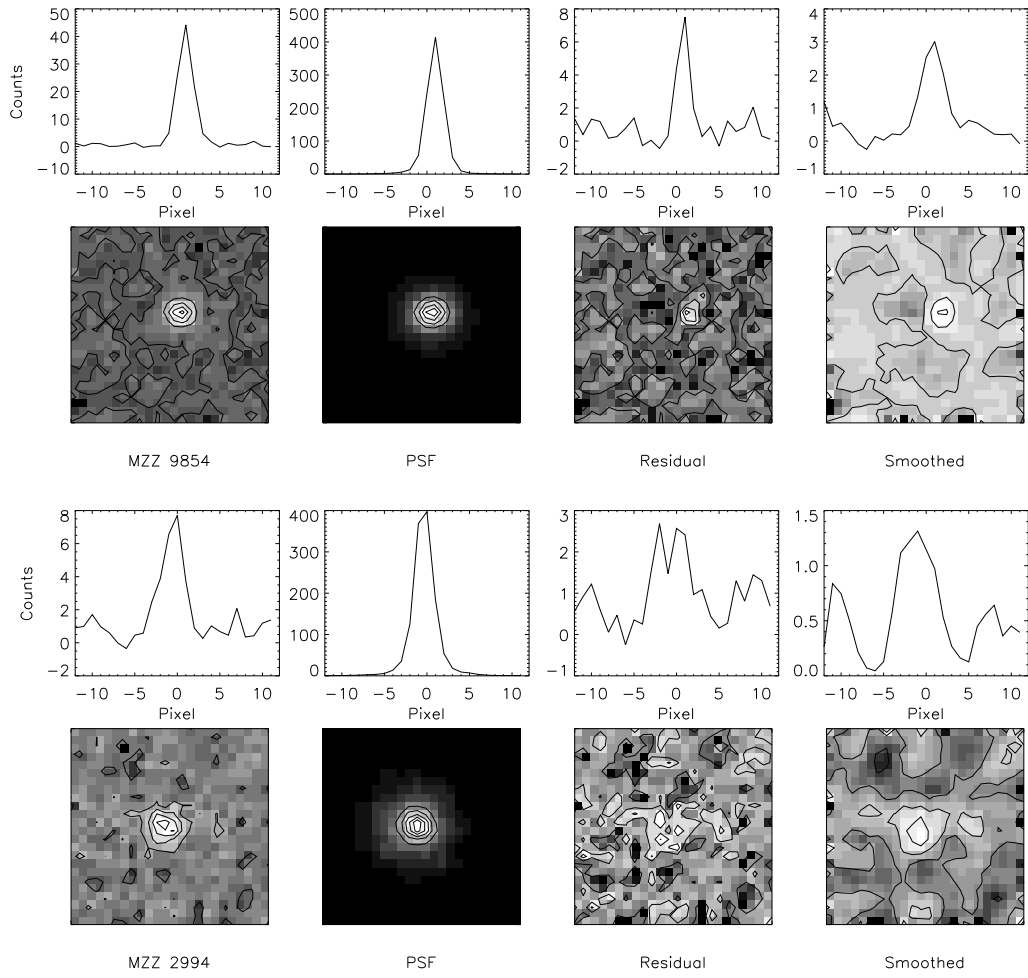


Abbildung A.8: Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, Ks-Band Aufnahmen.

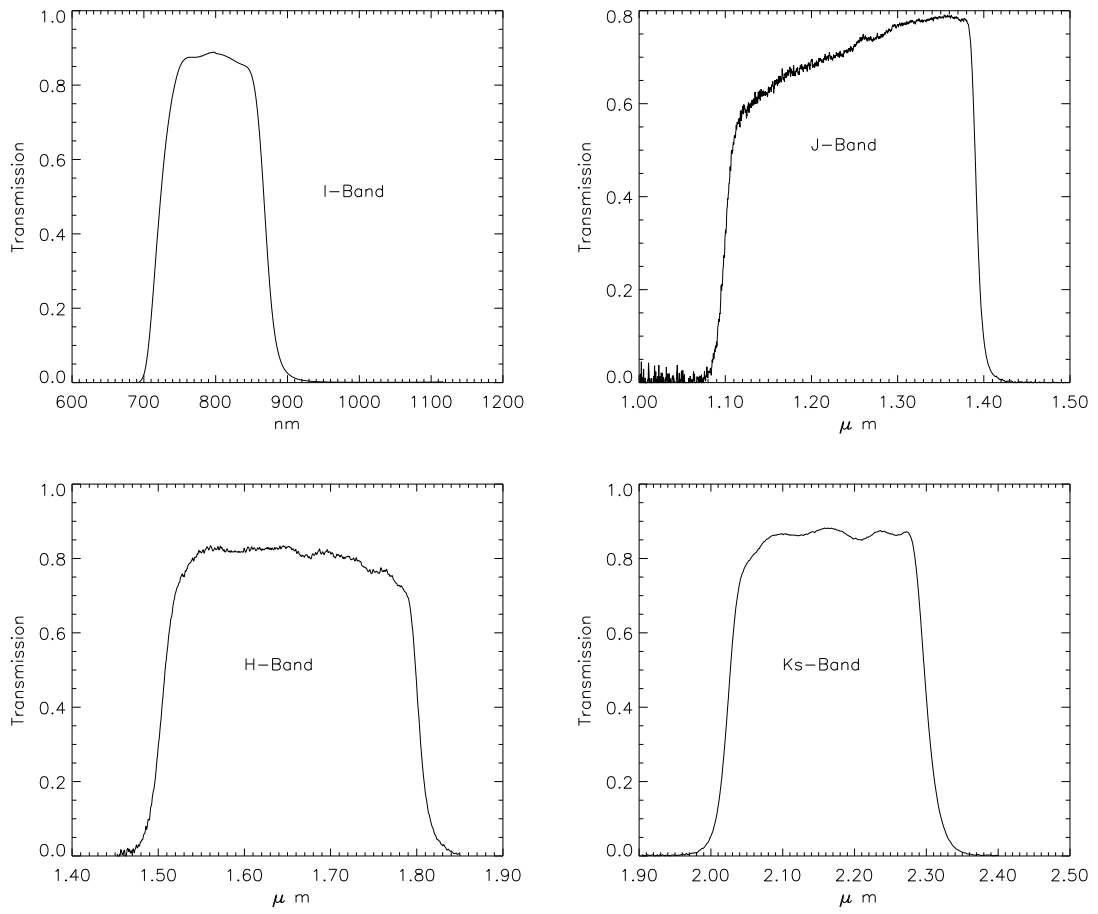


Abbildung A.9: Filter für die verschiedenen Bänder der Quasarbeobachtungen. Links oben der I-Band Filter, daneben J-Band. Links unten H-Band, daneben Ks. Die Filterkurven wurden vom ESO SUSI2 und SOFI Team vermessen und zur Verfügung gestellt.

Anhang B

Komponenten

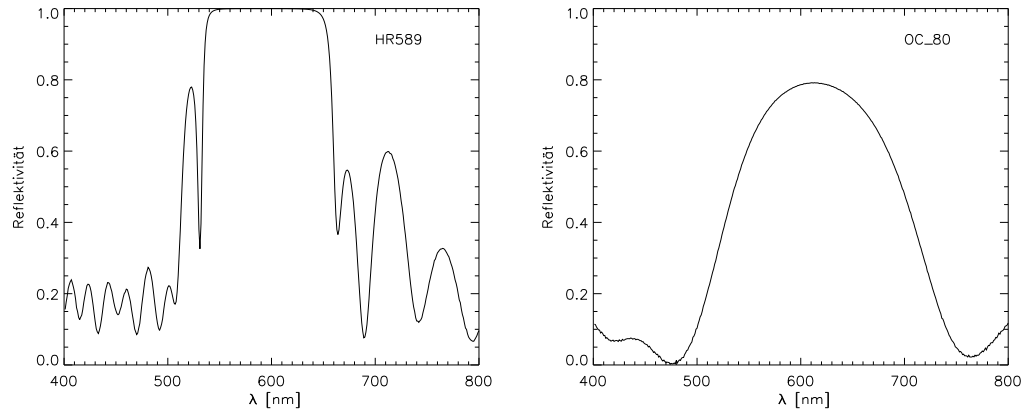


Abbildung B.1: Reflektivität der für den Ar^+ -Laser gepumpten Resonator verwendeten Laserspiegel. Links die hochreflektierenden Beschichtungen mit einer Zentralwellenlänge von 589nm, rechts davon der Auskoppelspiegel mit einer Reflektivität von 0.8. Die Transmissionskurven wurden mit einem Cary UV-IR Spektrometer vermessen.

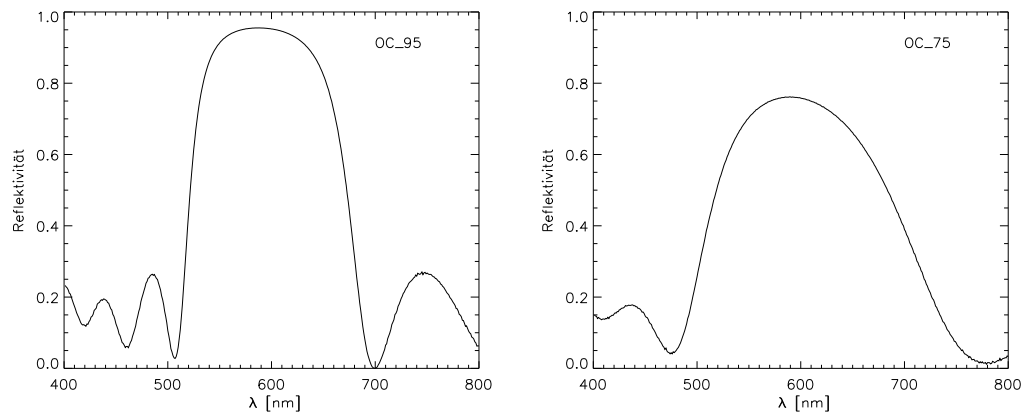


Abbildung B.2: Zwei weitere Auskoppelspiegelschichten, die verwendet wurden. Links ein Auskoppelspiegel mit $R=0.95$, rechts unten Auskoppelspiegel mit $R=0.75$.

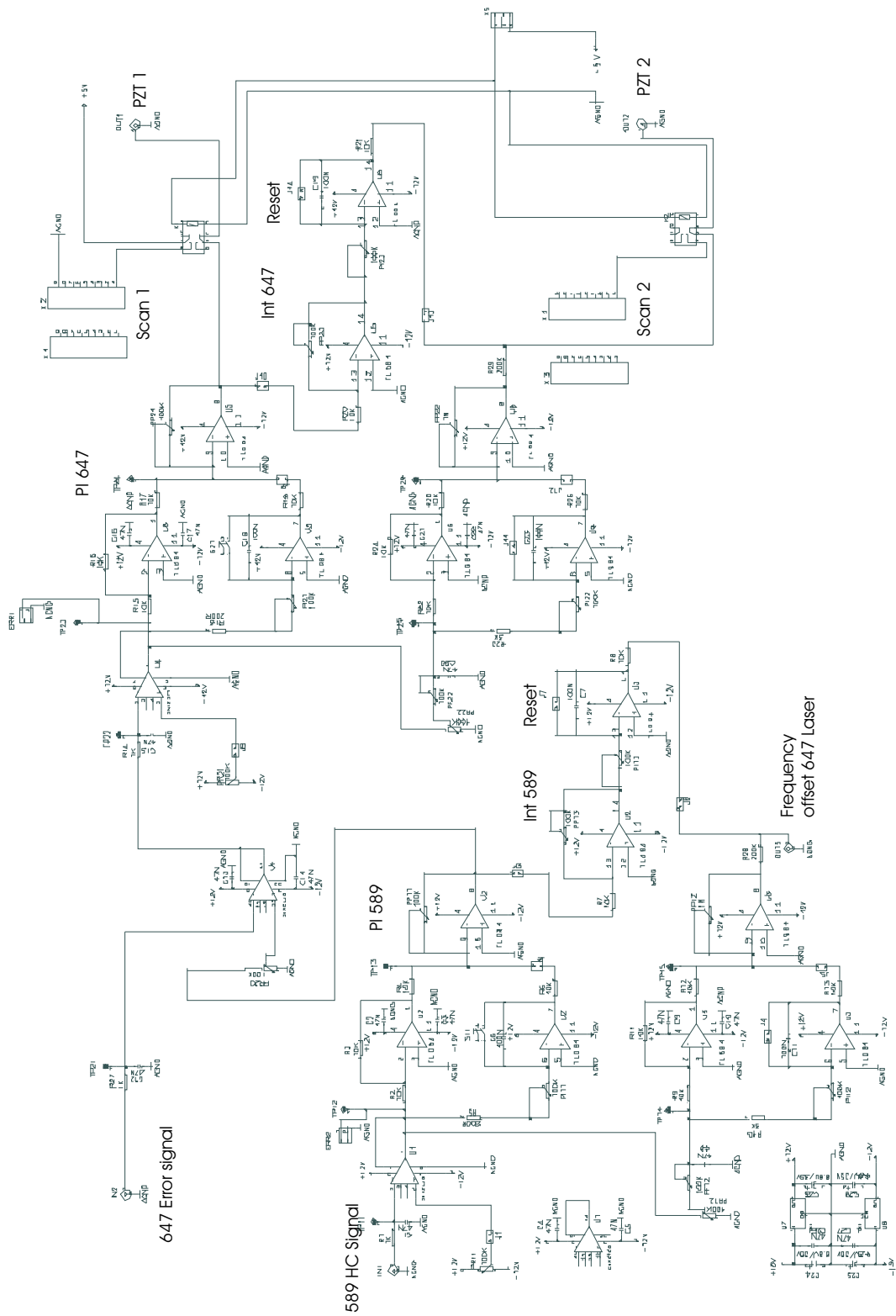


Abbildung B.3: Schaltplan des schnellen analogen PI-Reglers für die kombinierte Stabilisierung.

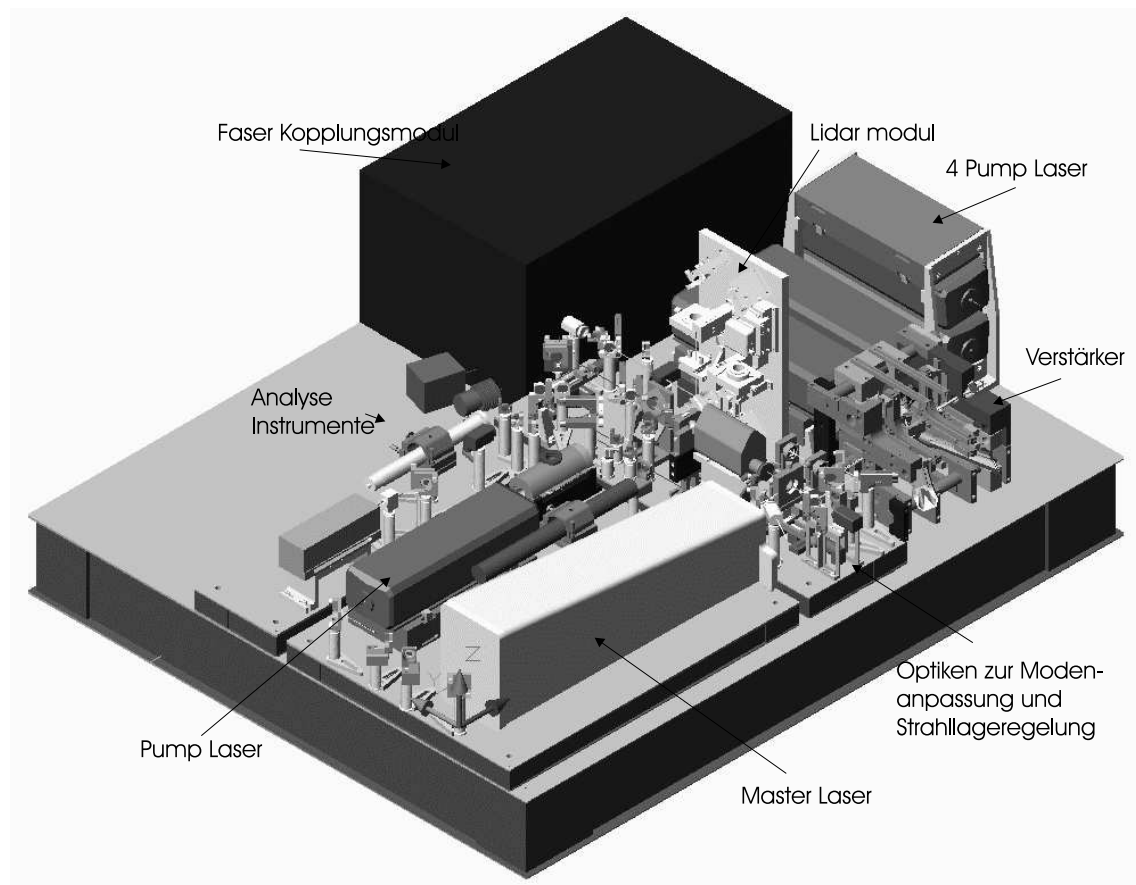


Abbildung B.5: Arrangement der Komponenten, wie er für die am VLT installierte Laseranlage geplant wurde. Die optische Bank ist 1.8m lang und 1.5m breit. Nicht gezeigt sind hier die Farbstoffpumpanlage, welche sich unter dem Tisch befindet und die zwei Elektronikschränke, in denen die Steuerung sowie alle Leistungsversorgungen untergebracht sind. Auf dem Tisch ist links der Coherent 899 Master Laser mit einem zugehörigen Pumplaser montiert. Rechts davon sind die Zwischenoptiken mit Strahllageregelung und Modenanpassung untergebracht. Ganz rechts befindet sich der Verstärker mit den vier Pumplasern. Rechts hinten ist die Einkoppeleinheit in die optische Faser als Kasten angedeutet.

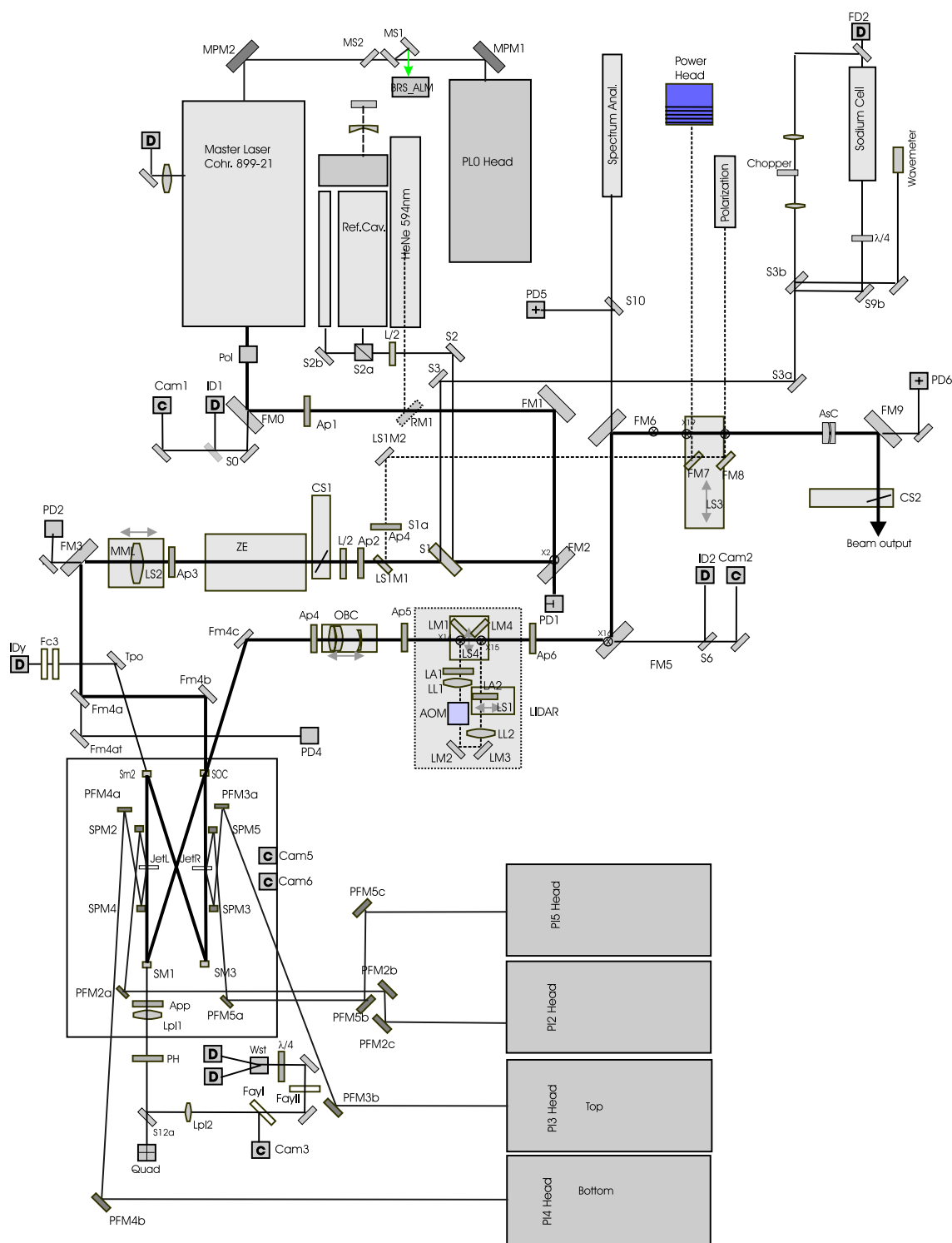


Abbildung B.6: Schema des wesentlichen optischen Aufbaus, wie er am VLT installiert wird. Gezeigt sind der 589nm Strahlpfad vom Master Laser über die Zwischenoptiken zum Verstärker, durch den Resonator, über die Strahlformungsoptiken und das optionale Lidar Modul zum Ausgang, hinter dem die Einkoppeleinheit in die optische Faser installiert wird. Die Optiken zur Frequenz und Phasenstabilisierung sowie Analyseinstrumente sind eingezeichnet, wobei nähere Erläuterungen zu den einzelnen Komponenten in den dazugehörigen Kapiteln zu finden sind. Die hier verwendeten Bezeichnungen werden in Tabelle B aufgeschlüsselt.

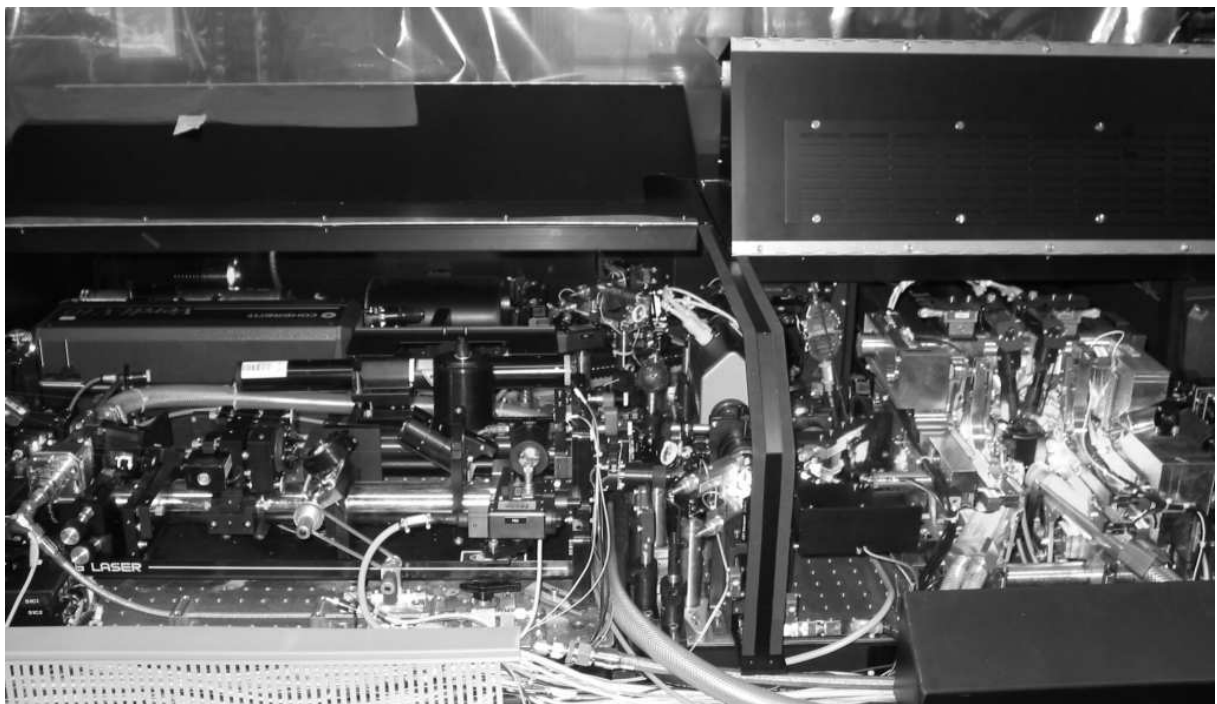


Abbildung B.7: Photographie der Laseranlage mit geöffneten Abdeckungen. Auf der optischen Bank ist links der Master-Laser, in der Mitte die Strahlformungs- und Strahllageregelungsoptiken zu sehen. Auf der rechten Seite befindet sich der Verstärker, hinter dem die vier Pumplaser angebracht sind.

kürzel	Beschreibung	Hersteller
Pl0..5	Pump Laser 10W	Coherent Verdi V10
Master	Farbstoff Ring Laser	Coherent 899-21
HeNe	Helium Neon Laser 594nm, Justage Master Laser	Coherent
MPM1, MPM2	Umlenkspiegel 532nm	Laser Components
MS1	Umlenkspiegel 532nm	Laser Components
MS2	Strahlteilerkombination einseitig Ar-beschichtet, einfahrbar zur Justage des BRS	Laser Components
FM0..FM9	Umlenkspiegel 589nm	Coherent
Pol	Glan Laser Polarisator zur Stabilisierung der Polarisationsrichtung	Thorlabs
L/2	Halbwellenplatte niedriger Ordnung Ar/Ar	Laser Components
S1	Strahlteiler BK7 unbeschichtet	Newport
S2a	Polarisationsstrahlteiler	Newport
LS1M1	Einfahrbahrer Spiegel HR589, Leistungsmessung Master	Laser Components
CS1, CS2	Shutter, wassergekühlt	NM laser
ZE	Variabler Strahlaufweiter	Sill Optics
MLL	Achromatische Linse f=400	Linos Photonics
LS1..LS4	Motorische Lineartische	THK, Faulhaber
SOC	Auskoppelspiegel Verstärker RCC=100 RCX=104 t=4 R=0.775	Laser Components
SM1, SM3	Resonatorspiegel Verstärker Rcc=100 R=0.9995	Laser Components
SM2	Resonatorspiegel Rcc=100 d=4mm t=2mm R=0.997	Laser Components
PFM2...5	Umlenkspiegel HR532nm Pumplicht	Laser Components
SPM2..5	Pumpfokus Spiegel HR532nm	Laser Components
LPL1	Linse f=50mm BK7 plankonvex, Abbildung auf Quadrantendetektor und HC	Newport
LPL2	Linse f=40mm, Fokussierung auf HC Detektor	Thorlabs
App	Irisblenden	Linos, Ealing
PH	Lochblende 0.2mm	Linos Photonics
L/4	Viertelwellenplatte niedriger Ordnung	Laser Components
Wol	Wollastonprisma	Linos Photonics
FayI	Farbfilter OG589	Ealing
FayII	Interferenzfilter 589nm	Linos Photonics
S12a	Strahlteiler BK7 einseitig Ar- beschichtet	Laser Components
Quad	Quadrantendiode JQ50	Photonic Detectors
DHC	Photodioden HC Detektor	Photonic Detectors
Fc3	Filterkombination: Farbfilter OG589, Interferenzfilter 589nm, Neutralfilter OD3	Ealing, Linos
IdY	Photodiode interne Intensität	Siemens??
Düsen	Sapphire d=0.2mm, b=4mm, l=10,20mm	Kiburtz Sapphire
ID1,2, FD2	Photodioden mit integriertem Verstärker	Burr Brown
Cam1..6	CCD Kameras, für Strahlprofil und Pumpfokussuche	Watec
PD..	Positionsempfindliche Detektoren 4x4mm	Noah corp.
Spektr. Analyzer	Spektrum Analysator 300MHz	Tech Optics
Power Head	Leistungsmessgerät LM45	Coherent
Sodium Cell	Natrium Dampfzelle Quarzglas	Eigenentwicklung
Wavemeter	Wellenlängenmessgerät 'wavemaster'	Coherent
AsC	Zylinderlinsenkombination f=100, f=-100 zur Strahlformung	CVI
OBC	Ausgangsstrahlanpassung OBC1: f=100 fused silica OBC2: f=-100 fused silica AR/AR	Laser Components

Tabelle B.1: Bezeichnungen der Optiken und wichtiger Komponenten für den Aufbau am VLT, wie sie in Abbildung B.6 verwendet werden.

Literaturverzeichnis

- Allen C., 1973. *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press.
- Angel R., Lloyd-Hart M., 2000. *proc. SPIE*, **4007**, 270.
- Angel R., 2000. In: *Science with LBT, Schloss Ringberg*, ed. Herbst T.
- Babcock H., 1953. *Proc. Astr. Soc. Pac.*, **65**, 229.
- Babin S., Goldort V., Krasnikov Y., Potapov V., Rybakov M., 2001. *proc. SPIE*, **4644**, 374.
- Bahcall J., Kirhakos S., Saxe D. H., Schneider D. P., 1997. *Ap.J.*, **479**, 642.
- Balykin V., 1980. *Optics Communications*, **33**, 31.
- Batchko R., Miller G., Alexandrovski A., 1998. *Conf. Las. Elec. Opt. Tech. Dig. (OSA)*, **6**, 75.
- Bergmann, Schäfer, 1998. *Experimentalphysik I*, Walter de Gruyter, Berlin New York.
- Bertin E., Arnouts S., 1996. *Astron. Astrophys.*, **117**, 393.
- Bindhu C. V., Harilal S. S., Nampoori V. P. N., Vallabhan C., 1999. *Mod. Phys. Lett. B*, **13**, 563.
- Biraben F., 1979. *Optics Communications*, **29**, 353.
- Blandford R., 1990. In: *Active Galactic Nuclei*, 161, eds Blandford R., Netzer H., Woltjer L., Springer Verlag, Berlin.
- Boehm D., Moers F., Hese A., 1989. *IEEE J.Q.E.*, **25(7)**, 1720.
- Bonaccini D., Hackenberg W., Davies R., Cullum M., Rabien S., E.Brunetto, Quattri M., T.Ott M. D., Allaert E., 2001. *SPIE*, *4494-36*, .
- Bonaccini D., Davies R. I., Hackenberg W. K., Rabien S., 2002. *proc. SPIE*, **4839-70**.
- Born M., Wolf E., 1970. *Principals of Optics*, Pergamon, Oxford.
- Boyle B., Fong R., Shanks T., Peterson B., 1990. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **243**, 1.
- Boyle B., Shanks T., Croom S., Smith R., Miller L., Loaring N., Heymans C., 2000. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **317**, 1014.

- Boyle B., Jones L., Shanks T., 1991. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **251**, 482.
- Buften J., 1973. *Appl. Opt.*, **12**, 1785.
- Buscher D., 1995. *Appl. Opt.*, **34**, 1081.
- Chamberlain J. *Theory of planetary atmospheres*, 302. *App III*, Academic, New York, 1978.
- Clarkson W., Koch R., Hanna D., 1996. *Opt. Lett.*, **21**, 737.
- Couillaud B., Ducasse A., Freysz E., 1984. *IEEE J.Q.E.*, **20(3)**, 310.
- Cunningham P., Link J., 1967. *J. Opt. Soc. Am.*, **57**, 1000.
- Dergachev A., Mirov S., 1998. *Opt. Comm.*, **147**, 107.
- Drever R., Hall J., Kowalski F., Hough J., Ford G., Munley A., Ward H., 1983. *App. Phys. B*, **31**, 97.
- Esposito S., Feeney O., Riccardi A., 2000. *proc. SPIE*, **4007**, 416.
- Everett P., 1991. *High-Power Dye Lasers, Optical Sciences, Springer*, , 183.
- Fairbank W., Haensch T., Schawlow A., 1975. *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 199.
- Fan X., Strauss M. A., Schneider D. P., Gunn J. E., Lupton R. H., Becker R. H., Davis M., Newman J. A., Richards G. T., White R. L., Anderson J. E., Annis J., Bahcall N. A., Brunner R. J., Csabai I., Hennessy G. S., Hindsley R. B., Fukugita M., Kunszt P. Z., Ivezić Ž., Knapp G. R., McKay T. A., Munn J. A., Pier J. R., Szalay A. S., York D. G., 2001. *Astron. J.*, **121**, 54.
- Farinato J., Stroebele S., Kasper M., Fedrigo E. *SINFONI final design review. VLT-TRE-ESO-14700-2186*.
- Feinleib J. *Proposal No.82-P4*. Adaptive Optics Associates, 1982.
- Foy R., Labeyrie A., 1985. *Astron. Astrophys.*, **152**, L29.
- Francis P., Hewitt P., Foltz C., Chaffee F., Weymann R., Morris S., 1991. *Ap.J.*, **373**, 465.
- Fried D., 1965. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 1427.
- Fried D., 1966. *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 1372.
- Friedman H., Erbert G., Kuklo T., Thompson G., Gavel N. W. D., Solmon J., M.Feldman, 1997. In: *ESO workshop on Laser Technology for Laser Guide Star Adaptive Optics Astronomy*, p. 138, ed. Hubin N., ESO proc. 55, Garching.
- Fritz B., Menke E., 1965. *Solid. Stat. Solidi.*, **3**, 61.
- Fuchs A., Tallon M., Vernin J., 1994. *SPIE*, **2222**, 682.
- Fugate R., Fried D., Ameer G., Browne B. B. S. L., Roberts P., Ruane R., Tyler G., Wopat L., 1991. *Nature*, **353**, 144.

- Fuh R. A., Du H., Li J., Corkan A., Lindsey J. S., 1998. *Photochemistry and Photobiology*, **68**, 141.
- Gaupp A., Kuske P., Andrae H., 1982. *Phys. Rev. A*, **26**, 3351.
- Ge J., 1998. *proc. SPIE*, **3353**, 242.
- Ghedina A., Cecconi M., Ragazzoni R., Farinato J., Baruffolo A., Crimi G., Diolaiti E., Esposito S., Fini L., Ghigo M., Marchetti E., Niero T., Puglisi A., 2002. *proc. SPIE*, **4839-105**.
- Giavalisco M., Dickinson M., Ferguson H. C., Ravindranath S., Kretchmer C., Moustakas L. A., Madau P., Fall S. M., Gardner J. P., Livio M., Papovich C., Renzini A., Spinrad H., Stern D., Riess A., 2004. *Ap. J.*, **600**, L103.
- Giavalisco M., Steidel C., Macchetto F. D., 1996. *Ap.J.*, **470**, 189.
- Giffin S., McKinnie I., 1998. *Opt. Lett.*, **23**, 192.
- Giordmaine J., Miller R., 1965. *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 973.
- Goldsborough J., 1974. *Opt. Eng.*, **13**, 523.
- Golyaev Y., Evtyukhov K., Kaptsov L., Smyshlyaev S., 1982. *Sov. J. Quantum Electron.*, **11(11)**, 1421.
- Greenwood D., 1977. *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 390.
- Greenwood D., 1982. *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 390.
- Groove R., Wu F., Ezekiel S., 1974. *Opt. Eng.*, **13**, 531.
- Gusev Y., Marennikov S., Chebotaev V., 1977. *Appl. Phys.*, **14**, 121.
- Hackenberg W., Bonaccini D., 2000. *proc. SPIE*, **4007**, 258.
- Hackenberg W., 2000. *PhD thesis*, Dissertation LMU Muenchen.
- Hackenberg W., 2001. *private comm.*, .
- Hänsch T., Couillaud B., 1980. *Opt. Comm.*, **35**, 441.
- Happer W., MacDonald G., Max C., Dyson F. J., 1994. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 263.
- Hardy J. W., Lefebvre J. E., Koliopoulos C. L., 1977. *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 360.
- Hartmann J., 1900. *Zt. Instrumentenkunde*, **20**, 47.
- Hazard C., Mackey M., Shimmins A., 1963. *Nature*, **197**, 1037.
- Hirono M., Fujiwara M., Shibata T., 1981. *J. Atmos. Terr. Phys*, **43**, 1127.
- Hoyle F., Fowler W., 1963. *Nature*, **167**, 533.
- Huber G., Kellner T., Kretschmann H., 1999. *Opt. Materials*, **11**, 205.

- Hufnagel R., 1974. *Topical meeting on optical propagation through turbulence*, OSA, Washington D.C., , WAI/1.
- Iola N., Strumia F., 1971. *J. Opt. Soc. Am*, **61**, 1251.
- Ishimaru A., 1978. *Academic Press, New York*, **2**.
- Jarrett S., Young J., 1979. *Opt. Lett.*, **4**, 176.
- Jeys T., Brailove A., Moradian A., 1989. *Appl. Opt.*, **28**, 2588.
- Jeys T., 1991. *Lincoln Lab. J.*, **4**, 133.
- Kane T., Byer R. L., 1985. *Optics Letters*, **10**, **2**, 65.
- Kasper M. *PhD thesis*, R.K. Univ. Heidelberg.
- Kastler A., 1957. *J. Opt. Soc. Am.*, **47**, 460.
- Kauffmann G., Haehnelt M., 2000. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **311**, 576.
- Kellner T., Heine F., Huber G., 1997. *Appl. Phys. B*, **58**, 373.
- Kembhavi A., Narlikar J., 1999. *Quasars and active galactic nuclei*, Cambridge University Press, Cambridge, I edition.
- Kichhoff V., Simonich D., Clemesha B., 1981. *J. Geophys. Research*, **86**, 6892.
- Klein V. *Fernerkundung der mittleren Atmosphaere mittels laserangeregter Rayleigh Streuung und Natrium Resonanzfluoreszenz*.
- Kluckers V., Wooder N., Adcock M., Nichols T., Dainty J., 1997. *Propagation and imaging through the atmosphere, San Diego, proc. SPIE*, **3125**.
- Kobtsev S., Korablev A., Kukarin S., Sorokin V., 2000. *proc. SPIE, X conference on laser optics*, .
- Kogelnik H., Li T., 1966. *Proc. IEEE*, **54**, 1312.
- Kogelnik H., Ippen E. P., Dienes A., Shank C. V., 1972. *IEEE J. Quantum Electronics*, **8**, 373.
- Kolmogorov A., 1961. *S.K. Friedlander and L.D. Trooper eds., Interscience Publishers, New York*, .
- Kormendy J., Richstone D., 1995. *Astron. Astrophys.*, **33**, 581.
- Kukula M., Dunlop J., McLure R., Miller L., Percival W., Baum S., O'Dea C., 2001. In: *QSO Hosts and their Environments*, p. 327, eds Marquez I., Masegosa J., Olmo A., Lara L., Garcia E., Molina J., Kluwer Academic Plenum Publishers, New York.
- Lacy M., Bunker A., Ridgway S. E., 2000. *AJ.*, **120**, 68.
- Landolt A., 1992. *Astronomical Journal*, **104**, 340.

- Laor A., 1998. *Ap.J.*, **505**, L83.
- Lloyd-Hart M., Georges J., Angel R., Brusa G., Young P., 2001. *proc. SPIE*, **4494**, 259.
- Louarn M., Foy R., Hubin N., Tallon M., 1998. *MNRAS*, **295**, 756.
- Magorrian J., Tremaine S., Richstone D., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S., Gebhardt K., Green R., Grillmair C., Kormendy J., Lauer T., 1998. *Ap.J.*, **115**, 2285.
- Marano B., Zamorani G., Zitelli V., 1988. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **232**, 111.
- Martin W., Zalubas R., 1981. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **10**, 153.
- Mashinskii A., 1970. *Optics and Spectroscopy*, **28**, 1.
- Matthews T., Sandage A., 1963. *Astrophys. J.*, **138**, 30.
- McCartney E., 1976. *Optics of the atmosphere- scattering by molecules and particles*, John Wiley and Sons, New York.
- McLeod K., Rieke G., Storie-Lombardi L., 1999. *ApJ.*, **L67**, 511.
- McLure R., Dunlop J. S., 2001. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **327**, 199.
- McLure R., Kukula M. J., Dunlop J. S., Baum S. A., C.P.ODea, Hughes D. H., 1999. *MNRAS*, **308**, 377.
- Megie G., Blamont J., 1977. *Plan. Space. Sci.*, **25**, 1093.
- Meng L., Roos P., Repasky K., Carlsten J., 2001. *Opt. Lett.*, **26**, 426.
- Milloni P., Fearn H., Telle J., Fugate R., 1999. *J. Opt. Soc. Am. A*, **16**, 2555.
- Milloni P., Telle J., Fugate R., 1998. *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**, 217.
- Miyaji T., Hasinger G., Schmidt M., 2000. *Astron. Astrophys.*, **353**, 25.
- Moers F., Hese T., Hese A., 1986. *Appl. Phys. B*, **40**, 67.
- Morris J., 1994. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 832.
- Murphy D., 1992. *The Lincoln Laboratory Journal*, **5/1**.
- Nabors C., Farinas A., Day T., Yang S., Gustavson E., Byer R., 1989. *Optics Letters*, **14(21)**, 1189.
- Noll R., 1976. *J. Opt. Soc. Am.*, **66**, 207.
- Papovich C., Dickinson M., Ferguson H. C., 2001. *Ap.J.*, **559**, 620.
- Parenti R., Sasiela R., 1994. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 288.
- Parenti R. R., 1992. *The Lincoln Laboratory Journal*, **5 No.1**, 93.
- Pennington D., Hackenberg W., Beach R., Bonaccini D., Drobshoff A., Ebberts C. A., Liao Z., Payne S., Taylor L., 2002. *proc. SPIE*, **4839-46**.

- Pentericci L., McCarthy P. J., Röttgering H. J. A., Miley G. K., van Breugel W. J. M., Fosbury R., 2001. *Ap.J.*, **135**, 63.
- Penzkofer A., Lu Y., 1986. *Chem. Phys.*, **103**, 399.
- Persson S., Murphy D., Krzeminski W., Roth M., Rieke M., 1998. *Astronomical Journal*, **116**, 2475.
- Pound R., 1946. *Rev. Sci. Instr.*, **17**, 490.
- Rabien S., Davies R., Hackenberg W., Eckart A., Ott T., Butler D., 1999. *proc. SPIE*, **3762**, 368.
- Rabien S., Davies R., Ott T., Butler D., 2000a. *SPIE 4007-96*, .
- Rabien S., Ott T., Hackenberg W., Eckart A., Davies R., Kasper M., Quirrenbach A., 2000b. *Experimental Astronomy*, **10**, 75.
- Rabien S., Davies R., Ott T., Hippler S., Neumann U., 2001. *proc. SPIE*, **4494**, 325.
- Rabien S., Davies R., Ott T., Hippler S., Neumann U., 2002. *proc. SPIE*, **4839-45**.
- Ragazzoni R., 1996. *J. Mod. Opt.*, **43**, 289.
- Rees M., 1984. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 471.
- Reiter R., Jaeger A., Carnuth W., Funk W., 1982. *Geophys. res. Lett.*, **8**, 855.
- Ridgway S. E., Heckman T. M., Calzetti D., Lehnert M., 2001. *Ap.J.*, **550**, 122.
- Robson I., 1996. *Active Galactic Nuclei*, Wiley, New York, I edition.
- Rocca A., Roddier F., Vernin J., 1974. *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 3057.
- Roddier C., Roddier F., 1973. *J. Opt. Soc. Am.*, **63**, 661.
- Roddier F., Northcott M., Graves J. E., 1991. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **103**, 131.
- Roddier F., Roddier C., Roddier N., 1988. *proc. SPIE*, **976**, 203.
- Roddier F., 1981. In *E. Wolf, ed. Progress in optics, Elsevier*, **19**, **chapt. 5**, 281.
- Roddier F., 1999. *Cambridge University Press*, .
- Rousset G., Fontanella J. C., Kern P., Gigan P., Rigaut F., 1990. *A&A*, **230**, L29.
- Ryle M., Sandage A., 1964. *Astrophys. J.*, **139**, 419.
- Sampas N., Anderson D. Z., 1990. *Appl. Opt.*, **29**, 394.
- Schade D., Croom S., Boyle B., Letawsky M., Shanks T., Miller L., Loaring N., Smith R., 2001. In: *QSO Hosts and their Environments*, p. 215, eds Marquez I., Masegosa J., Olmo A., Lara L., Garcia E., Molina J., Kluwer Academic Plenum Publishers, New York.

- ed. Schäfer F. *Topics in Applied Physics I, Dye Lasers*, Springer-Verlag.
- Shack R., Platt B., 1971. *abstr, J. Opt. Soc. Am.*, **61**, 656.
- Shakura N., Sunyaev R., 1973. *Astron. Astrophys.*, **24**, 337.
- Shore B., 1990. *The Theory of coherent atomic excitation*, Wiley, New York.
- Simonich D., Clemesha B., Kirchhoff V., 1979. *Journal of Geophysical Research*, **84**, 44.
- Slipher V., 1933. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **93/9**, 44.
- Sorokin P., Lankard J., 1966. *IBM J. Res. Develop.*, **10**, 162.
- Sorokin P., 1969. *Sci. Am.*, **220**, 30.
- Stroessner U., Meyn J., Wallenstein R., Urenski P., Arie A., Rosenmann G., Mlynik J., Schiller S., Peters A., 2002. *J. Opt. Soc. Am. B*, , to be publ.
- Ter-Mikirtychev V., 1998. *Appl. Opt.*, **37**, 6442.
- Tyson R., 1991. *Principals of adaptive optics*, Academic Press inc. San Diego.
- Valley G., 1980. *Appl. Opt.*, **19**, 574.
- Vance J., She C., Moosmueller H., 1998. *Appl. Opt.*, **37**, 4891.
- Visconti G., 1973. *J. Atmos. Terr. Phys*, **35**, 1331.
- Wamsteker W., 1981. *Astron. Astrophys.*, **96**, 120.
- Weedman D., 1988. *Quasar Astronomy*, Cambridge University Press.
- Yariv A. *Quantum Electronics*, chapter 15. Wiley, New York, 1967.
- Zhu M., Hall J., 1993. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 802.
- Zollars B. G., 1992. *The Lincoln Laboratory Journal*, **5 No.1**, 67.

Tabellenverzeichnis

1.1	Objekte und Beobachtungsparameter	11
1.2	Standardsterne	15
1.3	Absolute spektrale Bestrahlungsstärke	16
1.4	Anzahl der Quellen im Feld	19
1.5	Durch die PSF Subtraktion ermittelte Magnituden von Kern und Galaxie. . .	24
2.1	Simulationsparameter für I,J,H,Ks	49
2.2	Relative Frequenzen und Oszillatorstärken im D ₂ Multiplett	55
2.3	Leistungsbedarf für cw und gepulste Lasersysteme zur Leitsternerzeugung . .	62
2.4	Experimentelle und realisierte Lasersysteme für 589nm	66
3.1	Werte für Wirkungsquerschnitte und Übergangsraten in RH6G	74
3.2	Werte für σ_s Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Pumpwellenlängen in RH6G	79
3.3	Stoffwerte von Ethylenglykol	122
3.4	Strahldurchmesser beim Pumpen mit dem multimode Argon Laser.	129
A.1	Punktquellen f855155	148
A.2	Punktquellen f861134	148
A.3	Punktquellen MZZ1246	148
A.4	Punktquellen MZZ2994	149
A.5	Punktquellen MZZ5250	149
A.6	Punktquellen MZZ 9854	149
A.7	Punktquellen SGP 2:16	150
A.8	Punktquellen MZZ 921	150
A.9	Punktquellen QS M3:36	150
A.10	Punktquellen MZZ 9554	150
A.11	Punktquellen QN B2:28	150
A.12	Punktquellen QS F5:40	151
A.13	Punktquellen QF1X:66	151
A.14	Punktquellen QS F5:25	151
A.15	Punktquellen QM B2:23	152
A.16	Punktquellen QN Y2:19	152
A.17	Punktquellen QN Y2:09	153
A.18	Punktquellen QN Y2:16	153
A.19	Punktquellen QN Z4:24	154
B.1	Liste der Optiken und wichtiger Komponenten	171

Abbildungsverzeichnis

1.1	Rohe und reduzierte Aufnahme von QS F5:40 und MZZ 921	14
1.2	Beispiel zweier Quellenstatistiken	18
1.3	Flächenhelligkeit von Modellgalaxien.	21
1.4	Fitparameter von Quasar und Modell bei QN Z4:24	22
1.5	Original und PSF subtrahiertes Bild von QNZ4:24	23
1.6	Magnituden von Wirtsgalaxien in den verschiedenen Rotverschiebungsbereichen.	25
1.7	Flussverhältnis zwischen Kern und Galaxie nach der PSF Subtraktion.	26
1.8	Flussverhältnis zwischen Kern und Galaxie nach der PSF Subtraktion.	28
1.9	Vergleich mit Galaxienentwicklungsmodellen	28
1.10	Simulation von Quasarabbildungen mit adaptiver Optik.	30
2.1	Hufnagel-Valley Profil der Turbulenz induzierten Brechungsindexstrukturkonstante	35
2.2	Prinzipieller Aufbau eines adaptiven Optiksyste.ms	38
2.3	Prinzip einer geschlossenen Regelschleife eines adaptiven Optik Systems	38
2.4	Aufbau eines Shack-Hartmann-Sensors	40
2.5	Prinzipieller Aufbau eines Krümmungssensors	41
2.6	Aufbau eines Pyramidensensors	42
2.7	Adaptive Optik mit Natrium-Leitstern	45
2.8	Varianz des Wellenfrontfehlers durch den fokalen Anisoplanatismus	47
2.9	Strehlreduktion durch Photonenrauschen und Ausleserausachen	48
2.10	Strehlzahl in Abhängigkeit des Photonenflusses	50
2.11	Rückstreueffizienz bei Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen	51
2.12	Saisonale Variation der Natriumsäulendichte	52
2.13	Zeitliche Variation der Natriumdichte in der Mesosphäre	53
2.14	Termschema der niedrigsten Energiezustände von Natrium mit den Hyperfeinaufspaltungen und den erlaubten Strahlungsübergängen	54
2.15	Absorptions-Wirkungsquerschnitt des Natrium D ₂ Übergangs	57
2.16	Erlaubte Übergänge bei Wechselwirkung von Laserstrahlung mit dem F=2, F=3 Übergang von Natrium	59
2.17	Rückgestreute Photonen aus der mesosphärischen Natriumschicht in Abhängigkeit von der Laserleistung	60
2.18	Leistungsabhängigkeit der Anzahl der rückgestreuten Photonen bei Einstrahlung mit gepulsten Lasern, im Vergleich mit der Rückstreuung bei cw-Lasern	61
3.1	Laseraufweiteoptik hinter dem Sekundärspiegel	71
3.2	Struktur von Rhodamine 6G	72

3.3	Absorptions- und Fluoreszenzspektrum von Rhodamine 6G	73
3.4	Schwellenwert der injizierten Lichtleistung	76
3.5	Näherungslösungen für die resonatorinterne und externe Leistung	77
3.6	Vergleich von rechteckigen Laserprofilen und Gaußförmigen	79
3.7	Intensitätsverteilung des Pumplichts im Farbstofftrahl	81
3.8	Berechnete Ausgangsleistung des PARSEC Verstärkers	82
3.9	Geometrische Verhältnisse bei außeraxialer Pumplicht Einstrahlung	83
3.10	Optische Komponenten im Coherent 899-21 Laser	86
3.11	Schema der Frequenz- und Positionsstabilisierung	87
3.12	Transferfunktion der Piezoelektrischen Spiegelhalterungen.	90
3.13	Beispiele wie die Spiegel in einem Ringresonator angeordnet werden können .	90
3.14	Strahlparameter an den Spiegeln und an der Strahltaile für verschiedene Ra- dien R und Abstände d der Spiegel eines konzentrischen Resonators	92
3.15	Astigmatismus aufgrund der außer-axialen Reflektion und verkippten planen Elementen im konvergierenden Strahl	93
3.16	Anordnung der Spiegel und Wellenfrontdeformation im nicht-planaren Resonator	94
3.17	Skizze der Geometrie in einem nicht-planaren Vier-Spiegel-Resonator	95
3.18	Benötigte Genauigkeit der Längenregelung um einen Resonator nahe der Spitze der Resonanz bei 589nm Laserwellenlänge zu halten	98
3.19	Aufbau zur Längenmessung des Verstärkerresonators	99
3.20	Differenz der Signale von Detektor D_1 und D_2 in Abhängigkeit von der Fre- quenz des Lasers in x-Richtung sowie von der optischen Weglänge eines Reso- nators	100
3.21	Eichung des Resonators und einer Referenzcavität bei 647nm Laserwellenlänge	101
3.22	Frequenzverteilung und Intensität der Längenvariation des Verstärkerresonators	102
3.23	Allgemeine Struktur einer Regelung	102
3.24	Oszilloskopbilder des Spannungsanstiegs am PZT beim Anlegen eines Recht- eckpulses	104
3.25	Aufbau einer Master-Slave Resonator Regelung mit dem Pound-Drever-Hall Verfahren	105
3.26	Theoretische Linienform eines Pound-Drever-Fehlersignals.	107
3.27	Aufbau eines Hänsch-Coillaud-Detektors	108
3.28	E-Felder im Resonator	109
3.29	Amplitudendifferenz und Phasendifferenz in einem Resonator bei Präsenz von Polarisationsrotation	110
3.30	Berechnete Resonanzen und Fehlersignale	113
3.31	Verhalten von Resonanz und Fehlersignal bei purer Präsenz von interner Pola- risationsrotation	114
3.32	Resonanz und Fehlersignal bei Einführung einer internen Phasenverschiebung um π	114
3.33	Gemessenes Fehler- und Resonanzsignal mit und ohne resonatorinterne Pha- senverschiebung	115
3.34	Änderung der Resonanzüberhöhung und des Fehlersignals unter Präsenz von Gewinn im Resonator	116
3.35	Abhängigkeit der Resonanzüberhöhung vom internen Gewinn multipliziert mit den Verlusten	117
3.36	Vermessene Resonanzstruktur des Verstärkers bei verschiedenen Wellenlängen	119

3.37	Stabilisierungsschema für den PARSEC-Verstärker	120
3.38	Leistungsspektren von geschlossener und offener Regelschleife auf 647 nm . .	121
3.39	Thermische Störung im Farbstoffstrahl	123
3.40	Farbstoffkreislauf	124
3.41	Düsengeometrie und Farbstoffgeschwindigkeiten	126
3.42	Pumplichteinkopplung für den Ar ⁺ -Laser	130
3.43	Versuchsanordnung zum Pound-Drewer-Hall und HC stabilisiertem, Ar ⁺ gepumpten, Verstärker	132
3.44	Resonanz im Verstärkerresonator und Fehlersignal vom Pound-Drewer-Hall-Detektor	133
3.45	Interne Leistung im Verstärker bei verschiedenen injizierten Leistungen . . .	134
3.46	589 nm Einmoden-Ausgangsleistung mit dem Ar ⁺ -Pumplaser	136
3.47		137
3.48	Aufbau des Lasertests am Himmel über Garching	138
3.49	Messung der Lasersternmagnitude	139
3.50	Anordnung der Resonator- und Pumpspiegel des 532 nm gepumpten aplanaren Verstärkers	140
3.51	Modell der mechanischen Struktur des Verstärkerresonators.	141
3.52	Resonanz und Fehlersignal des Parsec Resonators bei verschiedenen Pumpleistungen	143
3.53	Leistung, Konversionseffizienz und Strahlqualität des VLT Verstärkers	144
A.1	Bilder aller beobachteten Quasare	155
A.2	Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, I-Band Aufnahmen I.	156
A.3	Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion. I-Band Aufnahmen II.	157
A.4	Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, J-Band Aufnahmen I.	158
A.5	Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, J-Band Aufnahmen II.	159
A.6	Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, H-Band Aufnahmen I.	160
A.7	Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, H-Band Aufnahmen II.	161
A.8	Bilder der Quasare und der Residuen nach der Subtraktion, Ks-Band Aufnahmen.	162
A.9	Filter für die verschiedenen Bänder der Quasarbeobachtungen	163
B.1	Reflektivität der verwendeten Laserspiegel I	165
B.2	Reflektivität der verwendeten Laser Spiegel II	165
B.3	Schaltplan des PI-Reglers für die kombinierte Stabilisierung	166
B.4	Schema des PI-Reglers für die resonatorinterne Phasenverschiebung	167
B.5	PARSEC Aufbau am VLT	168
B.6	Schema des optischen Aufbaus am VLT	169
B.7	Photographie der Laseranlage	170

Danksagung

An dieser Stelle gilt mein Dank Herrn Professor Reinhard Genzel, der mir die Gelegenheit gab in der der Infrarotgruppe des MPE zu promovieren. Sein Vertrauen in das Gelingen des Laserprojekts ermöglichte es mir eine Vielzahl von Experimenten und eigenen Ideen zu verwirklichen, welche am Ende doch mit erheblichem Aufwand verbunden waren.

Ein herzlicher Dank auch an die Mitglieder des PARSEC-Teams und der Werkstätten, die geduldig ein organisches Wachstum des Experiments mitgetragen haben: Thomas Ott, Ric Davies, Stefan Kellner, Armin Goldbrunner, Udo Neuman, Stefan Huber, Jianlang Li und Wieland Zaglauer.

Die Freude, welche meine Kinder und Familie mir während dieser Zeit geschenkt haben, trug sicherlich wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir während meiner langjährigen Ausbildung jede nur erdenkliche Unterstützung gegeben haben.