#### INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde der Naturwissenschaftlichen - Mathematischen Gesamtfakultät der Ruprechts - Karls - Universität Heidelberg

> vorgelegt von Dipl.-Phys. Constantin Leon Häfner aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 29.10.2003

## Entwicklung, Modellierung und Aufbau des 10 Joule-Vorverstärkers mit adaptiver Optik für den

Petawatt-Laser PHELIX

Gutachter:

Prof. Dr. Jürgen Kluge

Prof. Dr. Josef Bille

#### ABSTRACT

An der GSI Darmstadt entsteht derzeit der Petawatt-Laser für Schwerionen-Experimente, PHELIX. In Kombination mit dem Schwerionenbeschleuniger verspricht man sich neue Zugänge in der Erforschung von Licht-Materie Wechselwirkungen im Bereich von 10-100 eV. Der Laser ist als MOPA-System entworfen und erzeugt 1-20 ns lange Pulse mit Energien bis zu 5 kJ oder 500 fs lange Pulse mit Intensitäten bis zu  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>.

Diese Arbeit beschäftigt sich zum einen mit der Entwicklung, der Modellierung und dem Aufbau des 10 Joule, 30 Terawatt Vorverstärkers von PHELIX. Zum anderen werden neue Techniken der Kompensation von Wellenfrontstörungen untersucht und eine adaptive Optik für den PHELIX entwickelt und in das System integriert. Das Lasersystem besteht aus drei Blitzlampen-gepumpten Verstärkerstufen mit Laserstäben aus Nd:Glas. Die Verstärkung der kurzen Pulse beruht auf der CPA-Technologie. Daraus resultieren besondere Anforderungen, die für PHELIX und speziell für den Vorverstärker diskutiert und in der Entwicklung berücksichtigt werden.

Hochenergielaser sind in ihrer Leistung durch Wellenfrontverzerrungen begrenzt. Durch Modellierung des räumlichen Strahlprofils durch Phasenkonjugation kann die Intensitätsverteilung im Brennpunkt verbessert werden. Zunächst wurden die Auswirkungen von thermisch verursachten Wellenfrontstörungen untersucht. Das Verhalten bimorpher Spiegel in Hochenergielasern wurde analysiert. Es gelang, bei zwei Multiterawattlasern die Wellenfront drastisch zu verbessern. Ferner wurde erstmals an einem 100 TW-Laser, der außerhalb des thermischen Gleichgewichts betrieben wurde, im komprimierten Puls durch Vorkompensation der Wellenfrontstörungen Foki nahe dem Beugungslimit erreicht.

At GSI Darmstadt the PHELIX (Petawatt-High-Energy-Laser-for-Heavy-Ion-Research) laser is under construction. The project is aiming at new research prospects in light-matter interaction in the regime of 10-100 eV using the combination of energetic heavy-ion pulses and ultra-high power laser pulses. The Laser is designed as a MOPA-System and delivers either pulses of 1-20 ns duration and energies up to 5 kJ or short pulses of 500 fs duration with intensities up to  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>.

This PhD thesis first aims at the design, modelling and setup of the 10 Joule, 30 Terawatt Preamplifier of PHELIX. Second, new techniques of aberration compensation are studied and adaptive optics for PHELIX is investigated and implemented. The Preamplifier consists of three flashlamp-pumped Nd:Glas rod-amplifiers. For short-pulse amplification the CPA-technique is used. Thus special requests are on PHELIX and its preamplifier which are discussed and included in the design studies.

High-Energy-Lasers are limited in their performance by thermally introduced wavefront distortions. Shaping the beam spatially by phase conjugation changes the intensity distribution in the focus which therefore can be improved. Thus, thermal introduced aberrations in High-Energy-Lasers were investigated and the potential of improvement using bimorph deformable mirrors studied. A dramatic improvement of the wavefront at two High-Energy-Laser systems was shown. By precompensation of aberrations with the use of an adaptive mirror almost diffraction limited spots for the compressed pulse were obtained at a 100 TW-Laser running highly off thermal equilibrium.

meinen Eltern in tiefer Dankbarkeit

### Inhaltsverzeichnis

1	$Mo^{1}$	tivatio	n und Überblick	1
2	Exp 2.1 2.2	Synerg Teilche	ntelles Potential für einen Hochenergielaser an der GSI gien aus der Kombination von einem Hochleistungslaser und einem enbeschleuniger	3 4 4
		2.2.2	von Schockwellen und Zustandsgleichung von Wasserstoff	7
3	Hoo	chenerg	gielaser: Stand der Forschung	11
	3.1	-	eistungslaser weltweit	12
	3.2		ik von Hochenergie-Lasersystemen	14
		3.2.1	Verstärkungsmedien für Hochleistungslaser	14
		3.2.2	Der Aufbau von Hochenergielasern	15
4	$Th\epsilon$	eoretisc	che Grundlagen für das Laserdesign	19
	4.1	Verstä	rkungsmedien für Hochenergielaser	19
		4.1.1	Ti:Sa-Laser	19
		4.1.2	Nd:Glas-Laser	20
	4.2	Die V $\epsilon$	erstärkung von Laserpulsen	21
		4.2.1	Verstärkung von kurzen Laserpulsen in Nd:Glas	22
		4.2.2	Bandbreitenbegrenzung bei der Verstärkung von kurzen Laserpulsen	25
		4.2.3	Phasenverschiebungen bei der Verstärkung im Laser	26
		4.2.4	Verstärkte spontane Emission im Lasermedium	26
		4.2.5	Nichtlineare Effekte in Hochenergie-Nd:Glas-Verstärkern	29
	4.3	Erzeug	gung von kurzen Laserpulsen	32
		4.3.1	Die Erzeugung und Verstärkung kurzer Pulse	32
	4.4	Therm	nische Effekte	37
		4.4.1	Thermisch induzierte Spannungen	37
		4.4.2	Thermische Linse	40
	4.5	Strahl	transport mit Teleskopen in Hochenergielasern	42
	4.6	Auswi	rkungen und Charakterisierung von Phasenfrontstörungen	44
		4.6.1	Die Intensitätsverteilung in der Brennebene einer Linse	45
		4.6.2	Die Intensitätsverteilung in der Umgebung des Brennpunktes	49
		4.6.3	Die Intensitätsverteilung in der Brennebene einer Linse unter Be-	
			rücksichtigung von Phasenfrontverzerrungen	50

Ta	abelle	enverzeichnis und Abbildungsverzeichnis	183
8	Aus	blick	181
	7.5	Die adaptive Optik am PHELIX-Vorverstärker	
	7.4	Integration einer adaptiven Optik in den LULI-100 TW-Laser	164
		Hochenergielaser	159
	7.3	Entwicklung und Evaluation adaptiver Optik für den VULCAN-Petawatt-Laser	
	7.2	Adaptive optische Systeme für Hochenergielaser	141 141 144
7	<b>Die</b> 7.1	adaptive Optik am PHELIX Einführung	<b>137</b>
	6.2	Strahlformung und Verstärkung von Laserpulsen des fs-Front-ends	132
Ĭ	6.1	Messung der elektrischen Eigenschaften und des Verstärkungsverhaltens der Laserköpfe	
6	Cha	rakterisierung des Vorverstärkers - erste Messungen	125
		<ul> <li>5.4.1 Raytracing Analyse und Optimierung des Vorverstärkers</li> <li>5.4.2 Die Optimierung der Teleskope, Plazierung der Ghostfoci</li> <li>5.4.3 Simulation und Optimierung des Vorverstärkers mit Miró</li> </ul>	106
	5.4	5.3.1Spezifikation des Vorverstärkers	78 96
	5.2 5.3	Die Architektur von PHELIX	65
5	<b>Ent</b> : 5.1	wicklung und Konstruktion des PHELIX-Vorverstärkers Überblick über die Anforderungen	<b>63</b>
		Aberrationen	
		Seidel-Polynome	
		4.6.4 Darstellung von Aberrationen mit Hilfe von Zernike-Polynomen 4.6.5 Darstellung von Aberrationen mit Hilfe der	51

### Kapitel 1

### Motivation und Überblick

Die rasante Entwicklung in der Lasertechnik und ihren Anwendungen seit der experimentellen Verwirklichung des ersten Lasersystemes, dem Rubinlaser im Jahre 1960 und des Helium-Neon-Lasers im Jahre 1961, kennzeichnet den technologischen Fortschritt des heutigen Zeitalters. Die Eigenschaften dieser modernen Lichtquelle wie hohe Kollimation (geringe Divergenz), geringe spektrale Linienbreite (Monochromasie), definierte räumliche und zeitliche Phasenlage (räumliche und zeitliche Kohärenz), sowie die Möglichkeit der Erzeugung kurzer Pulse mit hoher Energie und Intensität machen den Laser zu einem vielseitigen Werkzeug. Er findet nicht nur Anwendung in der Grundlagenforschung und Meßtechnik, sondern auch in der Materialbearbeitung, Nachrichtentechnik, Holographie, Medizin, Militärtechnik, Unterhaltungstechnik, und vielem mehr. Insbesondere in der Forschung hat der Laser neue Türen aufgestoßen: Mit Lasern lassen sich zum Beispiel Zellen oder einzelne Atome anfassen und untersuchen, in der Grundlagenforschung ist man mit der Erforschung der lasergetriebenen Kernfusion dem Ziel, neue Energiequellen für die Menschheit zu erschließen, nähergekommen.

Die Untersuchung von Licht-Materie-Wechselwirkungen erfuhr durch die Erfindung des Lasers einen enormen Vorschub: Während zu Anfang der Laser mit der Physik im Bereich von wenigen Elektronenvolt wie z.B. chemischen Bindungen assoziiert war, ist man heute in der Lage, mit Hochleistungslasern große Mengen Energien in sehr kurzer Zeit auf Materie mit kleinsten Volumina von wenigen Kubikmillimetern einwirken zu lassen. Die heute erreichten Intensitäten von  $10^{20}$  bis  $10^{22}$  W/cm² erlauben, Plasmen mit Temperaturen im MeV-Bereich zu erzeugen. Die dabei im Inneren des Plasmas entstehenden elektrischen (bis zu  $10^{14}$  V/m) und magnetischen (einige 100 MG) Felder vermögen Elektronen wie auch Ionen auf relativistische Geschwindigkeiten zu beschleunigen, die dann hochintensive Röntgenstrahlung emittieren. Diese modernen Röntgenquellen erfahren ihre Anwendung in der Trägheitsfusion oder der Messung von Materie-Zustandsgleichungen. Weiter verspricht die Realisierung des Röntgenlasers neue Erkenntnisse bei der Untersuchung von Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung in Lithium-ähnlichen Systemen wie z.B. dem Uran<sup>89+</sup>.

Heutige Hochenergielaser mit hunderten von Kilojoule Pulsenergie und Momentanleistungen bis zu einem Petawatt verwenden als Lasermedium Neodym-dotiertes Glas, das aufgrund seiner Eigenschaften dafür besonders geeignet ist. Auf der anderen Seite führt der Weg zu immer höheren Energien zunehmend zu gravierenden Störungen der Phasenfront, so daß die Intensität am Experiment nicht linear mit der Laserenergie

zunimmt. Die in der Astronomie entwickelte adaptive Optik wurde in den letzten Jahren zunehmend interessant für die Anwendung in Hochenergielasern: Mit ihr lassen sich bestehende Systeme bezüglich der Strahlqualität und verbessern, zum anderen neue Lasersysteme konsequent von Anfang an damit ausstatten, um deren Leistung zu steigern. So haben alle großen, europäischen Laserlabore in den vergangenen drei Jahren den Einsatz von adaptiver Optik in Hochenergielasern untersucht. Über die Ergebnisse und Erfolge wird hier berichtet.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung, der Modellierung und dem Aufbau eines 10 Joule – 30 Terawatt Lasersystems, das den Vorverstärker im Petawatt-Hochenergie-Laser für Schwerionen-Experimente – PHELIX – bildet. Die Arbeit besitzt zwei Schwerpunkte: Das Laserdesign (Kapitel 5) und die Entwicklung von adaptiven Optiken für Hochleistungslaser (Kapitel 7). Zunächst wird der Bau eines Hochleistungslaser an der GSI in Kapitel 2 motiviert und ein kurzer Überblick über das experimentelle Potential der Kombination mit einem Schwerionenbeschleuniger-Ring aufgezeigt. In Kapitel 3 schließt sich ein Abriß heutiger Hochenergielasertechnik an und gibt eine Einführung in die Technologie von Hochleistungslasern, wozu auch PHELIX gehört. Mit dem Bau eines solchen Lasers betritt die GSI ein neues Feld bezüglich Forschung, aber auch Technik und Expertise. Im Rahmen einer Kollaboration mit dem Lawrence-Livermore-National-Laboratory in Livermore, Kalifornien wurde ein vorläufiges Design für den Hauptverstärker ausgearbeitet, das aber immer wieder angepaßt werden mußte. Der Vorverstärker stellt im PHELIX das Bindeglied zwischen Laseroszillator und Hauptverstärker dar und definiert wichtige Laserparameter für das Gesamtsystem. Da diese Arbeit die Erste an der GSI ist, die sich mit der Entwicklung eines Hochleistungs-Lasersystems befaßt, sind die Grundlagen dafür in Kapitel 4 etwas ausführlicher als gewöhnlich besprochen. Insbesondere wird auf den Neodym-Glas-Laser abgehoben. Kapitel 5 befaßt sich dann mit dem einen der beiden zentralen Themen dieser Arbeit, nämlich der Planung, Entwicklung und Berechnung des PHELIX und im besonderen des Vorverstärkers unter Anwendung der in Kapitel 4 erläuterten Zusammenhänge. Zunächst wird auf die generelle Architektur des PHELIX-Lasersystems eingegangen und die einzelnen Komponenten vorgestellt. In den darauf folgenden Abschnitten werden dann die Parameter des Systems erläutert und das Vorgehen bei der Entwicklung des Lasers beschrieben. Unter Zugrundelegung der experimentellen Anforderungen wird die Berechnung der einzelnen optischen Elemente und deren Zusammenspiel im Laser im weiteren vorgestellt und erläutert. Danach wird das Design im Computer modelliert und die Parameter geprüft bzw. optimiert.

Der PHELIX-Vorverstärker wurde kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit vollständig in Betrieb genommen. Erste Messungen zur Charakterisierung des Systems werden in Kapitel 6 vorgestellt. Die Ergebnisse werden den Voraussagen und Modellen aus Kapitel 5 gegenübergestellt.

Kapitel 7 wendet sich dem zweiten Kernthema dieser Arbeit zu, nämlich der Entwicklung und Evaluation des Potentials der Integration adaptiver Optik im PHELIX. Die Experimente hierzu wurden in der Hauptsache am VULCAN-Laser der Central Laser Facility, Didcot in Großbritannien und am 100 Terawatt-Laser an der École Polytechnique Paris in Frankreich durchgeführt, da der PHELIX noch in der Planung und im Aufbau war. Außerdem wird von den ersten Experimenten der Integration eines adaptiven optischen Systems in den PHELIX-Vorverstärker berichtet, Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

### Kapitel 2

### Experimentelles Potential für einen Hochenergielaser an der GSI

### 2.1 Synergien aus der Kombination von einem Hochleistungslaser und einem Teilchenbeschleuniger

Der Laser hat in den letzten Jahrzehnten die Welt revolutioniert und gehört heute mit den Teilchenbeschleunigern zu den wichtigsten Forschungsinstrumenten in der Physik. Hochleistungslaser und Teilchenbeschleuniger vermögen auf gezielte Weise große Mengen an Energie in sehr kurzer Zeit in Materie auf einem kleinem Punkt zu deponieren. Dabei wird die Materie in sehr kurzer Zeit aufgeheizt. Der Aufheizprozeß läßt sich dabei gezielt durch die Eigenschaften der Laserstrahlung oder des Schwerionenpulses steuern. Die Umrüstung des Linearbeschleunigers (UNILAC) an der GSI, die im Jahr 2000 abgeschlossen wurde, erlaubt nun in Kombination mit dem SIS die Erzeugung von Schwerionenstrahlen mit Energien bis zu einigen GeV pro Nukleon und Intensitäten bis zu  $10^{11}$  Teilchen pro Puls. Dazu wurde ein Hochstrominjektor (HSI) eingebaut und der bestehende Hochladungsinjektor (HLI) überarbeitet. Die deponierte Energie eines Schwerionenpulses kann Werte bis zu einem Kilojoule erreichen. Dabei gilt ein großes Interesse der Erforschung dichter Plasmen im Temperaturbereich von 10 bis 100 eV.

Experimente mit einem gepulsten Hochenergielaser, insbesondere in der Kombination mit hochintensiven Schwerionenstrahlen, bieten einen neuen Zugang zu und Erkenntnisse über die Struktur der Materie. In den geplanten Experimenten werden Laserstrahl und Schwerionenstrahl wechselweise zur Präparation und zur Diagnostik außergewöhnlicher Materiezustände kombiniert [1]. Die elektrische Feldstärke eines Petawatt-Laserpuls können Atome vom Wasserstoffatom bis zum Uran ionisieren [2]. Für die Untersuchung von Anregungs- und Rekombinationsprozessen von hochgeladenen Schwerionen bietet der Hochleistungslaser neben der direkten Anregung auch neue Perspektiven für die Spektroskopie: Durch die Möglichkeit hohe Harmonische zu erzeugen oder einen Röntgenlaser zu pumpen, gelangt man Zugang in Wellenlängenbereiche, die bisher nicht zugänglich waren. Die Erzeugung homogener, stark wechselwirkender Plasmen mit dem Ionenstrahl und die Untersuchung mit dem Laser eröffnet der Astrophysik einen neuen Zugang in der Präparation bzw. Simulation von Zuständen im Inneren großer Planeten. Der bei einem hochintensiven Laserpuls auftretende Lichtdruck (bis zu 300 Gbar) vermag Elektronen bis auf Energien von ca. 100 MeV zu beschleunigen, die wiederum zur Anregung von Kernre-

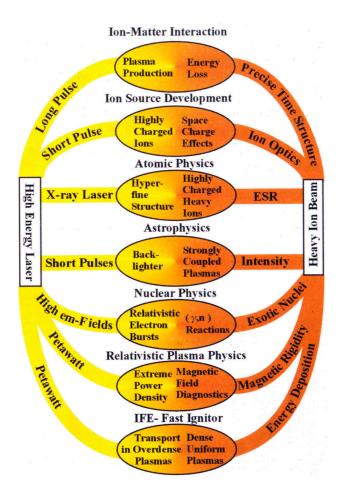


Abbildung 2.1: Synergien für Experimente am PHELIX.

aktionen genutzt werden können. Die Erzeugung und Untersuchung relativistischer Laser-Plasmen, ein noch recht junges Forschungsgebiet, verspricht nicht nur neue Erkenntnisse. Insbesondere eröffnet sie auch durch die Protonen- und Ionenbeschleunigung [3, 4] ein weites Feld an Anwendungen: Protononen-Radiographie, Materialbearbeitung, kompakte Beschleuniger, Inertialfusion etc. Die Liste läßt sich beliebig fortsetzen. Für umfassendere Informationen sei auf das PHELIX-Proposal [5] oder die Tagungsberichte der PHELIX-Workshops [6, 7] verwiesen. Abbildung 2.1 gibt eine Übersicht über die Erschließung möglicher neuer Forschungsfelder, die sich aus der Kombination eines Hochenergielasers wie dem PHELIX und dem Schwerionenbeschleuniger der GSI ergeben. In den folgenden Abschnitten sollen zwei Beispiele für kombinierte Laser-Schwerionen-Experimente aus der Atom- und Plasmaphysik gegeben werden.

### 2.2 Zwei Beispiele für vorgeschlagene Experimente

#### 2.2.1 Röntgenlaser und -spektroskopie an schweren Ionen

Die Laserspektroskopie gehört zu den wichtigsten atomphysikalischen Meßmethoden, um Eigenschaften von Atomkernen zu messen. Dazu gehören unter anderem die Messung von Ladungsradien und Kernmomenten über eine Bestimmung der Isotopieverschiebung und Hyperfeinstrukturaufspaltung. Ein besonderes Interesse gilt der Präzissionsspektroskopie der Hyperfeinstrukturaufspaltung von wasserstoffähnlichen schweren Ionen, da hier die Vorhersagen der Theorie sehr genau sind. Mit zunehmender Kernladungszahl nehmen jedoch die Übergangsenergien stark zu und erreichen schnell den Bereich der harten Röntgenstrahlung, für den es keine konventionellen, abstimmbaren Laser gibt. Indem man zu Lithium-ähnlichen Systemen übergeht, sinkt zum einen die Anregungsenergie, zum anderen sind immer noch recht genaue Vorhersagen seitens der theoretischen Physik möglich. Als Röntgenquellen kommen u.a. in Frage:

- Synchrotrons. Diese bieten ein kontinuierliches Spektrum, die spektrale Intensität ist jedoch gering. Zudem sind sie groß, kostenintensiv im Betrieb und schwer verfügbar.
- Kohärent emittierende Freie-Elektronen-Laser (FEL). Der FEL emittiert in dem sehr geeigneten Wellenlängenbereich  $\lambda \geq 6,5$  nm und besitzt eine hohe Brillianz. Die Bandbreite ist jedoch mit 0,5 % sehr breit für Spektroskopieexperimente.
- Röntgenlaser. Der Röntgenlaser emittiert extrem schmalbandig  $\Delta\lambda \approx 0,3pm$  [8] und besitzt zudem eine hohe Intensität ( $\approx 10^{11}$ ). Durch die kleine Divergenz ist die Brillianz außerordentlich hoch: es werden bis zu  $10^{25}$  Photonen/ $s \cdot mm^2 \cdot mrad \cdot 0,1\%$  Bandbreite emittiert. Andererseits sind die Wiederholraten von Röntgenlasern durch die Pumplaser begrenzt, die i.d.R. im Bereich von Minuten liegen.

Mit der Entwicklung von lasergepumpten, transient Elektronenstoß-angeregten Röntgenlasern, die mit Energien von bis zu 100 eV emittieren, erschließen sich neue spektroskopische Möglichkeiten. Für die Spektroskopie wird jedoch eine abstimmbare Laserquelle gebraucht, während die Röntgenlaser eine feste Frquenz liefern. Mit einem Trick werden dennoch an der GSI solche Experimente möglich sein: Die Geschwindigkeit der Schwerionen im Experimentierspeicherring (ESR) läßt sich von 20% bis 80% der Lichtgeschwindigkeit regeln, so daß über die Dopplerverschiebung

$$\lambda = \lambda' \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

die effektive Frequenz im Ruhesystem der Ionen variiert werden kann.

Der erste Betrieb eines Röntgenlasers, der durch Stoßanregung von Neon-ähnlichem Selen realisiert wurde, wurde 1993 in [9] berichtet. Für die Anregung waren damals noch Multikilojoule-Lasersysteme notwendig, während heute durch ein transientes Pumpschema und Vorpuls-Technik Röntgenlaser mit "kleinen" Terawatt-Lasersystemen gepumpt werden können. Da mit zunehmender Photonenenergie auch die spontanen Zerfallsraten von atomaren Übergängen anwachsen, nimmt die Lebensdauer des Laserniveaus drastisch ab, so daß es schwierig wird, über eine bestimmte Länge im Lasermedium die Besetzungsinversion aufrechtzuerhalten. Der Röntgenlaser läßt sich daher nicht als Resonator realisieren, sondern nur als Verstärker eines einzelnen, spontan emittierten Photons. Mit dem Trick, daß man den die Inversion erzeugenden Pumppuls unmittelbar vor dem Laserpuls herlaufen läßt, erzeugt man so einen maximalen Verstärkungsfaktor ("Travelling wave scheme"). Abbildung 2.2 zeigt das Prinzip des transienten Pumpens eines Röntgenlasers und Abbildung 2.3 den schematischen Experimentaufbau für ein Spektroskopieexperiment am ESR. Mit Hilfe der Röntgenlaserspektroskopie verspricht man sich neue Ergebnisse im

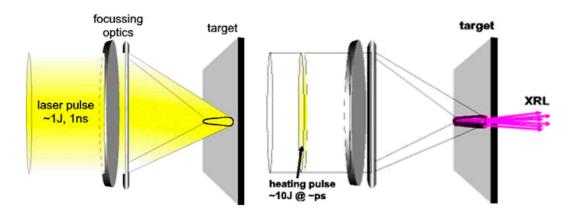


Abbildung 2.2: Transientes Pumpschema des Röntgen-Lasers. Der lange Puls (links) erzeugt ein Plasma, während der ps-Puls die Inversion im Verstärkermedium aufbaut (rechts) [10].

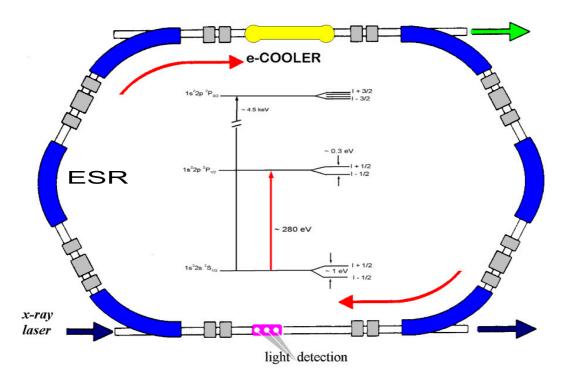


Abbildung 2.3: Spektroskopie mit dem Röntgenlaser an Li-ähnlichen Schwerionen am Experimentier-Speicher-Ring der GSI. Der Röntgenlaser wird entgegen der Flugrichtung der Ionen links unten eingestrahlt. In der Wechselwirkungszone wird das Fluoreszenzlicht detektiert.

Test der QED bei hohen elektrischen und magnetischen Feldern, wie sie in hochgeladenen Schwerionen auftreten. Bei der zu erwartenden Erhöhung der Repetitionsrate lassen sich auch radioaktive Isotope untersuchen.

# 2.2.2 Backlighter für die Diagnostik von dichten Plasmen: Ausbreitung von Schockwellen und Zustandsgleichung von Wasserstoff

Die Untersuchung des Inneren dichter Plasmen, die z.B. durch Beschuß von Materie mit einem Ionenstrahl erzeugt werden, ist aufgrund der hohen Plasmafrequenz mit sichtbarem Licht nicht möglich. Wichtige Plasmaparameter wie z.B. Dichte und Temperatur bleiben verschlossen, wie auch die Emission von ultraviolettem Licht oder Röntgenstrahlung solcher Plasmen meist zu gering für spektroskopische Meßmethoden ist. Mit Hilfe einer externen Röntgenquelle ist es aber möglich, die Probe auf einen Film oder einer CCD-Kamera abzubilden ("Backlighter") oder Röntgenabsorptionsspektroskopie zu betreiben. Die optische Abbildung der Probe funktioniert nach dem Lochkameraprinzip, d.h. man benötigt eine möglichst punktförmige Röntgenquelle, wie sie z.B. durch ein lasererzeugtes und -geheiztes Plasma entsteht.

Abbildung 2.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Experimentes. Ein Ionenstrahl

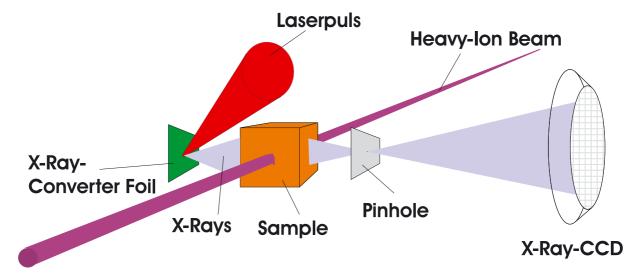


Abbildung 2.4: Prinzip des X-Ray Backlighters. Ein Schwerionenstrahl erzeugt Dichteschwankungen (z.B. Schockwellen) in einer Probe. Gleichzeitig wird mittels eines Hochenergie-Laserpulses auf einer Metallfolie (z.B. Titan) ein Plasma erzeugt. Durch Stoßionisation werden dort höhere Zustände angeregt, die unter Abgabe charakteristischer Röntgenstrahlung zerfallen. Diese durchdringt die Probe und bildet durch eine Lochblende eine Ebene in der Probe auf einer Röntgen-empfindlichen CCD-Kamera ab.

erzeugt das zu untersuchende Plasma in einer Probe. Der Laser wird auf eine weitere Probe, den sogenannten Konverter, geschossen und generiert dort ein Plasma. Als Konverter eignen sich Materialien mit hoher Kernladungszahl. Die vom Laserplasma erzeugte Röntgenstrahlung beleuchtet die zu untersuchende Probe. Es gibt nun zwei Konfigurationen: Zum einen verwendet man eine Lochblende nach der Probe (wie in der Abbildung dargestellt) und bildet die Probe ab. Zum anderen kann man bei genügend kleiner

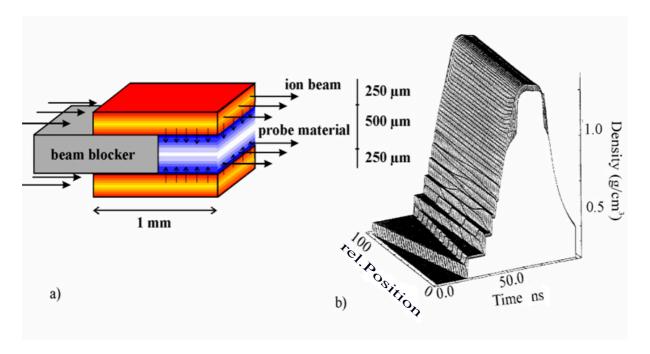


Abbildung 2.5: Schema zur Kompression von Wasserstoff mit einem Schwerionenstrahl. Bild a) zeigt die planare Kompression von gefrorenem Wasserstoff zwischen zwei durch Schwerionenstrahlen aufgeheizten Schichten. Abbildung b) zeigt die theroretische Vorhersage der Kompression der gefrorenen Wasserstoffschicht durch Mehrfachreflexionen der sich ausbreitenden Schockwelle. [5]

Röntgenquelle auf die Lochblende verzichten und betrachtet den Schattenwurf. Die dabei erreichten Intensitäten sind deutlich höher als im Fall der Lochkamera. Jedoch nimmt der Kontrast einer solchen Quelle mit der Zeit ab, da sich das Plasma ausdehnt und damit von einer breiteren Fläche emittiert. Dies kann durch einen kürzeren Laserpuls reduziert werden. Durch eine gepulste Laserquelle (mehrere Pulse in wenigen Nanosekunden) ist es auch möglich, dynamische Vorgänge wie z.B. die Ausbreitung einer Schockwelle zu untersuchen.

Ein interessantes Problem ist beispielsweise die Untersuchung der Zustandsgleichung von Wasserstoff. Er ist als einziges Element der ersten Gruppe des Periodensystems unter Normalbedingungen kein Metall. Bei großem Druck, wie er etwa im Inneren von Jupiter herrscht, erfolgt ein Phasenübergang vom Isolator zum Metall. Dies wurde erstmals in der fluiden Phase bei etwa 3000K und 1,4 Mbar in einem Stoßrohr nachgewiesen [11]. Die Kompression wird durch eine Schockwelle erzeugt. Schockwellenexperimente am NOVA-Laser am Lawrence-Livermore-National-Laboratory in den USA haben gezeigt, daß die bisher verwendeten Zustandsgleichungen für Wasserstoff im Mbar-Bereich nicht mit den exprimentellen Ergebnissen übereinstimmen, insbesondere ist die Kompressibilität höher [12]. Im Gegensatz zu einer lasererzeugten Schockwelle deponiert ein Schwerionenpuls seine Energie in einem Festkörper sehr viel homogener und erzeugt so eine gleichmäßigere Komprimierung eines größeren Volumens.

Abbildung 2.5 zeigt einen möglichen Experimentaufbau und die theoretische Vorhersage für die Kompression von gefrorenem Wasserstoff durch eine Schockwelle. Der gefrorene Wasserstoff ist in einem Sandwichtarget eingeschlossen. Durch plötzliche Erhitzung durch

die Absorption des Ionenstrahls in der unteren und oberen Platte breitet sich eine Schockwelle im Wasserstoff aus, die sich nach Durchlaufen der Schicht reflektiert. Die Dichte nimmte dabei jeweils zu, so daß nach ca. 50 ns die kritische Dichte von 1 g/cm³ für den Phasenübergang erreicht ist. Im Vergleich dazu beträgt die Festkörperdichte 0,088 g/cm³. Durch Beleuchten mit mehreren kurzen Röntgenpulsen des Backlighters ("pulse fence") gewinnt man aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schockwelle den Verlauf der Dichtefunktion. Man erhofft sich, mit diesem Experiment die Zustandsgleichung von Wasserstoff genau bestimmen zu können und so zu neuen Erkenntnissen z.B. über das Innere von Jupiter und dessen starkes Magnetfeld, was ohne die Theorie des metallischen Zustands von Wasserstoff nicht erklärbar ist, zu gelangen. Weitergehende Informationen finden sich bei [5, 13, 14].

### Kapitel 3

### Hochenergielaser: Stand der Forschung

Das Interesse an hochenergetischen, hochintensiven Strahlungsquellen und ihrer Anwendung in der Grundlagen-, Energiequellen- und Militärforschung führte zur Entwicklung von extrem großen Multiarm-Lasersystemen, die in der Lage sind, Laserpulse mit vielen tausend Joule und hoher Intensität auf eine Probe ("Target") zu feuern. Die Realisierung eines Fusionskraftwerks für die Energiegewinnung hat zu verschiedenen Ansätzen der Erforschung der Trägheitsfusion (Englisch: "Inertial Fusion Energy", abgekürzt IFE) geführt. Eine erfolgversprechende Methode bildet die lasergetriebene Trägheitsfusion (inertial confinement fusion - "ICF"), bei der durch Einwirkung eines Lasers ein Deuteriummit einem Tritium-Atom zu Helium verschmolzen wird. Die Technologie bildet einen wichtigen Schritt in Richtung der Fusionskraftwerke und könnte wahrscheinlich die Hauptenergiequelle der Welt in 50-100 Jahren sein. Militärische Interessen leiten sich in der Hauptsache von der Simulation der Wirkung von Sekundäreffekten (also alle anderen Effekte, die nicht die klassisch explosiven Wirkungen sind) von Atom- und Wasserstoffbombenexplosionen ab. Man untersucht z.B. die Strahlung und deren Wirkung auf Materie und biologische Zellen oder der Erzeugung, Ausbreitung und den Eigenschaften von Schockwellen oder der Wirkung des elektromagnetischen Pulses auf Technik und Gerät.

Einen Höhepunkt der Entwicklung von Hochenergie-Multiarm-Lasersystemen stellen die momentan im Bau befindlichen Projekte mit Pulsenergien von 2,4 bzw. 1,8 Megajoule dar, nämlich das "Laser-Mégajoule" (LMJ) in Bordeaux, Frankreich, und die "National-Ignition-Facility" (NIF) in Livermore, USA. Mit der Technik der "Chirped Pulse Amplification" (CPA) [15] (siehe Kapitel 4.3.1.2) im Jahre 1985 begann eine stürmische Entwicklung zu immer höheren Laserintensitäten (Abb. 3.1). Heute sind Terawatt-Laser in kleiner Größe kommerziell erhältlich; Multiterawatt-Laser wurden in zahlreichen Labors weltweit aufgebaut.

Mit der Einführung der CPA-Technik ließen sich bereits bestehende Hochenergielaser für die Fusionsforschung in Hochintensitätslaser umbauen. Die bisher größte Spitzenintensität wurde mit 1,25 Petawatt [16] an einem umgerüsteten Arm des NOVA-Lasers am Lawrence Livermore Institut (LLNL) in den USA erreicht. Seitdem sind eine Anzahl neuer Petawatt-Projekte in Planung oder bereits im Bau: 500 J in 500 fs am Institute of Laser Engineering, ILE, Universität Osaka, Japan<sup>1</sup> [17], 500 J in 500 fs an der Gesellschaft für

 $<sup>^{1}</sup>$ Der Petawatt-Laser ist bereits in Betrieb. Bisher wurden 420 J in 470 fs bei Intensitäten über  $10^{20}$ 

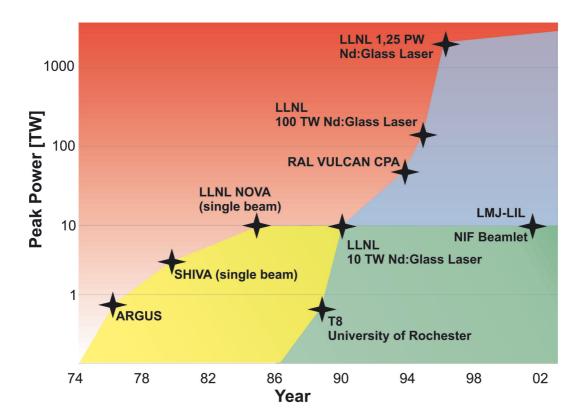


Abbildung 3.1: Entwicklung der Hochintensitätslaser in der Vergangenheit bis heute. Die Abbildung zeigt die stürmische Entwicklung von erreichten Spitzenintensitäten bei Lasern in den vergangenen Jahren. Die Technik der Güteschaltung (Q-switching) und der Chirped Pulse Amplification bildeten dabei jeweils große Sprünge in der maximal erreichten Intensität.

Schwerionenforschung Darmstadt [5], der Central Laser Facility (CLF) am Rutherford Appleton Laboratory in Großbritannien [18, 19], dem Laboratoire Utilisation Laser Intense (LULI) an der Ecole Polytechnique in Frankreich, [20]; 120 J in 120 fs am Institut für Quantenoptik der Universität Jena in Deutschland [21]; 30 J in 30 fs am Center for Ultrafast Optics an der University of Michigan in den Vereinigten Staaten.

### 3.1 Hochleistungslaser weltweit

Während Hochenergielaser im kJ-Regime in der Regel für militärische und Fusionsforschungszwecke enstanden, gibt es eine Reihe von Hochintensitätslasern mit Pulsleistungen von einigen 10-100 TW in zivilen Forschungslabors. Abbildung 3.2 gibt eine Übersicht über die meisten bestehenden und im Bau befindlichen Hochleistungslaser auf der Welt. Hochenergielaser für die Fusionsforschung bestehen gewöhnlich aus vielen Laserverstärkerketten, da in einem einzelnen Laserarm nicht beliebig hoch verstärkt werden kann. Um in den für die Fusionsforschung interessanten Bereich von ca. 1,8 MJ/3 ns zu gelangen, werden viele einzelne Hochenergielaser zusammengeschaltet und synchron ausgelöst. Die Synchronisation wurde früher durch die Verwendung eines einzigen Oszillators erreicht, dessen Strahl dann auf viele Vorverstärker verteilt wurde, die dann wiederum in

 $W/cm^2$  erreicht.

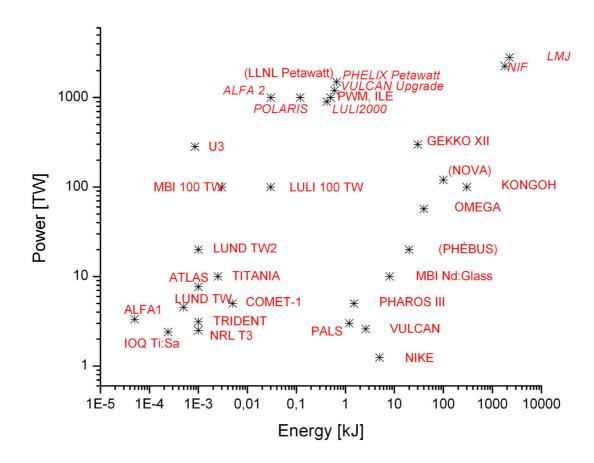


Abbildung 3.2: Überblick über bestehende, im Bau befindliche (kursive Beschriftung) und bereits abgeschaltete (in Klammern) Hochleistungslaser weltweit.

die Endverstärker injiziert wurden. Heute setzt man gewöhnlich Glasfaserlaser als Oszillator ein und synchronisiert diese mit einer zentralen Uhr. Diese Technik wird an der Nation Ignition Facility (NIF) oder am Laser Mégajoule (LMJ) verwandt. Eine zivile und traditionsreiche Lasereinrichtung ist das Laboratory for Laser Energetics, LLE, Universität Rochester in den USA. Das LLE entstand 1970 und untersucht die Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie. Dazu wurde dort u.a. der Omega Laser errichtet, der mit 60 Laserarmen ca. 40 kJ bei einer Pulslänge > 1 ns erzeugt.

#### 3.2 Technik von Hochenergie-Lasersystemen

Moderne Hochleistungslaser sind Pulslaser und müssen nach der Pulsdauer in (Niedrigintensitäts-) Hochenergielaser, Niedrigenergie-Hochintensitätslaser Hochenergie-Hochintensitätslaser unterschieden werden. Hochenergielaser liefern verhältnismäßig lange Pulse (1-100 ns) bei sehr hohen Energien im Kilojoule-Regime. Sie benötigen große Verstärker, hohe Pumpenergien und können in der Regel nur mit kleiner Pulswiederholfrequenz betrieben werden (typisch sind Minuten bis Stunden), da die im Pumpprozeß von außen eingebrachte Wärme aufgrund der schlechten thermischen Eigenschaften des Verstärkermaterials (z.B. Nd:Glas) nur langsam wieder abgegeben werden kann. Niedrigenergie-Hochintensitätslaser emittieren in der Regel Pulsenergien kleiner 1 Joule. Durch die Technik der Verstärkung frequenzkodierter Laserpulse ("Chirped Pulse Amplification" - CPA) ist es möglich, die Dauer der Laserpulse bis in den Bereich von einigen Femtosekunden zu reduzieren. Durch Fokussierung lassen sich so Intensitäten im Bereich von 10<sup>18</sup> bis 10<sup>20</sup> Watt/cm<sup>2</sup> erzielen, die die mit Hochenergielasern erreichbaren Werte um Größenordnungen übertreffen. Schließlich bildet der Einsatz der CPA-Technologie an Hochenergielasern die Möglichkeit, zu noch höheren Pulsleistungen im Bereich von einem Petawatt und darüber zu gelangen. Entsprechend ist die fokussierte Intensität im Bereich von  $\geq 10^{21}~{
m Watt/cm^2}$ . Die Pulslängen betragen etwa 0,4-0,6 ps; mit der Technologie der optisch parametrischen Verstärkung in Kombination mit CPA, gelingt es bei gleicher Verstärkung breitbandigere Pulse zu erzeugen und so zu noch kürzeren Pulsdauern und somit noch höheren Intensitäten zu gelangen.

#### 3.2.1 Verstärkungsmedien für Hochleistungslaser

Bei den weltweit existierenden Hochleistungslasern ist das verwendete, laseraktive Verstärkungsmedium abhängig davon, ob der Laser als Hochenergie- oder Hochintensitätslaser konzipiert ist. Bei Hochenergielasern wie der NIF, dem LMJ oder dem PHE-LIX wird Neodymium dotiertes Glas (Nd:Glas) verwendet. Dieses Material eignet sich aufgrund seiner hohen Speicherkapazität für optische Energie und der relativ großen Verstärkungs-Bandbreite. Es kann verhältnismäßig effizient mittels Blitzlampen gepumpt werden. Nd:Glas kann in hoher Stückzahl und großen Durchmessern bis zu etwa 1 m hergestellt werden.

Hochintensitätslaser benötigen als laseraktives Medium in erster Linie ein Material mit breitbandiger Verstärkungskurve. Hier hat sich aufgrund seiner idealen Eigenschaften Titan dotierter Saphir (Ti:Sa) durchgesetzt. Seine Lasereigenschaften werden in 4.1.1 besprochen. Ti:Sa wird in allen existierenden Multiterawatt-Lasersystemen eingesetzt. Gemein haben alle Laser einen Ti:Sa-Oszillator, bei einigen sind die anschließenden Verstärkerstufen auch mit Ti:Sa realisiert; solche Systeme bieten kürzeste Pulse im Bereich von einigen Femtosekunden (z.B. der 100 TW ATLAS Laser am MPQ München: 1 J in 130 fs, oder der 100 TW Ti:Sa-Laser am MBI Berlin mit 3 J in 30 fs). Die maximale, extrahierbare Energie ist durch die realisierbare Laser-Kristallgröße begrenzt, da bei zu großem Durchmesser parasitäres Lasen auftritt. Die maximale Kristallgröße beträgt etwa 5 cm, d.h. die maximale Energie ist auf ca. 15 J beschränkt, da die Sättigungsflußdichte ca. 0,9 J/cm² beträgt. Mittlerweile gelingt es, durch geeignete Maßnahmen (Kühlung, Cladding) auch größere Kristalle für die Verstärkung einzusetzen. Aufgrund der idealen Eigenschaften

von Ti:Sa für Kurzpulslaser wird dies zur Zeit sehr rege untersucht. Bei dem jetzigen Stand der Technik wird bei Multiterawatt-Lasern mit höheren Ausgangsenergien gewöhnlich ein breitbandiger Ti:Sa-Oszillator mit anschließenden Verstärkerstufen aus Nd:Glas oder Yb:Glas kombiniert (z.B. der 100 TW Laser in LULI, Frankreich: 30 J in 300 fs, oder der 300 TW VULCAN-Laser am Rutherford Appleton Laboratory, Großbritannien und viele andere). Ein solches Lasersystem wird als Hybrid-Laser bezeichnet.

Eine Sonderstellung nehmen die wenig vertretenden Excimer-Laser ein. Das Lasermedium ist angeregter Ioddampf (Prague Asterix Laser System - PALS, Tschechien [22], oder ISKRA-4 am Russian Federal Nuclear Center, Rußland) oder Kryptonfluorid-Gas (KrF) (z.B. NIKE am Naval Research Laboratory, USA).

Bei Iodlasern wird atomares Iod durch Photodissoziation von Perfluorisopropyliodid  $(C_3F_7I)$  erzeugt und in den  $2p_{1/2}$ -Zustand angeregt. Der Laserübergang bei einer Wellenlänge von 1,315  $\mu m$  führt über einen magnetischen Dipolübergang in den Zustand  $2p_{3/2}$ . Die Lebensdauer des angeregten Niveaus ist durch Stoßprozesse im Gas auf ca. 10  $\mu s$  begrenzt. Der Laser besitzt den Vorteil, daß das Lasermedium im Gegensatz zum Festkörperlaser optisch nicht zerstört werden kann. Jedoch stellen die kurze Lebensdauer des angeregten Niveaus hohe Anforderungen an die Blitzlampen; zudem werden beim Zünden der Blitzlampen Dichteschwankungen im Gas aufgrund akustischer Wellen hervorgerufen, die die Laserstrahlqualität verschlechtern. Mit einer Ausgangsenergie von ca. 1,2 kJ gehört das Prague Asterix Laser System (PALS) ebenfalls zu den Hochenergielasern, ist aber mit einer Pulsdauer von knapp einer Nanosekunde aufgrund technischer Gegebenheiten auf eine Ausgangsintensität von ca. 1,5 TW begrenzt.

KrF-Excimer Laser emittieren bei einer Wellenlänge von 248 nm. Durch die sehr niedrige Sättigungsdichte wird allerdings für die Erzeugung hoher Pulsenergien ein großes Volumen bei großer Apertur benötigt. Da KrF gewöhnlich mit hochenergetischen Elektronenstrahlen gepumpt wird, ist dies technologisch nur schwer realisierbar. Am NIKE Laser wurde eine Ausgangsenergie von 5 kJ bei einer Pulsdauer von 4 ns mit zwei entgegengesetzt laufenden 670 keV Elektronenstrahlen als Pumpquelle realisiert.

#### 3.2.2 Der Aufbau von Hochenergielasern

Hochleistungslaser werden in der Regel als MOPA-System (Master-Oscillator-Power Amplifier) konzipiert, um die lokale Intensität in und auf Optiken möglichst klein zu halten. Hohe Intensitäten können zu Zerstörungen führen, wobei nichtlineare Prozesse wie z.B. die Selbstfokussierung dies noch verstärken. In einem Resonator ist z.B. die umlaufende Intensität um 2-3 Größenordnungen höher als die ausgekoppelte Leistung. Bei einem MOPA-System gibt ein Oszillator als Quelle Laserpulse mit wohl definierten Eigenschaften wie z.B. Bandbreite und zeitliche und räumliche Pulsform ab. Die Energie pro Puls liegt dabei sehr niedrig und ist typischerweise in der Größenordnung von Nanojoule. Die weitere Verstärkung erfolgt dann in mehrstufigen Verstärkerketten, deren Strahldurchmesser schrittweise zunimmt, um die Energieflußdichte in den optischen Komponenten unterhalb der Zerstörschwellen zu halten. Die einzelnen Stufen werden durch Teleskope, Faraday-Isolatoren oder Pockelszellen gegen Rückkopplungen voneinander isoliert. Bild 3.3 zeigt einen Laserarm des NOVA-Lasers am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) in den USA, der als MOPA konzipiert ist.

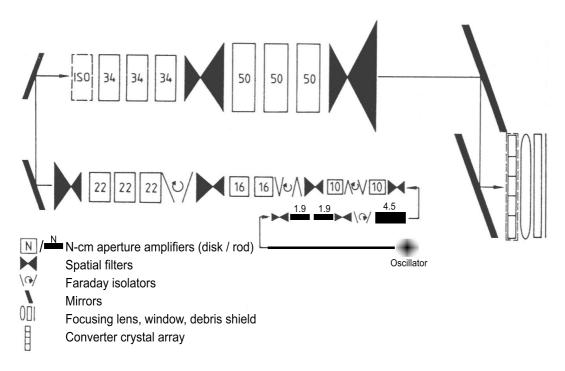


Abbildung 3.3: Typische Architektur eines MOPA-Systems. Die Abbildung zeigt schematisch einen Arm des NOVA-Lasers am LLNL, der als MOPA-System konzipiert ist. Ein Laserpuls aus einem Oszillator wird in mehreren Stufen aus Stab-Verstärkern ("Rod Amplifiers") und anschließenden Scheiben-Verstärkern ("Disk Amplifiers") von wenigen mJ auf ca. 10 kJ verstärkt.

Der Strahldurchmesser zwischen den einzelnen Verstärkerstufen wird durch Teleskope angepaßt und dadurch die Energieflußdichte reduziert. Bei der Verstärkung und der Ausbreitung des Strahls im Laser entstehen Intensitätsmodulationen über den Strahlquerschnitt, die durch nichtlineare Prozesse anwachsen und gegebenenfalls Schäden in und auf optischen Elementen verursachen können. Durch eine Lochblende in der Brennebene des Teleskops, die wie ein Tiefpaß wirkt, kann man solche Modulationen herausfiltern und das Strahlprofil glätten (Raumfrequenzfilter). Die abbildenden Eigenschaften eines Teleskops lassen sich ebenfalls ausnützen: Man bildet ein anfängliches Intensitätsmuster (z.B. das gut Kontrollierbare des Oszillators) im Laser durch die Teleskope immer wieder von Verstärker zu Verstärker ab und erreicht so zum eine Stabilisierung des Intensitätsprofils und eine optimale Kopplung der Strahlenergie zwischen zwei aufeinanderfolgenden Verstärkern (Bildweitergabeverfahren).

Bei Nd:Glas-Hochenergielasern kommen meist zwei verschiedene Bauarten von Verstärkern zur Verwendung: Die Scheibenverstärker ("Disk Amplifier") und die Stabverstärker ("Rod Amplifier"). Bei einem Scheibenverstärker steht das Lasermedium unter Brewsterwinkel im Strahl. Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau. Die Verstärkerscheiben werden von zwei Blitzlampenkassetten gepumpt. Da an jeder Stelle auf der Scheibe die gleiche Pumplichtintensität auftrifft und die Scheiben verhältnismäßig dünn sind, ist das Verstärkungsprofil idealerweise homogen. Scheibenverstärker können mit großen Aperturen hergestellt werden. Die Wiederholraten sind jedoch gering, da Blitzlampen und Verstärkerscheiben nur durch Gasfluß gekühlt werden können. Bei Stabverstärkern wird die entstandene Wärme der Blitzlampen durch eine Kühlflüssigkeit abgeführt. Abbildung 3.5

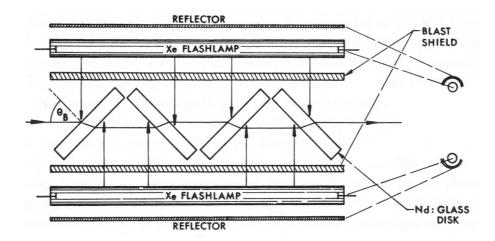


Abbildung 3.4: Aufbau eines Scheibenverstärkers. Der von links kommende Laserstrahl durchläuft die unter Brewsterwinkel stehenden Verstärkerscheiben. Sie werden seitlich von zwei Blitzlampenkassetten gepumpt. [23]

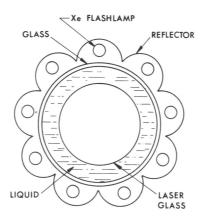


Abbildung 3.5: Aufbau eines Stabverstärkers. Der aus der Bildebene kommende Laserstrahl durchläuft den Laserstab, der zylindrische, rechteckige, aber auch eine andere Querschnittsform besitzen kann. Die Blitzlampen sind radial um den Laserstab angeordnet und wie auch der Laserstab mit einer Kühlflüssigkeit umflossen.[23]

zeigt einen Querschnitt durch einen typischen Stabverstärker. Das Lasermedium ist stabförmig und ebenfalls von einem Kühlmittel umflossen. Die Blitzlampen sind radial um den Stab angeordnet. Durch die exponentielle Absorption des Pumplichts entsteht ein näherungsweise parabolisches Verstärkungsprofil. Stabverstärker bieten hohe Verstärkungskoeffizienten und einen guten Wirkungsgrad, sind jedoch im maximalen Strahldurchmesser durch Auftreten von parasitärem Lasen bei zunehmendem Stabradius begrenzt. Bei herkömmlichen Glassorten liegt die Grenze etwa bei 90 - 120 mm. Die Wiederholraten sind je nach Durchmesser 1-2 Größenordnungen höher als beim Scheibenverstärker (bezogen auf Glas). Durch die thermische Belastung tritt Spannungsdoppelbrechung ein, was zu Depolarisation führt. Außerdem bildet sich in Kombination mit anderen thermischen Effekten eine Linsenwirkung des Laserstabs aus. Am PHELIX werden Stabverstärker im Vorverstärker und im ns-Front-end eingesetzt. Der Haupt- und Endverstärker ist aufgrund der hohen Energieflußdichte mit Scheibenverstärkern realisiert.

### Kapitel 4

### Theoretische Grundlagen für das Laserdesign

Im folgenden Kapitel soll ein kurzer Überblick über die theoretischen Grundlagen gegeben werden, die für die Entwicklung und die Konzeption eines Kurzpuls-Hochenergie-Laserverstärkers nötig sind. In Kapitel 4.1 werden zunächst die Verstärkungsmedien beschrieben, die in Hochenergie- und Hochintensitätslasern hauptsächlich zum Einsatz kommen. Anschließend wird die Verstärkung von Laserpulsen in 4-Niveau Systemen wie Nd:Glas beschrieben und die für das spätere Laserdesign notwendigen Formeln abgeleitet. Kapitel 4.3 gibt dann einen Überblick über die Erzeugung kurzer Laserpulse, wie sie auch im PHELIX verwendet werden. Thermische Belastungen des Lasermediums und die Auswirkung auf den verstärkten Puls werden in Kapitel 4.4 beschrieben, bevor Kapitel 4.5 mit dem Strahltransport in Hochenergielasern abschließt.

#### 4.1 Verstärkungsmedien für Hochenergielaser

#### 4.1.1 Ti:Sa-Laser

Der Titan-Saphir-Laser ist seit seiner ersten Verwirklichung zum weitestverbreiteten, abstimmbaren Festkörperlaser geworden. Er besitzt einen größeren Abstimmbereich als Farbstofflaser und liefert höhere Ausgangsleistungen.

In einem Ti:Sa-Kristall ( $Ti:Al_2O_3$ ) wurde das  $Al^{3+}$ -Ion des  $Al_2O_3$  durch ein  $Ti^{3+}$ -Ion ersetzt (Dotierung ca. 0,1 Gewichtsprozent). Dadurch entsteht ein Vierniveausystem; die Laserniveaus entstehen aus der  $3d^1$ -Konfiguration durch Wirkung des Kristallfeldes. Das Energieniveauschema ist einzigartig unter den Übergangsmetallen, da ein d-Niveau über dem höchsten Laserniveau fehlt und somit die Anregung höherer Zustände vermieden wird. Der Laserübergang ist durch Gitterphononen verbreitert. Die Emissionswellenlängen liegen zwischen 670 und 1100 nm mit einem Maximum bei ca. 800 nm. Ti:Sa besitzt ein breites Absorptionsband mit einem Maximum bei etwa 490 nm. Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus beträgt nur 3,2  $\mu s$ . Die Besetzungsinversion ist reziprok proportional zum Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission und der Fluoreszenz-Lebensdauer. Daher läßt sich Ti:Sa mit konventionellen Pumplichtquellen (z.B. Blitzlampen) nur schlecht pumpen, aber sehr effizient (ca. 50 Prozent Wirkungsgrad) mit einem Argonlaser, frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser oder

Parameter	Symbol	Wert
Brechungsindex	$n_0$	1,76
Nichtlinearer Brechungsindex	$n_2$	$3, 2 \cdot 10^{-16} cm^2/W$
Fluoreszenz-Lebensdauer	au	$3.2~\mu s$
Fluoreszenz-Linienbreite (FWHM)	$\triangle \lambda$	$\approx 180nm$
Linienbreite des Laserübergangs	$\triangle \nu$	100 THz
Art der Linienverbreiterung		homogen
Emissionsmaximum	$\lambda$	$\approx 790 \ nm$
Maximaler Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission		
- parallel zur c-Achse	$\sigma_{p\parallel}$	$\approx 4.1 \cdot 10^{-19} \ cm^2$
- orthogonal zur c-Achse	$\sigma_{p\perp}$	$\approx 2.0 \cdot 10^{-19} \ cm^2$
Wirkungsquerschnitt für stimulierte		
Emission bei 795 nm (  c-Achse)	$\sigma_{\parallel}$	$2.8 \cdot 10^{-19} \ cm^2$
Wirkungsquerschnitt für stimulierte		
Emission bei 1053 nm (  c-Achse)	$\sigma_{\parallel}$	$2,6\cdot 10^{-20}\ cm^2$
Verstärkungsbandbreite		230 nm
Quantenkonversionseffizienz für ein		
526 nm Pump-Photon	$n_Q$	$\approx 1$
Sättigungsflußdichte bei 795 nm	$E_{sat}$	$0.9 \ J/cm^2$
Streuverluste		$< 0,001 cm^{-1}$
Absorptionsbandbreite	$\lambda_a$	400 - 600 nm
Maximale Absorption bei	$\lambda_{a-max}$	488 nm
Dichte	$\rho$	$3,98g/cm^{3}$

**Tabelle 4.1:** Lasereigenschaften des  $Ti: Al_2O_3$  (Daten aus [24, 25, 26])

(wie im Falle des PHELIX) mit einem frequenzverdoppelten Nd:YVO-Laser.

Neben seinen sehr guten spektralen Lasereigenschaften zeigt der Ti:Sa-Kristall aber weitere, wichtige Eigenschaften auf, die für die Verwendung als Lasermedium von Bedeutung sind. Hierzu gehören die hohe thermische Leitfähigkeit, die mechanische Stabilität und chemische Beständigkeit. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Eigenschaften von Ti:Sa als Lasermedium.

Durch sein breites Emissionsspektrum ist der Ti:Sa-Laser sehr gut für die Erzeugung und Verstärkung von modengekoppelten Pulsen im Femtosekunden-Bereich geeignet. Die Methode der Kerr-Linsen Modenkopplung ("Kerr-lens mode locking") und der CPA werden in Kapitel 4.3.1.1 bzw. in Kapitel 4.3.1.2 erläutert.

#### 4.1.2 Nd:Glas-Laser

Dotierte Gläser als Lasermedien für Festkörperlaser unterscheiden sich in ihren Lasereigenschaften z.T. erheblich, da sie im Unterschied zu Kristallen isotrope Eigenschaften besitzen und sehr viel stärker dotiert werden können; ferner läßt sich Glas in fast be-

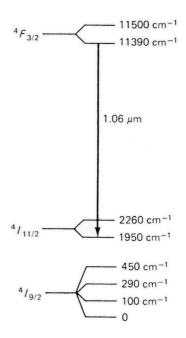


Abbildung 4.1: Ausschnitt aus dem Energieniveauschema von Nd<sup>3+</sup> in Glas.

liebiger Form und Größe bei sehr guter optischer Qualität herstellen. Damit lassen sich Laserpulse zu sehr hohen Energien und Leistungen verstärken. Da die Wärmeleitfähigkeit von Gläsern jedoch relativ gering ist, können solche Pulslaser nur mit geringen Wiederholraten betrieben werden.

Es gibt eine große Bandbreite an Nd-dotierten Lasergläsern. Die am häufigsten verwendeten und kommerziell erhältlichen sind die Silikat-  $(SiO_2)$  und Phosphatgläser  $(P_2O_5)$ . Nd-Phosphatgläser zeichnen sich gewöhnlich durch einen hohen Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission  $(\sigma = 3, 7 - 4, 5 \cdot 10^{-20} cm^2)$  und kleinem nichtlinearen Brechungsindex  $(n_2 = 0, 91-1, 15 \cdot 10^{-13} \text{ esu})$  aus. Daher eignen sie sich sehr gut für Hochenergielaser und wurden daher in solchen Lasern für die Erforschung der Kernfusion verwendet [27, 28]. Silikatgläser haben dagegen einen ca. 50 Prozent niedrigeren Wirkungsquerschnitt.

Der Nd:Glas-Laser ist ein Vierniveausystem. Da es in einem Glas keine geometrische Ordnung gibt, ist die Umgebung der  $Nd^{3+}$ -Ionen ungleichmäßig und die Niveaus und Übergänge daher stark inhomogen verbreitert. Der Laserübergang geht vom  ${}^4F_{3/2}$  in den  ${}^4I_{11/2}$ -Zustand und liegt bei 1,06  $\mu m$  (vgl. Abbildung 4.1). Die Wellenlänge wird durch die Art des Glases (z.B. Phosphat- oder Silikatglas) nur schwach beeinflußt und unterscheidet sich nicht mehr als  $\pm$  0,01 $\mu m$ . Die mittlere Lebensdauer des oberen Niveaus beträgt typischerweise einige hundert Mikrosekunden. Die Linienbreite ist mit ca. 20 nm, entsprechend  $6\cdot 10^{12}$  Hz, im Gegensatz zu z.B. Nd:YAG sehr breit. In Tabelle 4.2 sind die wichtigsten Lasereigenschaften von Neodym dotierten Gläsern zusammengestellt.

### 4.2 Die Verstärkung von Laserpulsen

Die Erzeugung von hochenergetischen Laserpulsen beruht auf einer Kombination eines Oszillators mit nachgeschalteten Laser-Leistungs-Verstärkerstufen (MOPA). In einem sol-

Parameter	Symbol	Wert
Brechungsindex	$n_0$	$\approx 1, 5-1, 6$
Nichtlinearer Brechungsindex	$n_2$	$\approx 4 \cdot 10^{-16} cm^2/W$
Fluoreszenz-Lebensdauer	au	$\approx 330 \mu s$
Fluoreszenz-Linienbreite (FWHM)	$\triangle \lambda$	$\approx 20nm$
Art der Linienverbreiterung		inhomogen
Emissionsmaximum	$\lambda$	$\approx 1060 \ nm$
Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission	$\sigma$	$\approx 3,0-4,5\cdot 10^{-20}cm^2$
Sättigungsflußdichte bei 1,06 $\mu m$	$F_{sat}$	$\geq 4J/cm^2$

Tabelle 4.2: Typische Lasereigenschaften von Nd : Glas (Daten aus [24])

chen System ist die Pulsbreite, Pulsspektrum und Strahldivergenz im wesentlichen vom Oszillator vorgegeben. Die Pulsenergie und -leistung wird durch die Auslegung der Leistungsverstärker festgelegt. Die Intensität eines Laserspulses in der Fläche A mit der Energie E und der Dauer  $t_p$  kann geschrieben werden als

$$I_p = \frac{E}{t_p \cdot A}.\tag{4.1}$$

Jeder Leistungsverstärker erhöht die sogenannte "Leuchtstärke" oder auch Brillianz des Lasers. Die Leuchtstärke ist gegeben durch

$$B\left[\frac{W}{cm^2sr}\right] = \frac{P}{A\Omega} = \frac{I}{\Omega},\tag{4.2}$$

wobei P die Leistung des von der Fläche A emittierten Strahls ist, der die Divergenz  $\Omega$  besitzt.

#### 4.2.1 Verstärkung von kurzen Laserpulsen in Nd:Glas

Im PHELIX werden die Laserpulse in Nd:Glas-Leistungsverstärkern verstärkt. Ein Laserpuls der Dauer  $t_p$  mit der Anfangsenergie  $E_{in}$  durchquert das Lasermedium, in dem die Energie  $E_{st}$  durch Besetzungsinversion gespeichert ist. Durch stimulierte Emission wird der Puls verstärkt und verläßt schließlich das Lasermedium mit der Energie  $E_{aus}$ . Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus, die sogenannte Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f$ , beträgt für Nd:Glas typischerweise etwa 330  $\mu s$ , die Dauer eines Blitzlampenpulses  $\tau_p$  liegt in der selben Größenordnung. Daher kann angenommen werden, daß der Prozeß der Laserverstärkung verglichen mit den beiden anderen Prozessen kurz ist:

$$t_p \ll \tau_f, \tau_p. \tag{4.3}$$

Der Verstärkungsprozeß ist daher nur abhängig von der Energie, die im oberen Laserniveau zuvor gespeichert wurde. Mit Hilfe der Ratengleichungen und der Vernachlässigung der Fluoreszenz während des Pumpprozesses erhält man für die Änderung der Dichte der Besetzung des oberen Laserniveaus in einem Vierniveausystem:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\sigma \phi c n. \tag{4.4}$$

Dabei ist  $\sigma(\nu)$  der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission in Abhängigkeit der Frequenz des einfallenden Photon,  $\phi$  die Photonenflußdichte (Dimension: Anzahl Photonen/cm²), c die Lichtgeschwindigkeit im Lasermedium und n die Dichte der Besetzungsinversion. Die Gleichung beschreibt die Zunahme des Photonenflusses, sofern im Medium Besetzungsinversion herrscht, d.h. das obere Laserniveau ist dichter als das untere besetzt. Die Zunahme der Photonenflußdichte bei der Durchquerung des Lasermediums mit Besetzungsinversion wird durch eine nichtlineare, zeitabhängige Kontinuitätsgleichung beschrieben:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = cn\sigma\phi - \frac{\partial \phi}{\partial x}c. \tag{4.5}$$

Die Änderung der Photonenflußdichte in einem kleinen Volumen im Lasermedium ist also gleich der Differenz zwischen der durch stimulierte Emission erzeugten Photonen (erster Term) und die das Volumen verlassenden Photonen (zweiter Term). Um diese nichtlinearen Differentialgleichungen zu lösen, nimmt man nun zur Vereinfachung einen rechteckigen Puls der Länge  $t_p$  und der Flußdichte  $\phi_0$  am Eingang des Lasermediums an, das zum Zeitpunkt  $t_0$  eine homogene Besetzungsinversion der Dichte n besitzt. Dann läßt sich Gleichung 4.5 lösen und man erhält

$$\frac{\phi(x,t)}{\phi_0} = \frac{1}{1 - [1 - e^{-\sigma nx}] exp[-\sigma\phi_0(c(t - \frac{x}{c}))]}.$$
 (4.6)

Der Verstärkungsfaktor für ein Lasermedium der Länge x=L ist gegeben durch das Verhältnis der eintretenden und der austretenden Energie:

$$G = \frac{E_{aus}}{E_{ein}} = \frac{1}{\phi_0 t_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(L, t) dt. \tag{4.7}$$

Einsetzen von 4.6 in 4.7 und Lösen des Integrals liefert

$$G = \frac{1}{c\sigma\phi_0 t_p} ln\{1 + [e^{\sigma\phi_0\tau_0 c} - 1]e^{n\sigma l}\}.$$
 (4.8)

Um die Gleichung besser zu verstehen, führt man die Energieflußdichten für den Eingangspuls  $F_{ein}$  und die Sättigung  $F_{Sat}$  des Lasermediums ein:

$$F_{ein} = \phi_0 c t_p h \nu \tag{4.9}$$

$$F_{Sat} = \frac{h\nu}{\sigma} = \frac{F_{st}}{g_0} \tag{4.10}$$

$$mit g_0 = n\sigma. (4.11)$$

Dabei ist  $F_{st} = h\nu n$  die gespeicherte Energie pro Volumen und  $g_0$  der Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient. Als Gewinnfaktor<sup>1</sup> bezeichnet man das Verhältnis zwischen der aus dem Lasermedium bei der Verstärkung extrahierten Energie und der anfangs gespeicherten Energie im oberen Laserniveau, also

$$\eta_E = \frac{F_{aus} - F_{in}}{q_0 L F_{sat}}. (4.12)$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>,,extraction efficiency "

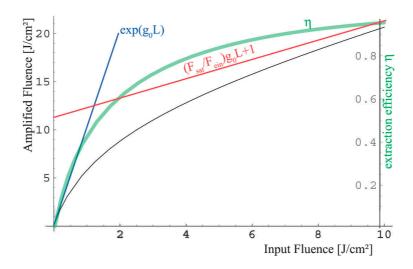


Abbildung 4.2: Auftragung der Ausgangs- über der Eingangs-Energieflußdichte für den 45 mm Nd: Glas-Laserstab im PHELIX-Vorverstärker mit einer Kleinsignalverstärkung von  $G_0 \approx 10$  und einer Sättigungsflußdichte von  $\approx 4,9$  J/cm² (schwarze Kurve) nach Gleichung 4.13. Für sehr kleine Eingangssignale kann die Verstärkung zu  $G \approx G_0 = \exp(g_0 L)$  (blaue Kurve) genähert werden. Für große Eingangssignale, für die  $F_{in}/F_{Sat} \gg 1$  gilt, geht die Verstärkung des Lasermediums in Sättigung und G wird zu  $G \simeq 1 + (F_{Sat}/F_{ein})g_0 L$  (rote Kurve). Zudem ist der Gewinnfaktor  $\eta$  (grüne Kurve) aufgetragen (Ordinaten rechts).

Setzt man nun die Gleichungen 4.9 und 4.10 in 4.8 ein, so erhält man für den Verstärkungsfaktor

$$G = \frac{F_{sat}}{F_{ein}} \cdot ln\{1 + G_0 \left[exp(\frac{F_{in}}{F_{sat}}) - 1\right]\}.$$
 (4.13)

Mit dieser Gleichung kann man für einen Rechteckpuls aus der Energieflußdichte des Eingangspulses, der Sättigungsflußdichte und der Kleinsignalverstärkung  $G_0 = \exp(g_0 l)$  die effektive Verstärkung des Mediums für alle Fälle berechnen. Das bedeutet, daß man, kennt man nur einen Datenpunkt eines Verstärkers, seine Leistung und sein Verhalten in Abhängigkeit verschiedener Betriebszuständen berechnen kann. Diese Rechnung ist eine gute Näherung für Nd:Glas-Verstärker, obwohl i.d.R. keine Rechteckimpulse vorliegen und die Verstärker nicht verlustfrei arbeiten. Nd:Glas läßt sich aber in hoher Reinheit herstellen, so daß es nur sehr wenig Streuverluste durch Unreinheiten im Material gibt. Der Verlustkoeffizient ist kleiner als  $0,001~cm^{-1}$ . Ferner sei noch erwähnt, daß Formel 4.13 auch für Sägezahn-ähnliche Pulse gut gilt. Für davon stark abweichende Pulsformen müssen die beiden nichtlinearen Differentialgleichungen 4.4 und 4.5 gelöst werden. Frantz und Nodvik haben diese in [29] allgemein und im speziellen für einen Rechteckpuls und für einen Lorentz-förmigen Puls gelöst.

Berücksichtigt man Verluste bei der Laserverstärkung wie z.B. Absorption und Streuung an Defekten und Verunreinigungen im Lasermaterial, erhält man die von Avizonis und Grotbeck [30] abgeleitete Gleichung für die Verstärkung an einem Punkt x entlang der Strahlachse im Verstärker:

$$\frac{dF(x)}{dx} = F_{Sat}g_0 \left[1 - exp(\frac{-F(x)}{F_Sat})\right] - \alpha E(x). \tag{4.14}$$

 $\alpha$  bezeichnet den Absorptionskoeffizient pro Längeneinheit. Man sieht, daß durch das Vorhandensein von Verlustmechanismen Verstärkung im Sättigungsbereich des Lasers nur dann auftritt, wenn die Pulsenergie unter einer gewissen Schwelle liegt:

$$F_{limit} = \frac{g_0 F_{Sat}}{\alpha}. (4.15)$$

Für Nd:Glas würde  $F_{limit}$  weit über 100  $J/cm^2$  betragen, was aber die Zerstörschwelle des Materials bei weitem überschreitet (ca. 50  $J/cm^2$ ).

# 4.2.2 Bandbreitenbegrenzung bei der Verstärkung von kurzen Laserpulsen

Der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission ist eine Funktion der Frequenz des einfallenden Photon (vgl. Gleichung 4.4, weil er von der Linienform des Laserübergangs abhängt. Das Spektrum eines Eingangssignal wird daher bei der Verstärkung im Lasermedium moduliert. Der Laserübergang in Ti:Sa ist homogen verbreitert und läßt sich daher durch eine Lorentzverteilung beschreiben. Im Falle des ungesättigten Laserverstärkers folgt der Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient nach Gleichung 4.11 dann ebenfalls einer Lorentzverteilung  $\zeta(\nu)$ :

$$g_0(\nu) = g_0(\nu_0) \cdot \zeta(\nu) \tag{4.16}$$

mit

$$\zeta(\nu) = \frac{\left(\frac{\triangle\nu}{2}\right)}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\triangle\nu}{2}\right)^2}.$$
(4.17)

Laserübergangs. Zentralwellenlänge  $\mathrm{des}$ Der Verstärkungskoeffizient geht daher exponentiell in die Kleinsignalverstärkung  $G_0 = exp(g_0 l)$  ein. Die Verstärkungs-Bandbreite eines Lasers ist daher grundsätzlich kleiner als die atomare Linienbreite des Laserübergangs und nimmt mit steigendem Verstärkungsfaktor weiter ab. In Abbildung 4.3 ist dieser Effekt für ein Lasermedium mit einer Verstärkung von G=10 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Verstärkungs-Bandbreite um ca. 30% schmaler als die der Fluoreszenz ist. Eine Möglichkeit, die Bandbreiteneinengung zu vermindern, ist, den Laser in Sättigung zu betreiben. Das führt zu einer Anhebung der Flanken und Absenkung der Spitze im Spektrum des Lasers, so daß die Bandbreite effektiv zunimmt. Für die Linienbreite des gesättigten Verstärker gilt dann

$$\nu_s = \Delta \nu (1 + \frac{\phi}{\phi_s(\nu_0)}). \tag{4.18}$$

Gewöhnlich ist aber der Verstärkungs-Wirkungsquerschnitt keine symmetrische Funktion. So wird dem Pulsspektrum mit zunehmendem Verstärkungskoeffizient das Verstärkungsprofil des Lasers aufgeprägt.

Der Laserübergang in Nd:Glas ist aufgrund der isotropen Struktur des Glases inhomogen verbreitert. Das Spektrum kann durch eine Gauß-Verteilung genähert werden; analog muß dann obige Rechnung durchgeführt werden.

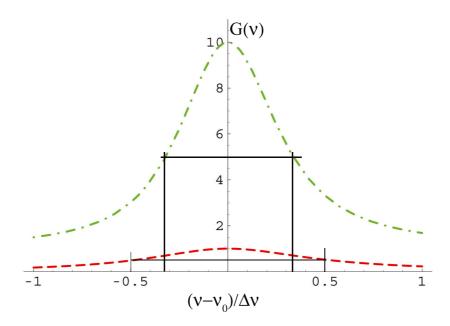


Abbildung 4.3: Bandbreiteneinengung bei der Verstärkung in einem Lasermedium. Die rote Linie zeichnet das Spektrum der Fluoreszenz, die grüne Linie das Spektrum der Verstärkung des Lasermediums.

### 4.2.3 Phasenverschiebungen bei der Verstärkung im Laser

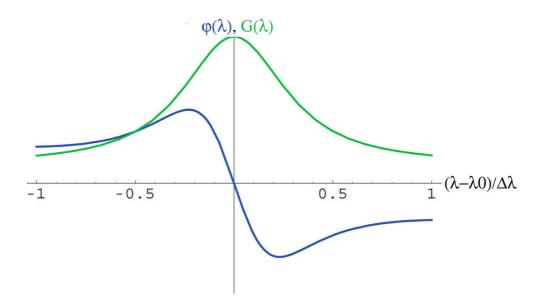
Die Absorption und Dispersion eines Festkörpers sind eng miteinander verknüpft (vgl. Kramers-Kronig-Gleichung, beschrieben z.B. in [31, 32, 33]). Der Verstärkungsfaktor G eines Lasermediums ist frequenzabhängig, daher ist es ebenfalls dispersiv. Eine frequenzbzw. wellenlängenabhängige Phasenverschiebung der Lichtwelle ist daher aufgrund der Dispersion mit dem Verstärkungsfaktor assoziiert. Man kann sie mit Hilfe der Wellengleichung für elektromagnetische Wellen in Materie bestimmen [34]. Für eine schmale Spektrallinie, d.h.  $\Delta \lambda \ll \lambda_0$ , deren Verbreiterung sich durch eine Lorentzkurve beschreiben läßt, ist der Verstärkungskoeffizient durch Gleichung 4.16 gegeben. Der dazugehörige Phasenverschiebungs-Koeffizient  $\varphi(\lambda)$  lautet dann

$$\varphi(\lambda) = \frac{1/\lambda - 1/\lambda_0}{\Delta \lambda/\lambda_0^2} g(\lambda). \tag{4.19}$$

Abbildung 4.4 zeigt schematisch den Verlauf des Phasenverschiebungs-Koeffizient. Man sieht, daß  $\varphi(\nu)$  minimal wird für die Zentralwellenlänge des Laserübergangs und ein Maximum etwa auf Höhe der Halbwertsbreite erreicht.  $\varphi(\lambda)$  ist positiv für Wellenlängen kleiner bzw. negativ für Längenwellen größer der Resonanzwellenlänge. Mit zunehmendem Kleinsignal-Verstärkungskoeffizienten wachsen auch die Maxima des Phasenverschiebungs-Koeffizienten an.

# 4.2.4 Verstärkte spontane Emission im Lasermedium

In einem Lasermedium, in dem Besetzungsinversion herrscht, kann nicht nur durch induzierte Emission verstärkt werden, sondern es findet auch spontane Emission statt. Besitzt das Lasermedium einen hohen Verstärkungskoeffizienten, so kann die spontane durch die



**Abbildung 4.4:** Schematischer Verlauf des Phasenverschiebungs-Koeffizienten  $\varphi(\lambda)$  (blau) und des Verstärkungskoeffizient G (grün) in Abhängigkeit der Wellenlänge.

induzierte Emission verstärkt werden. Da dieser Prozeß von einem Eingangssignal unabhängig ist, stellt er eine Rauschquelle im Verstärkungsprozeß dar. Ferner besitzt die verstärkte spontane Emission (im Englischen und hier weiter als ASE - Amplified spontaneous emission bezeichnet) im Gegensatz zum Eingangspuls keine spezifische Frequenz, Phase, Polarisation und Richtung, ist also eine breitbandige, in allen Richtungen unkorreliert und unpolarisiert abstrahlende Quelle. Dadurch wird es möglich, einen Teil der ASE mit Hilfe von schmalbandigen Bandfiltern, Aperturen und Polarisatoren herauszufiltern. Die ASE begrenzt durch Entvölkerung des oberen Laserniveaus gewöhnlich die maximal erreichbare Besetzungsinversion im Lasermedium und damit den maximal erreichbaren Verstärkungskoeffizient. Ein hoher Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient und eine große Weglänge im laseraktiven Medium begünstigt die ASE. Für das Auftreten der ASE gibt es keine Schwelle, jedoch nimmt die Leistung des ASE-Fluoreszenzlichtes mit steigender Pumpleistung rapide zu und wird schlußendlich zum dominierenden Emissionsprozeß im Lasermedium. Zusätzliche Reflektionen an Spiegeln und Oberflächen außerhalb und totale Reflektion innerhalb des Lasermediums führen zu einer Zunahme der effektiven Weglänge im Lasermedium und so zu einer weiteren Steigerung der ASE-Leistung. Betrachtet man einen Laserstab, dann emittiert er die ASE-Fluoreszenz unter einem Raumwinkel an jeder Stirnseite:

$$\Omega = \frac{A}{L^2}. (4.20)$$

Dabei bezeichnet A die Querschnittsfläche und L die Länge des Laserstabs. Die geometrische Apertur  $\Gamma_A = n^2 \Omega$  wird um das Quadrat des Brechungsindex gegenüber dem Raumwinkel im Laserstab vergrößert (siehe Abb. 4.5).

Um die durch die ASE erzeugte Photonenflußdichte zu berechnen, betrachtet man zunächst die Wahrscheinlichkeitsdichte pro Sekunde, daß ein Atom im oberen Laserniveau

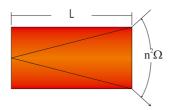


Abbildung 4.5: Direkte Weglänge für die ASE in einem Laserstab der Länge L.

spontan ein Photon emittiert. Diese ist gegeben durch

$$\beth_{Sp} = 1/\tau_F$$

und im Frequenzintervall zwischen  $\nu$  und  $d\nu$  durch

$$\beth_{Sp}(\nu)d\nu = \frac{1}{\tau_F}\zeta(\nu)d\nu. \tag{4.21}$$

Dabei bezeichnet  $\zeta(\nu)$  die spektrale Linienform des Übergangs. Wenn  $N_2$  die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus ist, dann ist die mittlere, spontan emittierte Leistung pro Einheitsvolumen und Frequenzintervall

$$p_{Sp}(\nu, \nu + \triangle \nu) = h\nu N_2 \beth_{Sp}(\nu).$$

Diese Leistungsdichte wird in alle Raumrichtungen und auf beide Polarisationsrichtungen gleichmäßig verteilt abgestrahlt. Betrachtet man nur ein schmales Frequenzband  $\beta$  um die Laserwellenlänge, dann ist der Zuwachs an Photonen pro Einheitsvolumen und -länge, also die Photonenflußdichte pro Einheitslänge des Lasermediums, der in den Raumwinkel  $d\Omega$  abgestrahlt wird, gleich

$$\xi_{Sp}(\nu) = N_2 \frac{1}{\tau_F} \zeta(\nu) \beta \frac{d\Omega}{4\pi}.$$
 (4.22)

Berücksichtigt man nur eine Polarisationsrichtung, z.B. durch Einbringen eines Polarisators nach dem Lasermedium, dann halbiert sich die Photonenflußdichte  $\xi_{Sp}$  entsprechend. Um nun die gesamte durch ASE erzeugte Photonenflußdichte zu berechnen, genügt es nicht,  $\xi_{Sp}$  mit der Länge des Lasermediums zu multiplizieren, sondern es muß die Verstärkung im Lasermedium berücksichtigt werden. Dies kann durch Modifikation und Lösen der Gleichung 4.5 erreicht werden. Linford et al. [35] haben eine analytische Formel für die ASE-Intensität  $I_{ASE}$  eines Laserstabs als Funktion der Kleinsignalverstärkung  $G_0$  abgeleitet:

$$I_{ASE} = \frac{\Omega}{4} \frac{G_0}{\sqrt{lnG_0}} I_S. \tag{4.23}$$

Dabei ist  $I_S$  die Sättigungsintensität des Lasermediums. Für einen Nd:Glas-Laserstab mit 45 mm Durchmesser und 240 mm Länge, einem Emissions-Wirkungsquerschnitt von  $\sigma=4,21\cdot 10^{-20}cm^{-3}$ , einem Pumppuls von ca. 300  $\mu s$  und einer Kleinsignalverstärkung von ca. 10 ergibt sich:  $I_{ASE}=680~W/cm^2$ . Das entspricht ca. 5% der Sättigungsintensität. Mit 4.23 läßt sich der Anteil der ASE und die für das Lasersystem und das Experiment davon ausgehende Gefährdung durch einen ASE-Vorpuls oder -Untergrund abschätzen und beurteilen. Insbesondere bei großen Nd:Glas-Lasersystemen mit großer Gesamtverstärkung muß der ASE und ihrer Unterdrückung großes Augenmerk zugemessen werden, da

durch lawinenartige Verstärkung große Intensitäten erreicht werden können und der Laser frei, d.h. ohne Eingangssignal, anfängt, Laserstrahlung zu emittieren. Dies kann leicht die maximal zulässige Leistung/Fläche der optischen Komponenten im System übersteigen und zu Schäden führen. Dies trat z.B. beim Prototyp eines Armes des NIF-Lasers auf, dem sogenannten Beamlet-Laser, bei dem bei einem elektrischen Test der Blitzlampen die ASE in den Laserverstärkern dazu führte, daß die emittierte Strahlung in einem Teleskop im Fokus ein Plasma auf der Lochblende erzeugte. Dadurch wurde die weitere Strahlung zurück in die Verstärker reflektiert und wie in einem Resonator weiter verstärkt. Die Leistungsdichte überstieg die maximal zulässige und etliche optische Bauelemente wurden zerstört [36].

### 4.2.5 Nichtlineare Effekte in Hochenergie-Nd:Glas-Verstärkern

Bei PHELIX und bei Hochenergielasern im allgemeinen treten Intensitäten im Laserstrahl im Bereich einiger GW/cm² auf. Bei der Transmission von Laserkomponenten, deren nichtlinearer Suszeptibilitätstensor 3. Ordnung ungleich Null ist (optischer Kerr-Effekt), führt dies zu einer intensitätsabhängigen Modulation des Brechungsindex, was bei hohen Feldstärken des elektrischen Feldvektors nichtlineare Effekte wie nichtlineare Fokussierung (Whole-beam self-focusing, "WBSF"), Selbstfokussierung (Small scale self-focusing, "SSSF"), Selbstphasenmodulation und andere verursacht. Der Effekt wird als optischer Kerr-Effekt bezeichnet. Der effektive Brechungsindex eines Mediums kann beim Auftreten höherer Feldstärken geschrieben werden als (Taylor-Entwicklung)

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle = n_0 + \gamma I.$$
 (4.24)

 $n_0$  ist der lineare Brechungsindex, die Intensität I das zeitliche Mittel des elektrischen Feldes  $\langle E^2 \rangle$  in elektrostatischen Einheiten (esu-electrostatic units). Zwischen  $\gamma$  und  $n_2$  besteht der Zusammenhang

$$\gamma = \frac{4\pi}{c} \frac{n_2}{n_0} \cdot 10^5 = \frac{n_2}{n_0} \cdot 4,19 \cdot 10^{-3} \left[ \frac{cm^2}{W} \right]. \tag{4.25}$$

c steht für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Einige Werte für  $n_2$  und  $\gamma$  sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Der Kerr-Effekt tritt in allen optischen Medien auf und besitzt ein positives Vorzeichen. Die Phasendifferenz zwischen einer Lichtwelle, die im Medium mit einem Brechungsindex n(z) entlang der z-Achse, und einer, die im Vakuum läuft, beträgt

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n(z) dz. \tag{4.26}$$

Dabei ist  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts im Vakuum, L<br/> die Länge des Mediums. Mit Gleichung 4.24 läßt sich 4.26 umformen zu

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 L + \frac{2\pi}{\lambda} \int \gamma I(z) dz. \tag{4.27}$$

M : 1/I/	TT.	1	<u> </u>	<u> </u>	O 11
Material/Komponente	Тур	$n_0$	$\gamma$	$n_2$	Quelle
			$10^{-16} cm^2/W$	$10^{-13}esu$	
BBO	BBO	1,600	2,88	1,10	[24]
Calcit	$CaCO_3$	1,590	2,90	1,10	[24]
Faraday Rot.	Phosphate FR-4	1,572	13,95	5,23	[23]
Faraday Rot.	Silicate FR-5	1,686	12,93	5,20	[23]
Faraday Rot.		1,500	2,97	1,06	[37]
Faraday Rot.	TbGa Garnet	1,950	17,20	8,00	[38]
Faraday Rot.	Tb:Glas	1,705	6,64	2,70	[38]
Glas	Schott N-BK-7	1,507	4,06	$1,\!46$	[39]
Glas	FS-4000	1,458	4,31	1,50	[23]
Glas	FS (CVI)	1,450	4,19	$1,\!45$	[40]
Laserglas	Phosphate LG750	1,516	2,82	1,02	[41]
Laserglas	LMJ-Glas	1,522	2,89	1,05	[37]
Laserglas	Silicate ED2	1,567	3,77	$1,\!41$	[42]
Laserkristall	Nd:YAG	1,830	6,87	3,00	[24]
Laserkristall	Ti:Sa	1,760	3,30	1,39	[43]
Lithiumniobat	$LiNbO_3$	2,200	9,15	4,80	[24]
Luft		1,003	$6,27\cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-3}$	[44]
Pockelszelle	KD*P	1,500	9,95	$3,\!56$	[45]

**Tabelle 4.3:** Linearer und nichtlinearer Brechungsindex einiger Materialien für lineare Polarisation.

Die Phasenretardierung setzt sich also aus einem linearen Term –wie aus der klassischen Optik bekannt– und einem intensitätsabhängigen Term zusammen, der als B-Phase, Break-up- oder B-Integral [46] bezeichnet wird:

$$B(r,t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int \gamma I(r,z,t) \stackrel{\text{(Glch.4.25)}}{=} \frac{8\pi^2 \cdot 10^7}{\lambda c} \int_0^L \frac{n_2}{n_0} I(z) dz. \tag{4.28}$$

Bei einem Hochenergie-Lasersystem, bei dem sich die Intensität nicht drastisch ändert, kann man mit einer linearisierten Störungstheorie des Wachstums von Instabilitäten [47] für die Verstärkung der sich am schnellsten verstärkende Raumfrequenz nähern:

$$G_B = \frac{\triangle I}{(\triangle I)_0} = exp\left[\int_0^L \frac{2\pi\gamma I}{\lambda} dz\right] \equiv exp(B).$$
 (4.29)

Weil B=ln G ist das B-Integral eine wichtige Größe beim Design von Hochenergielasern und dient als Kriterium zur Beurteilung, wann das Wachstum von Strahlinstabilitäten dominant wird und der Strahl kollabiert. Die maximal zulässige Verzögerung variiert von Laser zu Laser und muß in der numerischen Simulation oder im Experiment bestimmt werden. B betrug am NOVA-Petawatt-Laser ca. 1 für das Front-end, B=0,9 für die Stabverstärker und B=2,7 für die Scheibenverstärker; am VULCAN-Laser (TAE-Target area east) beträgt B=0,55 für die Vorverstärker (Stabverstärker -  $200\mu J \rightarrow 9J$ ), für den Hauptverstärker (Scheibenverstärker -  $9J \rightarrow 1, 2kJ$ ) B=0,618 und für die Endstufe (Scheibenverstärker -  $1, 2kJ \rightarrow 5, 7kJ$ ) B=1,33 [44]. Da das B-Integral zusätzlich

zeitabhängig ist, führt ein großer Wert ( $B \ge 2$ ) bei der Kompression von CPA-Pulsen zu einer Modulation und Pulsverbreiterung des komprimierten Pulses [48].

Bei einer Gauß-förmigen Intensitätsverteilung verursacht das B-Integral eine Phasenverzögerung zwischen dem in der Mitte und dem am Rand laufenden Licht, d.h. der Strahl wird fokussiert (WBSF). Dem Effekt wirkt die Beugung des Lichts entgegen, so daß sie sich gegenseitig kompensieren können und der Strahl sich divergenzkompensiert ausbreitet (Self-guiding oder self-trapping) [49]. Dieser Effekt tritt bei einer kritischen Intensität auf, der sich durch Gleichsetzen von Divergenz eines Gauß-Strahls und der Phasenfrontverkrümmung durch Selbstfokussierung berechnen läßt:

$$I_{Cr} = \frac{(1,22)^2}{32\pi D^2} \left(\frac{\lambda_0^2}{cn_2}\right). \tag{4.30}$$

 $D=2r_0$  ist der Strahldurchmesser. Im ersten Term steht im Nenner die Strahlfläche, daher ist die kritische Leistung  $P_{Cr}$  vom Strahldurchmesser unabhängig. Wird die kritische Leistung überschritten, dann dominiert die Strahlfokussierung gegenüber der Beugung. Die Brennweite beträgt dann in 1. Näherung [50]

$$f_{WBSF} = \frac{r_0^2 n_0}{\sqrt{2cn_2}} \left(\frac{1}{\sqrt{P} - \sqrt{P_{Cr}}}\right) \approx \frac{w_0}{\sqrt{2n_0 n_2 I_0}}.$$
 (4.31)

Man sieht, daß die Brennweite  $f_{WBSF}$  proportional zum Strahlquerschnitt und reziprok zur Wurzel der Leistung ist. Diese Formel gilt in großer Entfernung zum Brennpunkt und nur dann, wenn der Brennpunkt im Medium liegt. In der Nähe des Fokus muß man die genaue Ausbreitung des elektrischen Feldes mit Hilfe der nichtlinearen Schrödinger Gleichung berechnen; eine umfassende Abhandlung findet sich bei [51], numerische Lösungen bei [52, 53]. Im Laser ändert sich die Leistung während des Pulses, daher ändert sich die nichtlineare Brennweite auch in der Zeit. Dies führt zu einer Verschmierung des Brennpunktes entlang der optischen Achse; bei der Beschädigung von Optiken beobachtet man daher immer einen Kanal entlang des Strahls. Kommt es nicht zur Selbstfokussierung, so wirkt das nichtlineare Medium nur wie eine Linse mit der Brennweite  $f_{n2}$  und man erhält

$$f_{n_2} = \frac{w^2}{4n_2 \hat{I}z}. (4.32)$$

z bezeichnet die Länge des transmittierten Mediums,  $\hat{I}$  die Spitzenintensität. Dieser Effekt wird bei der Kerr-Linsen-Modenkopplung ausgenutzt (vgl. Kapitel 4.3.1.1, Gleichung 4.40).

Das Intensitätsprofil eines Lasers ist entgegen der obigen Annahme eines glatten Verlaufs in der Praxis stets moduliert. Diese lokalen Schwankungen der Intensität werden durch Beugungseffekte an Staubteilchen, Brechungsindexschwankungen, Inhomogenitäten im Material und weiteren Effekten verursacht. Während der Strahlausbreitung nehmen sie aufgrund des optischen Kerr-Effekts zu. Dies führt zu einer schnellen Modulation des Brechungsindex im Medium, so daß ein Teil der Energie im Strahl gestreut wird, um dann wiederum mit dem eigentlichen Strahl zu interferieren. Man kann zeigen, daß dies zu einem Anwachsen der Amplitude der kleinen Intensitätsmodulationen mit zunehmender Propagationslänge auftritt. Betrachtet man die spektrale Energie in den Moden der

Intensitätsmodulationsfunktion, dann führt der Transfer der Energie aus der Grundmode in höhere Moden zu einem starken Anwachsen lokaler Intensitätsmaxima. Wie beim WBSF tritt nun lokal Selbstfokussierung auf, was zur Strahlfilamentierung führt. Nach 4.29 kann der Verstärkungskoeffizient  $g_K$  lokaler Strahlinstabilitäten einer bestimmten Modulationsfrequenz mit der Wellenzahl K genähert werden zu [54]

$$g_K = K \sqrt{\frac{\gamma I}{n_0} \frac{K^2 \lambda^2}{16\pi^2}}. (4.33)$$

Im Bereich von 0 bis  $\frac{4\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{n_2I}{n_0}}$  ist  $g_K$  reel und die Amplitude der Instabilitäten wächst exponentiell.  $g_K$  wird maximal für

$$K|_{g=max} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{2\gamma I}{n_0}}. (4.34)$$

Beim Design des Lasers muß also darauf geachtet werden, daß sich diese Raumfrequenz nicht ausbreiten kann.

Ähnlich verhält es sich bei der Selbstphasenmodulation, die aufgrund der zeitlichen Struktur des Laserpulses auftritt. Durch die intensitätsabhängige Veränderung des Brechungsindex in der Zeit wird die Pulsstruktur verändert, d.h. es tritt eine Modulation der Phase auf. Dies führt zu einer Änderung der Frequenz, d.h. das spektrale Intensitätsmaximum des Pulses verschiebt sich. Der Effekt der Selbstphasenmodulation konkurriert mit der Dispersion des Materials, so daß drei Zustände eintreten können: starke Störungen der Pulsfront und Strahlkollabierung, spektrale Verbreiterung des Pulses und ein vergrößerter Frequenz-Chirp. Für einen in der Zeit Gauß-förmigen Puls ist die kritische Intensität, bei der das Puls-Bandbreiteprodukte um den Faktor  $\sqrt{2}$  zugenommen hat, gegeben durch [46]:

$$I_{Cr,SPM} = \frac{\lambda}{2\pi\gamma L}. (4.35)$$

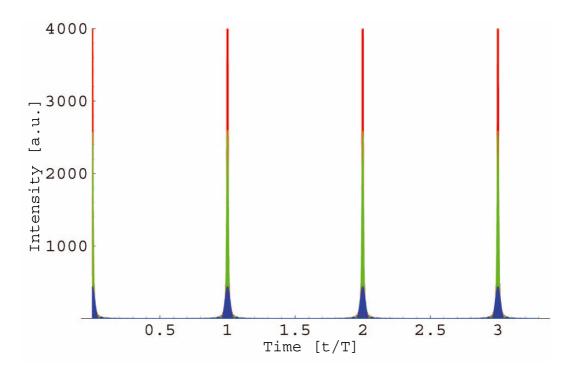
Für ein Stück Glas mit der Länge L liegt die kritische Intensität bei  $\lambda=1$  µm bei ca. 6 GW/cm².

## 4.3 Erzeugung von kurzen Laserpulsen

# 4.3.1 Die Erzeugung und Verstärkung kurzer Pulse

#### 4.3.1.1 Modenkopplung

Um höchste Intensitäten zu erreichen sind kurze Laserpulse notwendig. Gütegeschaltete Pulslaser erreichen aufgrund der Zeit, die zum Aufbau des Pulses benötigt wird, nur Pulslängen in der Größenordnung 10 ns. Durch Techniken wie z.B. der sogenannten Puls-Auskopplung ("cavity-dumping") läßt sich die Pulsdauer auf 1-2 ns reduzieren. Die Erzeugung kürzester Laserpulse wird heute durch longitudinale Modenkopplung erreicht, wobei hier im Gegensatz zur Güteschaltung keine Überhöhung der Pumpintensität mehr nötig ist, sondern gewöhnlich nur eine kontinuierliche Pumpquelle verwendet wird. Im Resonator läuft dann ein Einzelpuls, der aus einer phasenstarren Kopplung vieler Resonatormoden



**Abbildung 4.6:** Zeitlicher Verlauf der Laserintensität  $I(t) \propto E(t)^2$  für die Überlagerung von 20 (blau), 50 (grün), 100 (rot) Lasermoden mit einer Phasendifferenz  $\phi = 0$  ( $i=10^6$ ).

hervorgeht. Zunächst sind die in einem Laser anschwingenden Moden im freilaufenden Betrieb weitgehend unabhängig voneinander, d.h. sie besitzen unterschiedliche Phasen. Die Frequenz einer axialen Mode i ist gegeben durch

$$f_i = i \cdot \frac{c}{2L} = \frac{i}{T}.\tag{4.36}$$

Dabei ist T=2L/c die Umlaufzeit im Resonator. Durch Überlagerung der Feldstärkeamplituden kann es zu starken Intensitätsschwankungen kommen, die im Resonator umlaufen und weiter verstärkt werden. Diese spontane Modenkopplung führt zu einer schnellen Modulation der Laserleistung. Koppelt man nun die benachbarten Moden so, daß deren Phasendifferenzen verschwinden und sich die Feldstärkeamplituden bei jedem Resonatorumlauf an einem Ort konstruktiv überlagern, so kann man sehr kurze Pulse mit hohen Intensitäten erzeugen. Der Laserpuls entspricht dann quasi einer Schwebung, die durch das Mischen vieler benachbarter Frequenzen entsteht.

Die Feldstärkeamplitude an einem Ort im Resonator der Länge L setzt sich aus der Summe N der benachbarten axialen Moden mit der Frequenz  $f_i$  zusammen:

$$E(t) = \sum_{i=i_0}^{i_0+N} E_i \cdot \cos(2\pi f_i t + \phi_i) = \sum_{i=i_0}^{i_0+N} E_i \cdot \cos(2\pi i \frac{t}{T} + \phi_i).$$
 (4.37)

In Abbildung 4.6 ist die Intensität in Abhängigkeit von der Zeit, die sich aus Berechnung der Gleichung 4.37 ergibt, für konstruktiv überlagerte Moden, d.h.  $\phi_i = 0$ , aufgetragen. Man sieht deutlich, daß mit zunehmender Zahl der überlagerten Moden die Länge des

Pulses abnimmt und die Pulsintensität extrem zunimmt. Die Pulsdauer  $\tau$  eines modengekoppelten Lasers mit der Linienbreite  $\Delta f$ , die der Halbwertsbreite der zugehörigen Frequenzverteilung des Wellenpaketes entspricht, ist durch das Puls-Bandbreiteprodukt begrenzt:

$$\tau \triangle f \ge K. \tag{4.38}$$

Die Konstante K ist dabei abhängig von der zeitlichen Pulsform; K ist 0,44 für Gaußförmige Pulse und 0,31 für Sech<sup>2</sup>-förmige Pulse. In der Laserlinienbreite  $\Delta f$  schwingen

$$N = \triangle f \frac{2L}{c}$$

Moden an und man kann mit Gleichung 4.38 schreiben:

$$\tau \ge \frac{K}{N} \frac{2L}{c}.\tag{4.39}$$

Breitbandig emittierende bzw. verstärkende Lasermedien erlauben eine höhere Anzahl koppelnder Moden und damit die Erzeugung ultrakurzer Pulse. Durch die Breitbandigkeit der Pulse ist jedoch zu beachten, daß aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex in Materie (also z.B. das Lasermedium) die Frequenzen des Wellenpaketes unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten besitzen. Dies wird als Dispersion bezeichnet. Durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion wird eine zeitliche Verbreiterung des Pulses verursacht und die momentane Frequenz im Wellenpaket zeitlich verschoben. Dies wird als "chirp" (englisch: zwitschern) bezeichnet. Es gibt Materialien mit normaler Dispersion (höhere werden gegenüber niedrigeren Frequenzen verzögert) und anomaler Dispersion (niedrigere werden gegenüber höheren Frequenzen verzögert). Für ultrakurze Pulse im Sub-Picosekunden-Bereich muß im Laser die Dispersion, die in den optischen Komponenten und im Laserkristall auftritt, durch einen geeigneten Mechanismus kompensiert werden, da sonst keine phasenstarre Kopplung der Moden gelingt. Dies kann z.B. durch einen Prismenstrecker / -kompressor oder durch frequenzkodierte ("gechirpte") Spiegel erreicht werden.

Eine weitere Eigenschaft kurzer Pulse beim Durchtreten von Materie ist die intensitätsabhängige Modulation des Brechungsindex. Dadurch wird die Phase des transmittierten Pulses verändert, was zu einer Vergrößerung der Frequenzbreite des Pulses führt, da  $f = d\phi/dt$ . Effekte dieser Nichtlinearität sind unter anderem Selbstphasenmodulation und Selbstfokussierung (vgl. Kapitel 4.2).

Die Modenkopplung in einem Laserresonator kann dadurch erreicht werden, daß ungekoppelte Moden beim Umlauf im Resonator höhere Verluste erleiden als gekoppelte. Man unterscheidet passive und aktive Modenkopplung. Bei der passiven Modenkopplung werden die Verluste durch die Pulsintensität selbst reguliert, während bei aktiver Bauweise die Resonatorverluste oder die Verstärkung von außen reguliert werden. In den meisten Festkörper-Kurzpulslasern, die als Lasermedium Ti:Sa verwenden, wird die Modenkopplung durch eine Kerr-Linse ("Kerr-lens Mode Locking"- KLM) erreicht. Diese Methode wird auch im Oszillator von PHELIX verwendet. Beim KLM nutzt man aus, daß durch den nichtlinearen Brechungsindex im Ti:Sa-Kristall eine intensitätsabhängige Selbstfokussierung eintritt. Da die Intensität eines in der Grundmode TEM<sub>00</sub> laufenden Lasers Gauß-förmig senkrecht um die Strahlachse verteilt ist, führt die Modulation des Brechungsindex zu einer Linsenwirkung des Lasermaterials. Durch Einbringen einer Blende

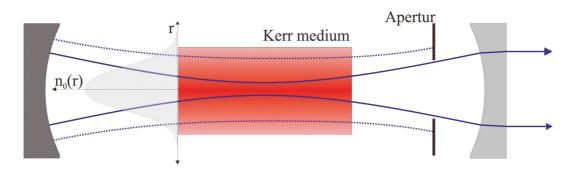


Abbildung 4.7: Prinzip der Kerr-Linsen Modenkopplung. Die Modenkopplung wird durch die intensitätsabhängige Amplitudenmodulation der Resonatormode erreicht: Die Mode mit kleinerer Intensität (gestrichelte Linie) erleidet durch die Apertur größere Verluste als die mit der höheren Intensität (durchgezogene Linie).  $n_0(r)$  beschreibt schematisch das Brechzahlprofil im Kerrmedium.

erreicht man für ungekoppelte Moden im Resonator stärkere Verluste, d.h. nur gekoppelte Moden mit hoher Intensität können im Resonator weiter verstärkt werden (vergleiche Abb. 4.7).

Durch Überlappung zwischen Resonatormode mit Kerrlinsenwirkung und Pumpvolumen läßt sich dieser Effekt zusätzlich optimieren. Unter Annahme eines parabolischen Brechungsindex-Profils und einer Brennweite, die wesentlicher größer als die Länge des Materials ist, kann man in erster Näherung für die Brennweite  $f_{Kerr}$  des Kerr-Mediums schreiben:

$$f_{Kerr} = \frac{w^2}{4n_2 I_0 L}. (4.40)$$

Dabei bezeichnet w die Strahltaille,  $n_2$  den nichtlinearen Brechungsindex,  $I_0$  die maximale Intensität und L die Länge des Kerr-Mediums. Im PHELIX-Oszillator beträgt die Strahltaille im 4 mm langen Ti:Sa-Kristall etwa 50  $\mu m$ , die Spitzenleistung etwa 10 kW, und mit  $\gamma = 3,45 \cdot 10^{-16}~cm^2/W$  läßt sich die Brennweite zu f = 1,13~m abschätzen.

Bei dem Design des fs-Oszillators muß drauf geachtet werden, daß im Kristall eine kritische Leistung, bei der Strahlfilamentierung auftritt, nicht überschritten wird. Die Filamentierung des Strahls ist ebenfalls ein Effekt der Selbstfokussierung, jedoch auf kleine Stellen im Strahl begrenzt, und beruht auf lokalen Intensitätsmodulationen im Strahlprofil, die bei der Reflektion oder der Transmission von optischen Bauelementen durch Störungen wie z.B. Beugung an Staubkörnern verursacht werden. Eine Strahlfilamentierung erzeugt lokal so hohe Intensitäten, daß das Lasermaterial zerstört wird. Für  $Al_2O_3$  beträgt die kritische Leistung ca. 2,6 MW.

# 4.3.1.2 Verstärkung und Kompression frequenzkodierter Pulse: "Chirped Pulse Amplification" (CPA)

Die nichtlineare Phasenverzögerung stellt auch eine generelle Grenze für den Bau von Hochleistungslasern dar. Um einen Puls von einigen nJ aus einem Ti:Sa-Oszillator in den Joule oder Kilojoule-Bereich zu verstärken, wird eine Verstärkung von 10<sup>9</sup> bis 10<sup>12</sup> benötigt. Die CPA Technologie wurde entwickelt, um die enormen Spitzenleistungen in

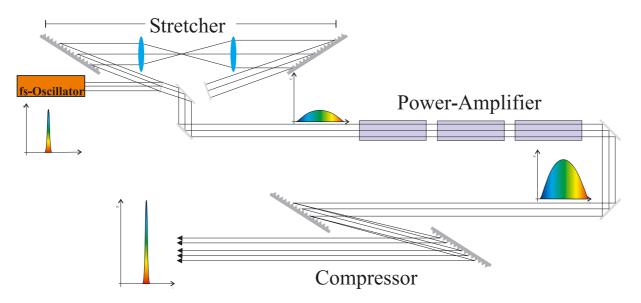


Abbildung 4.8: Prinzip der Chirped Pulse Amplification. Ein kurzer Puls wird zeitlich gestreckt, verstärkt und zu einem kurzen Puls hoher Intensität wieder zurückkomprimiert. Die kleinen Diagramme zeigen schematisch den Verlauf der Pulsintensität in der Zeit an verschiedenen Stellen im CPA-Lasersystem.

den Verstärkern zu vermindern. Im anderen Falle wäre die maximale Ausgangsenergie begrenzt, weil sonst intensitätsabhängige Störungen des Pulses auftreten und zu Zerstörung des Lasermediums und anderer optischer Komponenten führen würde. Die Technik der CPA benutzt eine dispersive Verzögerungsstrecke ("Stretcher"), um den Puls vor der Verstärkung zeitlich um einige Größenordnungen zu strecken. Der gestreckte Puls mit nun verminderter Leistung kann jetzt zu hohen Energien verstärkt werden. Anschließend wird der Laserpuls durch eine dispersive Verzögerungsstrecke mit umgekehrten Vorzeichen geschickt und so zum verstärkten Ursprungspuls zurückkomprimiert. Abbildung 4.8 zeigt schematisch den Aufbau eines Chirped-Pulse-Verstärkers. Der ultrakurze Puls des fs-Oszillators gelangt auf ein Gitterpaar, das antiparallel um ein Teleskop angeordnet ist. Das Gitter besitzt eine negative Dispersion der Gruppengeschwindigkeit, so daß kleine Wellenlängen stärker am Gitter gebeugt werden als lange Wellenlängen. Durch das Teleskop wird jedoch eine negative Abbildung erzeugt, so daß die Gesamtdispersion positiv wird. Bei dem auseinandergezogenen Puls sind die Frequenzanteile beginnend mit den kurzen Wellenlängen nun in der Zeit hintereinander angereiht. Nach der Verstärkung wird der Puls in einem parallelen Gitterpaar mit negativer Dispersion wieder zurückkomprimiert. Die Theorie zur Entwicklung und Konzeption von Beugungsgittern für die Pulskompression wurde das erste Mal in [55] beschrieben.

### 4.4 Thermische Effekte

Stabverstärker werden i.A. radial mit Blitzlampen gepumpt. Dabei entsteht im Lasermaterial Wärme, die über das Kühlwasser abgeführt werden muß. Die Wärmedeposition erfolgt durch vier Mechanismen, nämlich durch

- 1. die Absorption des breitbandigen Pumplichts im Wirtsmaterial (Glas) vornehmlich im ultravioletten und Infrarot-Bereich.
- 2. den Quantendefekt, d.h. der Energiedifferenz zwischen Absorptionsniveau (Pumpniveau) und oberem Laserniveau. Die Energiedifferenz wird als Wärme in das Lasermaterial abgegeben ("quantum defect heating"). Der Effekt tritt auch bei der Relaxation des unteren Laserniveaus in den Grundzustand auf.
- 3. den Fluoreszenzprozeß, bei dem die Quanteneffizienz kleiner 1 ist.
- 4. strahlungslose Übergänge.

Durch die im Lasermedium deponierte Wärme kommt es zu Änderungen der mechanischen und optischen Eigenschaften. Im folgenden soll eine Übersicht über solche Effekte gegeben werden, die für den Betrieb des Vorverstärkers relevant sind.

### 4.4.1 Thermisch induzierte Spannungen

Im Pulsbetrieb ist die im Lasermedium deponierte Wärmeleistung  $P_Q$  etwa proportional zur elektrischen Pumpleistung  $P_{el}$  [56]:

$$P_Q = \eta_Q \cdot F_s P_{el}. \tag{4.41}$$

 $\eta_Q$  wird als Heizwirkungsgrad bezeichnet,  $F_s$  ist ein Dimensions-Korrekturfaktor und  $P_{el}$  die Pumpleistung. Gewöhnlich kann man davon ausgehen, daß etwa 5 % der elektrischen Pumpenergie in Wärme umgesetzt werden [39]. Der spezifische Wärmekoeffizient  $\kappa$ , der auch als E-H-Wert [23] bezeichnet wird, gibt das Verhältnis zwischen der im oberen Laserniveau gespeicherten Energie  $E_{St}$  und der absorbierten Wärmeenergie Q wieder:

$$\kappa = \frac{Q}{E_{St}}.$$
(4.42)

In Tabelle 4.4 sind Wärmekoeffizient und Heizwirkungsgrad für einige Gläser und YAG aufgelistet. Durch die Wärmeabfuhr an der Mantelfläche des Laserstabs entsteht ein Temperaturgradient zwischen Stabmitte und Oberfläche, der zu Spannungen und Scherungen im Glas führt. Davon wiederum werden Brechungsindexvariationen und induzierte Doppelbrechung verursacht. Bei Überschreiten der maximalen Zugfestigkeit kann das Material zerstört werden. Dies begrenzt die maximale Pumpleistung. Ferner ist der Brechungsindex temperaturabhängig und nimmt i.d.R. mit steigender Temperatur ab. Er hängt aber auch vom Druck ab, der durch die Größe der Spannungen bestimmt wird.

**Tabelle 4.4:** Heizwirkungsgrad  $n_Q$  und spezifischer Wärmekoeffizient  $\kappa$  für verschiedene Lasergläser [57]

Material	Dotierung	$\eta_Q$	$\kappa$
	[%]	[%]	
LG-750	3	4,6	2,25
LG-760	3	$^{2,3}$	1,5
LHG-8	3	3,8	$^{2,4}$
YAG	1	5,1	$3,\!25$

#### 4.4.1.1 Thermische Zeitkonstante

Im Einzelschußbetrieb wird im Lasermedium eine zunächst homogene Temperaturverteilung angenommen, d.h. zwischen zwei Pumpintervallen liegt soviel Zeit, daß das Lasermedium jeweils wieder thermisch relaxiert ist (vgl. Abbildung 4.9). Während des Pumpvorgangs wird der Laserstab gleichmäßig erwärmt, am Ende des Pumppulses ist die Temperatur des Materials gegeben durch

$$\Delta T = \frac{Q}{C_p V \rho}.\tag{4.43}$$

Dabei ist Q die im Lasermedium deponierte Wärme, V das Volumen,  $C_p$  die Wärmekapazität und  $\rho$  dessen Dichte. Messungen haben gezeigt, daß die Erwärmung ohne beobachtbare Verzögerung zur eingestrahlten Pumpenergie erfolgt [24]. Aufgrund der Kühlung des Mantels stellt sich ein Temperaturprofil ein, daß wegen der Radialsymmetrie der 1dimensionalen Wärmeleitungsgleichung genügen muß (K ist die thermische Leitfähigkeit):

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dT}{dr} + \frac{Q}{K} = 0. {(4.44)}$$

Aus der allgemeinen Lösung von 4.44 läßt sich mit der Randbedingung, daß der Laserstab zylindersymmetrisch ist und bei  $r = r_0$  auf der Mantelfläche  $T = T(r_0)$  ist, die Temperaturverteilung im Stab angeben [58]:

$$T(r,t) - T_L = (T_0 - T_L) \cdot \sum_{1}^{\infty} A_n J_0 \left[ \mu_0 \frac{r}{r_0} \right] e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \tag{4.45}$$

mit den Substitutionen

$$\tau_n = \frac{\rho C_p r_0^2}{K u_-^2} \tag{4.46}$$

und

$$\mu_n \frac{J_1(\mu_n)}{J_0(\mu_n)} = \frac{hr_0}{K}.$$
(4.47)

 $J_{0,1}$  sind die Besselfunktionen 0. bzw. 1. Ordnung und h ist der Wärmeübergangskoeffizient, den man quasi als Wärmeflußwiderstand zwischen Mantelfläche und Kühlmittel

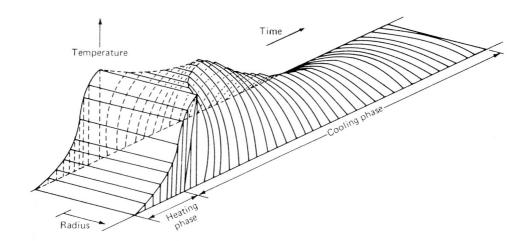


Abbildung 4.9: Temperaturrelaxation in einem zylindrischen Laserstab nach einem einzelnen Pumppuls. In der Heizphase ist die Temperatur noch konstant über den Stabdurchmesser. In der Abkühlphase bildet sich dann ein parabolisches Temperaturprofil aus, das zu Spannungen im Material führt [24].

verstehen kann. Für ein parabolisches Temperaturprofil lauten die Entwicklungskoeffizienten nach [58]:

$$A_n = \frac{8J_1(\mu_n)}{\mu_n^3 \left[J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)\right]}.$$
(4.48)

Mit zunehmendem n werden die Entwicklungskoeffizienten schnell klein, so daß sich die Gleichungen 4.46 und 4.47 reduzieren zu:

$$\tau_1 = \frac{\rho C_p r_0^2}{K \mu_1^2} \tag{4.49}$$

und

$$\mu_1 \frac{J_1(\mu_1)}{J_0(\mu_1)} = \frac{hr_0}{K}.\tag{4.50}$$

Aus der Messung von  $\tau_1$  kann  $\mu_1$  bestimmt werden und daraus der Wärmeübergangskoeffizient [59], der von Kühlmittel, Strömungsvolumen, -geschwindigkeit, -eigenschaften, Viskosität und weiteren hydrodynamischen Parametern abhängt.

Der Wärmeübergangskoeffizient muß experimentell bestimmt werden und ist abhängig von den Eigenschaften des Kühlmittels (Viskosität, Wärmekapazität, Dichte, etc.), dem Volumenstrom, den Oberflächenbeschaffenheiten des Stabes und der Art der Strömung (laminar oder turbulent). h ist 0 für thermische Isolation und unendlich für eine ideale Wärmekopplung.

#### 4.4.1.2 Materialbelastung im stationären Betrieb

Durch den Temperaturunterschied zwischen Mantel und Stabzentrum entstehen Spannungen  $\sigma$  im Material, die in drei Richtungen wirken: radial (r), tangential ( $\phi$ ) und axial (z). Für eine parabolische Temperaturverteilung können diese berechnet werden aus [60]:

$$\sigma_r(r) = QS(r^2 - r_0^2),$$

$$\sigma_{\phi}(r) = QS(3r^2 - r_0^2),$$

$$\sigma_z(z) = 2QS(2r^2 - r_0^2).$$
(4.51)

 $S = \alpha Y \frac{1}{16K(1-p)}$  ist eine Funktion von Materialparametern, wobei Y der Young's-Modulus, p die Poisson-Zahl und  $\alpha$  der Ausdehnungskoeffizient ist. Man sieht, daß die Spannungskoeffizienten ebenfalls ein parabolisches Profil besitzen. Die maximale Spannung tritt an der Oberfläche des Glasstabes auf und ist die Vektorsumme aus  $\overrightarrow{\sigma_{\phi}} + \overrightarrow{\sigma_{z}}$ . Diese Spannung darf die maximale Zugfestigkeit des Materials nicht übersteigen. Wann Bruch eintritt, hängt empfindlich von der Oberflächengüte des Materials ab. Gewöhnlich bleibt man mit der Spannung mindestens um den Faktor 5 [61] unter der Bruchspannung  $\sigma_{Fr}$  ("Hoop-Stress"). Die maximale Temperaturdifferenz zwischen Stabmantel und -zentrum darf daher nicht größer werden als

$$\Delta T = \frac{8}{5\sqrt{2}} \frac{1-p}{\alpha Y} \sigma_{Fr}.\tag{4.52}$$

Im stationären Betrieb, d.h. wenn sich ein konstantes Temperaturprofil ausgebildet hat, tritt die maximale Temperaturdifferenz bei maximaler Leistung ein:

$$P_{Fr} = \frac{8\pi K(1-p)}{\alpha Y L} \sigma_{Fr}.$$
(4.53)

L ist die Länge des Stabes. Mit der Substitution  $P_{Fr}/L = 8\pi R_T$  wird der thermische Schockparameter definiert als

$$R_T = \frac{\sigma_{Fr} K \cdot (1 - p)}{\alpha Y}. (4.54)$$

Je höher also  $R_T$  wird, desto höher die erlaubte Pumpleistung, bevor Glasbruch eintritt. Man muß beachten, daß mit zunehmender Oberfläche das statistische Risiko für Oberflächendefekte steigt, an denen Bruch schon bei niedrigeren Spannungen eintreten kann. Die maximale Pumpleistung ergibt sich dann aus Gleichung 4.41, 4.53 und 4.54:

$$P_{el} = \frac{8\pi L}{5\sqrt{2} \cdot \eta_O} R_T. \tag{4.55}$$

#### 4.4.2 Thermische Linse

Aufgrund des Temperaturprofils zwischen Stabmitte und -mantel bildet der Laserstab eine Linsenwirkung aus, die durch drei Effekte hervorgerufen wird:

- die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex dn/dT,
- der photoelastische Effekt,
- die Verkrümmung der Endflächen durch eine temperaturabhängige Längenänderung.

Die Endflächendeformation bei einem Laserstab ist verhältnismäßig klein, daher wird hier auf eine Ableitung der Formel verzichtet. Der Laserstab wirkt wie eine dicke Linse mit einem Krümmungsradius  $ROC_T$  ("radius of curvature")

$$ROC_T = \frac{4KV}{\alpha r_0 P_O}. (4.56)$$

Für den 45-Kopf im PHELIX-Vorverstärker ergibt sich bei einer Wiederholrate von ca. 1 Schuß/2 min ein Krümmungsradius von ca. 60 m.

#### 4.4.2.1 Brechzahlgradient

Da die Brechzahl temperaturabhängig ist, prägt sich im Laserstab ein Brechungsindexprofil in Abhängigkeit von der lokalen Temperatur aus. Im Fall eines parabolischen Temperaturprofils ergibt sich

$$n(r) = n_{Center} - \frac{dn}{dT} \frac{P_Q}{4KV} r^2. \tag{4.57}$$

#### 4.4.2.2 Photoelastischer Effekt

Durch radiale und tangentiale Spannungen (vgl. Kapitel 4.4.1.2) im Laserstab wird der Brechungsindex ebenfalls geändert. Die Änderung ist dabei proportional dem Quadrat des Radius, da die induzierten Spannungen die gleiche Abhängigkeit besitzen. Nach [24] sind die Brechzahländerungen gegeben durch

$$n_r = -\frac{n_0^3 \alpha P_Q C_r}{2KV} r^2, (4.58)$$

$$n_{\phi} = -\frac{n_0^3 \alpha P_Q C_{\phi}}{2KV} r^2. \tag{4.59}$$

Die spannungsoptischen Empfindlichkeiten  $C_r$  und  $C_{phi}$  sind Materialparameter und können aus den photoelastischen Koeffizienten bestimmt werden. Für LG-750 ist  $C_r = 0,0814$  und  $C_{\phi} = 0,072$  [41].

Der photoelastische Effekt führt auch zur Spannungsdoppelbrechung, der hier aber nicht besprochen werden soll, da der Vorverstärker möglichst jenseits der Pulswiederholraten betrieben werden soll, bei der dieser Effekt in Erscheinung tritt.

#### 4.4.2.3 Brechzahländerung und Linsenwirkung

Die effektive Änderung der Brechzahl setzt sich aus dem Brechungsindex der Laserstabmitte und einer temperatur- und spannungsabhängigen Komponente zusammen [24]:

$$n(r) = n_0 + \Delta n(r)_T + \Delta n(r)_S. \tag{4.60}$$

Mit den Gleichungen 4.60, 4.51 und 4.60 läßt sich das effektive Brechzahlprofil schreiben als

$$n(r) = n_0 - r^2 \left[ \frac{dn}{dT} \frac{P_Q}{4KV} + \frac{n_0^3 \alpha P_Q C_{r,\phi}}{2KV} \right]$$
 (4.61)

$$:= n_0 \left[ 1 - \frac{r^2}{2\beta_{r,\phi}^2} \right]. \tag{4.62}$$

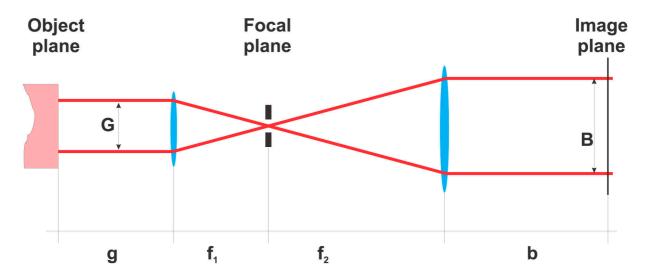
Dabei ist  $\beta$  die charakteristische Brennweite der thermischen Linse.

# 4.5 Strahltransport mit Teleskopen in Hochenergielasern

In einem MOPA-System müssen zwischen den einzelnen Verstärkerstufen die Strahlquerschnitte angepaßt werden. Dies kann durch einzelne Linsen oder Teleskope geschehen. Linsen haben den Nachteil, daß der Strahl beim Durchgang durch das Lasermedium seine Größe ändert; dadurch werden Bereiche im Lasermedium nicht genutzt und es treten Aberrationen auf. Teleskope dagegen haben den Vorteil, daß der Laserstrahl kollimiert das Lasermedium passiert. Ist das Teleskop in Kepler-Bauweise ausgeführt, d.h. die Brennpunkte zweier konvexer Linsen fallen in einer Ebene zusammen, dann kann man durch Einbringen einer Lochblende in der Brennebene einen Tiefpaß für Raumfrequenzen erzeugen. Der Strahlquerschnitt wird durch Verwendungen zweier Linsen mit unterschiedlicher Brennweite  $f_1$  und  $f_2$  verändert; ist  $f_1 < f_2$ , dann wird der Strahl vergrößert. Gleichzeitig bildet das Teleskop eine Gegenstandsebene vor dem Teleskop reell in eine Bildebene nach dem Teleskop ab. Dadurch erreicht man, daß man eine wohl definierte Intensitätsverteilung am Anfang des Lasers durch die verschiedenen Verstärkerstufen abbildet und diese so in den Bildebenen erhält. Dort entspricht dies – in paraxialer Näherung – der Propagationslänge gleich Null. Durch Verwendung weiterer Teleskope, die jeweils die Bildebene des vorhergehenden wieder aufgreifen, wird das anfängliche Strahlprofil annähernd erhalten. Ferner werden die Phasenfrontgradienten reduziert, d.h. der Strahl kann bei gleichen aberrationsinduzierten Intensitätsänderungen (vgl. Kapitel 4.6) über eine wesentliche längere Strecke propagieren. Die Strahllage, d.h. Strahlposition und Strahlrichtung ("Centering and Pointing"), stabilisiert sich aus demselben Grund und reduziert die Empfindlichkeit des Systems gegenüber kleinen Mißjustagen von Komponenten. Man kann zeigen, daß das Weitergeben der Bildebene ("Relay Imaging") den Effekt der nichtlinearen Verstärkung des Phasenfrontgradienten (vgl. Gleichung 4.29) minimiert und so wirkungsvoll Selbstfokussierung verhindert wird [62]. Die Bildweitergabe berechnet sich nach den Gesetzen der geometrischen Optik [63]. Für ein einzelnes Teleskop mit zwei Linsen der Brennweiten  $f_1$ und  $f_2$  ergibt sich für die Wurfweite  $d_2$  bei einer Gegenstandsweite  $d_1$  (vgl. Abbildung 4.10)

$$b = \frac{f_2}{f_1}(f_1 + f_2) - g\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2. \tag{4.63}$$

Das Verhältnis der Brennweiten wird als Vergrößerung m bezeichnet. Bei der Planung der Bildweitergabe muß beachtet werden, daß die Wurfweite mit zunehmender Vergrößerung sinkt. Gleichwohl nimmt die Wurfweite bei Verkleinerung des Abstandes der Bildebene mit dem Faktor  $m \cdot g$  zu. Bei starker Vergrößerung ist die Position der Bildebene gegenüber kleinen Verschiebungen der Gegenstandsebene daher sehr empfindlich. Das bedeutet für die Anwendung bei PHELIX, daß man durch eine kleine Änderung der Position der Referenz-Intensitätsverteilung (Zackenapertur) das Bild dieser an fast jeden beliebigen Punkt des mehrere Meter langen Hauptverstärkers schieben kann und so eine optimale Position finden kann.



 $\textbf{Abbildung 4.10:} \ Bildweitergabe \ mit \ einem \ Teleskop.$ 

# 4.6 Auswirkungen und Charakterisierung von Phasenfrontstörungen

Wie bereits erwähnt, treten bei der Propagation eines optischen Signals durch ein Lasersystem Signalverzerrungen, sogenannte Aberrationen<sup>2</sup> auf. Dabei kann man zwischen räumlichen und zeitlichen Aberrationen unterscheiden. Die große transversale Kohärenz eines Lasers erlaubt es, die Energie eines Lichtpulses auf kleinste Flächen zu fokussieren. Daher ist es von entscheidender Bedeutung, die Phasen- und Pulsfront des Laserpulses zu kennen und zu kontrollieren, da die maximal erreichbare Intensität im Fokus unmittelbar davon abhängt. Dabei bezeichnet man als Phasenfront die Punkte einer Lichtwelle, die räumlich phasengleich sind (vgl. Abb. 4.11), und als Pulsfront alle Punkte, die zeitlich dieselbe Phase besitzen.

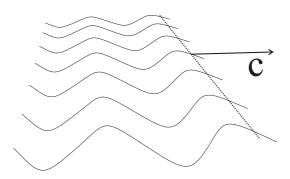


Abbildung 4.11: Phasenfront einer Lichtwelle. Der Ausbreitungsvektor ist dabei stets senkrecht zur Phasenfront.

Räumliche Phasenfrontstörungen in einem Lasersystem werden durch viele Faktoren beeinflußt. Dazu gehören:

- die Qualität der Oberflächen der Optiken,
- Linsenfehler und Asphärizität,
- thermische Effekte in den Verstärkern (vgl. Kapitel 4.4),
- Verunreinigungen und Brechzahlschwankungen in transmittierten Optiken,
- Phasenverschiebungen beim Verstärkungsprozeß,
- Phasenretardierung durch nichtlineare Prozesse (vgl. Kapitel 4.2.5),
- Dichteschwankungen der Luft, durch die der Laserstrahl propagiert.

Die Auswirkungen von räumlichen Aberrationen auf die Ausbreitung eines Laserstrahls und die Intensitätsverteilung in ihm wird durch die Beugungstheorie beschrieben. Solange die Aberrationen klein gegenüber dem Strahldurchmesser sind, kann man mit der Näherung  $\lambda \to 0$  das optische System mit Hilfe der geometrischen Optik beschreiben.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>aus dem Lateinischen: "Abirrung"

Damit lassen sich Phasenfronten durch optische Wegdifferenzen von Strahlen beschreiben. Werden die Aberrationen jedoch klein, genügt die Näherung nicht mehr und man muß die Beugungseffekte berücksichtigen. Insbesondere bei der Fokussierung von Laserstrahlen gilt die geometrische Optik nicht mehr, die hier z.B. einen unendlich kleinen Brennpunkt vorhersagen würden.

Zeitliche Aberrationen, wie z.B. Pulsfrontverkippungen können bei dispersiven Elementen wie z.B. den Gittern in einem Kompressor generiert werden. Da die Kompression von CPA-Pulsen nicht Gegenstand dieser Arbeit ist, wird hier nicht näher darauf eingegangen. Um die Auswirkungen von Phasenfrontstörungen auf die Propagation und die Fokussierung des Laserstrahles zu verstehen, muß man die Beziehung zwischen der Intensität im Laserstrahl und der Phasenfront an anderer Stelle im Propagationsweg kennen.

Zunächst kann man das Problem zur Vereinfachung geometrisch betrachten (gültig für inkohärentes Licht z.B. von einer Glühbirne). Aufgrund der Maxwell-Gleichungen steht der Ausbreitungsvektor des Lichts immer senkrecht zur Phasenfront, d.h. jede Störung der Phasenfront hat eine lokale Richtungsänderung der Lichtwelle zur Folge. In einer gewissen Entfernung führt die geometrische Überlagerung der Lichtwellen dann zu einer Änderung der Intensität, d.h. die Strahlendichte nimmt zu oder ab (vgl. Abbildung 4.12).

Für Licht mit genügend großer Kohärenzlänge tritt zudem Interferenz auf.

Um nun eine Aussage über die Intensitätsverteilung in einem Laserstrahl machen zu können, ist es nötig sich mit der Ausbreitung von Lichtwellen zu befassen. Die Grundlagen sind ausführlich in der Literatur besprochen (z.B. in [63, 64, 65]), daher soll im folgenden nur eine Übersicht gegeben werden, die als Grundlage dazu dienen soll, die Methoden zur Charakterisierung und Quantifizierung von Phasenfrontstörungen zu entwickeln.

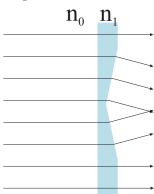


Abbildung 4.12: Änderung der Lichtstrahlendichte durch Änderung der Ausbreitungsrichtung nach Brechung. Dabei ist der Brechungsindex  $n_1 > n_0$ .

## 4.6.1 Die Intensitätsverteilung in der Brennebene einer Linse

Um die Intensitätsverteilung in der Brennebene einer Linse zu bestimmen, muß man die Ausbreitung der Lichtwellen von ihrer Quelle durch die Linse zum Brennpunkt kennen, der auf der optischen Achse der Linse liegt.

Bevor man den Einfluß von Phasenfrontstörungen auf die Intensitätsverteilung berücksichtigt, untersucht man zunächst den allgemeinen Fall der Ausbreitung einer monochromatischen Lichtwelle, die aus einer unendlich entfernten Quelle durch eine Apertur  $E_1$  auf eine Ebene  $E_2$  fällt. Um das Problem exakt und allgemein zu lösen, betrachtet man die Ausbreitung und Beugung des elektrischen Feldvektors der Welle, der durch die aus den Maxwell-Gleichungen abgeleiteten Wellengleichung beschrieben wird. Indem man nun von  $E_1$  nach  $E_2$  integriert und als Anfangsbedingung die Amplitude des elektrischen Feldes in  $E_1$  annimmt, kann man die Amplitude desgleichen in  $E_2$  bestimmen. Eine einfachere Methode, die aber zum selben Ergebnis führt, nutzt das Huygens-Fresnel'sche Prinzip der Interferenz aus. Man betrachtet die Beugung an einer Apertur. Das Huygens-Fresnel'sche

Prinzip besagt dann, daß die Amplitude eines optischen Feldes durch Überlagerung von Elementarwellen, für die jeder Punkt einer (früheren) Wellenfront Quelle sein kann, unter Berücksichtigung der Amplituden und relativen Phasen gegeben ist. Die Elementarwellen sind sphärisch. M bezeichne nun den Mittelpunkt der Austrittsöffnung und Q einen Punkt auf der Austrittsebene  $E_1$  der Linse. Sei weiter  $R = ||MP_1||$  der Radius der entsprechenden Elementarwelle in der Austrittsöffnung der Linse und P ein beliebiger Punkt auf der Ebene  $E_2$  (vgl. Abbildung 4.13). Die Welle aus Q besitzt dann im Abstand R die

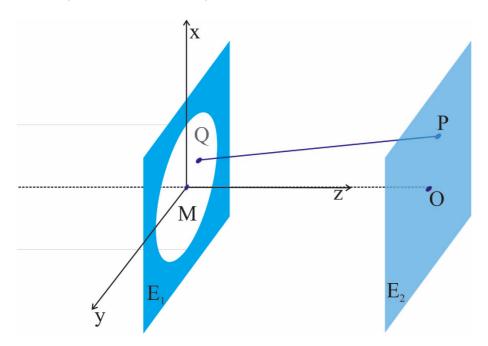


Abbildung 4.13: Skizze zur Veranschaulichung der Berechnung des Fraunhofer-Beugungsintegral für einen an einer Lochblende gebeugten Laserstrahls.

Amplitude

$$\frac{A_0 \cdot e^{ikR}}{R}$$
,

wobei  $A_1 = \frac{A_0}{R}$  die Amplitude im Punkt Q ist. Nach dem Huygens-Fresnel'schen Prinzip ist die Amplitude für einen beliebigen Punkt P dann gegeben durch

$$A_2(P) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{Q \in E_1} A_1(E_1) \frac{e^{ik\|QP\|}}{\|QP\|} dS.$$
 (4.64)

Dabei ist  $\lambda$  die Wellenlänge und  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  der Wellenvektor der Elementarwelle. Die Integration ist über den Teil der Oberfläche der Sphäre auszuführen, die etwa die Apertur überdeckt. Das Integral läßt sich mit einigen Näherungen berechnen. Unter Verwendung von kartesischen Koordinaten wie in Abb. 4.13 eingetragen, und Wahl des Ursprungs in M läßt sich der Abstand s dann ausdrücken als:

$$s = ||QP|| = \sqrt{(-X+x)^2 + (-Y+y) + Z^2}.$$
 (4.65)

(X, Y, Z) bezeichnet dabei die Koordinaten des Punktes P und (x, y, 0) entsprechend die für Q. Wenn man annehmen kann, daß die linearen Abmessungen der Apertur klein

gegenüber <br/>s sind, dann kann man den Abstand von Q und P (4.65) nach Potenzen von <br/>  $\frac{-X+x}{Z}$  und  $\frac{-Y+y}{Z}$ entwickeln:

$$s \approx \xi(X, Y) = Z - \frac{xX + yY}{Z} + \frac{X^2 + Y^2}{2Z^2} - \frac{(xX + yY)^2}{2Z^3}.$$
 (4.66)

Durch die Substitution reduziert sich das Problem der Bestimmung der elektrischen Feldamplituden im Punkt P auf das Lösen des Integrals aus Gleichung 4.64:

$$A_2(P) = -\frac{i}{\lambda} \frac{A_0 e^{ikZ}}{Z} \iint e^{ik\xi(X,Y)} dX dY. \tag{4.67}$$

Dabei beschreibt die Entwicklung von s hier in 1. Ordnung die Fraunhofer-, in 2. Ordnung die Fresnel-Beugung. Die quadratischen und höheren Ordnungen verschwinden genau dann, wenn Quelle und Abbildungsebene  $E_2$  im Unendlichen liegen. Bringt man nun hinter die Apertur unmittelbar eine Linse, die keine Aberrationen verursacht und größer als die Apertur ist, ein, wird alles gebeugte Licht in einen Punkt P' in der Brennebene der Linse abgebildet. Die Fraunhofer-Beugung erlaubt es, die Feldamplitude für  $E_2$  im Unendlichen in Richtung von  $l = \frac{X}{Z}$  und  $m = \frac{Y}{Z}$  zu berechnen. Wenn nun E die gesamte Energie ist, die auf die Apertur fällt, dann muß aus Gründen der Energieerhaltung die in der Brennebene einfallende Energie gleich E sein, so daß man normalisieren kann:

$$\iint |A_2(l,m)|^2 dl dm = \frac{E}{f^2},$$
(4.68)

wobei f die Entfernung vom Ursprung (Punkt M) ist. Man kann das Integral aus Gleichung 4.67 in ein Fourierintegral umschreiben:

$$A_2(l,m) = \iint G(X,Y) \cdot e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}(lX+mY)} dXdY. \tag{4.69}$$

G(X,Y) ist die sogenannte Apodisationsfunktion<sup>3</sup> und beschreibt die Intensitätsverteilung in der Apertur, also z.B. für homogene Ausleuchtung G(X,Y) = konstant für Punkte innerhalb der Blendenöffnung, G(X,Y) = 0 für alle Punkte außerhalb der Blendenöffnung. Jetzt kann man unter Ausnutzung des Parseval-Theorems für Fouriertransformationen [66] schreiben:

$$\iint |G(X,Y)|^2 dX dY = (\frac{1}{\lambda})^2 \iint |A_2(l,m)|^2 dl dm. \tag{4.70}$$

Mit Hilfe der Gleichung 4.68 ist die Intensität am Punkt P dann gegeben durch:

$$I_2(X, Y, Z) = \frac{1}{\lambda^2 f^2} |\widehat{A}_1(\frac{X}{\lambda f}, \frac{Y}{\lambda f})|^2, \tag{4.71}$$

und die Gesamtintensität ist

$$I_0 = (\frac{1}{\lambda R})^2 \cdot \frac{E}{D} (\iint dX dY)^2 = \frac{ED}{\lambda^2 R^2}.$$
 (4.72)

D bezeichnet dabei die Fläche der Apertur.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>aus dem Griechischen "a- "wegnehmen und "podos" Fuß.

X	numerisch	Airy-Funktion	Max/Min
0	0	1	Maximum
$1,220 \ \pi$	3,833	0	Minimum
$1,635 \pi$	5,136	0,0175	Maximum
$2,233 \pi$	7,016	0	Minimum
$2,679 \pi$	8,417	0,0042	Maximum
$3,283 \pi$	10,174	0	Minimum
$3,699 \pi$	11,620	0,0016	Maximum

**Tabelle 4.5:** Die ersten Maxima und Minima der Airy Funktion  $y(x) = \left[\frac{2J_1(x)}{x}^2\right]$ 

Für eine runde Blendenöffnung mit  $D = \pi a^2$  ergibt sich für die Intensität

$$I(P) = |A_2(P)|^2 = \left[\frac{2J_1(kaw)}{kaw}\right]^2 \cdot I_0. \tag{4.73}$$

Dabei bezeichnet  $(w, \psi)$  die Polarkoordinaten im Punkt P und a den halben Durchmesser der Apertur. Diese Funktion wurde zuerst von G. B. Airy abgeleitet und nach ihm benannt [67]. Bild 4.14 zeigt einen Schnitt durch die Intensitätsverteilung nach der Fraunhofer-Beugung an einer kreisförmigen Apertur. Tabelle 4.5 listet die ersten Maxima und Minima der Airy-Funktion auf.

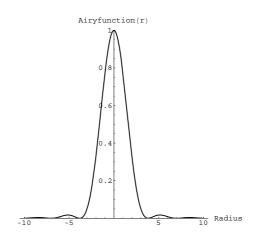


Abbildung 4.14: Fraunhofer-Beugung an einer kreisförmigen Blende.

Die Fokussierbarkeit eines Licht- oder Laserstrahls ist nach einer Lochblende oder Linse beugungsbegrenzt, d.h. die Größe des Brennpunktes hängt von der Apertur mit Radius a und dem Abstand R, der bei einer Linse etwa der Brennweite f entspricht, ab. Für einen durch eine Linse fokussierten Gaußstrahl ist die Größe des Brennpunktes gegeben durch den Radius der Airy-Scheibe, also des 0. Maximums der Airy-Funktion:

$$w = 1, 22 \cdot \frac{f\lambda}{a} = 1, 22 \cdot F\lambda \tag{4.74}$$

F wird als Blendenzahl oder auch F-Zahl in der Optik bezeichnet und beschreibt das Verhältnis von Brennweite zur Größe der Austrittsöffnung.

Mit Hilfe der Airy-Funktion (Gleichung 4.73) läßt sich auch eine Aussage über das Auflösungsvermögen eines optischen Systems machen. Die Bildpunkte zweier durch ein Linsensystem abgebildeten, inkohärenten Punktquellen erscheinen genau dann getrennt, wenn sich ihre Beugungsmaxima 0. Ordnung gerade unterscheiden lassen. Das ist genau dann der Fall, wenn das Intensitätsmaximum des ersten Bildpunktes in das erste Intensitätsminimum des zweiten Bildpunktes fällt (Rayleigh-Kriterium)<sup>4</sup>.

# 4.6.2 Die Intensitätsverteilung in der Umgebung des Brennpunktes

Um nun eine Information über die Intensitätsverteilung kurz vor und nach dem Brennpunkt zu gewinnen, muß man den quadratischen Anteil in der Entwicklung von s berücksichtigen, der die Fresnel-Beugung beschreibt. Die Feldamplitude in einem Bereich nahe dem Brennpunkt ist gegeben durch

$$A_2(X,Y,Z) = -\frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikZ}}{Z} \cdot e^{ik\frac{X^2 + Y^2}{2Z}} \iint_{E_2} A_1(x,y) e^{ik\frac{x^2 + y^2}{2Z}} e^{-ik\frac{xX + yY}{Z}} dx dy.$$
 (4.75)

Man sieht, daß das Integral wieder die Fouriertransformation der Feldamplitude der Einfallsebene ist, jedoch mit einer Funktion einer quadratischen Phase moduliert ist. Wenn das betrachtete System zylindersymmetrisch ist, läßt sich Gleichung 4.75 vereinfachen:

$$A_2(R,Z) = -\frac{ik}{Z}e^{ik(Z - \frac{R^2}{2Z})} \int A_1(r)e^{ik\frac{r^2}{2Z}} J_0(k\frac{Rr}{z})rdr.$$
 (4.76)

Dadurch wird die Exponentialfunktion durch eine Besselfunktion ersetzt und aus der Fourier-Transformierten wird eine Hankel-Transformierte [68].

Die vorhergehende Rechnung enthält keine explizite Zeitabhängigkeit und ist daher nur für Lichtwellen gültig, deren Wellenzug länger als der Abstand zwischen den Ebenen  $E_1$  und  $E_2$  ist. Für kurze Pulse kann aber zur Berechnung der Pulsverbreiterung das Prinzip von Huygens-Fresnel angepaßt werden, wenn das Spektrum des Pulses nicht zu breit ist. Man nimmt dazu an, daß die Feldamplitude zum Zeitpunkt t am Ort P der Interferenz zwischen den vor  $t-\frac{|QP|}{c}$  an allen Punkten Q auf  $E_1$  ausgesandten Elementarwellen entspricht. Das Beugungs-Integral lautet dann:

$$A(P,t) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{Q \in E_1} A_1(Q, t - \frac{\|QP\|}{c}) \frac{e^{ik\|QP\|}}{\|QP\|} dS.$$
 (4.77)

Somit tragen zu A(P,t) nur Elementarwellen von den Punkten bei, die durch den Schnitt der Ellipsen, die durch Schneiden der Ebene  $E_1$  mit den um P zentrierten Sphären entstehen, mit den Strahlen  $c(t - \delta t)$  und  $c(t + \delta t)$ , erzeugt wurden.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Es gibt noch eine schärfere Bedingung, die von C. Sparrow formuliert wurde und in der Astronomie die Realität wesentlich besser beschreibt: Die Addition der beiden Maxima erzeugen ein neues Maximum mit breiter Spitze. Wenn in seiner Mitte die 2. Ableitung der Funktion der Bestrahlungsstärke null wird, d.h. der Anstieg sich nicht mehr ändert, dann können die Objekte nicht mehr getrennt aufgelöst werden.

# 4.6.3 Die Intensitätsverteilung in der Brennebene einer Linse unter Berücksichtigung von Phasenfrontverzerrungen

Treten in einem Laserstrahl Aberrationen auf, dann bedeutet dies, daß die Wellenfront moduliert ist und die lokalen Ausbreitungsvektoren unterschiedliche Richtungen besitzen. Fokussiert man einen aberrierten Laserstrahl, dann führen die Wellenfrontverzerrungen zu einer Vergrößerung des Brennpunktes und einer Intensitätsumverteilung. Um darüber

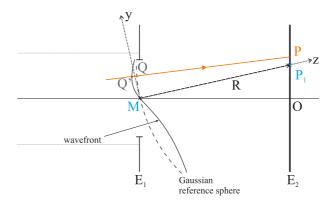


Abbildung 4.15: Illustration zur Berechnung des Beugungsintegral unter Berücksichtigung von Aberrationen.

eine Aussage machen zu können, muß man wieder wie im vorhergehenden Abschnitt das Beugungsintegral berechnen. Dazu betrachtet man einen monochromatischen Laserstrahl homogener Intensität, der von links auf eine Apertur fällt und dessen Phasenfront gestört ist. Dadurch weicht die Phasenfront nach der Apertur von ihrer idealen, sphärischen Form ab. Diese Abweichung gilt es zu quantifizieren. Dazu betrachtet man die Wellenfront, die in der Ebene  $E_1$  die optische Achse des Systems schneidet. Ein beliebiger Lichtstrahl der Wellenfront trifft auf den Punkt P auf Ebene  $E_2$ . Die Schittpunkte mit der idealen (Gauß'schen) und der gestörten Wellenfront werden durch Q bzw. Q' bezeichnet (vgl. Abb. 4.15). Die Strecke  $\overline{QQ'}$  wird als optische Weglängendifferenz, OPD (aus dem Englischen: Optical Path Differenz) oder Aberrationsfunktion bezeichnet, d.h. die Amplitude am Punkt Q muß nun mit einem zusätzlichen Phasenfaktor multipliziert werden:

$$\phi = \|QQ'\| \cdot e^{ik\phi}.\tag{4.78}$$

Nach dem Huygens-Fresnel'schen Prinzip ist die Feldamplitude an einem Punkt P auf der Ebene  $E_2$  dann gegeben durch

$$A_2(P) = -\frac{i}{\lambda} \frac{A_Q e^{-ikR}}{R} \iint_S \frac{e^{ik(\phi+s)}}{s} dS. \tag{4.79}$$

Dabei ist  $A_Q/R$  die Feldamplitude im Punkt Q. Es wird über den Anteil der Gauß'schen Referenzwelle integriert, die ungefähr die Austrittsöffnung von  $E_1$  überstreicht. Außerdem wurde angenommen, daß die Aberrationen klein sind, d.h. daß der Winkel zwischen Referenzwelle und Lichtstrahl von Q' ebenfalls  $90^o$  beträgt. Zur Berechnung des Integrals wählt man ein kartesisches Koordinatensystem mit Ursprung in M und der z-Achse in Richtung des Lichtstrahles der Gauß'schen Referenzwelle nach  $P_1$ . Wenn a der Radius

der Apertur ist, dann lassen sich die Koordinaten (X,Y,Z) des Punktes Q und (x,y,z) des Punktes P schreiben als:

$$X = a\rho \sin \theta, \quad x = r \sin \psi$$
  

$$Y = a\rho \cos \theta, \quad y = r \cos \psi.$$
(4.80)

Für die Intensität ergibt sich in analoger Rechnung zu Herleitung von Gleichung 4.67 für die Intensität in P:

$$I(P) = |A_2(P)|^2 = \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2}\right)^2 \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} e^{i[k\phi(\varrho,\rho,\theta] - \rho\cos(\theta - \psi)(\frac{2\pi a}{R\lambda}\sqrt{x^2 + y^2}) - (\frac{\pi a^2}{R^2\lambda})z\rho^2]} \rho d\rho d\theta \right|^2, \tag{4.81}$$

wobei  $\varrho = ||OP||$  der Abstand des Punktes P von O ist. Gewöhnlich vergleicht man die Intensität im Brennpunkt eines Laserstrahl mit gestörter Phasenfront mit der eines Laserstrahls, der keine Aberrationen aufweist. Aus Gleichung 4.81 ergibt sich für den ungestörten Fall:

$$I(P, \phi = 0) = \pi^2 \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2}\right)^2.$$
 (4.82)

Die normalisierte Intensität ist dann

$$\widehat{I(P)} = \frac{I(P, \phi \neq 0)}{I(P, \phi = 0)} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} e^{i[k\phi(\varrho, \rho, \theta] - \rho\cos(\theta - \psi)(\frac{2\pi a}{R\lambda}\sqrt{x^2 + y^2}) - (\frac{\pi a^2}{R^2\lambda})z\rho^2]} \rho d\rho d\theta \right|^2. \quad (4.83)$$

Die normalisierte Intensität wird als *Strehl-Verhältnis* bezeichnet und ist ein weitverbreitetes Maß für die Fokussierbarkeit eines Laserstrahles. Sie bezeichnet das Verhältnis der Intensität eines Laserstrahls mit Wellenfrontverzerrungen zu der durch das Beugungslimit begrenzten, maximal möglichen Intensität im Brennpunkt.

# 4.6.4 Darstellung von Aberrationen mit Hilfe von Zernike-Polynomen

Um nun die Abweichung der tatsächlichen von der idealen Phasenfront beschreiben zu können, kann man für einen runden Strahl die Aberrations-Funktion  $\phi$  in ein vollständiges System von Polynomen im Einheitskreis entwickeln, die orthogonal zueinander sind. Ein besonders einfaches Koordinatensystems wurde 1934 von Fritz Zernike [69] beschrieben. Es ist gegenüber Drehungen um seinen Ursprung invariant. Die Zernike-Polynome sind Polynome der Form  $V_n^l(X,Y)$  in zwei kartesischen Koordinaten X,Y oder mit Polarkoordinaten geschrieben:

$$V_n^l(X = \rho \sin \theta, Y = \rho \cos \theta) = R_n^l(\rho)e^{\pm il\theta}.$$
 (4.84)

Dabei sind n und l ganze Zahlen und es muß gelten

$$l \leq 0$$
  
 $n \geq 0$   
 $n \geq l$   
 $n - |l|$  ist gerade. (4.85)

 $R_n^l(\rho)$  sind Polynome in  $\rho$  mit den Exponenten n, n-2, ..., m, wobei m=|l| ist. Die Radialfunktion der Zernike-Polynome ist definiert als [70]

$$R_n^m(\rho) = \sum_{i=0}^{\frac{n-m}{2}} (-1)^i \frac{(n-i)!}{i! \left(\frac{n+m}{2} - i\right)! \left(\frac{n-m}{2} - i\right)!} \rho^{n-2i}.$$
 (4.86)

Man bezeichnet n als die radiale Ordnung, m als die azimuthale Ordnung des Zernike-Polynom. Jeder Term enthält einen gewissen Anteil des Terms niedrigerer Ordnung, um sie orthogonal zueinander zu machen. Ebenso reduziert jeder Zernike-Term die Standardabweichung der Wellenfront in der gleichen Ordnung des jeweiligen Polynoms. Die Hinzunahme von Termen niedrigerer Ordnung führen daher immer zu einer Zunahme der mittleren Standardabweichung der Wellenfront. Mit Hilfe der Zernike-Polynome lassen sich die Wellenfrontverzerrungen eines Laserstrahls exakt und eindeutig beschreiben. Tabelle 4.6 listet die Zernike-Polynome bis zur 6. Ordnung auf und zeigt die dazu korrespondierende Wellenfront in Kontour- und 3D-Ansicht.

**Tabelle 4.6:** Darstellung der ersten 6 Ordnungen der Zernike-Polynome.

Nr.	n	1	Bezeichnung	Zernike-Polynom	Konturdarstellung	3D-Darstellung
	0	0		Zernike-i orynom	Konturdarstending	5D-Darstenung
0	U	U	Bias	Ι	1 0.75 0.5 0.5 0.25 0 +0.25 -0.5 -0.75 -0.75	
1	1	-1	Tilt x- Richtung	$ ho\cos heta$	1 0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.5 -0.5 -0.75	
2	1	1	Tilt y- Richtung	$ ho\sin heta$	1 0.75 0.35 0.23 0 -0.25 -0.5 -0.75 -0.75 0.35 0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
3	2	-2	Astigma- tismus 1. Ordnung 0°	$ ho^2\cos 2 heta$	0.75 0.35 0.35 0.35 0.40,25 0.75 0.75 0.35 0.25 0 0.23 0.3 0.75 1	
				Fortsetzung auf der näc	hsten Seite	

	Fortsetzung von vorhergehender Seite					
Nr.	n	1	Bezeichnung	Zernike-Polynom	Konturdarstellung	3D-Darstellung
4	2	0	Defokus	$2\rho^2 - 1$	0.75 0.5 0.25 0.25 0.25 -0.75 -0.75 -0.75	
5	2	2	Astigmatismus 1. Ordnung 45°	$ ho^2 \sin 2 heta$	10.75 0.5 0.25 0.25 -0.5 -0.75 -0.75 -0.75 -0.25 0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
6	3	-3	Dreizählig. Astigma- tismus 0°	$ ho^3\cos3\theta$	0.75 0.5 0.25 0.25 0.25 -0.5 -0.75 -0.75 -0.75 -0.75 -0.75 -0.75 -0.75 -0.75	
7	3	-1	Coma x-Richtung	$(3\rho^3 - 2\rho)\cos\theta$	1 0.75 0.5 0.25 -0.25 -0.75 -0.75 -0.5 -0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
8	3	1	Coma y-Richtung	$(3\rho^3 - 2\rho)\sin\theta$	0.75 0.5 0.25 0.25 0.25 0.75 0.25 0.25 0.25 0.25 0.25 0.25 0.25 0.2	
9	3	3	Dreizählig. Astigma- tismus 30°	$ ho^3 \cos 3\theta$	1. 0.75 0.5 0.25 0.9 -0.25 -0.5 -0.75 -0.75 -0.75 -0.25 0.25 0.25 -0.5	
10	4	-4	Tetrafoil 0°	$ ho^4\cos 4 heta$	1 0.75 0.5 0.25 0.025 0.0.5 0.75 0.25 0.0.5 0.75 0.75 0.75 0.75 0.75 0.75 0.	

Fortsetzung von vorhergehender Seite							
Nr.	n	1	Bezeichnung		Konturdarstellung	3D-Darstellung	
11	4	-2	Astigmatismus 2. Ordnung 0°	$(4\rho^4 - 3\rho^2)\cos 2\theta$	1 0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.5 -0.5 -0.5 -0.5 1		
12	4	0	Sphärische Aberration	$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	0.25 0.25 0.25 0.25 0.25 0.75		
13	4	2	Astigmatismus 2. Ordnung 45°	$(4\rho^4 - 3\rho^2)\sin 2\theta$	1 0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.5 -0.75		
14	4	4	Tetrafoil $22,5^{o}$	$ ho^4 \sin 4\theta$	1 0.75 0.5 0.25 0 +0.25 -0.5 -0.75		
15	5	-5	Pentafoil $22,5^{o}$	$ ho^5\cos 5 heta$	1 0.75 0.5 0.25 0 +0.25 -0.5 -0.75		
16	5	-3	Dreizählig. Astigmatismus 2. Ordnung 30°	$(5\rho^5 - 4\rho^3)\cos 3\theta$	0.5 0.5 0.25 0.25 -0.5 -0.5 -0.5		
17	5	-1	Coma x-Richtung 2. Ord-nung	$(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho)\cos\theta$	1 0.75 0.5 0.25 -0.25 -0.5 -0.5 -0.5 1-0.75		
	Fortsetzung auf der nächsten Seite						

Fortsetzung von vorhergehender Seite						
Nr.	n	1	Bezeichnung		Konturdarstellung	3D-Darstellung
18	5	1	Coma y- Richtung 2. Ord- nung	$(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho)\sin\theta$	0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.1 -0.75 -0.3 -0.25 0 0.25 0.8 0.78 1	
19	5	3	Dreizählig. Astigmatismus 2. Ordnung 0°	$(5\rho^5 - 4\rho^3)\sin 3\theta$	0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.5 -0.75 -0.75 -0.3 -0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
20	5	5	Pentafoil 0°	$ ho^5 \sin 5  ho$	1 0.75 0.5 0.25 0 -0.21 -0.1 -0.75 -0.75 -0.5 -0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
21	6	-6	Hexafoil 0°	$ ho^6\cos 6 heta$	1 0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.1 -0.71 -0.75-0.5-0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
22	6	-4	Tetrafoil 2. Ordnung0°	$(6\rho^6 - 5\rho^4)\cos 4\theta$	0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.1 -0.75 -0.75 -0.5 -0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
23	6	-2	Astigma- tismus 3.Ordnung x-Richtung 0°	$(15\rho^6 - 20\rho^4 + 6\rho^2)\cos 2\theta$	0.75 0.4 0.25 0 0 0.23 -0.4 -0.75	
24	6	0	Sphärische Aberration 2.Ordnung 0°	$20 ho^6 - 30 ho^4 + 12 ho^2 - 1$ Fortsetzung auf der nächs	0.75 0.25 0.0.25 0.0.25 0.0.25 0.0.75 0.75 0.5 0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	

	Fontsetzung von vranhangebenden Ceite					
		1	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	Fortsetzung von vorhergehe		
Nr.	n	l	Bezeichnung		Konturdarstellung	3D-Darstellung
25	6	2	Astigma- tismus 3.Ordnung y-Richtung 0°	$(15\rho^6 - 20\rho^4 + 6\rho^2)\sin 2\theta$	0.75 0.5 0.25 0 -0.25 -0.5	
26	6	4	Tetrafoil 2. Ordnung 30°	$(6\rho^6 - 5\rho^4)\sin 4\theta$	-0.75 -0.5 -0.25 0 0.25 0.5 0.75 1  0.75 0.5 0.25 -0.25 -0.75 -0.75 -0.5 -0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	
27	6	6	Hexafoil 0°	$ ho^6 \sin 6  heta$	1 0.78 0.8 0.25 0 -0.25 -0.75 -0.75 -0.75 -0.5 -0.25 0 0.25 0.5 0.75 1	

Mit Hilfe der Zernike-Polynome läßt sich die Standardabweichung der Phase ausdrücken. Dazu zerlegt man die Aberrationsfunktion in eine Summe aus verschieden gewichteten Anteilen von Zernike-Polynomen:

$$\phi = A_{00} + \sum_{n=l}^{\infty} \sum_{l=-n}^{n} A_{nl} V_n^l. \tag{4.87}$$

Wenn die Aberrationen genügend klein sind, läßt sich zeigen, daß für die Standardabweichung der Phase gilt:

$$(\triangle \phi)^2 \approx \frac{1}{2} \sum_{n=l}^{\infty} \sum_{l=-n}^{n} \frac{A_{nl}^2}{n+1}.$$
 (4.88)

Das Strehl-Verhältnis (vgl. Gleichung 4.83) läßt sich nun neu in der Form schreiben als

$$\widehat{I(P)} \approx 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (\Delta\phi)^2.$$
 (4.89)

Aus der Maréchal'schen Bedingung [71] kann man folgern, daß ein optisches System dann als gut korrigiert bezeichnet werden kann, wenn das Strehl-Verhältnis im Brennpunkt größer oder gleich 0.8 ist. Dann folgt aus Gleichung 4.89, daß die mittlere Abweichung von der idealen Wellenfront (Gauß-Referenz-Wellenfront) nicht größer als  $\lambda/14$  sein darf. Man sieht also, daß die maximale Intensität im Fokus zunimmt, je höhere Raumfrequenzen ein Wellenfrontkorrektor korrigieren und die Koeffizienten  $A_{nl}$  minimieren kann. Kennt man die Aberrationen und ihre Darstellung in Zernike-Polynomen in einem optischen System,

dann kann man aus deren Gewichtung die zur Kompensation notwendige Auflösung eines adaptiven Wellenfrontkorrektors bestimmen.

Für die Darstellung von Aberrationen gibt es neben der Zernike-Methode noch viele andere. Die Verwendung der jeweiligen Darstellung muß vom Anwender jeweils dem Problem angepaßt werden. Treten beispielsweise Luftturbulenzen auf, besitzen Zernike-Polynome nur sehr kleine Werte. Für die Beschreibung von Wellenfrontverzerrungen in einem Lasersystem sind sie dagegen sehr gut geeignet.

# 4.6.5 Darstellung von Aberrationen mit Hilfe der Seidel-Polynome

Das Snelliussche Brechungsgesetz beschreibt die Brechung eines Lichtstrahls an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien mit den Brechungsindices  $n_i$ ,  $n_t$ :

$$n_i \sin \Theta_i = n_t \sin \Theta_t. \tag{4.90}$$

Berücksichtigt man nur Strahlen nahe der optischen Achse, darf man in Gleichung 4.90 nähern:  $\sin \Theta \approx \Theta$ . Man bezeichnet diese Näherung als paraxiale Beschreibung. Man erhält eine bessere Näherung, die sogenannte Fehlertheorie dritter Ordnung, wenn man zusätzlich die nächsten zwei Ordnungen in der Reihenentwicklung berücksichtigt:

$$\sin\Theta = \Theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - \frac{\theta^7}{7!} + \dots$$
 (4.91)

Die Abweichungen, die sich dadurch von der paraxialen Beschreibung ergeben, sind in den fünf Abbildungsfehlern dritter Ordnung enthalten: Sphärische Aberration, Astigmatismus, Coma, Petzval'sche Bildfeldwölbung und Verzeichnung. Sie werden als Aberrationen dritter Ordnung oder auch Seidel-Aberrationen bezeichnet. Sie lassen sich auf die paraxialen Eigenschaften, also der Position der Bildebene längs der optischen Achse und der Bildhöhe, zurückführen. Die Beiträge höherer Ordnungen nehmen generell mit zunehmender Ordnung rasch ab. Bei Zunahme der Öffnung (Pupille) eines Systems steigen ebenso die Absolutwerte der höheren Ordnungen. Im allgemeinen kann man bei genauer Kenntnis der primären Aberrationen einer Fläche die höheren daraus abschätzen. Die Flächenbeiträge lassen sich durch zwei paraxiale Strahlen ermitteln, von denen der eine ein axialer und der andere ein paraxial berechneter Hauptstrahl ist. Seidel-Aberrationen lassen sich durch Zernike-Polynome ausdrücken, die Bezeichnung dritte Ordnung ist jedoch nicht identisch mit der der Zernike-Polynome.

Mit Hilfe der Seidel-Variablen  $(\xi, \eta, \zeta)$  läßt sich in der Bildebene ein neues Koordinatensystem aufspannen, das sich durch eine Längenrenormierung und Translation des Schnittpunktes der Objektebene mit der optischen Achse in Abhängigkeit der Vergrößerung des optischen Systems ergibt. Punkte in der Objektebene seien dabei mit den Koordinaten  $(x_0, y_0)$  bezeichnet. Die Aberrationsfunktion lautet so (vgl. Abschnitt 4.6.3):

$$\phi = -\frac{1}{4}B\rho^4 - C\kappa^4 - \frac{1}{2}r^2\rho^2 + Er^2\kappa^2 + F\rho^2\kappa^2.$$
 (4.92)

N	Ī۲.	$\operatorname{Bezeichnung}$	Aberrationsfunktion	3D-Darstellung
			(in Polarkoordinaten)	
	1	Sphärische Aberration	$-\frac{1}{4}B\rho^4$	
	2	Astigmatismus	$-Cy_0^2\rho^2\cos^2\Theta$	φ - Cγδ - 1 - η
	<u>က</u>	Bildfeldwölbung	$-rac{1}{2}y_0^2 ho^2$	\$\frac{1}{\pi} \frac{1}{\pi} \
	4	Verzeichnung	$Ey_0^3  ho \cos \Theta$	
,	5	Coma	$Fy_0\rho^3\cos\Theta$	σ F <sub>y<sub>0</sub></sub>

Tabelle 4.7: Die Seidel-Wellenfront-Aberrationen

Nach Abbildung des Objektkoordinatensystems in die Bildebene wird der  $(x_0, y_0)$  entsprechende Punkt durch die Koordinaten  $\xi_1, \eta_1$  bezeichnet.  $r, \rho, \kappa$  ergeben sich aus den Kombinationen:

$$r^2 = x_0^2 + y_0^2, \qquad \rho^2 = \xi_1^2 + \eta_1^2, \qquad \kappa^2 = x_0 \xi_1 + y_0 \eta_1.$$
 (4.93)

Die Koeffizienten B,...,F sind die sogenannten Seidel-Koeffizienten und Konstanten. Tabelle 4.7 führt die jeweiligen Koeffizienten und die dazu korrespondieren Aberrationsfunktion auf. Die Konstanten sind durch die Abbildungseigenschaften und Brechungsindices des optischen Systems festgelegt [72].

Aus der Verwendung der Seidel-Koordinaten folgt für die Seidel-Koeffizienten, daß jeder einzelne Gesamt-Aberrations-Koeffizient eines (zentrierten) optischen Systems die

Summe der entsprechende Koeffizienten der einzelnen Flächen ist.

### 4.6.6 Der Zusammenhang zwischen Zernike-Polynomem und Seidel-Aberrationen

Die primären Wellenfronteigenschaften und die Seidel-Koeffizienten lassen sich mit Hilfe der Zernike-Polynome ausdrücken. Dazu benötigt man die neun Zernike-Polynome für Bias, x- und y-Tilt, Defokus, Astigmatismus in 0°- und 45°-Richtung, Coma in x- und y-Richtung und schließlich sphärische Aberration. Die primäre Aberrationsfunktion der Wellenfunktion läßt sich so unter Beibehaltung der Reihenfolge schreiben als:

$$\phi(\rho, \theta') = Z_0 + Z_1 \rho \cos \theta' + Z_2 \rho \sin \theta' + Z_4 (2\rho^2 - 1) + Z_3 \rho^2 \cos 2\theta' + Z_5 \rho^2 \sin 2\theta' + Z_6 (3\rho^2 - 2)\rho \cos \theta' + Z_7 (3\rho^2 - 2)\rho \sin \theta' + Z_{12} (6\rho^4 - 6\rho^2 + 1).$$

$$(4.94)$$

Entwickelt man die Aberrationsfunktion in Wellenfront-Aberrations-Koeffizienten, die unabhängig von der Bildebene im System (und damit keine wirklichen Seidel-Koeffizienten) sind, dann erhält man:

$$\phi(\rho,\theta) = W_{11}\rho\cos\theta + W_{20}\rho^2 + W_{40}\rho^4 + W_{31}\rho^3\cos\theta + W_{22}\rho^2\cos^2\theta.$$
(4.95)

Wenn man z.B. die Wellenfront mit Hilfe eines Interferometers mißt, so erhält man nur eine Aussage über die Aberrationsfunktion an einem einzigen Punkt in einer Abbildungsebene. In diesem Fall kann Bildfeldwölbung als Defokus oder Verzeichnung als Verkippung interpretiert werden. Um die Seidel-Aberrationen zu bestimmen, muß die Wellenfront an mehreren Punkten gemessen werden.

Indem man nun die Entwicklung der Wellenfront in Zernike-Polynome aus Gleichung 4.94 umschreibt, und zwar durch Gruppierung gleicher Terme und Gleichsetzung dieser mit den Wellenfront-Aberrations-Koeffizienten aus Gleichung 4.95, erhält man:

$$\phi(\rho, \theta') = Z_0 - Z_4 + Z_{12}$$
Bias
$$+ (Z_1 - 2Z_6)\rho \cos \theta' + (Z_2 - 2Z_7)\rho \sin \theta'$$
Verkippung
$$+ (2Z_4 - 6Z_{12} + Z_4 \cos 2\theta' + Z_5 \sin 2\theta')\rho^2$$
Fokus + Astigmatismus (4.96)
$$+ 3(Z_6 \cos \theta' + Z_7 \sin \theta')\rho^3$$
Coma
$$+ 6Z_{12}\rho^4.$$
Sphärische Aberration

Mit Hilfe des Additionstheorem

$$a\cos\alpha + b\sin\alpha = \sqrt{a^2 + b^2}\cos\left[\alpha - \arctan\left[\left(\frac{b}{a}\right)\right]\right]$$
 (4.97)

Koeffizient	Bezeichnung	$\operatorname{Amplitude}$	Orientierung
$W_{11}$	Verkippung	$\sqrt{(Z_1 - 2Z_6)^2 + (Z_2 - 2Z_7)^2}$	$\tan^{-1}\left(\frac{Z_2-2Z_7}{Z_1-2Z_6}\right)$
$W_{20}$	Defokus	$2Z_4 - 6Z_{12} \pm \sqrt{Z_3^2 + Z_5^2})$	-
$W_{22}$	Astigmatismus	$\pm\sqrt{Z_3^2+Z_5^2}$	$\frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{Z_5}{Z_3} \right)$
$W_{31}$	Coma	$3\sqrt{Z_6^2 + Z_7^2}$	$\tan^{-1}\left(\frac{Z_7}{Z_6}\right)$
$W_{40}$	Sphärische Aberration	$6Z_{12}$	( / 1

Tabelle 4.8: Seidel-Aberrationen in Form von Zernike-Polynomen.

kann man die Aberrationsfunktion in Gleichung 4.98 nun als Seidel-Summe schreiben:

$$\phi(\rho, \theta') = Z_0 - Z_4 + Z_{12}$$
Bias 
$$+ \rho \sqrt{(Z_1 - 2Z_6)^2 + (Z_2 - 2Z_7)^2}$$
 
$$\cdot \cos \left[ \theta' - \tan^{-1} \left( \frac{Z_2 - 2Z_7}{Z_1 - 2Z_6} \right) \right]$$
Verkippung 
$$+ \rho^2 (2Z_4 - 6Z_{12} \pm \sqrt{Z_3^2 + Z_5^2})$$
Defokus 
$$\pm 2\rho^2 \sqrt{Z_3^2 + Z_5^2} \cos^2 \left[ \theta' - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{Z_5}{Z_3} \right) \right]$$
Astigmatismus 
$$+ 3\rho^3 \sqrt{Z_6^2 + Z_7^2} \cos \left[ \theta' - \tan^{-1} \left( \frac{Z_7}{Z_6} \right) \right]$$
Coma 
$$+ 6\rho^4 Z_{12}$$
Sphärische Aberration.

Die Amplitude, Vorzeichen und Orientierung der Seidel-Koeffizienten aus der Entwicklung in Zernike-Polynome sind in Tabelle 4.8 zusammengestellt. Es ist zu beachten, daß das Vorzeichen im Defokus-Koeffizient so gewählt wird, daß der Betrag des gesamten Terms minimiert wird. Der Astigmatismus-Koeffizient muß dann das entgegengesetzte Vorzeichen besitzen.

# 4.6.7 Die Angabe der mittleren Standardabweichung und des Spitze-Spitze-Wertes der Aberrationsfunktion

Wenn man die Wellenfrontverzerrung mit Seidel-Aberrationen hinreichend genau beschreiben kann, ist es sinnvoll, die Amplitude der Störungen in Vielfachen der Wellenlänge anzugeben. Bei Auftreten von sehr komplizierten Wellenfrontstörungen, also solchen mit höheren Ordnungen, und in der optischen Industrie kann man sie der Einfachheit halber als Spitze-Spitze-Werte (im Englischen als peak-to-peak oder peak-to-valley bezeichnet, im Weiteren als "PTV" abgekürzt) angeben. Dieser Wert bezeichnet die maximale Abweichung in negativer sowie positiver Richtung von der Ideal-Wellenfront. Würde die Aberrationsfunktion zum Beispiel maximal  $0, 2\lambda$  in positiver und  $-0, 3\lambda$  in negativer

**Tabelle 4.9:** Zusammenhang zwischen dem mittleren Fehler der Aberrationsfunktion und dem rms-Wert für Zernike-Wellenfrontstörungen

Aberration	$\triangle \phi$	$\Delta \phi$	σ
Defokus	$R_{20} \cdot \rho^2$	$\frac{1}{2}R_{20}$	$0,289 R_{20}$
Astigmatismus 0°	$R_{22} \cdot \rho^2 \cos^2 \theta$	$\frac{1}{4}R_{22}$	$0,250 R_{22}$
Astigmatismus 45°	$R_{22} \cdot (\rho^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2}\rho^2)$	0	$0,204 R_{22}$
	$=\frac{1}{2}\rho^2\cos 2\theta$		
Coma x-Richtung	$R_{31} \cdot \rho^3 \cos \theta$	0	$0,354 R_{31}$
Coma y-Richtung	$R_{31} \cdot (\rho^3 - \frac{2}{3}\rho)\cos\theta$	0	$0,118 R_{31}$
Sphärische Aberration	$R_{40} \cdot \rho^4$	$\frac{1}{3}R_{40}$	$0,298 R_{40}$

Richtung abweichen, so wäre der PTV-Wert  $0, 5\lambda$ .

Obwohl diese Methode recht einfach ist, kann sie sehr mißverständlich sein. Der PTV-Wert gibt nur den größten Wellenfront-Fehler an, sagt aber nichts über die Fläche aus, in der er auftritt. Das heißt, daß ein optisches System mit einem großen PTV-Wert bessere Abbildungseigenschaften besitzen kann, als ein System mit kleinem PTV. Eine etwas genauere Aussage läßt sich daher mit Hilfe der mittleren quadratischen Abweichung (aus dem Englischen: Root-Mean-Square, im folgenden als rms abgekürzt) machen. Gleichung 4.99 definiert die rms-Wellenfrontstörung wie auch die Varianz  $\sigma^2$ .  $\Delta \phi(\rho, \theta)$  wird gewöhnlich in Wellenlängen gemessen und bezeichnet die mittlere Wellenfront-OPD.

$$\sigma^{2} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{1} \left[ \triangle \phi(\rho, \theta) - \overline{\triangle \phi} \right]^{2} \rho \ d\rho d\theta = \overline{\triangle \phi^{2}} - (\overline{\triangle \phi})^{2}$$

$$= \left[ \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{1} (\triangle \phi(\rho, \theta))^{2} \rho \ d\rho d\theta \right] - \frac{1}{\pi^{2}} \left[ \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{1} \triangle \phi(\rho, \theta) \rho \ d\rho d\theta \right]^{2}$$

$$(4.99)$$

Kann man die Wellenfrontverzerrung in Zernike-Polynomen angeben, dann kann man unter Ausnützung deren Orthogonalität die Varianz bestimmen zu:

$$\sigma^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{A_n^2}{2n+1} + \frac{1}{2} \sum_{m=1} n \frac{B_{nm}^2 + C_{nm}^2}{2n+1-m} \right]$$
(4.100)

A bezeichnet dabei sphärische Zernike-Terme, d.h. n=2,4,6... und m=0, B und C bezeichnen astigmatische bzw. Coma-Terme (vgl. Tabelle 4.6). In Tabelle 4.9 sind einige Aberrationen und der dazu korrespondierende rms Wert berechnet und zusammengestellt.

## Kapitel 5

# Entwicklung und Konstruktion des PHELIX-Vorverstärkers

Die Konzeption eines Hochenergielasers wie des PHELIX erfordert eine sorgfältige Abwägung von experimentellen Anforderungen gegenüber technischen, infrastrukturellen und finanziellen Gesichtspunkten und Rahmenbedingungen. Aus der weltweit einzigartigen Kombination aus einem Schwerionenbeschleuniger und einem Hochenergie- bzw. Hochintensitätslaser resultiert eine Vielfalt möglicher neuer Experimente [5]. Um diese zu ermöglichen, wird insbesondere an das neu entstehende Lasersystem eine breite Anforderungspalette gestellt. Dieses Kapitel gibt zunächst einen kurzen Überblick über einige der Anforderungen aus den geplanten Experimenten und stellt diese den technischen und weiteren projektspezifischen Rahmenbedingungen gegenüber. Anschließend wird auf die Architektur des Lasersystems eingegangen. Abschnitt 5.3 wird dann über die Planung, Konzeption und Entwicklung des 10 Joule Vorverstärkers berichten, bevor in Abschnitt 5.4 die numerische Modellierung vorgestellt wird.

## 5.1 Überblick über die Anforderungen

Das PHELIX-Projekt an der GSI wurde möglich, weil im Mai 1999 der NOVA-Laser am LLNL/USA stillgelegt wurde und über einen Staatsvertrag, der im Sommer 2002 geschlossen wurde, wichtige und sehr kostenintensive Teile des Lasers der GSI zur Verfügung gestellt werden. Mit dem Beginn des Baus des LMJ in Bordeaux wurde gleichfalls der PHEBUS-Laser in Limeil, eine Kopie eines Laserarms von NOVA, stillgelegt und die GSI erhielt über ein Labor-Labor-Abkommen große Optik- und Laserteile. Mit Hilfe dieser Bauteile, die die GSI unentgeltlich erhalten hat und die einen geschätzten Materialwert von mehreren Millionen Euro darstellen, wurde das Projekt realisierbar. Da an der GSI die Expertise in der Errichtung und dem Betrieb von Hochenergielasern erst geschaffen werden mußte, wurde das Projekt in eine starke Kollaboration von weltweiten Institutionen, die solche Laser betreiben, eingebettet. Um das Projekt in diesem Umfeld schnell zum Erfolg zu führen und die Laserteile aus Livermore und Limeil optimal einsetzen zu können, wurde ein Design für den Laser gewählt, das gut erprobte Technologien nutzt und für Verbesserungen und Weiterentwicklungen Spielräume läßt.

PHELIX soll nun einerseits als Diagnostikwerkzeug, andererseits zur Erzeugung dichter Plasmen, großer Drücke, hoher Temperaturen, sowie hoher elektrischer und magneti-

Parameter	Symbol	Einheit	Wert
Laserpulslänge	$t_{Laser}$	ns	2
Größe des Fokus (F3-Optik)	$A_{Fokus}$	$\mu m^2$	520
Konverter-Folienmaterial			Ti
Konversionseffizienz [74]	С	$N/(cm^2sr\ s)$	$1,1 \times 10^{12}$
Durchmesser der Lochblende		$\mu m^2$	5
Entfernung Lochblende - CCD-Kamera		cm	35
Vergrößerung			12
Zeitfenster CCD-Kamera	$t_{Kamera}$	ps	80
Gewünschtes Auflösungsvermögen		$\mu m$	5
Transmissivität des Filters	$T_{Filter}$	%	28
Quantenausbeute CCD-Kamera	$\eta$	%	6

Tabelle 5.1: Typische Parameter für ein Backlighter Experiment.

scher Feldstärken eingesetzt werden. Für das Heizen von Plasmen werden hohe Energien bei vergleichsweise langen Pulslängen von einigen Nanosekunden benötigt, während für die Erzeugung hoher Feldstärken die Intensität des Laserpulses ausschlaggebend ist. Die aus den vorgeschlagenen Experimenten abgeleiteten Anforderungen sind in [5,6] besprochen. Als Beispiel für die Festlegung der Laserparameter soll hier die Anforderung an die Ausgangsenergie pro Laserpuls anhand des in Kapitel 2.2.2 besprochenen Backlighter-Experimentes aufgezeigt werden. Dabei gilt es, eine hochintensive Röntgenquelle durch Laserbeschuß eines Metalls zu erzeugen, die als Punktlichtquelle für die Durchleuchtung der zu untersuchenden Probe dient. Um die für ein Backlighter-Experiment notwendige Laserenergie abzuschätzen, muß man die Anzahl der Photonen pro Bildelement in einer Lochkameraprojektion-Konfiguration berechnen. Dabei muß der Einfluß der Photonenstatistik auf die Bildgebung berücksichtigt werden. Für ein typisches Backlighter-Experiment werden etwa 45 Photonen pro Pixel auf der CCD-Kamera benötigt, um einen Bildkontrast von 20% zu erhalten [73]. Dann berechnet sich mit Hilfe der geometrischen Optik die notwendige Laserenergie  $E_{Laser}$ , um  $N_{\gamma}$  Photonen zu erzeugen, aus

$$E_{Laser} = \pi^2 \frac{N_{\gamma}}{C} d^2 \cdot \frac{t_{Laser}}{t_{Kamera}} \cdot \frac{A_{Fokus}}{A_{Pixel} \cdot A_{Bildelement}} \cdot \frac{1}{T_{Filter} \eta}.$$
 (5.1)

C ist die Konversionseffizienz, d.h. die Anzahl in eine Kugel emittierte Röntgenphotonen pro 1 J Laserenergie;  $t_{Laser}$  bezeichnet die Dauer des Laserpulses,  $A_{Fokus}$  die Fläche des Fokus,  $A_{Pixel}$  die Fläche eines Detektorelements,  $A_{Bildelement}$  die Fläche eines abzubildenden Objekts (Rastergröße des Objekts), d den Abstand Lochblende-Kamera,  $\eta$  die Quanteneffizienz der Kamera,  $t_{Kamera}$  die Öffnungszeit der Kamera und  $T_{Filter}$  schließlich die Transmission des entsprechenden Röntgenbandfilters vor der Kamera.

Mit den in Tabelle 5.1 typischen Parametern ergibt sich so eine erforderliche Laserenergie von ca. 3850 J. Für den PHELIX bedeutet dies, daß Laserpulse bis zu Energien von 3-5 kJ bei einer Pulslänge von 1-20 ns verstärkt werden müssen.

Hohe Intensitäten sind u.a. in Bezug auf die Erzeugung großer elektrischer Feldstärken

<u>Dense</u> <u>Plasmas</u>	Plasma Soft X-rays Threshold ( <kev)< th=""><th><math>\mathbf{n}_{\mathrm{e,Plasma}} = rac{\mathbf{n}_{\mathrm{e,solid}}}{e}</math></th><th>Material independent plasma properties</th><th>I≈n<sub>c</sub>kT<sub>c</sub> (holeboring) - Hard X-rays (MeV)</th><th>Nuclear reactions - Fast ignitor</th></kev)<>	$\mathbf{n}_{\mathrm{e,Plasma}} = rac{\mathbf{n}_{\mathrm{e,solid}}}{e}$	Material independent plasma properties	I≈n <sub>c</sub> kT <sub>c</sub> (holeboring) - Hard X-rays (MeV)	Nuclear reactions - Fast ignitor
<u>Ionization</u>	Multiphoton- Ionization			neling ization	
Light-Atom Interaction	Frequenz- n₂I≈1 Tripling (doped fibre)		farmonic veration	/ <b>Ī~</b> e/a <sup>2</sup> <sub>B</sub>	
<u>Intensity</u>	10° 10¹° 10	D <sup>12</sup> 10	<sup>14</sup> 10 <sup>16</sup>	10 <sup>18</sup> 10 <sup>2</sup>	→ W/cm²

Abbildung 5.1: Licht-Materie Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Intensität. Das Diagramm zeigt für dichte Plasmen, Ionisation von Atomen und Licht-Atom Wechselwirkungen das Auftreten von verschieden Effekten in Abhängigkeit von der Intensität.

interessant, da  $I \propto E^2$ . Die derzeit mit Pulslasern maximal erreichbaren Leistungen liegen bei ca. 1-2 Petawatt und lassen sich zu Intensitäten bis zu  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  fokussieren. Das elektrische Feld beträgt dabei im Fokus ca. 10<sup>14</sup> V/m und ist damit 100 mal größer als das Coulombfeld des Kerns im Wasserstoffatom. Die Größe des elektrischen Feldes skaliert bei leichten Atomen jedoch mit Z<sup>2</sup>, so daß beispielsweise bei Wismuth für direkte Anregung die Intensität bereitszwei Größenordnungen zu klein ist. Die Spitzenleistung von Festkörperlasern ist jedoch durch die Bandbreite der Verstärkermedien, die Größe bzw. die Zerstörschwellen (ca. 400 mJ/cm<sup>2</sup>) der Gitter für die Rekompression des Laserpulses und die linearen sowie nichtlinearen Aberrationen im Lasersystem begrenzt. In Kombination mit dem GSI-Zukunftsprojekt eröffnet sich aber die weltweit einzigartige Möglichkeit, die jetzt erreichten Feldstärken noch um mehrere Größenordnungen zu übertreffen, indem man relativistische Schwerionen mit einem entgegengesetzt eingestrahlten Petawatt-Puls beschießt. Abbildung 5.1 gibt einen Überblick über verschiedene Prozesse in dichten Plasmen und Atomen, die bei der Wechselwirkung mit intensivem Laserlicht auftreten. Für PHELIX ist daher der Ausbau zum Petawatt-Laser vorgesehen, der eine große technologische Herausforderung an Lasertechnik und Diagnostik darstellt. Experimente mit Intensitäten bei einem Petawatt versprechen neue Erkenntnisse in atomphysikalischen Prozessen sowie in der Teilchenbeschleunigung.

In Tabelle 5.2 sind die Anforderungen an PHELIX bzgl. Energie, Leistung und Pulsdauer zusammengefasst.

### 5.2 Die Architektur von PHELIX

Die Forderung nach Ausgangsenergien von 500 J - 5000 J erfordern eine Verstärkung eines Pulses aus dem Oszillator um ca. einen Faktor 10<sup>12</sup>. Die Erzeugung von hohen Puls-

Betriebsart	Parameter	Design-Anforderung
Hochenergie-Hochintensität	Pulsleistung P	$10^{15} { m W}$
	Pulsdauer $ au$	500 fs
	Pulsenergie E	500 J
Hochenergie-Niedrigintensität	Pulsenergie E	ca. 4-6 kJ
	Pulsdauer $ au$	1-20 ns

Tabelle 5.2: Experimentelle Anforderungen bzgl. Energie und Leistung an PHELIX.

leistungen bis zu einem Petawatt bedingen eine große Bandbreite des Verstärkermediums. Alle Hochenergielaser wie auch der PHELIX sind in der maximalen Ausgangsenergie bei kurzen Pulsdauern durch den intensitätsabhängigen, nichtlinearen Brechungsindex begrenzt. Um die Spitzenintensitäten zu reduzieren, vergrößert man einerseits den Strahlquerschnitt des Lasers und verringert so die Energieflußdichte, andererseits bedient man sich der CPA-Technik (vgl. Kapitel 4.3.1.2). Das Lasermedium soll einfach und preiswert zu pumpen sein, hohe Zerstörschwellen, einen guten Wirkungsgrad und einen kleinen nichtlinearen Brechungsindex besitzen, chemisch stabil und in ausreichender Größe und Qualität verfügbar sein. Diese Eigenschaften vereinen sich zum heutigen Stand der Forschung ausschließlich auf Nd:Glas. Ti:Sa, das eine hohe Bandbreite und einen großen Verstärkungskoeffizient bei ca. 800 nm besitzt, eignet sich beispielsweise für den Hochenergieeinsatz nicht, da zur Zeit für das Pumpen keine adäquaten Pumplichtquellen zur Verfügung stehen (Blitzlampen sind aufgrund der kurzen Lebensdauer des oberen Laserniveaus nicht möglich; vgl. Kapitel 3.2.1)<sup>1</sup>. Das in Festkörperlasern am häufigsten zum Einsatz kommende Nd:YAG, das ausgezeichnete mechanische, thermische und Laser-Eigenschaften besitzt, eignet sich aufgrund seiner schmalen Linienbreite von 0,45 nm [24] nicht.

PHELIX kann auf zwei Arten betrieben werden: im Hochenergie-Langpuls-Modus und im Hochenergie-Hochintensitäts-Kurzpuls-Modus. Das macht zwei unterschiedliche Laseroszillatoren notwendig, nämlich das Nanosekunden-Front-end zur Erzeugung von langen Laserpulsen von 1 ns bis 20 ns und das Femtosekunden-Front-end zur Erzeugung von kurzen Laserpulsen <350 fs. In beiden Fällen erfolgt die weitere Verstärkung der Pulse ab einem Niveau von ca. 50 mJ dann im PHELIX-Vor- und Hauptverstärker. Beide Front-ends beinhalten Oszillator und Nachverstärker. Das ns-Front-end ist hauptsächlich in Glasfibertechnologie aufgebaut, was eine hohe Betriebsstabilität und einen geringen Wartungsaufwand gewährleistet. Der Oszillator ist ein 15 mW, diodengepumpter Glasfaser-Ringlaser, der im Dauerstrich bei einer Wellenlänge von 1054 nm arbeitet. Die Glasfaser ist Ytterbium dotiert. Der kontinuierliche Strahl wird in 100 ns lange Pulse mit Hilfe eines akustooptischen Modulator zerhackt und in einer weiteren diodengepumpten Doppelpaß-Verstärkerstufe, die ein Bragg-Gitter als Endspiegel in der Glasfaser verwendet, auf einige nJ verstärkt. Die Pulse werden dann über Glasfaser in ein Pulsformungsmodul geführt, mit dem die zeitliche Struktur des Laserpulses mit einer Auflösung von wenigen Picosekunden beliebig geändert werden kann. Die

 $<sup>^1</sup>$ Am LOA Paris ist ein neues Projekt für ein Ti:Sa-Petawattlaser mit 50 J in 50 fs in der Planungsphase. Zum Pumpen des letzten Verstärkerkristalls werden 8 x 12 J frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser benötigt, die zunächst entwickelt werden müssen.

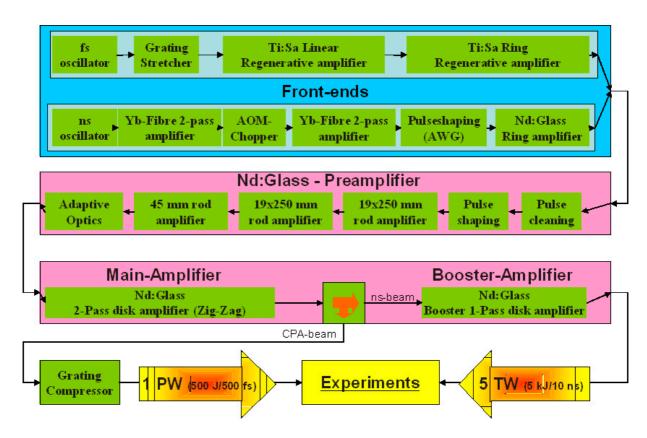


Abbildung 5.2: Blockdiagramm des PHELIX.

Pulsformungseinheit besteht aus zwei Glasfaser-Mach-Zehnder-Interferometern, die in ihren Armen jeweils eine Li-Niobat-Strecke enthalten. Legt man an diese eine Spannung an, so ändert man den Brechungsindex und verursacht so eine zeitliche Modulation des Laserpulses. Die Spannung wird durch einen elektrischen Signalgenerator (arbitrary waveform generator, "AWG") erzeugt, der fast beliebige Pulsformen erzeugen kann. Der so veränderte Laserpuls wird anschließend in einen ca. 9 m langen, konventionellen Nd:Glas-Ringverstärker eingekoppelt, der zwei blitzlampengepumpte Stabverstärker besitzt. Hier ist das laseraktive Material APG-1 von SGT. Der Laserpuls wird auf eine Energie von ca. 40-50 mJ verstärkt. Anschließend durchläuft er noch eine räumliche Pulsformungseinheit, um das Intensitätsstrahlprofil dem Verstärkungsprofil der weiteren Verstärkerstufen im Vor- und Hauptverstärker anzupassen.

Das fs-Front-end beruht auf der CPA-Technologie. Ein bei einer Wellenlänge von 1054 nm betriebener, Kerrlinse-modengekoppelter (vgl. Kapitel 4.3.1.1) Ti:Sa-Laseroszillator (MIRA900-F von Coherent), der mit 11 Watt Leistung aus einem ND:YVO-Laser mit einer Wellenlänge von 514 nm (2  $\omega$  - frequenzverdoppelt) gepumpt wird, emittiert ca. 130 fs kurze Pulse mit einer Wiederholrate von 76 MHz und einer Energie von 5 nJ. Der Oszillator wird dabei mit dem Zeitstandard des Beschleunigers synchronisiert (Synchro-Lock). Die Pulse werden dann in einem 1-Gitter-Strecker auf eine Pulsdauer von zwei ns gestreckt, der Streckfaktor beträgt etwa  $10^4$ . Das Gitter wird dabei 4 mal überlaufen. Die Dispersion ist negativ, d.h. es wird ein "Down-chirp"erzeugt. Das bedeutet, daß beim gestreckten Puls die blauen Anteile des Pulsspektrums sich an der Pulsvorderflanke befinden, die roten Anteile an der Pulshinterflanke. Das Gitter ist ein goldbeschichtetes Substrat und besitzt eine Liniendichte von 1480 Linien/mm.

Der Puls wird anschließend in einen linearen, regenerativen Ti:Sa-Verstärker mit Hilfe einer Pockelszelle eingekoppelt. Der 2,54 cm lange Ti:Sa-Kristall ist 0,15 Gewichtsprozent (wt%) dotiert und wird beidseitig von einem frequenzverdoppelten YAG-Laser (Continuum PL 8010) bei ca. 0,5 J in 1,5 ns und einem TEM<sub>00</sub>-Strahlprofil mit einer Wiederholrate von 10 Hz gepumpt. Der Resonator ist 1,2 m lang, die Endspiegel sind konfokal mit einem Krümmungsradius von 5 m; Ein- und Auskopplung des Pulses erfolgt durch zwei 20 mm lange Pockelszellen, die mit einem  $\lambda$ /4-Hochspannungspuls betrieben werden. Die Verluste im Resonator betragen ca. 12% pro Umlauf, so daß der Puls nach etwa 100 Umläufen bei einer Energie von ca. 6 mJ ausgekoppelt und in die nächste Verstärkerstufe – ein 3 m langer, regenerativer Ti:Sa-Ring-Verstärker – über einen Polarisator eingekoppelt wird. Der Ti:Sa-Kristall wird wieder mit einem Nd:YAG Laser gepumpt, jedoch hier mit 1 J Pumpenergie (Continuum PL 9010). Nach ca. 15 Umläufen und Erreichen einer Energie von 30-40 mJ wird der Puls durch eine  $\lambda$ /2-Pockelszelle aus dem Ring ausgeschaltet. Durch Verdrehen der Dünnschicht-Polarisatoren im Resonator, insbesondere dem im linearen Verstärker, kann die Wellenlänge abgestimmt werden.

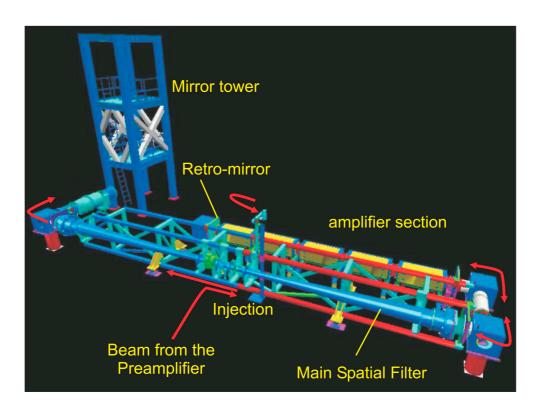


Abbildung 5.3: Nordöstliche 3D Ansicht des Hauptverstärkers des PHELIX. Der vom Vorverstärker kommende Strahl wird in das Haupt-Raumfrequenzfilter-Teleskop eingeschossen, passiert dann zweifach die Verstärkereinheit, um dann nach erneutem Durchgang durch das Teleskop zur Weiterverstärkung oder direkt zu den Experimenten weitergeleitet zu werden [75].

Nach Anpassung der Strahlparameter (Strahldurchmesser, Strahlprofil, Divergenz) werden die Strahlwege beider Front-ends in der Injektion des 10 J-Vorverstärkers zusammengeführt. Alle nachfolgenden Verstärkerstufen werden gemeinsam benutzt. Abbildung 5.2 zeigt das Verstärker-Blockdiagramm des PHELIX. Die weiteren Verstärker im Lasersystem des PHELIX sind in der MOPA-Bauweise konzipiert. Der in einer der beiden

Front-ends erzeugte Laserpuls wird in den 10 J-Vorverstärker eingekoppelt. Nach zeitlicher Pulsfilterung und räumlicher Pulsformung wird der Laserpuls in einer linearen Anordnung von drei Laserköpfen verstärkt. Dabei wird der Strahldurchmesser mit Hilfe von Teleskopen in drei Stufen angepaßt, um die Energieflußdichte klein zu halten. Zudem wird der Strahl dort räumlich gefiltert. Die Laserköpfe sind blitzlampengepumpte Nd:Glas-Stabverstärker. Am Ausgang des Vorverstärkers befindet sich ein adaptiver Spiegel, um Wellenfrontverzerrungen im Lasersystem zu korrigieren. Nach dem Vorverstärker besitzt der Laserpulses eine Energie von 5-15 J je nach Betriebsart und einen Strahldurchmesser von 65 mm FWHM. Der Strahl wird dann mit zwei weiteren Teleskopen zum Einschuß in den Hauptverstärker geführt.

Die Injektion erfolgt durch eine Lochblende in der Brennebene des Raumfrequenzfilters des Hauptverstärkers. Der Strahl wird zunächst auf einen Strahldurchmesser von 28,5 cm vergrößert und durchläuft dann zweifach ("Doppelpaß") fünf blitzlampengepumpte Scheibenverstärker, die jeweils zwei Verstärkerscheiben enthalten. Jede Scheibe ist 43 mm dick und besitzt einen Verstärkungsfaktor von ca. 1,3. Jeder dieser Scheibenverstärker wird seitlich von insgesamt 20 ca. 160 cm langen Xe-Blitzlampen gepumpt. Nach dem Doppelpaß der Verstärkereinheit, deren gesamter Verstärkungsfaktor etwa 180 ist, beträgt die Energie im Laserpuls ca. 700-1200 J. Durch einen leichten geometrischen Versatz der Strahlwege ("Vignetting") passiert der Laserpuls auf seiner Rückkehr im Raumfrequenzfilter eine dem Einschuß gegenüber ca. 30 mm lateral versetzte Lochblende, so daß der Strahl nunmehr das ganze Teleskop durchläuft. Die Abbildung ist hier 1:1. Der Strahl kann dann über den Spiegelturm und weitere Strahltransport-Teleskope zu den Experimentierplätzen gebracht oder in einer weiteren Verstärkereinheit aus 4 Verstärkerköpfen, die mit denen im Hauptverstärker identisch sind, auf 3-5 kJ weiter verstärkt werden. Der Transport zu den Experimentierplätzen erfolgt wie zuvor. Abbildung 5.2 faßt schematisch die einzelnen Verstärkerstufen in der Übersicht zusammen.

Es sind zwei Experimentierplätze für Ionen- und Laserstrahl geplant: 1.) Der Z6, der sich nach dem UNILAC befindet und an dem Ionenenergien bis zu 20 MeV/Nukleon zur Verfügung stehen, und 2.) der HHT-Meßplatz mit Energien bis zu 2 GeV/Nukleon. Für Spektroskopie Experimente mit dem Röntgenlaser am ESR ist eine Abzweigung vom Strahltransport-Teleskop zum HHT vorgesehen. Um den Laserstrahl an die zwei Experimentierplätze in der GSI zu lenken, wurde das Laser-Gebäude zwischen Experimentier-Halle und der ESR-Halle gebaut. Abbildung 5.4 zeigt schematisch die vorgesehenen Laserstrahlwege zu den Experimentierplätzen.

Das Lasersystem ist im Erdgeschoß auf einem 90 cm dicken, aus einem Stück gegossenen Betonfundament installiert, was Vibrationen und Erschütterungen vermeidet. Die Hochspannungsanlage (Kondensatoren, Pulsformungsschaltung und Netzgeräte), Kontrollraum und Optikpräparationslabor befinden sich im 1. Stockwerk. Abbildung 5.5 zeigt schließlich den Grundriß des Gebäudes mit den Aufbauten im Erdgeschoß.

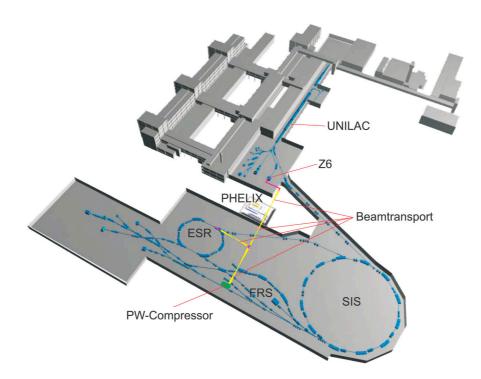


Abbildung 5.4: Strahltransport-Wege des PHELIX-Laserstrahls zu den entsprechenden Experimentierplätzen in der GSI.

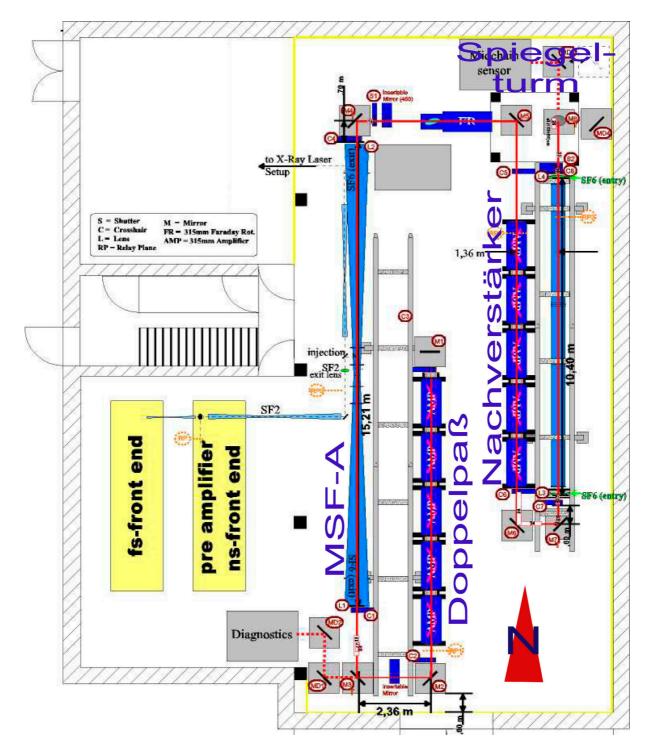


Abbildung 5.5: Grundriß des PHELIX-Gebäudes, Erdgeschoß mit Laseraufbauten. Im Südwesten sind die Front-ends mit dem Vorverstärker auf zwei jeweils 6 m × 1,2 m großen optischen Tischen aufgebaut. Vom Vorverstärker transportiert ein Teleskop den Strahl zur Hauptverstärker-Einschuß-Einheit, die in der Mitte des ca. 15 m langen Haupt-Raumfrequenzfilters (MSF-A) liegt. Der Strahl wird vergrößert und in den Scheibenverstärkern verstärkt, die er zweifach durchläuft (Doppelpaß). Mit einem kleinen geometrischen Versatz durchläuft der Strahl nun das gesamte MSF-A und kann dann entweder im Spiegelturm (Nord-Ost-Ecke) direkt oder nach weiterer Verstärkung des Endverstärkers (Booster) und Durchlaufen eines weiteren Teleskops zum Experiment geführt werden.

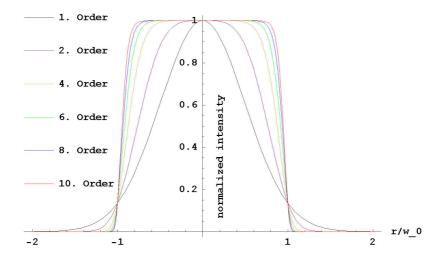


Abbildung 5.6: Normierte Gauß- bzw. Supergauß-förmige Intensitätsverteilungen verschiedener Ordnungen in Abhängigkeit von der relativen Position  $(r/\omega_0)$  im Strahl. Mit zunehmender Ordnung nähert sich die Verteilung dem Flat-Top Profil an.

### 5.3 Die Entwicklung des 10 Joule-Vorverstärkers

Der 10 J-PHELIX-Vorverstärker bildet die Brücke zwischen Front-ends und dem Hauptverstärker. Daraus ergeben sich eine Reihe von Anforderungen. Beim Design stehen zunächst energetische Gesichtspunkte im Vordergrund. Der Doppelpaß-Hauptverstärker mit einem Verstärkungsfaktor von ca. 180 soll Laserpulse mit einer Energie von max. 1200 J abgeben. Daraus folgt, daß die Energie am Einschuß mindestens 7 J betragen muß. Die Front-ends liefern Laserpulse mit einer Energie von 30-50 mJ. Daraus ergibt sich für den Vorverstärker ein Mindest-Gesamtverstärkungsfaktor von  $\frac{E_{out}}{E_{in}} \approx 240$ . Für Experimente wie dem Röntgenlaser oder der Ionenbeschleunigung werden Energien von ca. 10 J beziehungsweise Pulsleistungen bis zu 30 Terawatt nachgefragt, so daß die typische Ausgangsenergie für den Vorverstärker auf 10 J festgelegt wurde. Damit beläuft sich der effektive Gesamtverstärkungsfaktor auf ca. 340. Neben der Verstärkung sind für das Design eines Nd:Glas-Lasers weitere wichtige Eckdaten zu formulieren:

Grundsätzliche Spezifikationen: Darunter fallen neben der oben erläuterten Gesamtverstärkung noch Pulsprofil und Pulsbreite, Wellenlänge und Polarisation, Strahldurchmesser am Eingang und Ausgang des Vorverstärkers. Zusätzlich und mehr technisch- bzw. projektplanungsorientiert sind Platz- und Budgetfragen zu beantworten, die aber hier nicht weiter wiedergegeben werden.

Strahlprofil: Unter dem Strahlprofil versteht man die Verteilung der Intensität über den Strahlquerschnitt. Bei einer TEM00 Mode ist sie Gauß-förmig verteilt [76]. Beim Verstärkungsprozeß wird das Eingangsstrahlprofil mit dem Verstärkungsprofil gefaltet. Die Veränderung des Ausgangsstrahlprofils gilt es durch gezielte Pulsformung vor und im Laser zu steuern. In Stabverstärkern ist die Verstärkung stark abhängig von der radialen Position, während Scheibenverstärker nur eine schwache laterale Variation des Verstärkungsfaktors besitzen. Um die aktive Fläche am besten auszufüllen und damit einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen, eignet sich am besten

ein sogenanntes Kasten- oder auch Flat-Top Profil, das sich durch steile Flanken und eine konstante Verteilung um die optische Achse auszeichnet. Das Profil wird allgemein durch eine Gauß-Verteilung höherer Ordnung genähert:

$$I = I_0 \cdot exp\left(\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right)^n. \tag{5.2}$$

n bestimmt dabei die Ordnung, für n=1 wird die Verteilung Gauß-, für n>1 Supergauß-förmig und für  $n\to\infty$  ein Flat-Top.  $\omega_0$  ist der Radius an der Strahltaille, an der die Intensität auf  $1/e^2$  abgefallen ist. Abbildung 5.6 zeigt eine Auswahl von Intensitätsprofilen verschiedener Ordnung. Zudem kann die ASE oder parasitäres Lasen im Lasermaterial zu einer Änderung des Verstärkungsprofils führen. Obwohl Kurzpulslaser normalerweise bei Energieflußdichten weit unterhalb der Sättigungsflußdichte des Verstärkermaterials betrieben werden [77], muß dennoch der Einfluß von Sättigungseffekten geprüft werden, da Pulsprofilmodifikationen in großen Nd:Glas-Lasern wie Omega oder dem NOVA-Petawatt [78] beobachtet worden sind. Weiterhin wird das Strahlprofil durch Staubkörnchen auf Optiken, Verunreinigungen in transmittierten Materialien, lokale Brechungsindexschwankungen, optischen Aberrationen und nichtlinearen Effekten moduliert. Diese Modulationen können bei der Verstärkung übermäßig anwachsen und Optiken durch Überschreitung der Zerstörschwelle zerstören. Mit Hilfe von Raumfrequenzfiltern lassen sich solche Modulationen in einem Tiefpaß reduzieren.

Komprimierbarkeit: Damit der CPA-Puls wieder zurück komprimiert werden kann und bei Fokussierung hohe Feldstärken erreicht werden können, ist es erforderlich, daß das zeitliche Profil des Pulses bei der Verstärkung möglichst gut erhalten wird. Hierzu ist es notwendig, daß die Bandbreitenbegrenzung bei der Verstärkung von kurzen Laserpulsen (vgl. Kapitel 4.2.2) durch geeignete Wahl des Lasermediums kleingehalten wird. Zudem ist die bei hohen Intensitäten in Materialien auftretende Selbstphasenmodulation (SPM), die bei der Rückkompression des Pulses zu einer zeitlichen Dehnung des Pulses führt, möglichst klein zu halten. Wann die SPM einsetzt, kann aus der Größe des B-Integrals [46] gefolgert werden (vgl. Kapitel 4.2.5).

Kontrast: Unter dem Kontrast versteht man das Verhältnis der Intensität des eigentlichen Pulses zu jener der Vor- oder Nachpulse. Für ein Experiment ist die Größe des Vorpulses relevant, da er, wenn er genügend Energie besitzt, die Probe bereits vor Eintreffen des Hauptpulses zerstören kann. Hochenergielaser wie der PHELIX besitzen in der Regel ein Kontrastverhältnis von ca.  $10^5$ - $10^7$ . Beträgt etwa die Energie im Hauptpuls 4 kJ bei einer Pulslänge von 10 ns, so entspricht dies bei Fokussierung auf einen Brennfleck mit einem Durchmesser von 15  $\mu$ m einer Intensität von 1 GW/180  $\mu$ m  $^2 \approx 2,5 \cdot 10^{17} \text{W/cm}^2$ . Bei einem angenommenen Kontrastverhältnis von  $10^6$  wäre die Intensität im Vorpuls also bereits  $2,5 \cdot 10^{11}$  W/cm $^2$ , was einer elektrischen Feldstärke von ca.  $1 \cdot 10^7$  V/cm entspricht. Im Vergleich dazu beträgt die atomare Bindungsfeldstärke beim Wasserstoffatom  $5 \cdot 10^7$  V/cm.

Es gibt prinzipiell drei Quellen für Vorpulse: Zum einen Verluste aus Resonatoren wie dem Oszillator oder regenerativen Verstärkern, dann die ASE (vgl. Kapitel

4.2.4) aus den Verstärkern und zuletzt Vorpulse, die bei der Rückkompression eines CPA-Pulses durch räumliche Beschneidung des Spektrums auftreten (z.B. durch unzureichende Größe des Gitters). Für das Design des PHELIX-Vorverstärkers sind insbesondere die ersten beiden relevant, während letztere bei der Konstruktion des Kompressors zu berücksichtigen sind.

Auswahl der Lasergläser: Die oben aufgeführten Parameter gilt es mit denen der auf dem Markt angebotenen und verfügbaren Lasergläsern abzugleichen, sowie optische Güte, Dotierung und Abmessungen zu spezifizieren.

**Isolation:** Die Isolation von Komponenten voneinander in der Laserkette ist von enormer Bedeutung. Man unterscheidet drei Arten von notwendiger Isolation: die erste ist die Isolation bzw. Unterdrückung von Rückreflektionen von der beschossenen Probe in den Laser zurück. Da nach der Verstärkung eines kurzen Pulses im Lasersystem noch fast vollständige Inversion im Lasermedium herrscht, würde ein zurückreflektierter Puls weiter verstärkt werden und könnte dabei Laserkomponenten bis hin zum Oszillator zerstören. Dies kann durch eine optische Diode wie zum Beispiel einem Faraday-Isolator verhindert werden. Diese tragen normalerweise in einem großen Maß zum B-Integral des Systems bei, da sie i.d.R. dick sind und einen großen nichtlinearen Brechungsindex besitzen.- Die zweite Art der Isolation rührt aus dem ASE-Vorpuls (vgl. die Anmerkungen zum Punkt Pulskontrast, Abschnitt 5.3). Vorpulse können durch geeignete Plazierung von Pockelszellen im System reduziert werden. Wie die Faraday-Rotatoren weisen auch Pockelszellen einen hohen nichtlinearen Brechungsindex auf, tragen also erheblich zum B-Integral bei. Zudem entstehen transmittive Verluste aufgrund von intrinsischer Absorption und Doppelbrechung im Kristall. Pockelszellen und die zum Betrieb notwendigen Hochspannungstreiber sind außerdem sehr teure Komponenten. Bei Lasersystemen mit Frequenzverdopplerkristallen spielt der ASE-Vorpuls aufgrund der I<sup>2</sup>-Abhängigkeit für die Konversionseffizienz jedoch keine Rolle, da der ASE-Puls lang und daher seine Intensität gering ist. Die dritte Art der Isolation gilt der Unterdrückung von Oszillationen zwischen den verschiedenen Verstärkerstufen. Diese können durch Reflexionen zwischen Glasoberflächen, zwischen denen sich ein Verstärker mit hohem Verstärkungsfaktor befindet, entstehen. Auch ein vom Laserstrahl selbst erzeugtes Plasma an einer Lochblende im Raumfrequenzfilter kann einen hochreflektiven Spiegel bilden. Durch Verkippung von reflektierenden Oberflächen wie Fenstern, den Stabenden des Verstärkers oder den Linsen im Raumfrequenzfilter kann dies verhindert werden.

Wiederholrate: Die Pulswiederholrate oder Schußfrequenz bestimmt sich aus den experimentellen Anforderungen und dem technisch Realisierbaren. Dabei ist die Größe, die eingebrachte Energie beim Pumpprozeß und der Kühlmechanismus der Verstärker entscheidend. Da bei Nd:Glas die thermischen Relaxationszeiten langsam gegenüber den Ladezeiten der Kondensatorbank für die Blitzlampen sind, ist die Auslegung der Leistung der Netzgeräte von untergeordneter Bedeutung für die Wiederholrate.

Zerstörschwellen: Bei der Planung des Lasers muß beachtet werden, daß an keiner Stelle im System die Spitzenintensität die Zerstörschwelle einer Komponente überschrei-

tet. Lokale Intensitätsüberhöhungen durch Strahlmodulationen, insbesondere auch solche, die durch Aberrationen verursacht werden, müssen berechnet bzw. simuliert werden.

Betrieb, Bedienung und Wartung: Während des Betriebes wird erwartet, daß das System konstant und zuverlässig arbeitet, d.h. die Charakteristik der abgegebenen Pulse bei gleicher Wahl der Betriebsparameter wie Blitzlampenspannung, Eingangsenergie und -pulsform, etc. von Schuß zu Schuß erhalten bleibt. Eine hohe Betriebsstabilität und Reproduzierbarkeit ist insbesondere für den PHELIX-Vorverstärker sehr wichtig, da sich Abweichungen bei weiterer Verstärkung und Strahlpropagation über große Strecken im Hauptverstärker potenzieren. Ferner soll der Zeitaufwand für Einstellungen im Laser wie z.B. die Ausrichtung der Spiegel und Komponenten ("Alignment") oder die Wartung der Verstärkerköpfe auf ein Minimum beschränkt sein. Letzteres betrifft insbesondere die Lebensdauer von Blitzlampen, die Degeneration der Reflektoren in den Verstärkern sowie weiterer Verschleiß.

Die Entwicklung und Planung des PHELIX-Vorverstärkers konzentrierte sich hauptsächlich auf die Verstärkung kurzer Pulse des fs-Front-end. Das daraus resultierende Design läßt sich leicht auf die Verstärkung von Pulsen aus dem ns-Front-end übertragen, da die Parameter ähnlich oder als weniger kritisch für das Design anzusehen sind. Nur auf die Einhaltung der maximal zulässigen Energieflußdichten auf Optiken und den Aperturen in den Raumfrequenzfiltern muß gesondert geachtet werden, da die Energie pro Puls im Falle der Verstärkung von ns-Pulsen größer ist, während die Intensitäten i.d.R. gleich oder kleiner sind. Bei der Entwicklung des PHELIX-Vorverstärkers wurde in der nachstehenden Reihenfolge vorgegangen:

- 1. Festlegung der prinzipiellen Anforderungen.
- 2. Entwurf eines Systems, das die prinzipiellen Anforderungen erfüllt.
- 3. Optimierung des Entwurfes unter Anwendung einfacher Modelle für die Laserstrahl-Propagation. Dabei muß analysiert werden, wie sich der erste Entwurf bzgl. der Berücksichtigung weiterer Designparameter – wie oben aufgeführt – verhält.
- 4. Systemoptimierung in iterativen Schritten mit Hilfe des Computerprogramms ZEMAX® zur Simulation der geometrischen Strahlpropagation im Laser. Untersuchung des Einflusses von Störungen auf das Gesamtverhalten des Systems wie z.B. Inhomogenitäten in optischen Materialien, minimale Abweichungen von Position und Orientierung von Komponenten, etc.
- 5. Simulation der Propagation des elektrischen Feldes in Raum und Zeit im Laser mit Hilfe des Computercodes Miró. Dieser letzte Schritt vor dem Aufbau ist sehr wichtig, da zum ersten Mal Beugungseffekte im Laser berücksichtigt werden.
- 6. Aufbau und erste Messungen am Lasersystem; Vergleich von Modell und Experiment, Systemoptimierung.

#### 5.3.1 Spezifikation des Vorverstärkers

Die Wellenlänge ist durch das im Hauptverstärker verwendete Laserglas, Typ LG-750 von SGT (Schott Glass Technologies), USA, festgelegt, das aus dem PHEBUS- bzw. NOVA-Laser stammt. Die Laserwellenlänge beträgt 1053,7 nm [41]. Wie bereits oben gezeigt wurde, soll der PHELIX-Vorverstärker eine Gesamtverstärkung von mindestens 340 besitzen. Zum Zeitpunkt des Entwurfes des Lasers gab es noch keine Meßdaten des fs-Front-ends am PHELIX; daher wurden Daten des LLNL-Petawatt-Front-end verwendet, das ähnlich aufgebaut ist. Die Energie am Ausgang des fs-Front-end wurde zu 30 mJ pro Puls spezifiziert. Unter der Annahme, daß der Oszillator 150 fs lange Pulse mit einer Energie ca. 3 nJ emittiert, kann man folgern, daß nach dem Pulsstrecker, der vierfach durchlaufen wird (Transmission ca. 70% pro Paß) und nach Durchgang durch einen Isolator (Transmission ca. 90%), welcher Oszillator und Pulsstrecker vom regenerativen Verstärker isoliert, etwa 0,6 nJ am Eingang der nächsten Verstärkerstufe zur Verfügung stehen. Die Pulslänge wird im Stretcher auf ca. 2 ns gedehnt. Der Verstärkungsfaktor des Ti:Sa-Kristalls ist ca. 1,35 pro Durchgang, nimmt aber während eines Pumpzyklus ab. Die Verringerung der Bandbreite durch Verstärkung ist bei Ti:Sa im Regime um 1054 nm schwer abzuschätzen, da man vom Verstärkungsmaximum etwa die volle Halbwertsbreite entfernt ist. Zudem ist die Bandbreite erheblich durch die Reflexions- und Transmissionseigenschaften der dielektrischen Schichten an Polarisatoren und Spiegeln beeinflußt. Messungen am LLNL-System [79] und später am fertig gestellten PHELIX-fs-Front-end ergaben bei 12 nm Eingangsbandbreite nach dem linearen regenerativen Verstärker eine Reduktion auf 7,5 nm (beide Werte sind FWHM). Es kann davon ausgegangen werde, daß die Bandbreite annähernd in der 2. Verstärkerstufe erhalten bleibt, so daß diese am Eingang des Vorverstärkers zur Verfügung steht. Die Pulsdauer reduziert sich durch Sättigungseffekte in den Ti:Sa-Verstärkern auf ca. 1,6 ns [79]. Werden die nachfolgenden Verstärker im Bereich der Kleinsignalverstärkung betrieben, so bleibt die Pulsform und -dauer idealerweise erhalten. Die maximal zulässige Energie auf einem Hochenergie-Gold-Kompressorgitter beträgt 750 J (berechnet aus Fläche × geometrischer Faktor × max. Energieflußdichte). Die Effizienz ist dabei ca. 70%, so daß nach dem Kompressor die Energie 550 J / Puls beträgt. Die Transportverluste zum Kompressor werden mit ca. 10% angenommen. Zur Erzeugung von einem Petawatt folgt daher eine Pulsdauer von höchstens 550 fs. Um von 30 mJ auf ca. 830 J zu verstärken, wird eine Netto-Verstärkung von 30000 benötigt. Wegen der Verluste im Laser aufgrund von Absorption und Pulsformung ist jedoch ein 2-3 fache höherer Verstärkungsfaktor notwendig, also  $G \stackrel{!}{=} 10^5$ . Die Linienbreite von Nd:Glas kann aufgrund der inhomogenen Verbreiterung mit einer Gauß-Verteilung angenähert werden (vgl. Kapitel 4.2.2), so daß mit Hilfe von Gleichung 4.16 und 4.11 in guter Näherung für die Bandbreite am Ausgang des Lasers nach Verstärkung um  $G_0$  geschrieben werden kann:

$$\Delta \lambda = \Gamma \cdot \delta \lambda \frac{1}{\sqrt{\delta \lambda^2 \cdot \ln G_0 + \Gamma^2}}.$$
 (5.3)

 $\Gamma$  ist die spektrale Bandbreite des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  (vgl. Kapitel 4.2.1),  $\delta\lambda$  die Bandbreite des Eingangssignals (als Gauß-förmig angenommen). Unter idealen Bedingungen, d.h. daß Phaseneffekte (vgl. Kapitel 4.2.3) klein sind, muß für einen 550 fs langen Puls nach dem Kompressor nach Gleichung 4.38 die spektrale Bandbreite am Eingang mindestens 2,96 nm betragen. Mit Gleichung 5.3 läßt sich die Mindestbandbreite des Verstärkermaterials bei einem 8 nm breiten Eingangspuls zu 10,8 nm FWHM bestimmen.

Die Linienbreite von LG-750 beträgt 21,5 nm [42]. Mit einer Kleinsignalverstärkung von 1,31 pro Scheibe [80], das entspricht bei 10 Scheiben im Doppelpaß einem Verstärkungsfaktor gleich 220, muß die Bandbreite am Ausgang des Vorverstärkers mindestens 3,12 nm betragen.

Das fs-Front-end wird im TEM00-Mode betrieben, so daß das räumliche Intensitätsprofil Gauß-förmig ist. Die Scheibenverstärker im Hauptverstärker besitzen einen fast homogenes Verstärkungsprofil, nur an den Strahlrändern nimmt die Verstärkung ab, hauptsächlich in horizontaler Richtung. Da die Scheiben unter Brewsterwinkel in den Verstärkerköpfen stehen, haben sie eine in Ellipse einbeschriebene Oktagon-Form (Breite x Höhe x Dicke in mm: 420 x 315 x 43). Durch das Auftreten von ASE in den Scheiben, welche durch interne Mehrfachreflexionen an den beiden großen Oberflächen noch begünstigt wird, wird die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus reduziert. Das Verstärkungs-Weglängeprodukt ("gain-length-product") wird zum Rand hin maximal, so daß der Verstärkungskoeffizient aufgrund dieses Effekts dort abnimmt. Messungen am Booster-Verstärker des Beamlet-Laser ergaben für den 5-Scheiben-Verstärker bei einem mittleren Verstärkungsfaktor von 0,048 cm<sup>-1</sup> einen Abfall von ca. 15% von der Mitte bis zum Rand entlang der langen Achse (Horizontale); quasi keine Abnahme ist in Richtung der kurzen Achse zu beobachten [81, 82]. Das Verhältnis zwischen Spitze-zu-mittlerem (peak-to-average: "pta") Verstärkungskoeffizient beträgt 1,06±0,004. Die Dimensionen der Verstärkerscheiben am PHE-LIX sind etwas kleiner, ebenso der Verstärkungskoeffizient  $g_0$ , da u.a. die Energiespeichereffizienz mit 1,8% (NOVA) verglichen mit 3% am Beamlet deutlich geringer ist. Beim MSA-2-Verstärker am Beamlet mit einer quadratischen Apertur von 29x29 cm<sup>2</sup> fällt der Verstärkungskoeffizient um 1,025±0,004 pta ab. Es ist zu erwarten, daß der Effekt am PHELIX geringer ausfällt, es gibt jedoch bisher keine Messungen hierzu. Daher wird zunächst ein homogenes Verstärkungsprofil im Hauptverstärker angenommen und für das zu injizierende Strahlprofil eine Supergauß-Form in 8. Ordnung festgeschrieben, um eine möglichst gute Ausnützung der Verstärkung zu ermöglichen. Dieses Profil wird auch für den 10 J-Kompressor benötigt. Das Pulsprofil muß also von einem Gauß- zu einem Supergauß-Profil umgeformt werden. Dies kann durch Filter mit einer radial abhängigen Transmissivität oder durch ein radial abhängiges Verstärkungsprofil wie bei Stabverstärkern erreicht werden.

Die Größe der Resonatormode wird durch die Linse im Ti:Sa-Ringverstärker bestimmt, für ihre Brennweite f=10 m beträgt die Strahltaille ca. 2,4 mm. Der Strahldurchmesser für den Einschuß in den Hauptverstärker war zunächst nicht spezifiziert. Die freie Apertur im Hauptverstärker beträgt im Falle des PHELIX 290 mm (begrenzt durch Vignetting der Strahlen im Doppelpaß). Um die Kosten für Spiegel und Linsen bei der Strahlführung zum Hauptverstärker gering zu halten, die Intensität zur Reduktion des B-Integral auf ein Minimum zu reduzieren, sowie einen adäquaten Strahl für den 10 J-Kompressor zur Verfügung zu stellen, wurde am Ausgang des Vorverstärkers ein Strahldurchmesser von 65 mm FWHM mit Supergauß-förmigen Intensitätsprofil 8. Ordnung festgelegt.

Die Verstärkerscheiben im Doppelpaß stehen vertikal und unter Brewsterwinkel zum Laserstrahl, d.h. die Polarisation muß linear und parallel zur Einfallsebene sein (p-polarisiert). Das fs-Front-end emittiert ebenfalls mit p-Polarisation.

Die Pulswiederholrate des Vorverstärkers ist zunächst keine besonders zu berücksichtigende Größe, da die Scheibenverstärker aufgrund der schlechten thermischen Eigenschaften das begrenzende Element sind. Für den Betrieb der 10 J-Experimente wird eine Wieder-

holrate im Minutenbereich angestrebt, die von den Glaseigenschaften abhängt. In einer zweiten Ausbaustufe soll für 3 J-Schüsse eine Schußrate von ca. 0,1 Hz verwirklicht werden. Tabelle 5.3 faßt die Spezifikationen, die den Rahmen für die Entwicklung vorgeben, in der Übersicht zusammen.

#### 5.3.2 Konzeption und Planung der Komponenten

Die in Tabelle 5.3 zusammengestellten Betriebsparameter und Anforderungen an den Vorverstärker implizieren die Verwendung von Stabverstärkern, da sie auf diesem Energielevel eine gute Effizienz bieten. Als Pumplichtquelle müssen Blitzlampen trotz ihrer Nachteile wie begrenzte Lebensdauer und nicht optimal angepaßtes Spektrum, welches durch Erwärmung des Lasermediums zu Aberrationen im Laserstrahl führt, verwendet werden. Ein Pumpen der Verstärker mit Diodenlasern ist bei dem heutigen Stand der Technik fast unmöglich (und mit extrem hohen Kosten verbunden), da die Inversionsschwelle bei Nd:Glas sehr hoch liegt (ca. 500x mal höher als für Nd:YAG). Stabverstärker bieten gegenüber Scheibenverstärkern einen hohen Verstärkungsfaktor und sind vergleichsweise preiswert. Sie besitzen im allgemeinen eine hohe Zuverlässigkeit und verhalten sich im Betrieb konstant. Zudem hat sich ihr Einsatz am NOVA-Petawatt-Laser bewährt.

#### 5.3.2.1 Berechnung der Verstärkerstufen

Bei der Planung des Lasers wurde zunächst mit einem System begonnen, welches nur aus Laserverstärkern besteht. Neben der geforderten Mindestverstärkung muß vermieden werden, daß die zeitliche Struktur des CPA-Pulses verändert wird. Dazu muß man den Laser im linearen Bereich der Verstärkung betreiben (blaue Kurve in Abb. 4.2). Neben der erforderlichen Gesamtverstärkung müssen zudem Verluste im System ausgeglichen werden, die durch Absorption, Reflexion, Abschneidung oder Filterung entstehen. In Tabelle 5.4 sind die angenommenen und berechneten Verluste der einzelnen Komponenten aufgeführt. Wie man sieht, summieren sich die Verluste auf 83 %, d.h. die Verstärkung der Laserköpfe muß das  $0,17^{-1}=5,9$ -fache betragen, um diese auszugleichen.

Somit folgt für die Gesamtverstärkung  $G=5,9\cdot340=2000$ . Typische Werte für den Kleinsignalverstärkungskoeffizient  $g_0$  liegen bei Nd:Glas (Phosphat) zwischen 0,09 und 0,14 [24]. Dann folgt aus  $G_0=\exp(g_0\cdot l)$ , daß die Länge des Verstärkermaterials ca. 70 cm betragen muß. Um parasitäres Lasen zu vermeiden, beschränkt man Glasverstärker auf eine Länge von 20-30 cm, so daß der Vorverstärker in drei Stufen unterteilt wird. Die Durchmesser der Laserstäbe orientieren sich zum einen an der maximal auftretenden Intensität, die niedrig sein soll, um das B-Integral klein zu halten, und an der notwendigen Mantelfläche des Laserstabs, um die Blitzlampen anzuordnen. Analog dem LLNL-Petawatt-Laser wurden zwei Laserköpfe mit D=19 mm und einer mit D=45 mm Durchmesser gewählt, wobei erstere in Kollaboration mit dem LLNL und der Herstellerfirma BigSky bzgl. Pumpeffizienz und Kühlwasserdurchlauf optimiert wurden. Der 45 mm-Kopf (die Laserköpfe sind nach ihren Laserstab-Durchmessern im weiteren als 19-Kopf und 45-Kopf bezeichnet) ist eine Entwicklung des LLNL für das Front-end des NIF am LLNL [83]. Der Füllfaktor ist

Tabelle 5.3: Spezifikationen für die Entwicklung des PHELIX-Vorverstärkers.

Parameter	Symbol	Wert
$\underline{Energie}$		
Vorverstärker-Eingang	$E_{in}$	$<30~\mathrm{mJ}$
Vorverstärker-Ausgang		
- Petawatt-Betrieb	$E_{out,PA}$	7 J
- Experiment- u. Langpuls-Betrieb	$E_{out,exp}$	>10 J
Hauptverstärker-Ausgang		
- Petawatt-Betrieb	$E_{out,sp}$	830 J
- Langpuls-Betrieb	$E_{out,lp}$	1200 J
Kompressor-Ausgang	$E_{out,PW}$	1200 J
1 8 8	040,1 ***	
Pulsdauern		
fs-Front-end	$\mathrm{t}_{p,fs}$	1,6 ns
Vorverstärker	$\operatorname{t}_{p,PA}^{p,js}$	$\approx 1.6 \text{ ns}$
Kompressor-Ausgang	$t_{p,PW}$	<550 fs
Trompressor Trasgang	op,PW	< 000 IS
$Verst\"{a}rkungsfaktoren$		
Effektiv		
- Vorverstärker	$X_{PA}$	>340
- Vor- und Hauptverstärker		$10^{5}$
- voi- und Hauptverstarker	$X_{total}$	10
Pulsbreiten (Petawatt-Betrieb)		
fs-Front-end-Ausgang	$\delta \lambda_{fs}$	<8 nm
Vorverstärker-Ausgang	$\delta \lambda_{PA}$	>3,12 nm
Hauptverstärker-Ausgang	$\delta \lambda_{MA}$	>2,96 nm
Tradpoverstarker Trasgang	ONMA	2,50 IIII
Verstärkungsbandbreiten (Petawatt-Betrieb)		
Gesamtverstärker	$\Gamma_{ges}$	> 10.8  nm
Vorverstärker	$\Gamma_{PA}^{ges}$	>8,35 nm
	-1 A	, 0,00
$\underline{Pulsprofil}$		
fs-Front-end	I(r,t)in	Gauss-förmig
Vorverstärker-Ausgang	I(r,t)out	Supergauß 8. Ordnung
Pulskon trast		
fs-Front-end	I /I	$< 10^2$
	$I_{Puls}/I_{Vorpuls}$	
Vorverstärker-Ausgang		$> 10^7$
$\underline{Pulswiederholraten}$		
fs-Front-end	777 6	10 Hz
ns-Front-end	$arpi_{fs}$	1 Hz
(Vorverstärker 3 J)	$arpi_{ns}$	<0,1 Hz
Vorverstärker gesamt	$\varpi_{19}$	1 shot / 10 min
_	$\varpi_{PA}$	l '
PHELIX gesamt	$arpi_{PH}$	1 shot / 1 hour

Komponente	Verlust [%]	Anzahl	Verlust Total [%]
Serrated Aperture	3	1	30
Lasermedium Absorption	4	3	12
Lasermedium Refl. an Stirnflächen	1	3	6
Raumfrequenzfilter	5	4	19
Spiegel	1	20	0,18
Faraday-Isolatoren	12	2	23
Pockelszelle	25	2	44
Verlust insgesamt			83

Tabelle 5.4: Abschätzung der Verluste im Laser.

das Verhältnis von Stab- zu Strahlquerschnitt, wobei ein Intensitätsabfall von  $1/e^2$  angenommen wird. Um Beugung am Stabrand, an der Einfassung und an Inhomogenitäten (Hersteller garantieren ihre Spezifikationen i.d.R. nur über 2/3 der Apertur) zu vermeiden, wird ein Füllfaktor von 75-80% gewählt. Dies entspricht einem Strahldurchmesser von  $d \approx D \cdot 2/\sqrt{5}$ , also für die 19-Köpfe ca. 16,5 mm, für den 45-Kopf ca. 39 mm. Die Ausgangsenergie am fs-Front-end beträgt 30 mJ. Eingerechnet der Verluste aus Tabelle 5.4 bis hin zum Laserkopf bleiben  $9.5~\mathrm{mJ/cm^2}$  am Eingang des 19-Kopf. Verteilt man die Verstärkung zwischen den 19-Köpfen und dem 45-Kopf zu 16 · 15 · 8 (der 45er Kopf kann nicht so stark dotiert werden, um Pumplicht auch noch ausreichend in der Stabmitte zu absorbieren), dann kann man die jeweilige, für die geforderte Verstärkung notwendige, optische Pumpenergie abschätzen:

19-1-Kopf: 
$$E_{opt.Pump,19} = \frac{\ln 16}{4\sigma} \cdot h\nu\pi D^2 \qquad \approx 39J \qquad (5.4)$$
19-2-Kopf: 
$$E_{opt.Pump,19} = \frac{\ln 15}{4\sigma} \cdot h\nu\pi D^2 \qquad \approx 42J \qquad (5.5)$$

19-2-Kopf: 
$$E_{opt.Pump,19} = \frac{\ln 15}{4\sigma} \cdot h\nu\pi D^2 \qquad \approx 42J \qquad (5.5)$$

45-Kopf: 
$$E_{opt.Pump,45} = \frac{\ln 8}{4\sigma} \cdot h\nu\pi D^2 \qquad \approx 208J \qquad (5.6)$$

Mit der Abschätzung, daß etwa 1-1,5% [24] der elektrischen in optische Pumpenergie umgesetzt werden können (abhängig von Blitzlampeneffizienz und Laserkopfdesign), ergeben sich für die Hochspannungs-Pulsformungs-Netzgeräte jeweils eine elektrische Energie von 2,8 kJ (1,5%), 2,7 kJ (1,5%) und 17 kJ (1,2%).

#### 5.3.2.2Auswahl des Laserglases

Optische, thermische, mechanische und Verstärker-Eigenschaften von Nd:Glas sind hauptsächlich durch die chemische Zusammensetzung des Glases bestimmt. Die Auswahl des Laserglases ist durch zahlreichen Parameter bestimmt. Für den Betrieb des PHELIX ließ sich die Zahl reduzieren, und es wurden nur bestimmte Kriterien in Betracht gezogen. Diese sind:

- Große Bandbreite, um den Effekt der Verstärkungs-Bandbreitebegrenzung zu vermindern;
- kleiner nichtlinearer Brechungsindex, um das B-Integral im System zu minimieren und die zeitliche Struktur des CPA-Pulses nicht zu stark zu ändern;
- kurze thermische Halbwertszeiten und eine hohe thermische Bruchfestigkeit, um eine höhere Pulsfolgefrequenz zu erzielen;
- ein großer Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission, um die Pumpenergie bei gleicher Verstärkung klein zu halten;
- geringe Dämpfung.

Dabei wurden nur Lasergläser verglichen, die Anfang 2001 bei den Firmen verfügbar waren. Die wichtigsten zwei Arten von Gläsern sind die Silikat- und Phosphatgläser,  $SiO_2$  bzw.  $P_2O_5$ . Die Fluoreszenzwellenlänge unterscheidet sich um ca. 8 - 10 nm, sie liegt bei Silikatgläsern etwa bei 1061 nm. Phosphatgläser weisen einen etwa 50% höheren Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission auf, lassen also eine höhere Verstärkung realisieren. Silikatgläser besitzen hingegen bessere mechanische Eigenschaften wie höhere Wärmeleitfähigkeit, kleinere thermische Ausdehnung und höhere Schlagfestigkeit. Sie sind daher leichter polierbar und es läßt sich eine bessere Oberflächenqualität erzielen. Durch schmalere Absorptionsbanden und die geringere Wärmeleitfähigkeit produzieren Phosphatgläser mehr Wärme pro Inversionsdichte,  $F_{St}/H$  (siehe Gleichung 4.42), doch aufgrund des deutlich kleineren thermooptischen Spannungskoeffizienten sind Effekte wie Depolarisation und thermische Linse kleiner. Der nichtlineare Brechungsindex bei Silikatgläsern ist um den Faktor  $\approx 1,5$  signifikant höher, was auch die gleiche Steigerung für das B-Integral bedeutet. Aufgrund des großen nichtlinearen Brechungsindex und der geringeren Verstärkung wurde von der Verwendung von Nd:Silikat abgesehen.

In Tabelle 5.5 sind die Parameter der Lasergläser zusammengefasst, die in Betracht gezogen wurden. Die Laserwellenlänge ist bei allen Gläsern etwa gleich. Die in Tabelle 5.5 aufgeführten Fluoreszenzdaten basieren auf Messungen am LLNL [42]. Die Daten weichen z.T. von den Herstellerangaben ab. Dies liegt einerseits an teils ungenauen Spezifikationen, zum anderen werden spektrale Angaben wie Linienbreite unterschiedlich definiert. Abbildung 5.7 zeigt die Messung von Wirkungsquerschnitten für einige Gläser. Darin besitzt APG-2 das breiteste Emissionsspektrum, konnte jedoch aufgrund von Herstellungsproblemen nie größer als einige Kubikzentimeter gefertigt werden. HAP-3 war 2000/2001 nicht erhältlich. LG-760 ist ein Glas, das früher von Owens-Illinois gefertigt wurde. Es besitzt den größten Wirkungsquerschnitt. Mit einer Bandbreite unter 20 nm ist es jedoch für die Verstärkung von CPA-Pulsen weniger geeignet.

Je größer der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist, desto kleiner wird die Bandbreite. APG-1 besitzt das breiteste Emissionsspektrum, muß jedoch stärker gepumpt werden, um den gleichen Verstärkungsfaktor zu erreichen. Die Bandbreitebegrenzung durch Verstärkung wurde für einen festen Verstärkungsfaktor von 15 (bzw. 8), einer Pulsbreite von 6 nm und einer Puls-Zentralwellenlänge von 1054 nm berechnet. In Tabelle 5.6 ist die Verringerung der Pulsbreite in Prozent angegeben. Man sieht, daß der Effekt bei APG-1 und LG-750 kleiner ist als bei den Gläsern von HOYA und Kigre. Würde man jeweils die gleichen Gläser in allen 3 Verstärkerstufen einsetzen, so würde man bei APG-1 etwa 1/7 der Bandbreite

${\it Tabelle~5.5:}$ Optische und physikalische Eigenschaften von Nd-dotierten Ph	che und p	$hysikalische\ Eig$	enschafter	von Nd-a	$lotierten\ F$	$^{o}hosphatgle$	äsern.	
manufacturer			Schott	Schott	Kigre	HOYA HOYA	HOYA	Schott
Type			APG-1	LG750	Qx/Nd	HAP-4	LHG-8	
LASER PROPERTIES								
Emission peak		$\lambda_F$	1053,5	1053,7	1054	1053,3	1053	1053
Emission peak Photo energy	$E_{ u}$	eV	1,176	1,177	1,176	1,176	1,176	1,176
Emission width	Γ	nm	23	21,5	21,9	$21,\!14$	21,76	$19,\!5$
Radiative Lifetime	T	$\mu s$	361	347	353	350	338	323
Emission cross section	$\sigma$	$10^{-20} cm^2$	3,4	3,7	3,8	3,6	4	$^{1}$ $^{2}$ ,5
OPTICAL PROPERTIES								
refraction index	$n_0$		$1,\!526$	$1,\!516$	1,53	1,5331	$1,\!528$	1,503
nonlinear refr. Index	$n_2$	$10^{-13}esu$	1,13	1,08	1,17	$1,\!25$	$1,\!13$	1,02
Attenuation coeff.	$\mu$	1/cm	0,0015	0,0015	0,0015	0,0015	0,0015	0,0015
Stress optic coeff.	B	$10^{-6} mm^2/N$			2,1	$2,\!44$	$1,\!93$	
Temp. Coeff. of refr. Index	dn/dT	$10^{-6}/K$	1,2	-5,1	-3,6	1,8	-5,3	8,6-
Temp. Coeff. of opt. pathl.	$\alpha$	$10^{-6}/K$	5,2	0,8	2,1	5,7	0,6	-0,4
PHYSICAL PROPERTIES								
Density	$\rho$	$g/cm^3$	2,633	2,83	2,66	2,7	$2,\!83$	2,6
Thermal conductivity	K	$W/m \cdot K$	0,78	0,49	$0,\!85$	$0,\!88$	$0,\!58$	0,57
Young's Modulus	Y	Gpa	70	50,1	71	70,2	$51,\!09$	53,7
Poisson's ratio	p		$0,\!238$	$0,\!256$	$0,\!24$	$0,\!236$	$0,\!258$	0,267
Heat capacity	$C_p$	J/gK	0,84	0,48		0,71	$0,\!75$	0,75
Thermal diffusivity	$\sigma_K$	$10^{-7}m^2/s$	$3,\!54$	2,43		5,2		2,92
Thermal expansion low temp.	α	$10^{-7}K$	99,6	130,1	84	85	112	150,4
Thermal expansion high temp.	α	$10^{-7}K$	76	114,1	72	72	127	125
Fracture toughness	$\sigma_{Rr}$	MPa	290	114,1	72	72	127	125

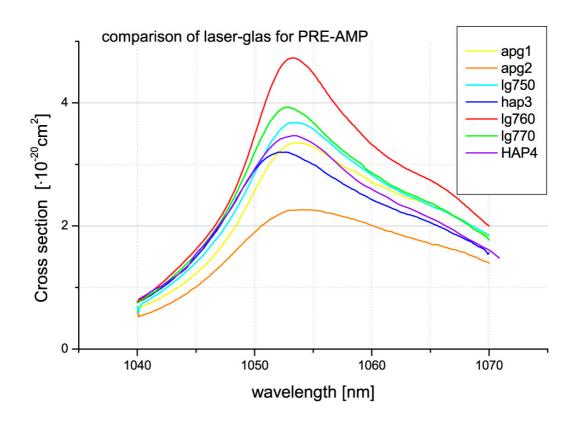


Abbildung 5.7: Wirkungsquerschnitte von Nd-dotierten Phosphatgläsern. [42]

verlieren, während es bei LHG-8 mehr als ein 1/5 wäre. Durch Verwendung verschiedener Gläser in den einzelnen Verstärkerstufen, die eine unterschiedliche Bandbreite und ein verschiedenes Emissionsmaximum besitzen, kann die Verstärkungsbandbreite gesteigert werden. Die Pulsbreite am Ausgang hängt dabei nur vom Verhältnis der Logarithmen der Verstärkungskoeffizienten (vgl. Gleichung 4.16 und Gleichung 5.3) und dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ab. Dabei ist die Reihenfolge der Lasergläser auf diesem Hintergrund ohne Bedeutung.

Die notwendigen Pumpenergien sind nach Gleichung 5.4 berechnet und ebenfalls in Tabelle 5.6 wiedergegeben. Durch das Pumpen mit Blitzlampen wird der Laserstab erwärmt. Die Wärme wird über die Mantelfläche an das Kühlwasser abgeführt. Die Zeit, die das Stabinnere benötigt, bis es auf 1/e der ursprünglichen Temperaturdifferenz unmittelbar nach dem Pumppuls abgekühlt ist, kann nach 4.49 berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.6 angegeben. Man sieht, daß die thermischen Relaxationszeiten im Bereich von etwa einer Minute für die Laserstäbe mit 19 mm Durchmesser liegen, während der 45 mm Stab ca. 8 Minuten benötigt, um wieder in das thermische Gleichgewicht zu kommen. Die Relaxationszeiten hängen nicht von der Pumpenergie ab. Die Wiederholrate für Einzelschußbetrieb ("kalter Schuß") des gesamten Vorverstärkers darf daher nicht unter 10 Minuten liegen.

Die maximal zulässige Pumpleistung ist proportional dem thermischen Schockparameter (vgl. Gleichung 4.54). Anhand der in Kapitel 4.4.1 hergeleiteten Formeln wurde der thermische Schockparameter und die maximale mittlere Pumpenergie berechnet. Für

 $\sigma_{Fr}$  wurde ein Wert von 70 MPa [39] angenommen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.6 zusammengestellt. Die maximale, mittlere elektrische Pulsleistung bewegt sich zwischen 630 W bei LG-760 und 1370 W für HAP-4. Das Laserglas APG-1 bietet eine relative hohe Resistenz, so daß härteres Pumpen möglich ist (max. 1100 W). Dies wiegt den Nachteil des niedrigeren Wirkungsquerschnitts auf. Für eine fünfzehnfache Verstärkung sind die maximal möglichen Pulswiederholraten berechnet. Wie man sieht, unterscheiden sich die Gläser durch 1 Schuß pro 2 bzw. 3 Sekunden. Hier ist aber zu beachten, daß die angenommene maximale Zerspannungsfestigkeit  $(\sigma_{Fr})$  eine stark fehlerbehaftete Größe ist und von der Oberflächenqualität maßgeblich beeinflußt wird. Die Gläser von Kigre, Qx:Nd, und Hoya, HAP-4 (High-Average-Power), sind für hohe mittlere Leistungen optimiert, was sich auch in der Rechnung widerspiegelt. Reduziert man den Verstärkungsfaktor auf 8, dann ergibt sich für APG-1 eine Wiederholrate von 0,5 Hz. Dies ist insofern interessant, als daß man im PHELIX-Vorverstärker den ersten 19-Kopf als Doppelpaß betreiben könnte und so den kleineren Wirkungsquerschnitt kompensierte, andererseits die große Bandbreite nutzen könnte. Die Verstärkungsbandbreite-Begrenzung für eine Kombination aus Doppelpaß-APG-1 und Einfach-Paß von HAP-4 mit den Verstärkungsfaktoren  $8 \cdot 8 = 64$  und 5 ergäbe bei einem Eingangssignal von 7,5 nm eine Bandbreitenbegrenzung von 20,8%. Im Vergleich dazu müßte man, um die gleiche Verstärkung nur mit zwei Laserköpfen zu erreichen, z.B. HAP-4 und LG-750 miteinander kombinieren, was eine Bandbreitenbegrenzung von 26% zur Folge hat. Ein Doppelpaß bietet also den Vorteil, durch eine kleinere Pumpleistung unter Erhöhung der Bandbreite auch die Wiederholrate von max. 0,3 auf 0,5 Hz zu erhöhen.

Der nichtlineare Brechungsindex ist für LG-760 am kleinsten und für HAP-4 maximal. Unter Abwägung aller Vor- und Nachteile der aufgeführten Lasergläser wurden zwei APG-1 mit 2% Dotierung für die 19 mm Laserstäbe ausgewählt. Beim 45-Kopf muß zudem beachtet werden, daß die Dotierung kleiner ist, damit das Pumplicht den Glasstab gut durchdringen kann und das Verstärkungsprofil nicht zu steil wird. Zum Zeitpunkt der Bestellung war nur HOYA in der Lage, einen Laserstab in den geforderten Dimensionen und einer Dotierung von 0,98% zu liefern; ein weiterer Stab LHG-8 mit 0,88 % Dotierung wurde zusammen mit dem 45-Kopf geliefert.

Es werden nun in den 19-Köpfen zweimal APG-1 mit jeweils 2% Dotierung eingesetzt. Um eine höhere Verstärkung zu testen, wurde zudem ein Kigre Qx:Nd, 2% für den 19-Kopf angeschafft. Das stark zur Mitte abfallende, radiale Verstärkungsprofil des Qx:Nd läßt sich durch einen 1 % dotierten HOYA HAP-4 Laserstab der gleichen Größe kompensieren, der ebenfalls erworben wurde.

#### 5.3.2.3 Strahltransport

Neben den Verstärkern sind die Raumfrequenzfilter die wichtigsten Komponenten in einem Hochenergielaser. Sie dienen zum Anpassen des Strahlquerschnitts zwischen den einzelnen Verstärkerstufen, dem Herausfiltern von unerwünschten Intensitätsmodulationen und dem Strahltransport durch Abbildung.

Neben der Festlegung der Wurfweiten ist die Wahl der Linsen ein weiterer Gesichtspunkt bei der Planung. Zum einen bestimmt die Kombination der Brennweiten Vergrößerung und Wurfweite. Zum anderen bestimmt die Brennweite der Eingangslinse die Größe des Brennflecks, der für Hochenergieanwendungen nicht zu klein sein darf, da sonst

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Auswertung der Laserglas-Parameter für den PHELIX-Vorverstärker.

0,06	0,29	$0,\!38$	$0,\!51$	$0,\!52$	$0,\!26$	$0,\!38$	Hz		Max. Reprate
$916,\!53$	630,41	$916,\!53$	1373,06	1319,97	$681,\!59$	$1082,\!15$	W	$P_{Fr}$	Max. Pump Power
$3,\!82$	2,63		5,72	5,50	$2,\!84$	4,33	W/cm	$P_{Fr}/L$	Max. Pump Power per length
0,05	0,04		0,08	0,08	0,04	0,06	$kW/m^2$	$R_T$	Thermal Shock Parameter
779,14	107,19		133,99	126,94	130,41	141,89	J	J	Deposited Heat in rod
7,72	$1,\!29$		$0,\!82$		1,04	1,07	min	$ au_1$	Thermal recovery rate
$15,\!58$	$2,\!14$		2,68	$2,\!54$	2,61	2,84	kJ	$E_{el}$	Requ. flashlamp el.energy
155,83	$32,\!16$		$40,\!20$	38,08	$39,\!12$	42,57	J	$E_{St}$	Requ. stored energy
4,71	4,19		$5,\!24$	4,96	5,10	$5,\!54$	$J/cm^2$	$F_{Sat}$	Saturation fluence
7,08	10,78		$^{8,5}$	9,4	9,08	7,67	%	$\searrow$	Gain narrowing
8,00	15,00		15,00	15,00	15,00	15,00		$G_0$	Desired Single Pass Gain
240	240		240	240	240	250	mm		Rod length
45	19		19	19	19	19	mm		Rod Diameter
LHG-8	LG 760	LHG-8	HAP-4	Qx/Nd	LG750	APG-1			Type
HOYA	$\mathbf{Schott}$		HOYA	$_{ m Kigre}$	Schott	Schott			manufacturer

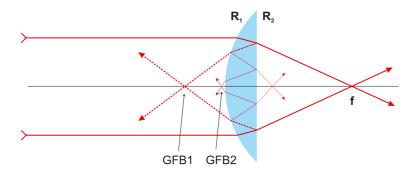


Abbildung 5.8: Veranschaulichung der Brennpunkte höherer Ordnungen durch Mehrfachreftexionen in einer Linse (Ghostfoci). Der Brennpunkt 0. Ordnung liegt in der Distanz f und ist die
Brennweite der Linse. Der Brennpunkt 1. Ordnung (eine Reflexion in der Linse) liegt bei f/2 und
ist als GFB1 bezeichnet. Die Lage höherer Ordnungen lassen sich mit Hilfe der ABCD-Matrizen
berechnen.

die Intensität auf den Rändern der Lochblende zu groß wird und Material abgetragen wird. Zudem besteht die Gefahr der Bildung eines Plasmas in der Lochblende [84, 85], was zu einer Unterbrechung des Strahls führen würde. Dies ist insbesondere für den Hauptverstärker ein wichtiger Gesichtspunkt, auf den hier aber nicht genauer eingegangen werden soll.

In den Linsen der Teleskope treten durch Mehrfachreflexionen an deren Oberflächen neben dem eigentlichen Brennpunkt weitere Brennpunkte entlang der optischen Achse auf, die als "Ghostfoci" bezeichnet werden (vgl. Abbildung 5.8). Da bei Fokussierung von nur 1% der Laserleistung die im Brennpunkt erreichten Intensitäten i.d.R. weit über den Zerstörschwellen optischer Komponenten liegen, muß sorgfältig darauf geachtet werden, daß diese aus dem Strahl gelenkt werden. Liegt der Brennpunkt noch im Bereich des einlaufenden Pulszuges, dann werden durch Plasma-Erzeugung und Modulation des Brechungsindex Pulsverzerrungen verursacht. Daneben muß darauf geachtet werden, daß ein Rückreflex nicht durch Zurücklaufen in den Laserkopf verstärkt wird. Durch geschickte Wahl der Krümmungsradien von Linsen können Rückreflexe gestreut oder an eine sichere Stelle gelenkt werden. Im PHELIX-Vorverstärker waren in der ersten Planungsphase sogenannte Beste-Form-Linsen – das sind bikonvexe Linsen mit zwei unterschiedlichen Krümmungsradien, die sich bei BK-7 etwa 1:5 verhalten und bei denen Abbildungsfehler minimal sind – für die Raumfrequenzfilter vorgesehen. Solche Linsen besitzen sehr gute Abbildungseigenschaften, außerdem sind die Brennweiten der Ghostfoci sehr kurz, so daß man einen kompakteren Aufbau erreicht. Leider sind Linsen, deren Krümmungsradien von den Standards abweichen, in der Herstellung sehr teuer, so daß die Verwendung von Standardlinsen geprüft wurde und sich herausgestellt hat, daß die Verwendung von Standard-Plankonvex-Linsen möglich ist. Dazu wurden die Abbildungseigenschaften verglichen. Abbildung 5.9 zeigt die durch sphärische Aberration in einer Linse hervorgerufene Ausdehnung des Brennpunktes in Abhängigkeit von der Linsenform, die durch das Coddington-Radienverhältnis  $q = \frac{r_1 + r_2}{r_2 - r_1}$  beschrieben wird. Die transversalen, sphärischen Aberrationen (TSA) einer Plano-Konvex-Linse sind denen einer Beste-Form-Linse vergleichbar. Im Falle der longitudinalen Ausdehnung des Brennpunktes (LSA) beträgt die Verbesserung durch Verwendung der Beste-Form Linse nur 8\%. Geht man zu größeren

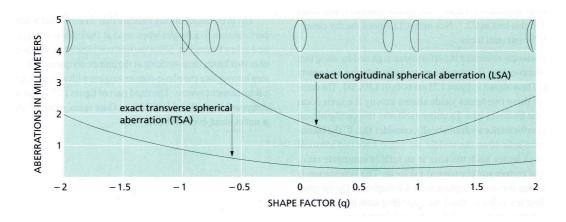


Abbildung 5.9: Auswirkung sphärischer Aberrationen einer positiven Linse auf die Größe des Brennpunktes in Abhängigkeit der Linsenform (f=10 cm,  $F_{\sharp} = 5$ ) [86].

F-Zahlen über, dann werden die Unterschiede noch kleiner. Die Ghostfoci der Linsen lassen sich mit Hilfe der ABCD-Matrizen [63] einfach berechnen. Neben der Bestimmung der Position wurden bei der Planung der Brennweiten der Linsen die Ghostfoci bis zur 2. Ordnung berücksichtigt.

Die Brennweiten der Ghostfoci der im Vorverstärker verwendeten Planokonvex-Linsen ergeben sich so zu:

$$f_{GFB1} = \frac{R_1}{2(n_A - n_L)}$$
 GFB1 (5.7)

$$f_{GFB2} = \frac{R_1}{2(n_A - 2n_I)}$$
 GFB2 (5.8)

$$f_{GFB2} = \frac{R_1}{2(n_A - 2n_L)}$$

$$f_{GFF1} = \frac{R_1}{3n_L - n_A}$$
GFB2
(5.8)
$$GFB2$$
(5.9)

 $n_A$ ,  $n_L$  bezeichnet hier den Brechungsindex von Luft bzw. den der Linse ( $n_L = 1,46$ für Quartz,  $n_L = 1,51$  für BK-7) und  $R_1$  deren Krümmungsradius. Die Linse ist jeweils mit der gekrümmten Fläche zum kollimierten Strahl gewendet. Als Faustformel gilt, daß GFB1 bei f/2, GFB2 und GFF1 bei 0,114f. Höhere Ordnungen wurden beim Design nicht berücksichtigt, da nach mehrfacher Reflexion die Intensität im Brennpunkt unterhalb der Zerstörschwelle von Komponenten lag. Tabelle 5.7 gibt die berechneten Brennweiten der Ghostfoci im PHELIX-Vorverstärker an. Die vier Teleskope sind als VSF ("Vacuum Spatial Filter") bezeichnet und durchnummeriert, VSFx-1 bezeichnet jeweils die Eintritts-, -2 die Austrittslinse des x-ten Teleskops.

Durch Streuung an Staubteilchen, Oberflächen- und Volumeninhomogenitäten der Laserkomponenten insbesondere in der Nähe der Bildebene kommt es dennoch zu Intensitätsmodulationen im Laserstrahl. Zudem addieren sich solche mit kleineren Modulationsfrequenzen, die sich durch das Bildweitergabeverfahren nicht eliminieren lassen. Durch einen optischen Tiefpaß lassen sich diese Instabilitäten im Strahl unterdrücken. Dabei bewirkt die 1. Linse im Teleskop eine Fouriertransformation der elektrischen Feldverteilung der Gegenstandsebene in die Brennebene. Die im Ortsraum nun aufgereihten Frequenzen können durch eine Lochblende abgeschnitten werden; nach Rücktransformation mit Hilfe der 2. Linse erhält man in der Bildebene eine neue Feldverteilung (Intensitätsverteilung),

Teleskop	Brennweite	$n_0$	R1	R2	GBF1	GBF2	GFF1
	[mm]		[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
VSF-2-1	508	1,5067	257,39	Infinity	-254,0	-63,9	
VSF-2-2	1017	1,5067	$515,\!28$	Infinity			128,0
VSF-3-1	712	1,5067	360,75	Infinity	-356,0	-89,6	
VSF-3-2	1700	1,4167	$708,\!34$	Infinity			193,2
VSF-4-1	1200	1,4167	500,00	Infinity	-600,0	-136,4	
VSF-4-2	2000	1,4167	833,34	Infinity			227,3
VSF-5-1	1900	1,4167	791,67	Infinity	-950,0	-215,9	
VSF-5-2	1900	1,4167	791,67	Infinity			215,9

Tabelle 5.7: Brennweiten der Ghostfoci im Vorverstärker

deren Kontrast (proportional der Intensitätsmodulationstiefe) je nach Lochblendendurchmesser abgenommen hat. Der eigentliche Strahl und die Störung besitzen unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen (vgl. Kapitel 4.6.3), so daß diese nach Fokussierung mit einer Linse in der Brennebene an verschiedenen Stellen auftreffen. Nach [47] läßt sich der Winkel zwischen beiden Strahlen schreiben als:

$$\theta_R = \frac{\lambda}{\lambda_R} \tag{5.10}$$

wobei  $\lambda$  die Laserwellenlänge und  $\lambda_R$  die Wellenlänge der Intensitätsmodulation bezeichnet. Strahlen, die unter dem Winkel

$$\theta_{cut} = \frac{a}{2f} \tag{5.11}$$

auftreffen – a ist dabei der Durchmesser der Lochblende, k die Wellenzahl und f die Brennweite der Linse – werden nicht mehr durch die Blende transmittiert, so daß die Sperrfrequenz (Tiefpaß) gegeben ist durch

$$k\theta_{cut} = \nu_{cut} = \frac{\theta_{cut}}{\lambda} = \frac{a}{2\lambda DF_{\sharp}} = \frac{a}{2f\lambda}.$$
 (5.12)

Die sogenannte F-Zahl,

$$F_{\sharp} = \frac{f}{D},\tag{5.13}$$

also das Verhältnis zwischen Brennweite und Durchmesser, ist ein Anhaltspunkt dafür, wie gut sich ein optisches System in der paraxialen Näherung beschreiben läßt. Die Schwierigkeit besteht nun in der Festlegung der Größe der Lochblende. Da man die Störungen im Laser und insbesondere deren Modulationsfrequenz zunächst nicht kennt, kann die Größe der Lochblende nicht analytisch bestimmt werden. Man kann aber eine obere Grenzfrequenz festlegen, welche genau die Raumfrequenz abschneidet, die den größten nichtlinearen Verstärkungskoeffizient besitzt (vgl. Kapitel 4.2.5). Der nach diesem Kriterium maximal zulässige Lochblendendurchmesser ergibt sich durch Gleichsetzen der Gleichungen

	Brennweite	Energie	Intensität	$\gamma$	$n_0$	$a_{max}$
	[cm]	[J]	$[W/cm^2]$	$[10^{.16} \ cm^2/W]$		[mm]
VSF-2	102	0,03	$7,\!80\mathrm{E}\!+\!07$	9,95	1,50	0,660
VSF-3	170	3	$3{,}73\mathrm{E}{+}08$	$4,\!06$	1,52	1,520
VSF-4	200	15	$3{,}31\mathrm{E}{+}08$	12,93	1,69	2,849
VSF-5	190	15	$1{,}13\mathrm{E}{+}08$	$4,\!06$	1,51	0,938

Tabelle 5.8: Maximale Lochblendengrößen in den Raumfrequenzfiltern nach Gleichung 5.14.

5.12 und 4.34:

$$a_{max} = 2f\sqrt{\frac{2\gamma I}{n_0}}. (5.14)$$

Mit zunehmender Intensität nimmt die Sperrfrequenz und damit die Größe der Lochblende zu. Zudem ist sie proportional der Brennweite der Austrittslinse des Teleskops. Für  $\gamma$  ist der Wert des Mediums einzusetzen, in dem die Instabilitäten erzeugt werden. Im Vorverstärker sind dies in der Hauptsache die Verstärkerstäbe und die Isolatoren. Welche Lochblende nun die beste Anpassung an das System darstellt, kann nur in der numerischen Simulation genähert und im Experiment optimiert werden. Die Ergebnisse aus Gleichung 5.14 sind in Tabelle 5.8 zusammengestellt. Es wurde jeweils der nichtlineare Brechungsindex der Komponente für die Rechnung verwendet, die am meisten zum B-Integral beiträgt. Man sieht, daß insbesondere bei kleinen Intensitäten die Modulationstiefe klein ist und die räumlichen Frequenzen nahe der Grundmode liegen, die Lochblende also klein sein muß.

#### 5.3.2.4 Formung des Strahlprofils

Die Dotierung des Laserglases bestimmt die Absorption des Pumplichts, so daß darüber das Verstärkungsprofil festgelegt werden kann. Durch Variation der Pumplichtleistung werden beide Parameter beeinflußt. Der Verstärkungsfaktor ist aber eine Funktion der absorbierten Energiedichte (Gleichung 4.8), so daß man, wenn man eine bestimmte Gesamtverstärkung erreichen möchte, das Strahlprofil am Ausgang nicht ausschließlich durch Variation der Dotierung bestimmen kann. Das radiale Verstärkungsprofil durch einen über den Mantel gepumpten, runden Laserstab mit Durchmesser D ist in 1. Näherung (Reduktion auf zwei Dimensionen, Radialsymmetrie angenommen) proportional dem radialen Absorptionsprofil

$$G(r) \propto \exp\left\{\exp\left[-\alpha\left(\frac{D}{2} - r\right)\right] + \exp\left[-\alpha\left(\frac{D}{2} + r\right)\right]\right\}.$$
 (5.15)

Das Strahlprofil am Ausgang ergibt sich dann aus dem Produkt aus dem Eingangsstrahlprofil und dem Verstärkungsprofil:

$$I_{aus}(r,t) = I_{in}(r,t) \cdot G(r,t)$$

$$(5.16)$$

In Nd:Glas ist die Fluoreszenzhalbwertsbreite (ca. 330µs) gegenüber der Dauer des zu verstärkenden Pulses (ca. 1 ns) sehr viel größer, zudem werden die Verstärker im linearen

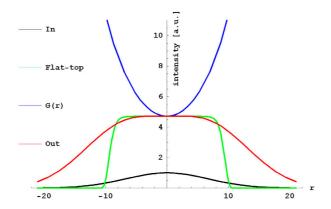


Abbildung 5.10: Prinzip der Pulsformung aus Eingangsstrahlprofil (hier Gauß-förmig) und Verstärkungsprofil. Die rote Kurve zeigt die Faltung des Eingangs- mit dem Verstärkungsprofil. Die grüne Kurve ist das angestrebte Flat-top Profil.

Bereich betrieben, so daß man G(r,t) als konstant in der Zeit betrachten darf. Die Flankensteilheit eines Supergauß-förmigen Intensitätsprofils 8. Ordnung (im weiteren Text als Flat-top abgekürzt) ist allerdings immer größer als ein G(r), bei dem Verstärkung über den ganzen Stabquerschnitt erfolgt. Durch Beschneiden ("Puls-Shaping") des Eingangspulses am Rand mit Hilfe einer Apertur (z.B. Lochblende) kann die Flankensteilheit vergrößert werden. Dabei sind zwei Punkte zu beachten: Zum einen reduziert sich die Energie im Puls, zum anderen tritt Beugung an den Kanten der Apertur auf, die zu Intensitätsmodulationen im Strahl führen. Wie in Kapitel 4.2.5 besprochen, können diese Modulationen, die bei Verstärkung übermäßig anwachsen, bei genügend hoher Intensität Materialschäden durch Strahlfilamentierung hervorrufen. Um diesen Effekt zu vermeiden und zum anderen die Flankensteilheit zu steuern, eignen sich Aperturen, die einen "weichen" Übergang im Randbereich besitzen (Diffuser). Dies kann durch Absorptionsfilter erreicht werden, z.B. durch ein metallbedampftes Glassubstrat, bei dem mittels Variation der Metall-Schichtdicke ein Absorptionsprofil erzeugt wird. Dergleichen gibt es Glasfilter, die verschieden stark eingefärbt sind. Absorptionsfilter sind jedoch für die Anwendung in Lasern mit hoher Energieflußdichte nicht geeignet, da die absorbierte Energie i.d.R. zur Materialzerstörung führt. Durch Verwendung einer Lochblende, bei der die Apertur einen Zackenschnitt besitzt (serrated aperture, im weiteren Text als SA abgekürzt), erzeugt man so einerseits eine zum Rand zunehmende Absorption (die Zacken verjüngen sich zur Strahlmitte hin), zum anderen führt man im Strahl hohe Raumfrequenzen durch Beugung an den Zacken ein. Mit einem anschließenden Tiefpaß-Raumfrequenzfilter lassen sich diese hohen Intensitätsmodulationen wieder herausfiltern. Abbildung 5.11 zeigt das Prinzip der Pulsformung durch Kombination von SA, Raumfrequenzfilter und Verstärkungsprofil. Um die Anzahl der Zacken, deren Form und die Größe der Lochblende zu berechnen, muß man das von der Zackenapertur erzeugte Intensitätsmuster unmittelbar dahinter aufgreifen (Fraunhofer Beugungsmuster) und durch eine Fouriertransformation das Fernfeld bestimmen. In der Fourierebene kann dann eine Filterfunktion aufgebracht werden; schließlich führt die inverse Fouriertransformation zur Intensitätsverteilung des räumlich gefilterten Strahls in der Bildebene des Teleskops. Die genaue analytische Behandlung soll hier nicht wiedergegeben werden, man findet die Methode der Pulsformung durch Kombination von Diffuser und Raumfrequenzfilter ausführlich beschrieben in [89],

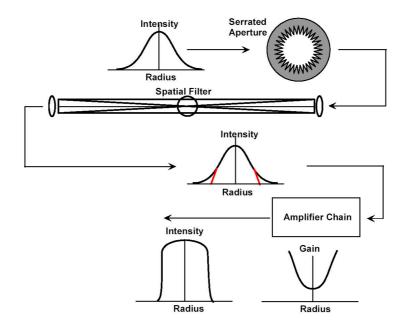


Abbildung 5.11: Prinzip der Pulsformung mit Hilfe einer Zackenapertur (SA). Ein Laserstrahl mit Gauß-förmigen Intensitätsprofil wird an der SA im Randbereich beschnitten. Die durch Beugung erzeugten Intensitätsmodulationen werden im folgenden Raumfrequenzfilter herausgefiltert, so daß nach weiterer Verstärkung ein Supergauß-förmiges Profil emittiert wird [87].

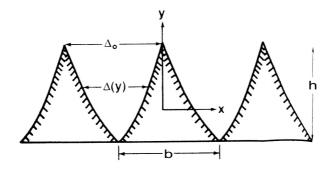


Abbildung 5.12: Bezeichnung der Koordinaten und Parameter an der Zackenapertur [88].

speziell für die Anwendung in Hochenergielasern bei [90] und [88]. Im Ergebnis (und 1. Näherung) bestimmen vier Parameter die Pulsformung: 1) der Durchmesser der Apertur gemessen vom Zackenansatz, 2) die Anzahl der Zähne, 3) das Verhältnis von Länge zu Breite der Zähne, 4) die Form der Zähne. Der Durchmesser bestimmt zunächst die größte Breite der Pulsform, den "Fuß". Die Länge der Zähne bestimmt die Flanke, d.h. die Breite des Bereiches, in dem die ursprüngliche Intensitätsverteilung beschnitten wird. Die Zackenform entscheidet über die Form des Anstiegs. Die Fouriertransformation der Flankenform ist gleich der Zackenform. In Abbildung 5.13 ist dies für ein Sägezahn- und ein Gauß-Muster gezeigt. Die Anzahl der Zähne bestimmt schließlich die Periodizität und damit die Größe der Lochblende. Je größer die Zahl der Zähne ist, desto größer darf die Lochblende sein. Wie man sieht, hängen Zackenform, Länge, Anzahl und Durchmesser miteinander zusammen. Experimente mit verschiedenen Formen und Verhältnissen von Zackenlänge zu -breite (h/b) am CLF und in LULI haben an diesen Lasern jedoch nicht verifizieren können, daß die Zackenform entscheidend die Flanke des Pulsprofils bestimmt. Es herrscht die übereinstimmende Meinung, daß die Zackenapertur im Experiment an den Laser angepaßt werden muß und eine hohe Zackenanzahl (ca. 120) zu bevorzugen ist. Die ersten Prototypen für den PHELIX wurden mit Hilfe eines Excimer-Lasers aus dünnem Stahlblech ausgeschnitten, was die Zackenzahl je nach Form auf ca. 60-70 begrenzt. Abbildung 5.12 veranschaulicht die verschiedenen Parameter Definitionen an der Zackenapertur. Um das periodische Beugungsmuster der Zackenapertur im Raumfrequenzfilter gerade noch herauszufiltern, muß für den Durchmesser der Lochblende gelten:

$$a \le \frac{f\lambda}{2b}.\tag{5.17}$$

Dabei ist f die Brennweite der Eingangslinse des Raumfrequenzfilters. Für eine Zackenform, bei der  $h/b \ge 6$  gilt [88]:

$$\frac{I(y)}{I_0} \cong \frac{\triangle(y)}{\triangle_0}.\tag{5.18}$$

Dabei ist  $I_0$  die Intensität auf einem Kreis entlang der Spitzen der Zackenapertur (innerer Durchmesser), I(y) das Intensitätsprofil im Randbereich des Strahls,  $\Delta_0$  der Abstand zweier Zacken und  $\Delta(y)$  die Halbwertsbreite zwischen zwei Zacken.

Für den PHELIX-Vorverstärker wurde ein Computerprogramm in Mathematica geschrieben, das einen Polygonzug als Postscript für den Schneidelaser oder für lithographische Verfahren und gleichzeitig eine MIRO-kompatible Datei erzeugt, die zur Simulation in MIRO eingebunden werden kann. Anhand der oben angegeben Designkriterien wurden Lochblenden und Zackenaperturen berechnet. Für ein Flat-top Profil beträgt die Flankensteilheit bei einem Strahldurchmesser von 10 mm FWHM ca. 1/2,54 (Amplitude auf 1 normiert). In Tabelle 5.9 sind für den Einschuß am Vorverstärker (Gauß-Strahl mit Durchmesser 7,2 mm FWHM) und dem VSF2 (f=500 mm) verschiedene Zackenaperturen in Abhängigkeit von der verfügbaren Lochblendengrößen berechnet.  $h_{min}$  bezeichnet dabei die minimale Zackenlänge. Für ein Supergauß-förmiges Intensitätsprofil 8. Ordnung ist die optimale Länge  $h_{opt}$  für einen Zacken 2,54 mm. Demnach wäre die Lochblende mit 600 µm zu bevorzugen. Im Vergleich beträgt das Beugungslimit der VSF2-1 Linse 128 µm (vgl. Gleichung 4.73). Abbildung 5.14 zeigt die Simulation der Wirkungsweise einer Zackenapertur in Kombination mit einem Raumfrequenzfilter. Ein Laserstrahl mit einem Gauß-förmigen Intensitätsprofil propagiert durch eine Zackenapertur, die sich in

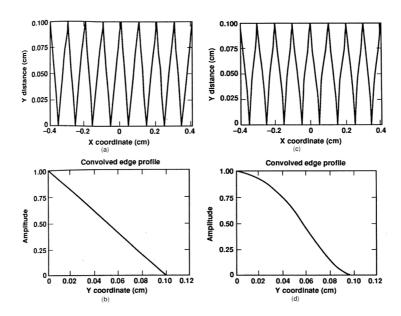


Abbildung 5.13: Zackenformungen der Zackenapertur und die daraus resultierenden Flankenformen des Intensitätsprofils. (a) zeigt ein Sägezahnmuster, (b) das im Nahfeld eine linear ansteigende Flanke erzeugt; (c) Zackenform mit Gauß-Kegel formt eine (d) Gauß-förmig ansteigender Flanke im Intensitätsprofil.[88]

Tabelle 5.9: Designparameter für die Zackenapertur.

Lochblende Größe	Anzahl Zähne	b	$h_{min}$
$\mu m$	#	$\triangle(y)$	mm
500,0	60	0,263	$3,\!16$
600,0	72	0,219	$2,\!63$
700,0	84	0,188	$2,\!26$
800,0	95	0,165	1,97

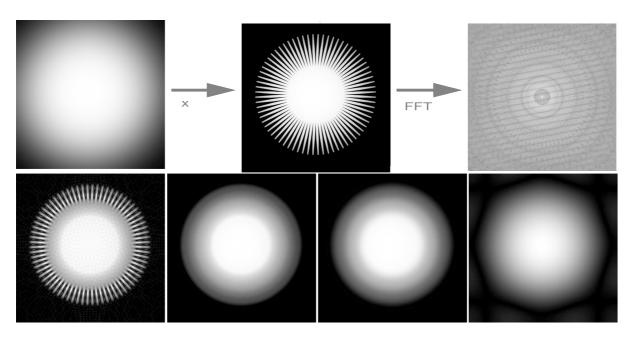


Abbildung 5.14: Simulation der Pulsformung eines Gauß-Strahls durch Beschnitt mit einer Zackenapertur und anschließendem Raumfrequenzfilter. Die Bilder zeigen von links nach rechts das unbeschnittene Gauß-Profil, das Intensitätsmuster direkt nach der Zackenapertur (Schattenwurf), die Fouriertransformation der Bildebene im Brennpunkt. In der nächsten Bildzeile sieht man die Intensitätsprofile in der Bildebene des Raumfrequenzfilters, nachdem jeweils verschieden große Lochblenden in der Brennebene durchquert wurden. Von links nach rechts in Einheiten DL ("Diffraction limit") des beugungsbegrenzten Airy-Fleck (Beugungslimit): 20 DL, 13 DL, 7 DL, 1,3 DL. Man sieht, daß bei zu großer Lochblende der Strahl nicht nur einen Teil der Zackenstruktur wiedergibt, sondern zusätzlich im Zentrum moduliert ist (Interferenzen gebeugter Wellen an den Zackenrändern). Bei zu kleiner Lochblende entsteht wieder ein Gauß-Profil, jedoch mit reduzierter Gesamtintensität.

der Gegenstandsebene eines Raumfrequenzfilters befindet. Die untere Bildzeile zeigt für vier verschiedene Größen der Lochblenden das Intensitätsprofil in der Bildebene. Mit abnehmender Größe schwinden die Intensitätsmodulationen über den Strahlquerschnitt. Die Flanken steigen linear an, da die Form der Zähne gerade Dreiecke sind. Mit abnehmendem Lochblendendurchmesser werden immer weniger räumliche Moden transmittiert (siehe auch Bildbeschreibung).

Um nun am Ausgang des Lasers ein Super-Gauß-Intensitätsprofil 8. Ordnung zu erhalten, muß man drei Größen miteinander abgleichen: Den Strahlquerschnitt des Gauß-Strahls vor der Zackenapertur, die Größe und Form der Apertur (Anschnitt) und das Verstärkungsprofil der Stabverstärker. Letzteres ist sehr schwierig analytisch zu bestimmen, da das Verstärkungsprofil neben der radialen Absorption 5.15 empfindlich von der Reflektorgeometrie im Laserkopf, von der Absorption der Glasröhren um den Laserstab und die Blitzlampen ("Flowtubes"), von der Reabsorption von Blitzlampenlicht im Blitzlampenplasma, von Laserglasverunreinigungen durch Eisen, und von weiteren Parametern abhängt. Zudem führen Lichtleitereffekte im Laserstab ebenfalls zu einer Änderung der Pumplichtverteilung. Daher wurde zunächst nur das radiale Absorptionsmodell (vgl. Gleichung 5.15) für das Verstärkungsprofil dem ersten Entwurf der Zackenapertur zugrunde gelegt.

Position	Glas	Länge	Durchmesser	Verstärkung	$I_{ASE-Standalone}$	$I_{ASE-System}$
	[mm]	[mm]	(Total)	$[W/cm^2]$	$[W/cm^2]$	
19-1-Kopf	APG-1	250	19	2000	279,23	4,82
19-2-Kopf	APG-1	250	19	160	279,23	0,58
19-2-Kopf	LG-750	250	19	160	$250,\!34$	0,53
19-2-Kopf	Qx-Nd	250	19	160	243,46	0,52
19-2-Kopf	HAP-4	250	19	160	257,21	$0,\!55$
45-Kopf	LHG-8	240	45	10	$972,\!00$	0,03

Tabelle 5.10: Intensität der ASE im PHELIX-Vorverstärker.

#### 5.3.2.5 Isolation und Pulskontrast

Der PHELIX-Vorverstärker wird im linearen Bereich der Verstärkung betrieben, d.h. nachdem der eigentliche Puls verstärkt worden ist, besteht für weitere 30-100  $\mu s$  Inversion in den Verstärkerköpfen. Daher muß einerseits der Laserausgang vom Experiment oder dem Hauptverstärker isoliert werden, andererseits die Laserköpfe untereinander und zum Front-end. Zusätzlich müssen Vorpulse aus den Front-ends und solche durch ASE wirksam unterdrückt werden. Da Isolatoren i.d.R. einen hohen nichtlinearen Brechungsindex besitzen, sollen sie an Stellen positioniert werden, an denen die Intensität klein ist. Dies ist nur am Laserausgang nicht möglich. Das Konzept sieht vor, den 45-Kopf voll vom System durch zwei 45 mm Faraday-Isolatoren zu isolieren. Damit ist der 45-Kopf auch vom zweiten 19-Kopf entkoppelt. Das zur Strahlanpassung und Raumfrequenzfilterung dazwischen notwendige Teleskop reduziert zusätzlich durch Abbildung der Laserköpfe aufeinander den ASE-Anteil. Da diese in alle Raumrichtungen emittiert wird, das Teleskop aber durch die Lochblende in der Brennebene nur einen sehr kleinen Akzeptanz-Raumwinkel  $\beta$  besitzt, kann nur der ASE-Teil das Teleskop passieren, der quasi das gleiche Strahlparameterprodukt wie der Laserstrahl selbst besitzt. Der Akzeptanz-Raumwinkel ist gegeben durch

$$\beta = \frac{\pi a^2}{4f^2}. (5.19)$$

Da die ASE außerdem mit allen Polarisationsrichtungen emittiert wird, erfährt sie bei Durchgang durch einen Isolator eine Dämpfung um 50% (vgl. Kapitel 4.2.4). In Tabelle 5.10 sind die ASE-Intensitäten der Laserköpfe, die in der Polarisationsrichtung des Laserstrahls abgestrahlt werden, für jeden Laserkopf individuell (ASE-Standalone) und auf seine Position im Lasersystem bezogen (ASE-System), berechnet. Dabei sind verschiedene Konfigurationen für den zweiten 19-Kopf berücksichtigt, für den ersten 19-Kopf wird immer ein APG-1 Laserstab angenommen, für den 45-Kopf immer LHG-8. Die Spalte "Gain" gibt den Verstärkungsfaktor bis zum Laserausgang für ein ASE-Photon an, daß im betreffenden Laserkopf erzeugt wird.

Wie man sieht, wird die ASE durch Verwendung von Raumfrequenzfiltern und von Faraday-Isolatoren wirksam unterdrückt. Der größte ASE-Anteil stammt aus dem 19-1 Kopf in der Laserkette (hier APG-1), da dessen ASE-Anteil im weiteren System die meiste Verstärkung erfährt. Daher wird zwischen dem ersten und dem zweiten Laserkopf

eine Pockelszelle installiert, die erst unmittelbar vor Eintreffen des Laserpulses öffnet. Die ASE-Intensität wird dabei im Mittel um einen Faktor 70 reduziert, das Kontrastverhältnis nimmt jedoch um ca. 800 zu (bestimmt durch den Gütefaktor der Pockelszelle und der Polarisatoren), da dieses nur auf Vorpulse bezogen ist. Um schließlich Vorpulse aus dem fs-Front-end und ASE aus dem Ringverstärker des ns-Front-end zu dämpfen, wurde am Eingang des Vorverstärkers eine Puls-Anschnitts-Einheit bestehend aus zwei schnellen Pockelszellen ("slicer") installiert. Diese Pockelszellen öffnen und schließen in einer Zeit von jeweils 3 ns (0-96% Transmission). Die Vorpuls-Unterdrückung beträgt in Kombination ca. 58 dB (berechnet). Um das B-Integral zu reduzieren, werden Pockelszellen mit 16 mm Apertur vor VSF-2 eingesetzt, statt diese unmittelbar nach dem Ring-regenerativen Verstärker zu plazieren. Vergleicht man die B-Integral Verminderung mit der Kostensteigerung durch Anschaffung größerer Pockelszellen, so hat man durch 30% Kostensteigerung 96% des B-Integrals gespart (B-Integral:  $(0,167 \rightarrow 0,007)$ .

#### 5.3.2.6 Anordnung und Platzbedarf

Zum Aufbau des Vorverstärkers war ein optischer Tisch in den Maßen 6  $m \times 1, 2$  vorgesehen. Durch einen platzoptimierten Aufbau konnte die benötigte Breite des ns-Ringverstärkers und des Vorverstärkers soweit reduziert werden, daß beide auf einem Tisch Platz fanden. Wie man anhand Abbildung 5.5 sehen kann, stehen die beiden Frontend Tische parallel in Nord-Süd Richtung. Der Ausgang des fs-Front-end ist nördlich. Der Vorverstärker muß so aufgebaut werden, daß Einschuß und Ausgang ebenfalls am nördlichen Tischende liegen und eine positive Bildebene anbieten, die den abbildenden Strahltransport mit einem weiteren Teleskop zum MSF-A Einschuß ermöglicht. Die Netzgeräte für die Laserköpfe, die zusammen etwa 4 qm Standfläche benötigen, wurden im 2. Stockwerk aufgestellt. Für Einschuß und Ausgang des Lasers muß jeweils eine Diagnostik-Einheit eingeplant werden.

#### 5.3.3 Strahlwege, Aufbau und Leistungsvorhersage

Unter Zugrundelegung der im vorherigen Kapitel beschriebenen Parameter und Berechnungen wurde die Plazierung der Komponenten und Strahlwege angegangen. Aus Kostengründen und um zunächst Erfahrungen mit den Verstärkerköpfen zu sammeln, wurde eine lineare Kette geplant, d.h. jeder Verstärkerkopf wird nur einfach passiert. Dann sieht die Abstufung des Systems wie folgt aus: Ein Teleskop paßt zunächst den Strahldurchmesser des fs-Front-end für den Strahltransport zum Einschuß in den Vorverstärker an. Nach dem 45-Kopf soll der Strahl ein flat-top Profil besitzen. Daher wurde durch Variation der Vergrößerung des VSF-1 der Strahldurchmesser im Einschuß des Vorverstärkers so variiert, daß er nach Faltung mit dem nach Gleichung 5.15 genäherten Verstärkungsprofil aller Verstärkerstufen die Intensitätsmodulation über einen Strahldurchmesser von 38 mm nicht größer als 5% ist. Die lang ausgedehnten Flanken können dann über die Zackenapertur beschnitten werden. Daraus ergab sich eine Vergrößerung von 4,8 für VSF-1 und ein äußerer Radius in der Zackenapertur von 8,2 mm. Aufgrund der großen Unsicherheiten in der Rechnung (Strahlprofil fs-Front-end, Verstärkungsprofil, etc.) wurde eine Vergrößerung von 5 gewählt, da die hierfür notwendigen Linsen standardmäßig verfügbar waren. Zudem können für die Strahlumlenkung Standardspiegel verwendet werden, die nicht größer als 2,0 Zoll im Durchmesser sind (Kostenfaktor). Da noch keine Abbildung benötigt wird (für

	Linse 1	Linse 2	VSF-Länge	Aufweitung	Bildebene ein	Bildebene aus
	[cm]	[cm]	[cm]	×	[cm]	[cm]
VSF2	50,8	101,7	152,5	2,00	56	81
VSF 3	71,1	170,0	241,1	2,39	74	153
VSF 4	120,0	200,0	320,0	1,67	127	181
VSF5	190,0	190,0	380,0	1,00	174	206

Tabelle 5.11: Gegenstands- und Bildebenen am PHELIX-Vorverstärker.

die Intensitätsglättung ist nur die Weitergabe des Bildes der Zackenapertur notwendig), wurde ein Galilei-Teleskop eingebaut, das aus einer negativen Linse mit f=-200 mm und einer positiven Linse mit f=1000 mm besteht. Dadurch vermeidet man eine Fokussierung und benötigt kein Vakuum. Aus den Füllfaktoren (siehe Kapitel 5.3.2.1) für die 19 mm-Köpfe und dem 45 mm-Kopf ergaben sich die weiteren Vergrößerungen: Zackenapertur zu 19-Kopf: 2,0, 19-Kopf zu 45-Faraday-Isolator bzw. Verstärkerkopf: 2,37. Nach dem 45-Kopf ist die Intensität sehr hoch, daher wird der Strahl um 1,66 vergrößert; dieser Faktor erlaubt gerade noch die Verwendung von 3 Zoll-Optiken in Transmission und 4 oder 5 Zoll Optiken für die Strahlführung (ab 6 Zoll Durchmesser werden kostenintensive Sonderanfertigungen notwendig). Die Vergrößerungsfaktoren bestimmen die Verhältnisse der jeweiligen Brennweiten in den Teleskopen zueinander. Die Brennweiten werden durch mehrere Faktoren bestimmt: 1.) die Bildwurfweiten, die in gewissen Grenzen durch Verschieben von Komponenten flexibel sind, 2.) die Größe der Lochblende, die einerseits so groß wie möglich, andererseits kleiner als der maximale Durchmesser, der durch Gleichung 5.14 gegeben ist, sein soll, 3.) große  $F_{\sharp}$ -Zahlen, um möglichst wenig sphärische Aberrationen zu erzeugen und 4.) bedingen große Brennweiten einen großen Brennpunkt und damit dort kleinere Intensitäten. Dadurch reduziert sich das B-Integral des Restgases. Ferner ist es sinnvoll, den Strahl lange im Vakuum zu führen, da dort keine Luftturbulenzen Strahlmodulationen erzeugen. In den Laserköpfen soll die Intensitätsverteilung möglichst homogen und ohne Modulationen sein (vgl. Kapitel 4.2.5). Daher muß versucht werden, jeweils ein Bild der Intensitätsverteilung an der Zackenapertur in das Lasermedium abzubilden.

In Tabelle 5.11 sind die Brennweiten der Teleskop-Linsen, der jeweilige Vergrößerungsfaktor (Aufweitung), Gegenstandsweiten (Bildebene ein) und die Bildwurfweiten (Bildebene aus) angegeben.

Abbildung 5.15 zeigt maßstabsgetreu den Aufbau des PHELIX-Vorverstärkers. Der Strahl vom fs-Front-end gelangt über einen Turm am Spiegel M7 (M-Mirror) auf den optischen Tisch. Die Strahllage wird mit M8 und M9 eingestellt und eventuell korrigiert. Anschließend wird der Strahl mit einer Kombination aus zwei Glan-Laser Polarisatoren und einer schnellen Öffner/Schließer-Pockelszelle ("Slicer") von Vor- und Nachpulsen befreit. Um das Kontrastverhältnis weiter zu erhöhen, ist eine identische Einheit nachgeschaltet. Der Umweg über M10 und M11 ist nicht nur zur Strahlführung notwendig, sondern kompensiert die Signallaufzeit der Triggersignale für die zweite Pockelszelle (PC-1), die über ein Kabel von PC-1 den Schaltimpuls erhält. Die Polarisation ist linear und parallel zum Tisch (p-Polarisation bzgl. der Spiegel). Vor M12 befindet sich die Zackenapertur, die als

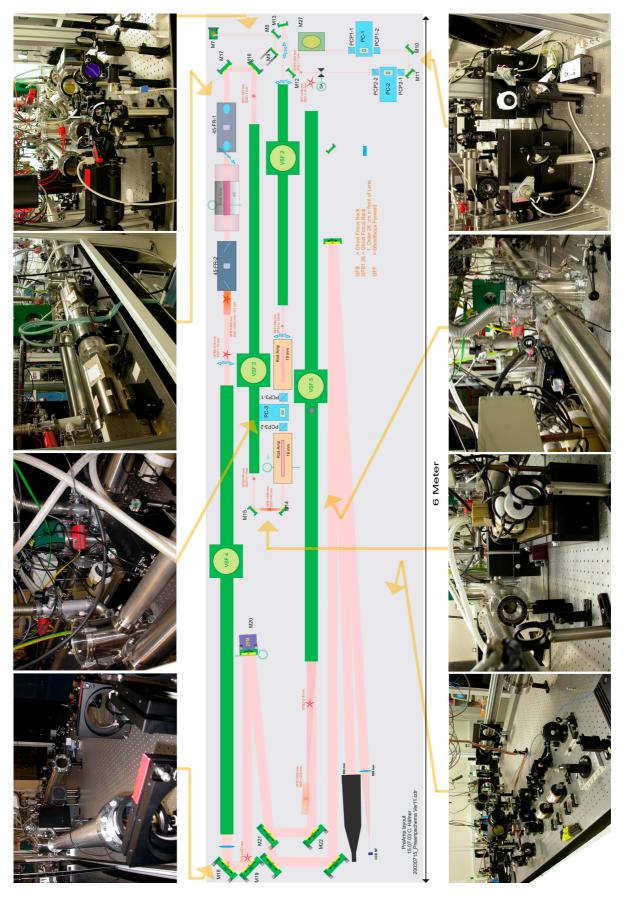


Abbildung 5.15: Maßstäbliche Skizze des PHELIX-Vorverstärker.

Startebene für die Bildweitergabe durch das gesamte PHELIX-Lasersystem dient (durch SA gekennzeichnet). Die Lage der Bildebenen im Laser sind durch grüne Schlüssel gekennzeichnet. In VSF-2 wird der Strahl in einer Lochblende mit 600 µm gefiltert und auf ca. 16 mm Strahldurchmesser aufgeweitet. Es bildet die SA an das Ende des zweiten 19 mm-Kopf ab. Die beiden 19 mm-Köpfe folgen unmittelbar aufeinander, sind aber durch eine Pockelszelle mit 20 mm freier Apertur voneinander getrennt, um die ASE zu reduzieren. Um Reflexionen (und parasitäres Lasen) an den Oberflächen der Laserstäbe zu vermeiden sind diese antireflexiv beschichtet und unter einem Winkel von 1° geschliffen. Durch symmetrische Aufstellung beider Köpfe wird der Strahlversatz kompensiert. Die Pockelszelle PC-3 hat die Polarisation um 90° gedreht. M14 und M15 dienen wieder der Strahlumlenkung und -justage. Im VSF-3 wird der Strahl durch eine 800 µm große Lochblende gefiltert und auf 39 mm aufgeweitet. Das Bild der SA wird im zweiten 19-Kopf aufgegriffen und auf das Ende der 45-Kopf abgebildet. M16 und M17 dienen wieder zur Strahllage-Einstellung, die dort besonders empfindlich gegenüber Abweichungen ist, da der Strahl anschließend durch mehrere Komponenten ca. 5 m weit propagiert. Die Faraday-Isolatoren (FR-1 und FR-2) drehen die Polarisation jeweils um 45° in die horizontale Ebene zurück. Dazwischen befindet sich der 45-Kopf. Zwischen der Eintrittslinse von VSF-4 und dem Faraday-Isolator befinden sich zwei Ghostfoci, in denen Intensitäten bis zu  $5.8 \cdot 10^{15} \ W/s \cdot cm^2$  auftreten können. VSF-4 weitet den Strahl dann auf 68 mm entsprechend 65 FWHM flat-top auf und bildet das letzte Bild der SA im 45-Kopf auf den deformierbaren Spiegel (DFM) M20 ab. Damit ist auf M20 und in den Verstärkern eine homogene Intensitätsverteilung gewährleistet. Intensitätsänderungen, die durch Aberrationen (vgl. Kapitel 4.6) im Lasersystem verursacht werden, sind an diesen Punkten minimal. Der adaptive Spiegel korrigiert direkt in der Bildebene und daher für ein optimales Fernfeld, um am Experiment die höchstmögliche Intensität zu erzielen. Das Bild des DFM wird über VSF-5 in den Hauptverstärker weitergereicht. Ein Diagnostikstrahl wird aus dem Reflexions-Verlust am M21 gewonnen. Die Wellenfront, Nah- und Fernfeld werden durch Abbildung von M20 dort gemessen. Die gesamte Propagationsstrecke im Vorverstärker beträgt etwa 30 m. Im Plan nicht eingezeichnet ist die Einschußdiagnostik, die aus einer Kontrolle des Nah- und Fernfeldes besteht und sich hinter M13 befindet.

Tabelle 5.12: Berechnete Laserstrahlparameter im Vorverstärker.

Opt.Comp.	O.Path	Τ	Dia.	Size	$E_{out}$	Flux	Intensity	$B_{comp}$	$\sum B$
	[cm]		[mm]	$[cm^2]$	[mJ]	$[mJ/cm^2]$	$\left[\frac{GW}{cm^2}\right]$	[mrad]	[mrad]
M7	0	0,990	10,4	0,85	30	35	0,035	0	0
Air	43	0,998	10,4	$0,\!85$	30	35	$0,\!035$	0	0
M8	0	0,990	10,4	$0,\!85$	29	34	$0,\!034$	0	0
Air	12	0,999	10,4	$0,\!85$	29	34	$0,\!034$	0	0
M9	0	0,990	10,4	$0,\!85$	29	34	$0,\!034$	0	0
Air	53	0,997	10,4	$0,\!85$	29	34	$0,\!034$	0	0
PCP-1-1	3	0,940	10,4	$0,\!85$	27	32	0,032	1	1
Air	8	1,000	10,4	$0,\!85$	27	32	0,032	0	1
PC-1	2	$0,\!850$	10,4	$0,\!85$	23	27	$0,\!027$	3	4
Air	8	1,000	10,4	$0,\!85$	23	27	$0,\!027$	0	4
	•		Fortsetz	zung auf	der näd	chsten Seite		•	

		F	Tortsetzu	ing von	vorherge	ehender Seite			
Opt.Comp.	O.Path	Т	Dia.	Size	$E_{out}$	Flux	Intensity	$B_{comp}$	$\sum B$
	[cm]		[mm]	$[cm^2]$	[mJ]	$[mJ/cm^2]$	$\left[\frac{GW}{cm^2}\right]$	[mrad]	[mrad]
PCP-1-2	3	0,940	10,4	$0,\!85$	22	26	0,026	1	4
Air	19	0,999	10,4	$0,\!85$	22	25	$0,\!025$	0	4
M10	0	$0,\!990$	10,4	$0,\!85$	21	25	$0,\!025$	0	4
Air	14	0,999	10,4	$0,\!85$	21	25	$0,\!025$	0	4
M11	0	$0,\!990$	10,4	$0,\!85$	21	25	$0,\!025$	0	4
Air	8	1,000	10,4	0,85	21	25	$0,\!025$	0	4
PCP-2-1	3	0,940	10,4	0,85	20	23	$0,\!023$	0	5
Air	8	1,000	10,4	$0,\!85$	20	23	$0,\!023$	0	5
PC-2	2	$0,\!850$	10,4	$0,\!85$	17	20	$0,\!020$	2	7
Air	8	1,000	10,4	$0,\!85$	17	20	$0,\!020$	0	7
PCP-2-1	3	$0,\!940$	10,4	$0,\!85$	16	19	$0,\!019$	0	7
Air	33	0,998	10,4	$0,\!85$	16	19	$0,\!019$	0	7
SA	0	$0,\!800$	10,4	$0,\!85$	13	15	$0,\!015$	0	7
Air	14	0,999	8,2	$0,\!53$	13	24	$0,\!024$	0	7
M12	0	$0,\!990$	8,2	$0,\!53$	13	24	$0,\!024$	0	7
Air	17	0,999	8,2	$0,\!53$	13	24	$0,\!024$	0	7
M13	0	$0,\!990$	8,2	$0,\!53$	12	24	$0,\!024$	0	7
Air	25	0,999	8,2	$0,\!53$	12	24	$0,\!024$	0	7
VSF2-1	1	0,999	8,2	$0,\!53$	12	23	$0,\!023$	1	8
Vacuum	153	$0,\!950$	8,2	$0,\!53$	12	22	$0,\!022$	0	8
VSF2-2	1	0,999	16,4	2,11	12	6	$0,\!006$	0	8
Air	19	0,999	16,4	2,11	12	6	$0,\!006$	0	8
Amp19-1	25	$0,\!960$	16,4	2,11	189	89	$0,\!089$	3	11
Air	11	0,999	16,4	2,11	189	89	$0,\!089$	0	11
PCP-1-1	3	0,980	16,4	2,11	185	88	$0,\!088$	2	12
Air	8	1,000	16,4	2,11	185	88	$0,\!088$	0	12
PC-3	3	$0,\!800$	16,4	2,11	148	70	$0,\!070$	14	26
Air	8	1,000	16,4	2,11	148	70	$0,\!070$	0	26
PCP-1-1	3	0,980	16,4	2,11	145	69	$0,\!069$	4	31
Air	7	1,000	16,4	2,11	145	69	$0,\!069$	0	31
Amp19-2	25	$0,\!960$	16,4	2,11	2216	1049	$1,\!049$	30	61
Air	9	1,000	16,4	2,11	2215	1049	1,049	0	61
M14	0	$0,\!990$	16,4	2,11	2193	1038	$1,\!038$	0	61
Air	20	0,999	16,4	2,11	2191	1037	$1,\!037$	1	62
M15	0	$0,\!990$	16,4	2,11	2169	1027	$1,\!027$	0	62
Air	15	0,999	16,4	2,11	2167	1026	$1,\!026$	1	62
VSF3-1	1	0,999	16,4	2,11	2165	1025	$1,\!025$	25	88
Vacuum	241	$0,\!950$	16,4	2,11	2057	974	0,974	0	88
VSF-3-2	1	0,999	39,2	12,07	2055	170	$0,\!170$	4	92
Air	27	0,999	39,2	12,07	2052	170	$0,\!170$	0	92
M16	0	0,990	$39,\!2$	12,07	2031	168	$0,\!168$	0	92
Air	22	$0,\!999$	39,2	12,07	2029	168	$0,\!168$	0	92
			$\overline{Fortsetz}$	zung auf	der näd	hsten Seite			

		F	Fortsetzu	ng von	vorherge	hender Seite			
Opt.Comp.	O.Path	Т	Dia.	Size	$E_{out}$	Flux	Intensity	$B_{comp}$	$\sum B$
	[cm]		[mm]	$[cm^2]$	[mJ]	$[mJ/cm^2]$	$\left[\frac{GW}{cm^2}\right]$	[mrad]	[mrad]
M17	0	0,990	39,2	12,07	2009	166	0,166	0	92
Air	29	0,999	39,2	12,07	2006	166	$0,\!166$	0	93
FRP-1-1	2	0,980	39,2	12,07	1966	163	$0,\!163$	6	99
Air	12	0,999	39,2	12,07	1965	163	$0,\!163$	0	99
FR-1	4	0,920	39,2	12,07	1808	150	$0,\!150$	22	120
Air	12	0,999	39,2	12,07	1806	150	$0,\!150$	0	121
FRP-1-2	2	0,980	39,2	12,07	1770	147	$0,\!147$	6	126
Air	22	0,999	39,2	12,07	1768	147	$0,\!147$	0	126
Amp45	23	0,950	39,2	12,07	8956	742	0,742	61	187
Air	22	0,999	39,2	12,07	8946	741	0,741	1	188
FRP-2-2	2	0,980	39,2	12,07	8767	726	0,726	28	216
Air	12	0,999	39,2	12,07	8762	726	0,726	0	216
FR-2	4	0,920	39,2	12,07	8061	668	$0,\!668$	96	312
Air	12	0,999	39,2	12,07	8056	668	$0,\!668$	0	313
FRP-2-2	2	0,980	39,2	12,07	7895	654	$0,\!654$	25	338
Air	72	0,996	39,2	12,07	7866	652	$0,\!652$	2	340
VSF4-1	1	0,999	39,2	12,07	7859	651	$0,\!651$	16	356
Vacuum	320	0,950	39,2	12,07	7466	619	0,619	0	356
VSF4-2	1	0,999	65,5	33,70	7458	221	$0,\!221$	5	361
Air	15	0,999	65,5	33,70	7453	221	$0,\!221$	0	362
M18	0	0,990	65,5	33,70	7378	219	0,219	0	362
Air	20	0,999	65,5	33,70	7371	219	0,219	0	362
M19	0	0,990	$65,\!5$	33,70	7297	217	0,217	0	362
Air	146	0,993	65,5	33,70	7244	215	0,215	1	363
M20-DFM	0	0,980	65,5	33,70	7099	211	0,211	0	363

Fortsetzung auf der nächsten Seite

		1	Fortsetzu	ng von	vorherge	hender Seite			
Opt.Comp.	O.Path	Τ	Dia.	Size	$E_{out}$	Flux	Intensity	$B_{comp}$	$\sum B$
	[cm]		[mm]	$[cm^2]$	[mJ]	$[mJ/cm^2]$	$\left[\frac{GW}{cm^2}\right]$	[mrad]	$[m\overline{r}ad]$
			L	ist of al	obrevia <sup>1</sup>	tions			
Opt.Comp.		Optica	al comp	onent in	the las	ser chain			
O.Path		Optica	al path l	ength					
T		Transı	mission	factor					
Dia.		Beam	diamete	er					
Size		Beam	size (1/	$e^2$ )					
$E_{out}$		Energy output of the component							
Flux		Energy fluence							
$B_{Comp.}$									
$\sum B$		Cumulated B-Integral							
PC-1	PC-1 Pockel's cell No.1 (numbering along laser chain)								
PCP-1-1		Entry polarizer of Pockel's cell No.1							
PCP-1-2		Output polarizer of Pockel's cell No.1							
Amp 19-2		2nd 19	mm ro	d ampl	ifier				
FR-1		Farada	ay isolat	or No.1					
FRP-1-1		Entry	polarize	er of Fai	aday is	solator No.1			

Die berechneten Laserstrahlparameter wie Strahldurchmesser (volle Breite), Strahlquerschnitt, Energie, -flußdichte, Intensität und das B-Integral sind für die einzelnen Komponenten des Lasers in Tabelle 5.12 wiedergegeben. Die Rechnung bezieht sich auf die Verstärkung eines CPA-Pulses. Die Pulslänge wurde mit 1 ns angenommen. Für jede Komponente wurde eine mittlere Intensität angenommen und dann der Absolutwert für das B-Integral berechnet. Linearer und nichtlinearer Brechungsindex wurde Tabelle 4.3 entnommen. Als Laserglas wurde für den 19-1 APG-1, für den 19-2 Qx:Nd und für den 45-Kopf LHG-8 angenommen. Die Verstärkung wurde nach Gleichung 4.13 berechnet. Die verwendeten Abkürzungen sind am Ende der Tabelle erklärt. Wie man sieht, tragen zur nichtlinearen Phasenverzögerung hauptsächlich die Isolatoren (Pockelszellen und Faraday-Isolatoren), der zweite 19-Kopf und der 45-Kopf bei. Dort treten die höchsten Intensitäten auf. Für den Vorverstärker beträgt das B-Integral insgesamt 0,363 rad. Dies ist in Abbildung 5.16 nochmal graphisch verdeutlicht, dort ist die Intensität und das angesammelte B-Integral entlang der Propagationsstrecke im Laser über die jeweilige Komponente aufgetragen. Die Intensität nimmt nach den Verstärkern jeweils sprunghaft zu, bis durch das nächste Teleskop der Strahldurchmesser vergrößert wird. Die höchste Energieflußdichte und Intensität wird nach dem zweiten 19 mm-Kopf erreicht. Daher wurde der nächste Isolator (45-FR) erst nach dem Teleskop plaziert, obwohl dies eine enorme Kostensteigerung bedeutete. Außerdem erkennt man nun gut, daß durch die gewählte Abstufung der Strahldurchmesser und Abfolge der Verstärker die Intensität außerhalb der Verstärker im Mittel etwa gleich bleibt. An Stellen hoher Intensität tragen ebenfalls die Linsen der Teleskope zum B-Integral erheblich bei. Daher wurde die Dicke der Linsen so dünn wie möglich gewählt und gleichzeitig als Vakuum-Fenster verwendet.

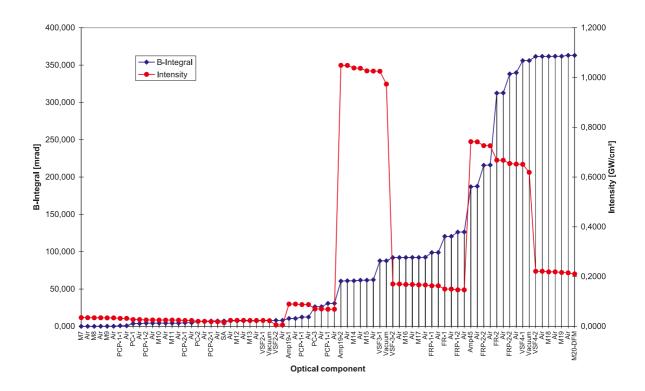


Abbildung 5.16: Berechneter Verlauf der Intensität und des B-Integrals entlang der Komponenten des Vorverstärkers. Isolatoren und Verstärker tragen am stärksten zur nichtlinearen Phasenverzögerung bei.

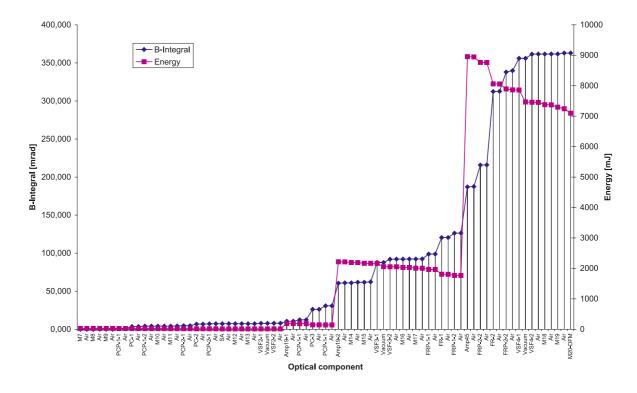


Abbildung 5.17: Berechneter Verlauf der Energie und des B-Integrals entlang der Komponenten des Vorverstärkers.

### 5.4 Numerische Modellierung und Simulation

Beim Design des Vorverstärkers wurden bisher die Parameter des Lasers in einfachen Modellen betrachtet. Um aber eine präzise Voraussage über die Leistung und das Verhalten des Lasers machen zu können, muß man die Strahlausbreitung im Laser genauer analysieren. Zwei Aspekte sind wichtig: zum einen die Kenntnis der geometrischen Strahlausbreitung, zum anderen die Kenntnis der Ausbreitung des elektrischen Feldes der Lichtwelle. Die Untersuchung der geometrischen Strahlausbreitung, die die Brechung der Lichtstrahlen an jeder Oberfläche im Laser berücksichtigt, liefert eine bessere Genauigkeit der tatsächlichen Situation, als die Näherung durch die Gesetze der Gauß-Optik (paraxiale Näherung). Hierfür ist die wichtigste Simulationsmethode die sogenannte Strahl(rück)verfolgung ("Ray Tracing"- RT). RT-Programme sind auf dem Markt zahlreich vertreten; für die Anwendung auf ein System wie PHELIX sind CODE-V (Optical Research Associates), OPTEC (SCIOPT Enterprises), OptiCalc (SOLSTIS), OSLO Pro (Sinclair Optics) und ZEMAX (Focus software) geeignet.

Die Strahlverfolgung ist die wichtigste Methode, um ein makroskopisches, optisches System zu untersuchen. Bei dieser Methode verfolgt man die Ausbreitung von Strahlen in einem Strahlbündel unter Berücksichtigung des Brechungs- und Reflexionsgesetzes (z.T. können auch diffraktive Elemente wie Gitter, etc. beschrieben werden). Jeder Strahl ist im dreidimensionalen Raum durch einen Quellpunkt, von dem er ausgeht, und einem Einheitsvektor, der die Richtung angibt, eindeutig beschrieben. Bei der RT-Methode berechnet man dann den Schnittpunkt mit einer optischen Oberfläche, den Auftreffwinkel und die Länge des Weges, die es vom letzten Punkt bis dorthin zurückgelegt hat ("optical path "). Die weitere Ausbreitung des Strahls von diesem Schnittpunkt aus wird mit Hilfe von Vektor-/Matrixgleichungen berechnet. Ray Tracing läßt sich anwenden, solange die Beugung in einem optischen System vernachlässigt werden kann. Sobald man also in die Nähe des Brennpunktes kommt oder Bauelemente vergleichbar klein mit der Wellenlänge werden, gilt diese Näherung nicht mehr. Es ist eine Methode, um optische Weglängendifferenzen ("Optical Path Difference"- OPD) – also Aberrationen – verschiedener Herkunft zu bestimmen: Die chromatischen Aberrationen rühren von Weglängendifferenzen aufgrund der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge her, räumliche Aberrationen von Störungen der Wellenfront durch Mißplazierung (Verschiebungen, Verkippungen) oder Abweichungen der optischen Elemente von der Idealform. Mit der RT-Methode können Aberrationen quantifiziert und optische Transferfunktionen bestimmt werden. Die Mächtigkeit und Möglichkeiten der Methode können hier nicht vorgestellt werden, sind aber in der Literatur ausführlich besprochen [91, 92]. Einen allgemeinen Überblick und eine gute Einführung findet man bei [64] und [93].

Am PHELIX wird Ray Tracing eingesetzt, um die Position von optischen Elementen zu prüfen, zu berechnen und Quellen für statische Aberrationen im System zu finden und diese Aberrationen so gut wie möglich zu kompensieren. Im Vorverstärker treten Aberrationen hauptsächlich an den Linsen der Raumfilter auf, da diese zum einen verkippt, zum anderen sphärischen Schliff besitzen (vgl. Abb. 5.9). Die Verkippung wird notwendig, um den Vorverstärker kompakt aufzubauen, die Ghostfoci aus dem Strahl herauszulenken, und zu vermeiden, daß optische Komponenten zerstört werden. RT wurde auch dafür verwendet, die Modulations-Transfer-Funktion (MTF) des Vorverstärkers zu bestimmen. Die MTF kann dazu benutzt werden, die Intensitätsverteilung einer Abbildung einer bekann-

ten Intensitätsverteilung in der Objektebene (Zackenapertur) zu bestimmen. Die MTF ist gegeben durch das Verhältnis der Kontraste von Objekt und Bild:

$$MTF = \frac{\text{Bildkontrast}}{\text{Objektkontrast}} = \frac{(i_{max} - i_{min})(I_{max} + I_{min})}{(i_{max} + i_{min})(I_{max} - I_{min})}.$$
 (5.20)

Dabei sind i, I die Intensitäten in der Objekt- bzw. der Bildebene. Der Kontrast ist gegeben durch

$$C = \frac{i_{max} - i_{min}}{i_{max} + i_{min}}. ag{5.21}$$

Für eine bestimmte räumliche Frequenz  $\nu_s$  (Intensitätsmodulation) gilt dann:

$$C_{Bild}(\nu_s) = MTF(\nu_s) \cdot C_{Objekt}(\nu_s). \tag{5.22}$$

Die Phase wird gleichermaßen beschrieben mit Hilfe der Phasentransferfunktion (PTF):

$$\phi_{Bild}(\nu_s) = \phi_{Objekt}(\nu_s) + PTF(\nu_s). \tag{5.23}$$

Die MTF und PTF geben die Übertragungseigenschaften eines optischen Systems wieder. Im Prinzip benutzt man das Fourier-Theorem, das besagt, daß jede physikalische Größe sich aus einer Summe von Sinuswellen verschiedener Frequenz und Phase darstellen läßt. Im Vorverstärker läßt sich die MTF und PTF dazu benutzen, die Übertragungs- bzw. Dämpfungseigenschaften für Aberrationen vorauszusagen und daraus die Parameter für die Auslegung der adaptiven Optik zu gewinnen.

Um mit einem RT-Programm zu arbeiten, muß zunächst das optische System eingegeben werden. Im Vorverstärker genügt es, sequentielles RT zu benutzen, d.h. jede Oberfläche wird in der Reihenfolge behandelt, in der sie sich im System befindet. Zunächst werden alle optischen Flächen mit ihren Parametern wie Krümmungsradius, Art des Materials, Position (Offset), Verkippung etc. eingegeben. Es können auch Oberflächen mit irregulärer Oberfläche beschrieben werden, z.B. durch Zernike-Polynome oder die Seidel-Koeffizienten. Anschließend wird durch Variation von Parametern (z.B. Linsenabstand, Linsenposition) das System entsprechend den Anforderungen optimiert. Dafür gibt es verschiedene Optimierungsmechanismen [94]. Hier sollen nur die Ergebnisse vorgestellt werden.

Um Effekte wie Beugung, Raumfrequenzfilterung, Bandbreitenbegrenzung, Phasenverschiebung, Sättigung usw. im Lasermedium, Kerr-Effekt, Depolarisation usw. zu berechnen, ist die Kenntnis der Amplitude und Richtung des elektrischen Feldes notwendig. Prinzipiell wäre dazu die vollständige Lösung der Maxwell-Gleichungen notwendig. Die Ausbreitung des elektrischen Feldes im Medium wird dann beschrieben durch die nichtlineare Schrödingergleichung (NLS). Um die elektrische Feldverteilung an jedem Ort zu jeder Zeit im Laserstrahl zu kennen und die NLS numerisch zu lösen, wäre eine hohe Diskretisierung mit Schritten von unter einem Zehntel der Wellenlänge und desgleichen in der Zeit unter einem Bruchteil einer Femtosekunde erforderlich. Dies überschreitet bei weitem das Leistungsvermögen moderner Computer. Die notwendige Diskretisierung läßt sich durch Näherungen reduzieren. Sowohl bei Miró [95] ("Mathématiques et informatique pour la resolution de problèmes d'optique", Laser-Propagationsprogramm des CEA-DAM) als auch PROP92 [96] (Laser-Propagationsprogramm des LLNL-DOE) wird die Ausbreitung einer ebenen Welle angenommen; Position, Wellenfrontverkippung und

-verkrümmung werden durch eine Produktentwicklung separiert (diese "paraxiale" Näherung ist für einen Laserstrahl i.A. gut erfüllt) und getrennt behandelt. Die komplexe Einhüllende des elektrischen Feldes wird diskretisiert als Funktion der räumlichen Variablen (x,y) und der Zeit t. Die z-Achse als Propagationsrichtung wird als Variable gewählt, nach der das elektrische Feld mit gebräuchlichen numerischen Methoden der schnellen Fourier Transformation (FFT) entwickelt wird [97]. Der Kerr-Effekt wird als intensitätsabhängige Phasenverzögerung behandelt und erzeugt in Verbindung mit der Beugung Selbstfokussierung, Strahlfilamentierung, etc. Das Lasermedium wird nach Modellen für Festkörper-4-Niveau-Systeme behandelt, die Verstärkung an sich nach Frantz und Nodvik (Gleichung 4.13). Raumfrequenzfilter werden nicht als zusammengesetztes System aus Linse, Lochblende, Linse behandelt, sondern als ein-Element-Transformation unter der Annahme, daß der Strahl am Eintritt kollimiert ist: Die Fourier-Transformierte des elektrischen Feldes wird beschnitten, der Strahl eine negative Strecke (Abbildungslänge des Teleskops) propagiert, um den Vergrößerungsfaktor aufgeweitet und räumlich transversal invertiert. Weiterhin können Aberrationen kleiner Amplitude durch Phasenmasken berücksichtigt werden. Ebenfalls ist es möglich, Phasenrauschen an jeder optischen Komponente einzufügen, wie es in einem wirklichen Laser durch Staubteilchen und Oberflächenfehler verursacht wird. Weitere optische Elemente und deren mathematisch numerische Behandlung können in [97] nachgelesen werden. Der Berechnungsmodus für die Simulation des Lasers muß der Problemstellung jeweils angepaßt werden, ebenfalls die Diskretisierung. Für allgemeine Probleme und kleinere Systeme gibt es ein weiteres, kommerzielles Computerprogramm, GLAD ("General Laser Analysis and Design"). Es ist bei Applied Optics Research erhältlich. PROP92 und Miró sind nur eingeschränkt zugänglich, im Falle von Miró existiert eine kommerzielle Version, die von SOLSTIS vertrieben wird. Im PHELIX-Projekt werden ZEMAX® und Miró eingesetzt.

## 5.4.1 Raytracing Analyse und Optimierung des Vorverstärkers

## 5.4.2 Die Optimierung der Teleskope, Plazierung der Ghostfoci

Die Teleskope sollen im Vorverstärker den Strahltransport von einer zur nächsten Verstärkerstufe übernehmen. Gleichzeitig sollen sie als Raumfrequenzfilter fungieren, was in diesem Kapitel nicht betrachtet werden soll.

Ein Teleskop besteht aus zwei Linsen. Aufgrund der hohen Intensität im Brennpunkt ist es notwendig, das Teleskop zu evakuieren. Um möglichst wenig B-Integral zu erzeugen, kann man die Linsen als Vakuumabschluß verwenden, jedoch läßt sich dann die Länge des evakuierten Teleskops nur schwer justieren, da enorme Kräfte auf Linsen und Linsenhalterung wirken. Es gibt in anderen Laboratorien verschiedene mechanische Lösungen, die z.T. vor dem Aufbau des Vorverstärkers getestet wurden. Sie haben sich als instabil und schwierig zu justieren erwiesen, zudem sehr kostenintensiv. Da die F-Zahlen der Eingangslinsen aller Teleskope (daher) groß gewählt wurden, bedeutet dies für einen Gauß-Strahl, daß die Strahltaille im Brennpunkt  $w_0$  verhältnismäßig lang ist. Die Länge des Brennpunkts, auch Tiefenschärfe ("depth of focus") oder konfokaler Parameter genannt, ist die doppelte Länge der Strecke, in dem sich die Fläche des Brennpunktes gerade verdoppelt hat, d.h. der Radius um 1,41 zugenommen hat:

DOF = 
$$2z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \stackrel{4.73}{=} 9,352 \cdot \lambda F_{\sharp}^2$$
. (5.24)

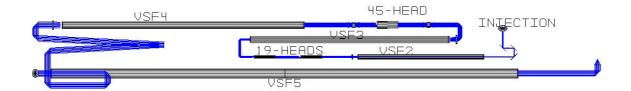


Abbildung 5.18: ZEMAX-Drahtmodell des Vorverstärkers mit gerader Anordnung der optischen Komponenten (keine Verkippungen). Das Modell zeigt einen früheren Entwurf des Vorverstärkers, bei dem die Pulsbeschneidungseinheit (Pulse cleaning) noch nicht vorhanden ist und das VSF5 in einer zweiten Ebene oberhalb des Tisches verläuft. Dies war zunächst aus Platzgründen vorgesehen. Der Puls wird bei "injection" in den Vorverstärker eingeschossen. Nach der Aufweitung im Raumfrequenzfilter VSF2 wird er in den 19 mm Laserstäben verstärkt ("19-Heads"). Nach erneuter Aufweitung in VSF3 durchläuft er den Faraday-Isolator und den 45 mm Verstärkerkopf. VSF4 und VSF5 transportieren den Strahl dann zum Hauptverstärker.

Für das Teleskop VSF2 beträgt die F-Zahl 61, für VSF3 ca. 43, für VSF4 ca. 32, für VSF5 29 bezogen auf Gauß-Strahlen. Die zugehörigen Tiefenschärfen sind: 36,0 mm, 17,7 mm, 9,83 mm und 8,4 mm. Die Lochblende läßt sich daher genügend genau im Bereich der Tiefenschärfe montieren, so daß eine weitere Justierung nicht mehr nötig ist. Um den Strahl zu kollimieren, muß jedoch die Teleskoplänge einstellbar sein, die sich geringfügig in Abhängigkeit des Innendrucks des Teleskops ändert. Also wurde geplant, die Eintrittslinse, an der eine hohe Intensität herrscht, als Vakuumabschluß zu verwenden, die zweite Linse außerhalb des Teleskops zu plazieren und ein Fenster unmittelbar davor als Vakuumfenster einzubauen. Damit bleibt das B-Integral klein und die äußere Linse läßt sich sehr einfach verschieben und verkippen.

Nun ordnet man alle Teleskope an ihren Positionen hintereinander an und fügt die Verstärkerstäbe hinzu. Da diese mit einem Keil von 1° angeschnitten sind, muß der Strahlversatz berücksichtigt werden. Im Falle der zwei 19 mm-Köpfe läßt sich der Strahlversatz durch symmetrische Anordnung kompensieren. Abbildung 5.18 zeigt eine Vorstufe des endgültigen Entwurfes des Vorverstärkers. Linsen und Fenster sind in den Teleskopen noch nicht verkippt, so daß Ghostfoci bei diesem Aufbau eventuell zu Zerstörungen führen könnten, da sie im Strahl und auf Komponenten liegen. Zunächst sollen jedoch die Aberrationen der Teleskope, die durch die Linsen verursacht werden, berechnet werden. Dazu werden die Längen der Teleskope jeweils einzeln optimiert, indem die Ausgangslinse verschoben wird, bis die absolute Wellenfrontverzerrung minimal ist. Es wird versucht, die von Eintrittsund Austrittslinse erzeugten Aberrationen des jeweiligen Teleskops gegeneinander so gut wie möglich zu kompensieren. Da sphärische Linsen verwendet werden und somit die erzeugte Phasenfrontstörung ausschließlich sphärische Aberration ist, wäre aufgrund der symmetrischen Anordnung der Linsen eine vollständige Kompensation denkbar. Da die Linsen aber unterschiedliche Krümmungsradien besitzen, ist eine vollständige Kompensation nicht möglich. Als Optimierungsparameter wurde die Kollimation gewählt, d.h. eine minimale Defokussierung. Abbildung 5.19 zeigt zwei Darstellungen der optischen Weglängendifferenz (Phasenfrontstörung, OPD - vgl. Gleichung 4.78) im Laserstrahl, der durch den Vorverstärker mit gerade angeordneten Optiken, d.h. Linsen und Fenster der Teleskope sind nicht verkippt, propagiert. Man erkennt einen Rest von sphärischer Aberration,

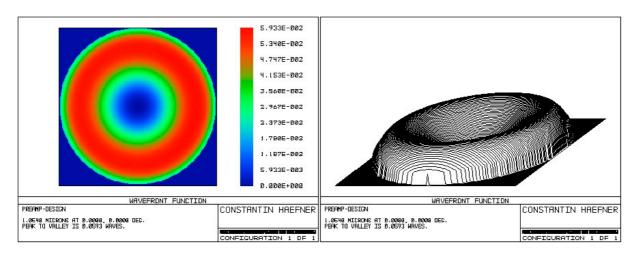


Abbildung 5.19: Darstellung der Phasenfrontstörungen (OPD) durch sphärische Aberrationen der Teleskoplinsen im Vorverstärker. Der Spitze-Spitze-Wert (Peak-To-Valley) beträgt  $0,059 \lambda$ . Die Farbkodierung ist in Einheiten der Wellenlänge.

Peak-To-Valley (PTV) ist  $0.06 \lambda$ , also etwa 1/17 einer Wellenlänge. Das ist sehr klein und fast nicht meßbar. Es ist anzunehmen, daß die statischen Aberrationen durch Fertigungsfehler von Linsen, Spiegeln, Laserstäbe, etc. deutlich größer ausfallen.

Durch Fresnel-Reflexion an den Fenstern kann bei genügend großem Verstärkungsfaktor durch mehrfache Reflexionen an Fenstern und Linsen ein Resonator entstehen. Auch müssen Reflexionen zwischen planarer Seite der Plankonvex-Linse und dem Fenster vermieden werden. Daher müssen die Fenster verkippt werden, um reflektiertes Licht aus dem Laser zu lenken. Trifft jedoch ein divergenter oder konvergenter Strahl auf eine schräg stehende, planparallele Glasplatte, so entsteht durch die unterschiedlichen Wegstrecken, die die Strahlen jeweils im Glas laufen, Astigmatismus. Mit ZEMAX läßt sich nun berechnen, wie groß dieser Effekt ist, bzw. welcher Verkippungswinkel optimal ist. Abbildung 5.20 zeigt das Ergebnis. Dort ist der Spitze-Spitze Wert ("peak-to-valley "- PTV) über den Verkippungswinkel aufgetragen. Nimmt dieser zu, wächst die Wellenfrontverzerrung, nämlich der Astigmatismus, quadratisch an. Im Bereich von 0-3° ist die Änderung sehr klein. In der Simulation wurde der Strahlversatz durch die Glasplatte berücksichtigt und die Linse dementsprechend verschoben, so daß sie zentrisch getroffen wird. Andernfalls kommt insbesondere bei kleinen Winkeln noch Coma hinzu, für große Winkel dominiert der astigmatische Term.

Verkippt man nun alle Austrittsfenster der Teleskope im Vorverstärker um 2°, muß man die Längen der Teleskope geringfügig anpassen, da die optische Wegstrecke im Glas zunimmt und sich die effektive Brennweite der Linse dadurch ändert. Erneute Berechnung der Wellenfrontstörung ergibt  $1/15~\lambda$ , eine Verschlechterung um ca. 13%. Die dazugehörigen OPD-Diagramme sind in Abbildung 5.21 gezeigt. Im Vergleich dazu sind die Oberflächen der Optiken (Spiegel, Linsen) PTV > 63,3 nm spezifiziert, entsprechend  $\lambda/16$ . Als nächsten Punkt gilt es, die Lage der Ghostfoci zu untersuchen. Die Positionen bei gerade ausgerichteten Linsen wurden bereits mit den ABCD-Strahlmatrizen berechnet (vgl. Tabelle 5.7). An der Austrittslinse der Teleskope treten primär zwei Ghostfoci in Vorwärtsrichtung (Strahlrichtung) auf: der eine durch zweifache Reflexion innerhalb der Linse, der andere durch einfache Reflexion an der gekrümmten Seite der Linse und erneu-

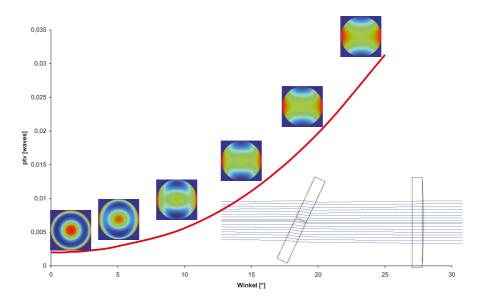


Abbildung 5.20: Erzeugte Aberrationen durch Verkippen einer planparallelen Platte im divergenten Strahl am VSF2. Aufgetragen ist der Spitze-Spitze (PTV) Wert gegen den Winkel der Verkippung. Der Astigmatismus nimmt quadratisch mit dem Winkel zu. Die kleinen eingezeichneten Bilder zeigen jeweils das 2D-Bild der Phasenfront.

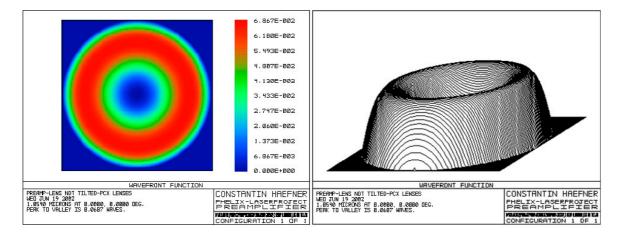


Abbildung 5.21: Darstellung der Phasenfrontstörungen (OPD) durch sphärische Aberrationen der Linsen und astigmatische Beiträge der um 2° verkippten Austrittsfenster im Vorverstärker. Sonst wie Abbildung 5.19

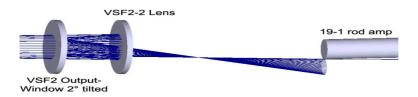


Abbildung 5.22: Reflexion des Ghostfocus 1. Ordnung der VSF2-2 Linse am Austrittsfenster. Durch Verkippen des Fensters um 2° werden Strahlen des Ghostfocus aus dem Laser ausgelenkt.

te Reflexion an der Oberfläche des Austrittsfensters, was durch nochmaliges Durchlaufen der Linse zu einem weiteren Ghostfocus führt. Diese Situation ist in Abbildung 5.22 dargestellt. Durch Verrücken des Stabverstärkers auf eine Distanz von 195 mm Abstand zur VSF2-2 Linse und Verkippung des Austrittsfenster um 2° wird erreicht, daß keine Reflexion in den Stabverstärker zur weiteren Verstärkung gelangt. Als Mindestabstand zwischen Fenster und Linse wurden 6 cm festgelegt; im aktuellen Entwurf und Aufbau sind es nunmehr ca. 10 cm. Ähnlich verhält es sich an der Austrittslinse von VSF3.

Nun gilt es noch, die Ghostfoci der Eintrittslinsen der Teleskope zu untersuchen. Die kritischen Punkte sind die Eintrittslinsen von VSF3 und insbesondere VSF4, da dort der 45-Kopf, die beiden Faraday-Isolatoren und das VSF4 in einer Reihe stehen (Vermeidung zusätzlicher optischer Komponenten an Stellen großer Intensität im Vorverstärker). Daher soll exemplarisch die Situation an der Eintrittslinse des VSF4 vorgestellt werden. Die Brennweite des Ghostfocus 1. Ordnung von VSF4 beträgt nach Gleichung 5.7 60 cm mit einer Divergenz von 2,3°. Die Strecke zwischen VSF4 und Faraday-Isolator (Gehäuse) beträgt ca. 65 cm. Durch den Faraday-Isolator nach dem 45-Kopf wird die Rückreflexion um den Faktor 800 gedämpft, so daß die Energie bei Wiedereintritt in das Lasermedium nur noch 100 µJ beträgt. Da der Isolator jedoch zu dicht am Ghostfocus ist, kann er zerstört werden. Die Zerstörschwelle liegt bei ca. 9  $\rm J/cm^2$  für einen 10 ns langen Puls. Die Annahme, daß ca. 1% von 20 J (Fresnel-)reflektiert werden und der Skalierung der Zerstörschwelle auf einen 1 ns langen Puls liefert eine Gefährdungszone von  $\pm$  11 cm um den Ghostfocus. Mit der konservativeren Bedingung, daß man mit der Flußdichte um den Faktor 3 unter der Zerstörschwelle bleiben möchte, verlängert sich die Zone dementsprechend auf 11  $cm \cdot \sqrt{3} = \pm 19cm$ , d.h. der Mindestabstand zwischen FR und VSF4 müßte 79 cm betragen. Zudem liegt der Fokus im Pulszug (10 ns entsprechen 3 m). Bei kurzen Pulsen ergibt sich außerdem eine Gefährdung durch den Kerr-Effekt, der eine weitere Ausehnung der Zone bewirken kann. Um diese Risiken auszuschließen, ist es notwendig, den Rückreflex aus dem Strahlengang auszulenken. In Abbildung 5.23 ist der Strahlengang zwischen 45-Kopf und der Eintrittslinse des VSF4 dargestellt. Der Abstand zwischen dem Polarisator und der Linse beträgt 79 cm. Durch Verkippen der Linse wird der Rückreflex von der optischen Achse abgelenkt. Dargestellt sind die Winkel 0°, 1° und 2°. Bei 1° streift der Rückreflex noch den Polarisator, bei 2° nicht mehr. Es wäre auch ein Winkel zwischen 1° und 2° denkbar; da aber eine 2°-Verkippung der Linsen an allen Eintrittslinsen der Teleskope als sicher erachtet wird und zudem die Austrittsfenster auch um 2° verkippt sein müssen (s.o.), wurde dieser Winkel als Standard gewählt, um damit die Herstellung der Linsen-/Fensterfassungen an den Teleskopflanschen zu vereinfachen (Kostenreduzierung). Durch die Verkippung der Linsen werden wieder Störungen der Phasenfront erzeugt, vor-

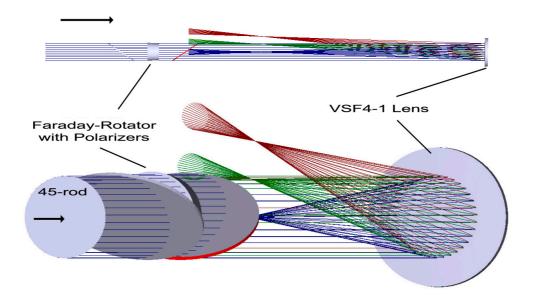


Abbildung 5.23: Ablenkung des Ghostfocus der VSF4-1 Linse. Das obere Bild zeigt den Blick auf den zweiten Faraday-Isolator und die VSF4-Eintrittslinse von der Seite, das untere aus einem Blickwinkel 10° von der optischen Achse entfernt. Dargestellt sind mehrere Situationen mit verschiedenem Kippwinkel der Linse. Die blauen Strahlen markieren den einlaufenden Laserstrahl und die Reflexion unter 0°. Die grün und rot gezeichenten Strahlengänge gelten für Verkippung um 1° bzw. 2°.

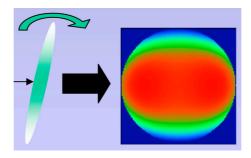


Abbildung 5.24: Das Verkippen einer Linse führt zu Phasenfrontverzerrungen, in der Hauptsache zu Astigmatismus.

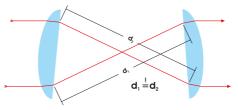


Abbildung 5.25: Prinzip der Kompensation von Phasenfrontstörungen einer ersten Linse durch eine zweite im Teleskop.

nehmlich Astigmatismus (Zylinderwirkung durch Schrägstellung der Linse) und Coma (optische Achse ist mit Zentrierungsachse der Krümmungsradien nicht mehr identisch). Dies ist in Abbildung 5.24 verdeutlicht. Der PTV-Wert der Wellenfrontverzerrung beträgt für eine einzelne verkippte Linse im VSF2 bei  $0.5^{\circ}$  ca.  $0.06 \lambda$ , bei  $1^{\circ}$  ca.  $0.11 \lambda$ , bei  $1.5^{\circ}$  ca.  $0.21 \lambda$  und bei  $2^{\circ}$  ca.  $0.34 \lambda$ . Die Verzerrung ist also erheblich. Durch geschicktes Verkip-

**Tabelle 5.13:** Ergebnis der Optimierung der Wellenfront durch Kompensation von Aberrationen mit Hilfe des Neigens von Linsen in den Teleskopen. ROC bezeichnet den Krümmungsradius der Linse.

	Achse	Tilt VSFx-1	ROC (mm)	Tilt VSFx-2	ROC (mm)	Länge (mm)
VSF1	X	$+0^{\circ}$	-103,0	-0,1°	515,2	813
VSF2	у	$+2^{\circ}$	257,5	$-1,45^{\circ}$	515,2	1451
VSF3	X	-2°	360,6	$+2,\!27^{\circ}$	764,6	2310
VSF4	у	-2°	539,7	$+0,\!00^{\circ}$	854,5	2978

pung der Ausgangslinse läßt sich ein Teil der Wellenfrontverzerrung wieder kompensieren, jedoch nicht die gesamte, da die Linsen im Vorverstärker unterschiedliche Krümmungsradien besitzen. Um die OPD zwischen den Strahlen oberhalb und unterhalb der optischen Achse zu kompensieren (in der Ebene betrachtet, die durch optische Achse und Flächennormale der Linse aufgespannt wird), müssen die Linsen zueinander geneigt werden, da die Strahlen jeweils durch den Brennpunkt gehen und sich das Bild umkehrt (vgl. Abbildung 5.25). Dabei kann jeweils nur in eine Richtung (z.B. horizontal oder vertikal) kompensiert werden. Ebenfalls sollen die Aberrationen der Austrittsfenster optimiert werden. Indem man nun die Achse, um welche die Linse verkippt wird, jeweils um 90° in der Transversalebene von Teleskop zu Teleskop dreht, lassen sich bei vier Teleskopen im Idealfall alle astigmatischen Aberrationen kompensieren.

Die Berechnung der Verkippungswinkel der Austrittslinsen der Teleskope bzw. die Optimierung der Wellenfront läßt sich mit ZEMAX durchführen: Zunächst wurden in den Teleskopen die Eintrittslinsen und die Fenster um 2° verkippt, wobei diese parallel zueinander sind, um Mehrfach-Reflexionen zwischen Austrittslinse und -fenster zu vermeiden. Der PTV-Wert der Wellenfrontverzerrung beträgt so 0,46  $\lambda$ . Dann wurde jedes einzelne Teleskop durch Variation des Kippwinkels der Austrittslinse so optimiert, daß der Strahl optimal kollimiert ist und möglichst geringfügige Phasenfrontstörungen aufweist. Damit läßt sich die Wellenfrontverzerrung auf einen PTV-Wert von  $0.17 \lambda$  reduzieren; nach Seidel (vgl. Kapitel 4.6.5) beträgt der Astigmatismus 0,19  $\lambda$ . Nun rotiert man die Kippachsen der Eintrittslinsen von VSF2 - VSF4 jeweils um 90°; das Galilei-Teleskop (trotzdem als VSF1 bezeichnet) besitzt eine kurzbrennweitige, negative Linse als Eintrittslinse und ist daher gegenüber Verkippung sehr empfindlich, so daß hier nur die Austrittslinse geneigt wird. VSF5 wird von den Berechnungen ausgeschlossen, da erstens VSF5 und VSF6 sich gegenseitig kompensieren sollen, und da zweitens sich nach dem VSF4 der adaptive Spiegel und der Wellenfrontsensor befinden. Da man vermeiden möchte, daß der adaptive Spiegel die statischen Aberrationen der Teleskope korrigiert, muß die auf dem adaptiven Spiegel auffallende Wellenfront so plan wie möglich sein.

In Tabelle 5.13 sind die Ergebnisse der Optimierungsprozedur aufgeführt. Die Drehachse, um die die Linse jeweils geneigt wird, ist mit x oder y bezeichnet, wobei die x- bzw. y-Achse orthogonal zueinander und zur z-Ache sind, die der optischen Achse des Systems identisch ist. Die Eintrittslinsen sind jeweils um 2° geneigt. Die Austrittslinse des VSF4 ist nicht gekippt, da sie gerade stehen muß, um durch eine beugungsbegrenzte Lochblende

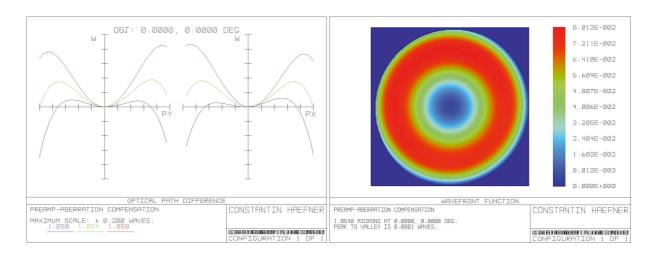


Abbildung 5.26: Resultat für die Optimierung des Vorverstärkers mit ZEMAX. Der linke Graph zeigt den Verlauf der OPD für drei verschiedene Wellenlängen (blau-1050 nm, grün 1054 nm, rot 1058 nm) entlang eines x- bzw. y-Schnittes. Das rechte Bild zeigt die 2D-Darstellung der OPD.

(entsprechend der Größe der Airy-Scheibe) eine plane Referenzwellenfront für den Wellenfrontsensor der adaptiven Optik erzeugen zu können. Die Eintrittslinsen kompensieren sich bereits zu einem Teil gegenseitig. Der Neigungswinkel der Austrittslinse von VSF1 ist sehr klein, so daß eine Justage in der Praxis kaum (exakt) möglich ist (Winkel liegt im Bereich der Montageungenauigkeiten). Die anderen Neigungswinkel fallen dagegen größer aus. Nach der Optimierung beträgt die Wellenfrontverzerrung PTV=0,08  $\lambda$  und wird ausschließlich von sphärischer Aberration dominiert, die sich durch die unterschiedlichen Krümmungsradien nicht kompensieren läßt.

In Abbildung 5.26 ist das Ergebnis der Optimierung dargestellt. Das linke Bild zeigt den Verlauf der optischen Weglängendifferenz (OPD) für einen Schnitt entlang der x- bzw. y-Achse für drei verschiedene Wellenlängen. Die zentrale Wellenlänge, 1054 nm, grüne Kurve, weist die kleinste Phasenfrontstörung auf, da der Vorverstärker dafür optimiert wurde. Die maximale Bandbreite an der Injektion in den Vorverstärker beträgt ±8 nm, so daß die OPD für zwei weitere Wellenlängen, 1050 nm und 1058 nm berechnet wurden. Wie zu erwarten, nehmen die chromatischen Aberrationen zum Strahlrand hin zu. Die OPD beträgt für alle Wellenlängen  $0.16 \lambda$  und ist damit doppelt so groß, wie für die Zentralwellenlänge Das heißt, daß die maximale Phasenverzögerung aufgrund chromatischer Aberrationen zwischen einem Strahl mit 1050 nm und einem mit 1058 nm Wellenlänge  $0.16 \lambda$  beträgt. Dies führt zu einer geringfügigen Umstrukturierung des CPA-Pulses. Es ist jedoch zu bedenken, daß 8 nm Bandbreite das Extrem darstellt und im Experiment kaum erreicht wird. Es ist also von deutlich kleineren Werten auszugehen. Weiterhin läßt sich jenseits der Zentralwellenlänge eine Asymmetrie entlang der x- bzw. y-Achse erkennen, die durch den unterschiedlichen Brechungsindex für die einzelnen Wellenlängen und die daraus unterschiedlichen Auftreffwinkel auf die Linsen begründet ist.

Mit der 4-Teleskope-Kompensationsmethode wurde erreicht, daß die statischen Aberrationen, die durch beabsichtigte Mißjustage von Optiken verursacht wurden, kompensiert und die restliche Wellenfrontverzerrung vergleichbar der maximal zugelassenen Oberflä-

chenfertigungsfehler einer einzelnen, optischen Komponente ist.

#### 5.4.3 Simulation und Optimierung des Vorverstärkers mit Miró

Die Modellierung des PHELIX-Vorverstärkers mit Miró soll zum einen der Überprüfung der Designparameter, die aus den einfachen Modellen gewonnen wurden (siehe Kapitel 5.3.2.1), dienen. Zum anderen können unter Einbezug des räumlichen und zeitlichen Pulsverlaufes, den Verstärkungsprofilen, der Beugung, der Raumfrequenzfilterung und des Kerr-Effekts Voraussagen über die Leistungsfähigkeit des Systems gemacht werden. Anhand dieser Simulation kann dann das System optimiert bzw. die Auswirkung von Änderungen im Aufbau oder von Parametern getestet werden.

Zunächst wurde das Lasersystem mit Hilfe der grafischen Benutzerschnittstelle von Miró eingegeben. Miró besitzt eine im Programm integrierte Bibliothek von optischen Komponenten mit typischen Parametern, wie sie am LIL in Frankreich relevant sind. Diese Parameter mußten teilweise angepaßt werden. Für Pockelszellen, Faraday-Isolatoren, Linsen, Fenster, etc. wurden die Werte der Hersteller der einzelnen Komponenten verwendet, wie sie in den Tabellen 4.3 und 5.5 aufgeführt sind, die Propagationslängen wurden den Tabellen 5.11 und 5.12 entnommen. Um die Beiträge von lokalen Phasenfrontstörungen durch Staub, etc. zu berücksichtigen, wurde das integrierte Modell zufälliger Phasenfluktuationen [97] verwendet und alle optischen Oberflächen des Lasersystems berücksichtigt. Die Laserglasdaten wurden Tabelle 5.5 entnommen. Bei den im folgenden beschriebenen Simulationen wurde immer von einem System ausgegangen, das in den Verstärkerstufen die Lasergläser APG-1 (19-1-Kopf), Qx:Nd (19-2-Kopf) und LHG-8 (45-Kopf) verwendet. Die Simulation des Vorverstärkers mit Miró läßt sich in drei Stufen unterteilen:

- 1. Die räumlich eindimensionale Simulation der Laserkette, um Energie, Intensität und B-Integral mit den Ergebnissen aus Kapitel 5.3.3 zu vergleichen.
- 2. Die 3D-Simulation der Pulsformung durch Zackenapertur und VSF2, d.h. Einbezug des Intensitätsprofils des fs-Front-end, Beugungseffekten und der Raumfrequenzfilterung. Schließlich werden die Verstärkungsprofile der Stabverstärker einbezogen.
- 3. Simulation des gesamten Vorverstärker Lasersystems mit den vorher bestimmten, optimierten Parametern und der Berücksichtigung von Raum- und Zeitstruktur des Laserpulses.

#### 5.4.3.1 Miró 1D-Simulation

In Abbildung 5.27 ist die Laserkette des Vorverstärkers dargestellt, wie sie in Miró eingegeben wird. Jedes Quadrat stellt ein optisches Element dar und ist durch einen Satz von 6 bis 28 Parametern charakterisiert. Die Berechnung beginnt bei "Source", die das Signal zur Verstärkung für den Vorverstärker liefert. Sie erzeugt einen Laserpuls, der etwa dem am Ausgang des Ringverstärkers im fs-Front-end identisch ist. Sofern nichts Weiteres angegeben ist, wurde ein Gauß-Puls in Raum und Zeit mit 2,4 mm FWHM Durchmesser bzw. 1,6 ns FWHM Länge, einer Energie E=30 mJ, der Zentralwellenlänge  $\lambda$ =1054 nm und einer horizontaler Polarisation (bzgl. des optischen Tisches) angenommen. Zwischen den einzelnen Komponenten befindet sich jeweils eine Strecke, Propagator genannt, die

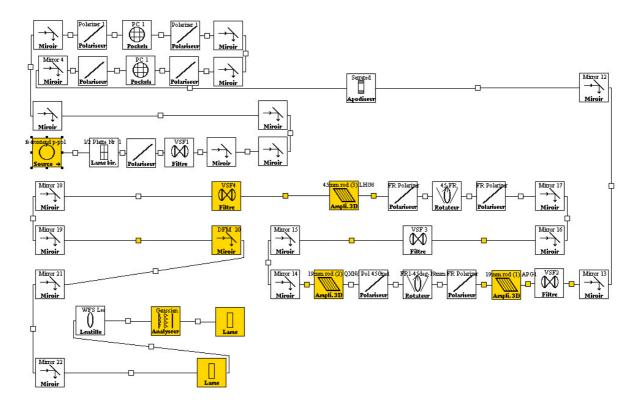


Abbildung 5.27: Laserkette des Vorverstärkers in der Eingabe-Darstellung von Miró. Der Simulation beginnt bei Source. Gelb markierte Komponenten erzeugen einen besonderen Ergebnisdatensatz. Weitere Erläuterungen im Text.

den Strahltransport von Komponente zu Komponente übernimmt. Zunächst wurde für die Strahlformung eine runde Lochblende mit einem Durchmesser von 8 mm vor das VSF2 gesetzt. Der Verstärkungsfaktor für die 1D-Simulation, bei der das Verstärkungsprofil homogen über den Stabquerschnitt betrachtet wird, wurde mit 12 für den 19-1-Kopf, 15 für den 19-2 Kopf und 8 für den 45-Kopf angenommen. Die Lochblenden in den Teleskopen wurden nicht berücksichtigt. Die Ergebnisse wurden in der Bildebene der Apertur am Ort des adaptiven Spiegels, hier als DFM 20 gekennzeichnet, aufgenommen. Nachfolgende Komponenten dienen für spätere Analysen der Wellenfront.

Abbildung 5.28 zeigt den mit Miró berechneten Intensitätsverlauf und das angesammelte B-Integral entlang der Laserkette im Vorverstärker. Man erkennt die 3 Verstärkerstufen (component number 12, 23, 43), bei denen die Intensität jeweils sprunghaft zunimmt. Die erreichten Spitzenintensitäten von ca. 1 GW/cm² stimmen in etwa mit der Voraussage aus Kapitel 5.3.3 überein. Die erreichte Energie am Laserausgang ist nach Miró 12,5 J, während sie nach Tabelle 5.12 nur bei 7,1 J liegt. Der Unterschied erklärt sich aus der Tatsache, daß Miró in der 1D-Simulation mit einem zeitlich stufenförmigen Puls rechnet. Die Summe des B-Integrals beträgt nach Miró 0,373 rad und 0,363 rad nach Tabelle 5.12.

#### 5.4.3.2 Simulation und Optimierung der Strahlformung mit Miró

Zur Berechnung der Strahlformung ist zunächst die Anpassung der Lochblendengröße im Raumfrequenzfilter VSF2 notwendig. Eine Simulation zur Bestimmung der Größe der

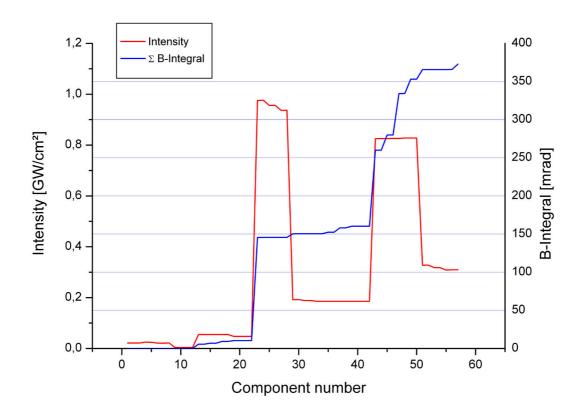


Abbildung 5.28: Verlauf von Intensität und B-Integral entlang der Laserkette nach einer 1D-Simulation mit Miró. Die Verstärkungsprofile wurden als konstant über den Strahlquerschnitt angenommen. Die Kompontenzahl bezeichnet die Abfolge der Oberflächen in Miró.

Zackenapertur und Lochblende ist sehr umfangreich: Miró beherrscht zwar einen Rechenmodus, in dem man das gewünschte Profil am Ausgang des Lasers eingibt und dann zum Eingang zurückrechnet, jedoch werden dabei Beugungseffekte nicht berücksichtigt. Die Pulsformung durch Beugung an einer Zackenapertur in Kombination mit einem Raumfrequenzfilter läßt sich daher nur durch normale Propagation durch die Laserkette unter Variation der entsprechenden Parameter simulieren. Miró bietet die Möglichkeit, die Simulation mehrfach zu durchlaufen und einen oder zwei Parameter dabei über einen vom Benutzer einzugebenden Bereich mit einer zu bestimmenden Schrittweite zu variieren. Das Vorgehen ist wie folgt: Man berechnet nach der in Kapitel 5.3 beschriebenen Methode eine Zackenapertur. Dies geschieht mit einem in Mathematica geschriebenen Programm, das eine Miró-kompatible Datei erzeugt, die dann an der Stelle der Zackenapertur eingelesen und verarbeitet wird. Für die Lochblende im VSF2 berechnet man ebenfalls nach der analytischen Formel (vgl. Gleichung 5.17) eine Größe, um die herum man dann einen Variationsbereich definiert. Über diesen Bereich läßt man Miró in mehrfachen Durchläufen die Blendengröße verändern und nimmt dabei jeweils die Modulationsrate und transmittierte Energie auf. Die Modulationsrate ist ein Maß dafür, wie sehr das Strahlprofil von einem Referenzstrahlprofil abweicht. Miró verwendet standardmäßig ein flat-top Profil, daher muß zunächst ein neues Referenzprofil angelegt werden. Dieses läßt sich durch einen Trick mit Miró selbst erzeugen: Man propagiert den Gauß-Strahl

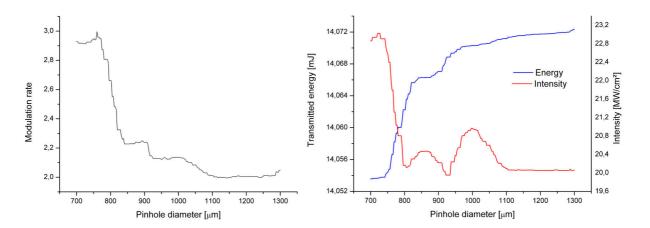


Abbildung 5.29: Dimensionierung der Lochblendengröße im VSF2 zur Strahlformung in Kombination mit der Zackenapertur. Das linke Diagramm zeigt den mit Miró berechneten Verlauf der Modulationsrate in Abhängigkeit des Durchmessers der Lochblende im VSF2; die rechte Grafik zeigt die transmittierte Energie und Intensität in Abhängigkeit vom Lochblendendurchmesser. Die Intensität ist durch Änderung des Strahlquerschnitts vermittels der durch die Lochblende stärker moduliert.

durch eine Lochblende, deren Durchmesser mit der äußeren Apertur der Zackenapertur gleich ist. Als Referenzprofil verwendet man den Schattenwurf, also die Intensitätsverteilung in einer Ebene direkt nach der Lochblende mit Propagationsdistanz Null. Betrachtet man dann die Modulationsrate über den Lochblendendurchmesser im Raumfrequenzfilter, dann nimmt sie zunächst mit wachsendem Durchmesser ab (Lochblende außerhalb der räumlichen Grundmode des Strahls) und dann wieder zu (höhere Raumfrequenzen können die Lochblende passieren). Für die Simulation sind folgende Parameter zu wählen: Räumliche Diskretisierung mindestens 2048x2048 Punkte², zeitliche Diskretisierung 8 Punkte und Parameter-Diskretisierung 200 Punkte³. Die Parameter wurden nach Tabelle 5.9 für eine Zackenapertur mit 72 Zähnen in Dreieckgeometrie gewählt, da sich die Zähne mit einem Laserschneidegerät gerade noch anfertigen lassen. Die erste Simulation zeigte, daß die nach der analytischen Formel berechnete Lochblende mit 600 μm zu klein ist und im Strahl Beugungsringe verursacht. Daher wurde der Variationsbereich auf 700-1300 μm verschoben und in 3 μm Schritten abgetastet.

Wie man Abbildung 5.29 entnehmen kann, sinkt die Modulationsrate drastisch mit zunehmendem Durchmesser der Lochblende ab, um dann bei ca. 1,3 mm Durchmesser wieder anzusteigen. Dies hängt damit zusammen, daß die durch die Zackenapertur höher erzeugten Raumfrequenzen durch die Lochblende passieren können. Die Energie steigt nur unwesentlich an (man beachte den Maßstab), was daran liegt, daß in die hohen räumlichen Moden nicht sehr viel Energie übertragen wird. Die Intensität ändert sich bei der Zunahme des Durchmessers der Lochblende von 700 auf 1300 µm um ca. 10 %. Dies hängt mit dem Strahlquerschnitt zusammen, der sich durch die Größenänderung der Lochblende ebenfalls ändert, da die Beugungswinkel schwanken. Als Durchmesser wurde nun 0,85 mm gewählt, da um diesen Wert herum die Modulationsrate sich nicht stark

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Bei größeren Schrittweiten treten Modulationen durch die Diskretisierung in Erscheinung.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Ein Durchlauf dauert auf einem PC mit DUAL-PIII-1 GHz-Prozessor und 2 GB RAM etwas mehr als eine Stunde und ist von der Komplexität der Zackenapertur abhängig. Die gesamte Simulation dauert daher einige Tage.

Tabelle 5.14: Nach versch	iedenen Methoden	und Kriterien	berechnete	Durchmesser	der	Loch-
blenden in den Raumfiltern	im Vergleich. Det	ails siehe Text.				

	Airy-	Max.Durchmesser	Mit FFT des	Miró
	Funktion	Dämpfung	$\operatorname{Strahlprofils}$	optimierter
	0. Ordnung	nichtlin.Verstärk.	Mindestdurchm.	Durchmesser
Teleskop	mm	mm	mm	mm
VSF2	0,16	0,66	(0,50)	0,85
VSF3	0,11	1,52	$0,\!44$	1,17
VSF4	0,08	$2,\!85$	$0,\!37$	2,20

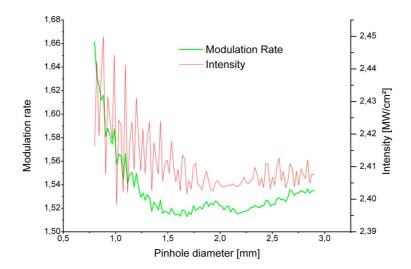


Abbildung 5.30: Die Grafik zeigt den Verlauf der Modulationsrate und der transmittierten Intensität in Abhängigkeit des Durchmessers. Die Modulationsrate sinkt mit zunehmendem Durchmesser, nimmt aber bei ca. 2,2 mm wieder zu. Man beachte die unterschiedliche Skalierung im Vergleich zu Abbildung 5.29. Die Modulation der Intensität ist um eine Größenordnung kleiner als beim VSF2.

ändert. Gleiches gilt für die Intensität. Das benachbarte Minimum wäre zwar günstiger, aber es ist nur sehr schmal und man muß davon auszugehen, daß durch Fertigungsfehler und Materialablation beim Laserbetrieb die Lochblende nicht genau die berechnete Größe besitzt bzw. diese leicht ändert. Der mit Miró ermittelte Wert von 0,85 mm liegt etwas höher als zur Unterdrückung nichtlinearer Verstärkung notwendig ist. Da aber an dieser Stelle im System die Intensität und das zuvor erzeugte B-Integral noch sehr gering ist, ist ein Überschreiten des Maximaldurchmessers als unkritisch anzusehen. Nach der Abbildung erscheint ein Wert um 1,1 mm noch geeigneter, jedoch ist dieser Wert noch weiter von dem Durchmesser entfernt, der zur Abschneidung der sich am stärksten nichtlinear verstärkenden Raumfrequenz notwendig ist (vgl. Tabelle 5.8).

Die gleiche Simulation wurde für die anderen Teleskope analog durchgeführt 5.30. In Tabelle 5.14 sind die Ergebnisse der mit Miró berechneten Durchmesser der Lochblenden

für die Raumfrequenzfilter innerhalb des Vorverstärkers aufgeführt und mit den bisher in dieser Arbeit diskutierten Werten verglichen. In der ersten Zahlenspalte ist zunächst zum Vergleich der Durchmesser eines fokussierten Gauß-Strahls angegeben (Beugungslimit). In der zweiten Spalte sind die maximalen Durchmesser aufgeführt, die gerade noch die Raumfrequenzen unterdrücken, die sich aufgrund des Kerr-Effekts bevorzugt verstärken. In der dritten Spalte ist mit Ausnahme von VSF2 der Mindestdurchmesser angegeben, der notwendig ist, um ein Flat-top Strahlprofil zu transmittieren. Im Falle des VSF2 ist der Durchmesser angegeben, der sich nach Gleichung 5.17 berechnet, um die Modulationen der Zackenapertur herauszufiltern. Die letzte Spalte gibt schließlich die nach dem Optimierungsverfahren mit Miró bestimmten Blendendurchmesser an. Mit Ausnahme des VSF2 bleiben die mit Miró bestimmten Durchmesser unterhalb der kritischen Blendendurchmesser, die jene Raumfrequenzen unterdrücken, die sich durch den Kerr-Effekt am meisten verstärken.

Für die Simulation der Strahlprofilformung am Ausgang des Vorverstärkers müssen noch die radialen Verstärkungsprofile der Laserstäbe berücksichtigt werden. Die genaue Bestimmung des Verstärkungsprofils ist weder analytisch noch numerisch möglich. Um die erzeugte Inversion an jedem Punkt im Laserstab voraussagen zu können, müßte man die folgenden Effekte in einem Modell berücksichtigen:

- Pumplichtverteilung der Lampen unter Beachtung von der Reflektorgeometrie
- Änderung der Besetzungsdichte durch thermische Effekte
- Reabsorption des Pumplichtes im Plasma der Blitzlampe und Re-Emission bei einer anderen Wellenlänge
- Verschiebung des Emissionsspektrums während des Pumppulses
- Änderung der Besetzungsdichte durch Diffusion von Wasser in die Glasoberfläche
- Dämpfung des Pumplichts durch diskrete Absorptionslinien des Nd-Ions
- Verunreinigungen und Einschlüsse im Laserglas
- Reflexion und Absorption der Glasröhren ("Flowtubes") an den Blitzlampen, dem Laserstab und jedem anderen Material im Laserkopf.

"Obwohl alle diese Effekte in einem komplizierten Computermodell berücksichtigt werden könnten, bleibt das Problem sehr schwierig, da bei Stabverstärkern die Tatsache zu berücksichtigen ist, daß jeder Punkt im Laserstab von einem nennenswerten Anteil des restlichen Stabes und von mehreren Blitzlampen beleuchtet wird, mit dem Zusatz, daß Totalreflexion im Stab und anderen optischen Elementen im Laserkopf zusätzlich eine Rolle spielt." (Zitat D.C. Brown, [23]). Diese Aussage gibt die komplizierten Verhältnisse am Stabverstärker treffend wieder. Für die Simulation wurde daher ein Profil nach Gleichung 5.15 angenommen. Anhand der an den Stabverstärkern des Omega-Lasers gemessenen Verstärkungsprofile (vgl. Abbildung 5.31) wurde abgeschätzt, daß sich die absorbierte Energie für die 19 mm Laserstäbe zwischen Mantel und optischer Achse um ca. 28% ändert. Dies läßt sich auf den 45 mm-Laserstab übertragen, da die Dotierung dem vergrößerten Radius entsprechend angepaßt ist:  $19/45 \cdot 2\% = 0,84\%$ . Um in einer Näherungsrechnung eine analytische Formel für das radiale Verstärkungsprofil zu erhalten,

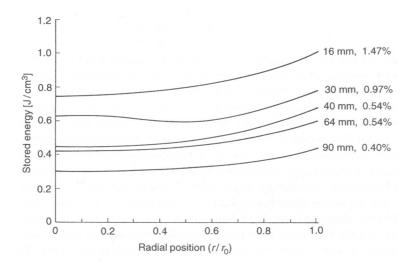


Abbildung 5.31: Verstärkungsprofile der Stabverstärker am Omega-Laser. Aufgetragen ist die gespeicherte Energie ( $\sim G(r)$ ) in verschieden dotierten Laserstäben unterschiedlicher Durchmesser in Abhängigkeit vom Radius [98]. Wie man sieht, folgen die Kurven nur teilweise dem radialen Absorptionsmodell gemäß Gleichung 5.15.

Tabelle 5.15: Näherungsformeln für die Verstärkungsprofile der Stabverstärker im Vorverstärker zur Verwendung in Miró.

Тур	Dotierung	Durchmesser	Genähertes Verstärkungsprofil
Qx:Nd	2%	0,019  m	$G(r[m]) = 6,59175 \cdot (e^{-94r} + e^{94r})$
APG-1	2%	$0{,}019~\mathrm{m}$	$G(r[m]) = 5,27136 \cdot (e^{-94r} + e^{94r})$
LHG-8	$0,\!88\%$	$0{,}045~\mathrm{m}$	$G(r[m]) = 3,32657 \cdot (e^{-39r} + e^{39r})$

wurde ferner angenommen, daß das Integral über den Strahlquerschnitt eine Gesamtverstärkung von 15 für den 19 mm Qx:Nd-Stab, von 12 für den 19 mm APG-1 Stab und 8 für den 45 mm LHG-8 Stab ergibt. Die Ergebnisse der Näherungsrechnung sind in Tabelle 5.15 zusammengefaßt. Abbildung 5.32 veranschaulicht das Verstärkungsprofil des 45 mm-Laserstabs. Die symmetrische Topfstruktur ist deutlich zu erkennen. Für die Simulation wurde ein Gauß-förmiges und ein 2. Ordnung Supergauß-förmiges (regenerativer Ring-Verstärker in Sättigung) Intensitätsprofil vom fs-Front-end angenommen<sup>4</sup>. Die Energie wurde vor der Zackenapertur auf 30 mJ festgelegt. Als Pulslänge wurden 1,6 ns angenommen. Die Diskretisierung betrug transversal  $1024 \times 1024$  Punkte (entsprechend einem Gitter von  $35\mu m \times 35\mu m$  am 45 mm-Kopf), in der Zeit 8 Punkte (entsprechend 0.375 ns pro Punkt). Die Strahlformung eines TEM<sub>00</sub>-Pulses mit der Zackenapertur und dem VSF2 wurde bereits oben besprochen. Ist der Puls aus dem fs-Front-end jedoch in der Mitte durch Sättigung des Ring-regenerativen Verstärkers bereits abgeflacht, erzeugt die gleiche Einheit ein Pulsprofil, das dem flat-top Profil bereits sehr nahe kommt. Dies

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Aus den Beschreibungen des fs-Front-end am NOVA-Petawatt-Laser ging hervor, daß der Ringregenerative Verstärker in Sättigung betrieben werden muß, um die erforderliche Energie pro Puls von 30-35 mJ zu erhalten.

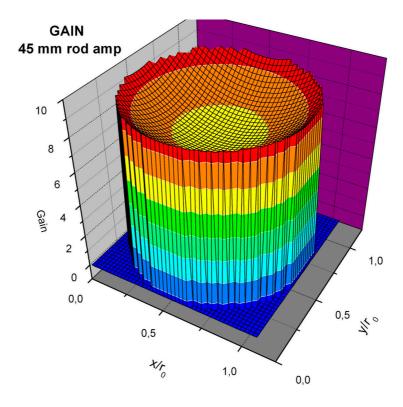


Abbildung 5.32: 3D-Ansicht des berechneten Verstärkungsprofils im 45 mm-Laserstab.

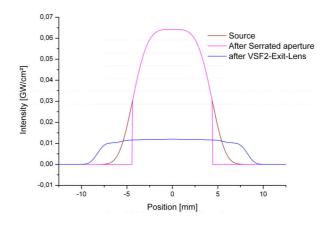


Abbildung 5.33: Strahlformung am Vorverstärker. Hier wurde ein aufgrund von Sättigung im Ring-regenerativen Verstärker abgeflachtes Intensitätsprofil angenommen. Beschneidung an der Zackenapertur und Raumfrequenzfilterung erzeugt bereits ein flat-top ähnliches Intensitätsprofil.

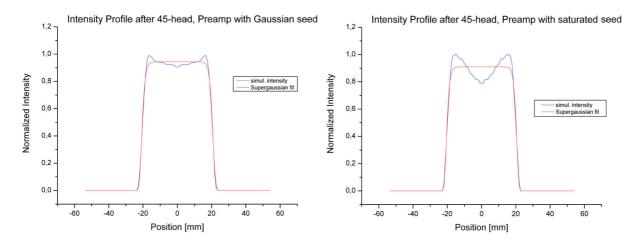


Abbildung 5.34: Miró-Simulation: normierte Ausgangsintensität nach dem 45 mm-Laserstab, links für ein Gauβ-, rechts für ein Supergauβ-förmiges (2. Ordnung) Intensitätsprofil des fs-Frontends.

ist in Abbildung 5.33 veranschaulicht. Bei weiterer Verstärkung wächst die Steilheit der Pulsflanken aufgrund des radialen Verstärkungsprofils weiter an. Wie man in Abbildung 5.34 sieht, ist der Verlauf der Intensität über die Pulsbreite für den Gauß-förmigen Eingangspuls (im weiteren als Gauß-Signal bezeichnet) flacher als für einen abgeflachten Puls aus dem in Sättigung betriebenen Front-end (im weiteren als gesättigtes Signal bezeichnet). Die Schwankung zwischen Intensitätsmaximum und -minimum (Mitte des Pulses) beträgt 8% für das Gauß-Signal, 21% für das gesättigte Signal. Wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben, ist bei den Scheibenverstärkern ein Abfall von einigen Prozent im Verstärkungsprofil von der Mitte zum Rand zu erwarten, jedoch deutlich kleiner als 15%. Im Fall des verstärkten Gauß-Signals kompensiert der Vorverstärker also sehr gut, während zu erwarten ist, daß das verstärkte gesättigte Profil überkompensiert. Die volle Halbwertsbreite des Pulses stimmt sehr gut mit den bisherigen Rechnungen überein und beträgt auf dem adaptiven Spiegel 6,49 mm (Gauß-Signal) bzw. 6,37 mm (gesättigtes Signal). Für eine Näherungsrechnung für die Intensitätsprofile legt man die Supergauß-Funktion (vgl. Gleichung 5.2) zugrunde, die als Parameter die Amplitude  $I_0$ , die Pulsbreite  $\omega_0$  und die Ordnung n besitzt: Die genäherten Kurven sind in Abbildung 5.34 rot eingezeichnet. Der hier wichtige Aspekt ist die Ordnung des Supergauß-Profils am Ausgang des 45-Kopf:  $n = 8,6 \pm 0,03\%$  und  $n = 9,4 \pm 0,08\%$  für ein Gauß- bzw. gesättigtes Eingangssignal. Die Pulsformung durch die Zackenapertur in Kombination mit dem Verstärkungsprofil der Laserköpfe ist damit in guter Übereinstimmung mit den Vorgaben für das Eingangssignal des Hauptverstärkers; die Miró Simulation zeigt aber auch, daß bei Betrieb des fs-Front-end eine Änderung der Zackenform notwendig ist.

#### 5.4.3.3 Simulation und Voraussage des Leistungsverhaltens des Vorverstärkers mit Miró

Unter zusätzlicher Einbeziehung der zeitlichen Struktur des Laserpulses führt man die gleiche Simulation, wie im vorherigen Abschnitt dargestellt wurde, durch. Erwartungsgemäß hängt die Ausgangsenergie des Vorverstärkers empfindlich von der transversalen Pulsform am Eingang ab: Die Simulation zeigt 8,0 J für das verstärkte Gauß-Signal, 11,3

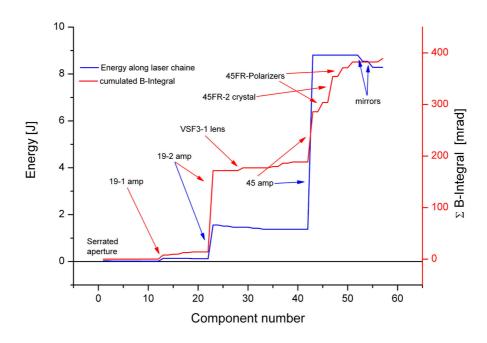


Abbildung 5.35: Miró-Simulation: Energie- und B-Integral-Verlauf entlang der Laserkette für die Verstärkung eines Gauß-Pulses.

J für das gesättigte Signal. Der Grund dafür ist, daß beim gesättigten Signal die Energie bei gleichem Strahldurchmesser stärker im Zentrum des Strahls konzentriert ist als im Falle des Gauß-Signals. Das B-Integral beträgt 388 mrad für das verstärkte Gauß-Signal und ist in guter Übereinstimmung mit dem in Kapitel 5.3.3 berechneten B-Integral von 363 mrad, wobei dort die Gesamtenergie um 1 J geringer ausfällt. Dies ist u.a. auf die in Miró geringer angesetzten Verluste in der Pulsformungseinheit zurückzuführen. Für das verstärkte Supergauß-Signal beträgt das B-Integral 568 mrad und skaliert damit in etwa mit dem Energieunterschied zwischen den beiden verstärkten Pulsformen. Abbildung 5.35 zeigt den mit Miró berechneten Verlauf für die Energie und das B-Integral von der Injektion bis zum adaptiven Spiegel. Danach trägt der zweite 19 mm Stabverstärker am meisten zum B-Integral (ca. 90 mrad) bei, gefolgt vom 45 mm Stabverstärker und dem zweiten Faraday-Isolator. In Tabelle 5.16 sind die Ergebnisse der Miró-Simulation für die Verstärkung zweier verschiedener Pulse, die dieselbe zeitliche Form, aber unterschiedliche, räumliche Pulsform besitzen – nämlich Gauß- und 2.Ordnung-Supergauß-Profil – zusammengefaßt. Zusätzlich wurde die Simulation für die Verstärkung eines Pulses aus dem ns-Front-end durchgeführt, der sowohl im Raum als auch in der Zeit ein 2.Ordnung-Supergauß-förmiges Strahlprofil besitzt. Die Pulslänge betrug 10 ns FWHM, die Energie 50 mJ vor der Zackenapertur. Der ns-Puls wurde nicht durch die Pulsformungseinheit propagiert, so daß die Summe des B-Integrals an der Zackenapertur Null beträgt. Die Flußdichten und die Ausgangsenergie sind für den ns-Puls deutlich höher, das B-Integral bleibt aufgrund des langen Pulses klein. Auch beim ns-Puls ist auf keiner optischen Komponente im System die Zerstörschwelle erreicht, so daß auf Zerstörungen an oder in optischen Komponenten nicht eingegangen werden muß.

Tabelle 5.16: Ergebnisse der Miro-Simulation für die Verstärkung eines Gauß- bzw. eines 2.Ordnung-Supergauß-förmigen Strahlprofils aus dem ns-Front-end (10 ns fwh) und eines ebenfalls 2.Ordnung-Supergauß-förmigen Strahlprofils aus dem ns-Front-end (10 ns

FWHM 2. Ordnung-Supergauß-Puls).						
Komponente	DFM	45-1 AMP	19-2 AMP	19-1AMP	VSF2 Ausgang	SA
	Laserpuls aus der	n fs-Front-end mi	aserpuls aus dem fs-Front-end mit Gauß-förmigem Intensitätsprofil	Intensitätsprofil		
Geometrische Entfernung zur SA	13,0m	7,1m	2,8m	2,4m	2,2m	0,0m
Optische Entfernung zur SA	13,6m	7,6m	3, 1m	2,6m	2,2m	0,0m
Energie	8,002J	8,508J	1,513J	0,134J	0,015J	0,016J
mittlere Energie-Flußdichte	$0,196J/cm^{2}$	$0,536J/cm^2$	$0,528J/cm^{2}$	$0,047J/cm^2$	$0,034J/cm^{2}$	$0,003J/cm^{2}$
maximale Energie Flußdichte	$0,288J/cm^{2}$	$0,773J/cm^{2}$	$0,774J/cm^2$	$0,079J/cm^{2}$	$0,095J/cm^{2}$	$0,005J/cm^{2}$
Maximale Intensität	$0,268 GW/cm^2$	$0,721GW/cm^2$	$0,719GW/cm^{2}$	$0,072GW/cm^2$	$0,009GW/cm^{2}$	$0,047GW/cm^2$
B-Integral	388, 4mrad	289,8mrad	173,8 mrad	82,3mrad	29,8mrad	4,8mrad
Laserpul	ls aus dem fs-Fron	ւt-end mit 2. Ordı	Laserpuls aus dem fs-Front-end mit 2. Ordnung Supergauß-förmigem Intensitätsprofil	örmigem Intensitä	itsprofil	
Geometrische Entfernung zur SA	13,0m	7,1m	2,8m	2,4m	2,2m	0,0m
Optische Entfernung zur SA	13,6m	7,6m	3,1m	2,6m	2,2m	0,0m
Energie	11,291J	12,011J	2,194J	0,201J	0,022J	0,025J
mittlere Energie-Flußdichte	$0,284J/cm^2$	$0,756J/cm^{2}$	$0,766J/cm^{2}$	$0,071J/cm^2$	$0,053J/cm^2$	$0,005J/cm^{2}$
maximale Energie Flußdichte	$0,403J/cm^2$	$1,082J/cm^2$	$1,123J/cm^2$	$0,109J/cm^2$	$0,131J/cm^2$	$0,007J/cm^2$
Maximale Intensität	$0,375GW/cm^2$	$1,012GW/cm^2$	$1,047GW/cm^2$	$0,101GW/cm^2$	$0,012GW/cm^2$	$0,063GW/cm^2$
B-Integral	567,8mrad	426,9mrad	259,5mrad	123,9mrad	32,4mrad	8,0 mrad
Laserpul	s aus dem ns-Fror	nt-end mit 2. Ord	Laserpuls aus dem ns-Front-end mit 2. Ordnung Supergauß-förmigem Intensitätsprofil	örmigem Intensiti	ätsprofil	
Geometrische Entfernung zur SA	13,0m	7,1m	2,8m	2,4m	2,2m	0,0m
Optische Entfernung zur SA	13,6m	7,6m	3,1m	2,6m	2,2m	0,0m
Energie	16,937J	18,002J	3,438J	0,344J	0,037J	0,041J
mittlere Energie-Flußdichte	$0,426J/cm^{2}$	$1,135J/cm^{2}$	$1,201J/cm^{2}$	$0,118J/cm^{2}$	$0,088J/cm^2$	$0,086J/cm^{2}$
maximale Energie Flußdichte	$0,604J/cm^{2}$	$1,613J/cm^2$	$1,743J/cm^2$	$0,181J/cm^{2}$	$0,218J/cm^{2}$	$0,115J/cm^2$
Maximale Intensität	$0,067GW/cm^2$	$0,179GW/cm^2$	$0,180GW/cm^2$	$0,018GW/cm^2$	$0,022GW/cm^2$	$0,116GW/cm^2$
B-Integral	97,7mrad	74,4mrad	45,9mrad	22,6mrad	4,4mrad	0,0mrad

# Kapitel 6

# Charakterisierung des Vorverstärkers erste Messungen

Der Vorverstärker wurde nach einer Reihe von Erprobungen einzelner Komponenten zum ersten Mal im April 2003 komplett in Betrieb genommen. Es wurden Pulse aus dem fs-Front-end verstärkt und eine Energie von 1,1 Joule erreicht. Zwischenzeitlich wurde der Laser weiter optimiert und liefert jetzt Pulse von ca. 5 Joule. Mit dieser Ausgangsenergie, die nach Rekomprimierung 14 Terawatt Pulsleistung betrug, konnte in einer zweiwöchigen Strahlzeit in Kollaboration mit der Université Paris Sud ein transient gepumpter Röntgenlaser verwirklicht werden [10, 99]. Das Kapitel stellt zunächst einige der vorbereitenden Experimente vor, anschließend die ersten Ergebnisse zum Leistungsverhalten des Vorverstärkers.

# 6.1 Messung der elektrischen Eigenschaften und des Verstärkungsverhaltens der Laserköpfe

Die Lasermedien werden im Vorverstärker mittels Blitzlampen gepumpt. Der Prozeß des Zündens und die Brenndauer sind verhältnismäßig langsam gegenüber der Pulslänge des Lasers. Es ist wichtig, den zeitlichen Verlauf der Verstärkung mit dem Eintreffen des zu verstärkenden Pulses abzustimmen. Dazu wurden an den einzelnen Laserköpfen die zeitlichen Verzögerungen zwischen Pulsauslösung ("Trigger") und Maxima von Strom, Blitzlampenintensität und Fluoreszenzintensität gemessen sowie ihr Verlauf über die Zeit bestimmt.

Der Experimentaufbau ist wie folgt: Der Laserkopf ist an das Netzgerät mit Puls-Formungsschaltung angeschlossen. Der Strom, der in die Blitzlampen hineinfließt, wird über je eine Induktionsspule pro Lampenkreis abgegriffen; die induzierte Spannung in einem Oszilloskop registriert. Die Aufnahme der Fluoreszenz-Kurve erfolgt mit einer Photodiode, die sich in großer Entfernung zum Laserkopf befindet. Der Laserstab wird mittels eines Teleskops auf die Photodiode abgebildet, die mit einem Bandpaßfilter, der nur die Laserwellenlänge transmittiert, vor Streulicht geschützt ist. Die gezielte Messung des Blitzlampenlichts geschieht durch eine Photodiode mit einem Diffuser. Abbildung 6.1 zeigt den Verlauf des Stromes, der durch die Blitzlampen fließt, und den Verlauf der Intensität des vom Lasermedium emittierten Fluoreszenzlichts in Abhängigkeit von der Zeit für den 19-

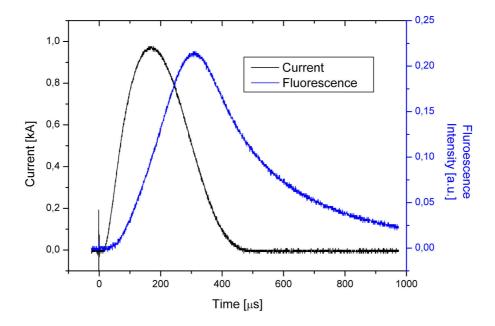


Abbildung 6.1: Verlauf der Fluoreszenzintensität und des Stromes über die Zeit am 19 mm-Kopf. Die Ladespannung betrug hier 15 kV.

Kopf. Bei 0 Sekunden erfolgt der elektrische Triggerpuls zum Zünden der Lampen. Der Strom steigt auf ca. 1 kA an und erreicht das Maximum nach 170  $\mu s$ . Das Maximum wird unabhängig von der Ladespannung immer nach der gleichen Zeit erreicht. Daraufhin fällt der Strom binnen 280  $\mu s$  wieder auf Null ab. Die Fluoreszenz folgt der Stromkurve, steigt jedoch langsamer an und fällt langsamer ab. Dies ist von der mittleren Lebensdauer des Laserniveaus abhängig. Für die im Vorverstärker verwendeten Gläsern konnte kein Unterschied festgestellt werden und die Zeit bis zum Erreichen des Maximums betrug gleichermaßen 310  $\mu s$ .

Die gleiche Messung wurde für den 45-Kopf wiederholt (Abbildung 6.2). Der 45-Kopf wird nicht durch eine Triggerspannung an den Blitzlampen gezündert, sondern durch das schnelle Einschalten einer Spannung an den Blitzlampen mit Hilfe von Ignitrons. Die Spannung ist dabei größer als die Durchbruchspannung der Blitzlampen. Das elektrische Verhalten des 45-Kopfes insbesondere im Bezug auf Auslösezeiten etc. wurde sehr genau untersucht, da der 45-Kopf durch die Verwendung der Ignitrons eventuell kritischer im Zeitverhalten sein könnte. Dies wurde jedoch nicht bestätigt, wie die folgenden Ergebnisse zeigen. Zum Zeitpunkt t=0 s erfolgt zunächst die Auslösung des Vorionisationpulses (PILC), dessen Strom nach ca. 32 µs zu fließen beginnt. Die Verzögerung rührt aus der Schaltzeit des Ignitrons her. Nach ca. 200  $\mu s$  ist der Puls abgeklungen. Es erfolgt die Auslösung des eigentlichen Pulses (Main-Trigger), der auch mittels eines Ignitrons geschaltet wird. Zwischen Auslösung und Anstieg der Pulsflanke des Stromes vergehen durchschnittlich 15  $\mu s$ . Das Maximum wird nach 200  $\mu s$  (zum Main-Trigger-Signal) erreicht. Die Emission der Blitzlampen beginnt quasi mit dem Fließen des Stromes, jedoch um ca. 16 µs verzögert. Die Fluoreszenz steigt wie im Falle des 19-Kopfes langsamer an und erreicht ihr Maximum 401  $\mu s$  nach dem Main-Trigger-Signal.

Die Ströme betragen beim 45-Kopf, der zwei Blitzlampenkreise besitzt, ca. 1800 - 2700 A pro Lampenkreis, total also bis zu 5400 A. Etwa 7% der im Kondensator gespeicherten

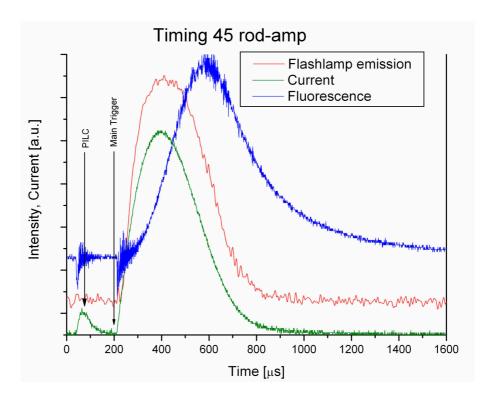


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf der Fluoreszenzlichtintensität, des Stromes und der Blitzlampenintensität. Der Vorionisationspuls für die Blitzlampen (PILC) wird zum Zeitpunkt t=0 s ausgelöst, der eigentliche Puls bei  $t=200~\mu s$ .

elektrischen Energie wird in der Pulsformungsschaltung verbraucht. Durch Integration der Strom-Spannungskurve wurde die tatsächliche Energie gemessen, die durch die Blitzlampen fließt. Sie beträgt 14,5 kJ für eine Ladespannung von 11,9 kV und 25,8 kJ für 15,3 kV. Bei gleicher Kondensatorspannung ist die mittlere Abweichung des Strommaximums bei einer Anzahl von 40 Schüssen 1,4 %. Die Schwankungen der Energie sind größer und liegen bei 2,7 %. Dieser Wert hängt von der Kondensatorspannung ab, die durch Nachladevorgänge der Netzgeräte leicht schwankt. Die Pulsbreite des Stromes ist stabil und beträgt 315  $\mu s$ . Man kann daher davon ausgehen, daß sich die elektrischen Eigenschaften (z.B. Impedanz) der Blitzlampen von Schuß zu Schuß nicht wesentlich ändern. Abbildung 6.3 zeigt den zeitlichen Verlauf des durch die Blitzlampen fließenden Stromes für vier verschiedene Ladespannungen.

Die Schwankung der Verzögerung zwischen Haupt-Trigger-Puls und Fluoreszenzmaximum wurde ebenfalls gemessen und beträgt  $\pm 14~\mu s$ . Die Schwankung der vollen Halbwertsbreite des Blitzlampenpulses beträgt  $\pm 9,8~\mu s$ , was etwa 2,6 % entspricht.

Die Verstärkungskurve des Lasermediums folgt theoretisch dem Verlauf der Fluoreszenzkurve. Der zu verstärkende Laserpuls soll zum Zeitpunkt der maximalen Inversion im Lasermedium dort eintreffen. Um diesen für den Laserbetrieb essentiellen Parameter zu prüfen und ebenso Verzögerungen in den Netzgeräten und der Triggerelektronik zu berücksichtigen, wurde die Verstärkung eines 1,6 ns langen Laserpulses in Abhängigkeit von der Verschiebung des Haupt-Trigger-Zeitpunktes gemessen. Dabei ist bereits die Vorlaufzeit (Triggerkette) des fs-Front-end vor dem Auslösen eines Laserpulses berücksichtigt, die 500  $\mu s$  beträgt. In diesem Zeitfenster müssen Pumplaser und Blitzlampen in den Laserme-

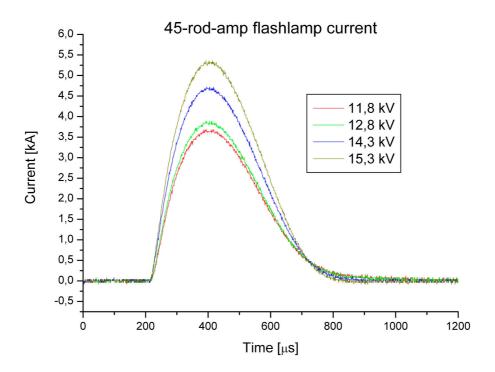


Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf des Stromes am 45-Kopf für verschiedene Ladespannungen. Der Haupt-Trigger-Puls erfolgte bei 200 µs.

Tabelle 6.1: Verzögerung zwischen Haupt-Trigger-Signal und dem Erreichen der Maxima von Strom, Fluoreszenzintensität und der Verstärkung an den Stabverstärkern.

	19-1 amp	45  amp
	$[\mu s]$	$[\mu s]$
Main Trigger Signal	0	0
Max. Current Peak	170	200
Max. Fluorescence	310	401
Max. Gain	342	394

dien die maximale Inversion erzeugt haben. Das Meßergebnis ist für den 19-Kopf, wobei dies von der Glassorte so gut wie unabhängig ist, in Abbildung 6.4 dargestellt. Der Verstärkungsfaktor wird für den eintreffenden Puls dann maximal, wenn das Trigger-Signal für den 19 mm-Kopf zum Zeitpunkt 158  $\mu s$  in der Triggerkette erfolgt, entsprechend einer Zeit von 342  $\mu s$  zwischen Verstärkungsmaximum und Triggersignal. Der Verlauf des Verstärkungsfaktors ist mit dem Verlauf der Fluoreszenzkurve in der Messung aus Abbildung 6.1 gleich, jedoch um ca. 30  $\mu s$  verschoben. Die Ursache hierfür ist aber lediglich eine unterschiedliche Triggerelektronik.

Abbildung 6.5 zeigt die analoge Messung am 45-Kopf. Am 45-Kopf wird die Verstärkung dann maximal, wenn der Laserkopf zum Zeitpunkt  $t=106~\mu s$  in der Triggerkette gezündet wird. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist dies in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der aufgenommenen Fluoreszenzkurve. Tabelle 6.1 faßt die Ergebnisse zusammen.

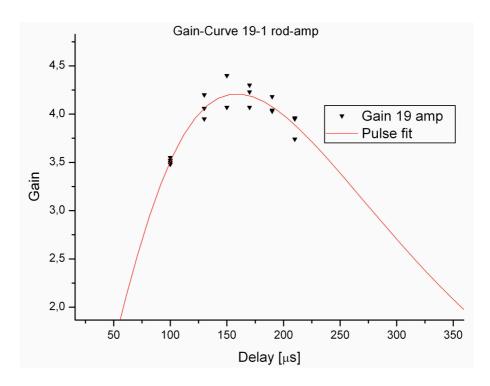


Abbildung 6.4: Verstärkungsfaktor des 19-Kopfes in Abhängigkeit von der Zeit nach Auslösung der Triggerkette am PHELIX. Der Laserpuls trifft 500 µs nach Auslösen des Haupt-Triggerpulses am Laserkopf ein. Der maximale Verstärkungsfaktor wird dann erreicht, wenn der Laserkopf zum Zeitpunkt 158 µs gezündet wird, d.h. 342 µs vor Eintreffen des zu verstärkenden Pulses.

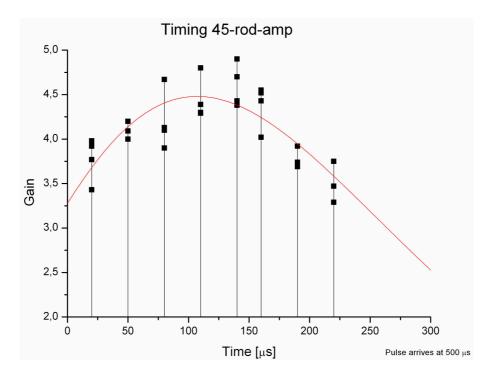


Abbildung 6.5: Verstärkungsfaktor des 45-Kopfes in Abhängigkeit von der Zeit nach Auslösung der Triggerkette am PHELIX. Der maximale Verstärkungsfaktor wird dann erreicht, wenn der Laserkopf zum Zeitpunkt 106 μs gezündet wird, d.h. 394 μs vor Eintreffen des zu verstärkenden Pulses.

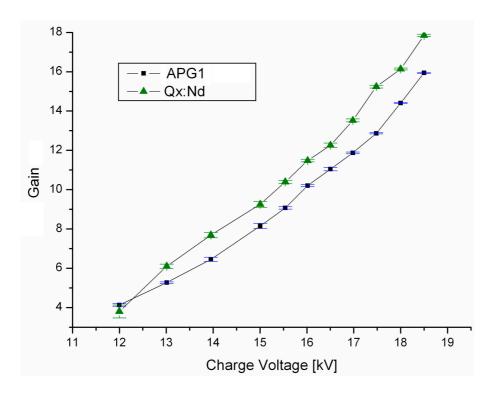


Abbildung 6.6: Verstärkungskurve des 19-Kopfes in Abhängigkeit von der Ladespannung des Kondensators für zwei verschiedene Lasergläser.

Die Verstärkung im Lasermedium ist von der gespeicherten Energie abhängig. Diese hängt wiederum von der Pumpleistung ab<sup>1</sup>. Daher wurde der Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit von der Ladespannung des Kondensators aufgenommen. Im Experiment wurde dazu ein Laserpuls des fs-Front-ends im Laserstab verstärkt und der verstärkte mit einem unverstärkten Puls verglichen. Der Verstärkungsfaktor wurde über eine Apertur von 16,5 mm Durchmesser integriert. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Die Blitzlampen des Laserkopfes zünden zuverlässig oberhalb einer Betriebsspannung von ca. 11,5 kV. Jeder Datenpunkt wurde über 16 Laserschüsse gemittelt. Die Kurven wurde für APG-1und Qx:Nd-Laserglas aufgenommen. Wie man sieht, sind die Messungen sehr gut reproduzierbar; der Fehler liegt unter 0.5% für APG-1 und unter 0.9% für Qx:Nd Laserglas. Die anderen Lasergläser wurden bisher nicht vermessen, verhalten sich aber wahrscheinlich im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte und der Sättigungsintensitäten entsprechend. Die Kurven sind nicht linear, sondern zeigen ein leicht exponentielles Verhalten. Qx:Nd besitzt einen höheren Wirkungsquerschnitt als APG-1. Dies wird auch durch die Verstärkungsfaktoren wiedergegeben. Die Qx:Nd Kurve knickt bei 12 kV ab; dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß eine der Blitzlampen noch unvollständig zündet. Die Tests wurden im zweiten, baugleichen Laserkopf gemacht, jedoch können bei den verwendeten Blitzlampen Unterschiede vorkommen. Die typische Betriebsspannung soll unter 15 kV liegen; das entspricht 30% der Bruchenergie ("fracture energy") der Blitzlampen.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Prinzipiell ist die Emission von Blitzlampen stark abhängig vom Strom: Mit zunehmendem Strom verschiebt sich das Emissionsspektrum zu kürzeren Wellenlängen. Zudem wachsen charakteristische Emissionslinien auf Kosten des breiten, homogen Spektrums an. Desgleichen ändert sich das Absorptionsverhalten des Lasermediums mit zunehmender Inversion. Für eine ausführlichere Beschreibung des sehr komplexen Sachverhalts sei auf die weiterführende Literatur wie etwa [24, 57, 100] verwiesen.

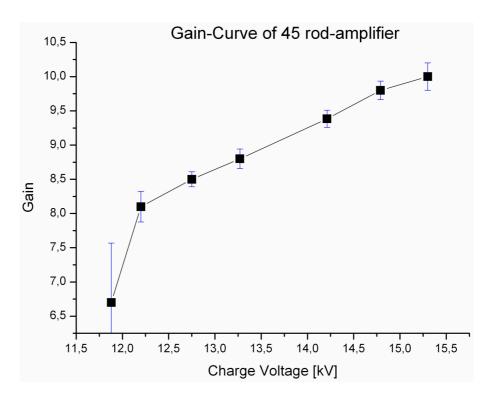


Abbildung 6.7: Verstärkungskurve des 45-Kopf in Abhängigkeit von der Ladespannung der Kondensatoren.

Der 45-Kopf besitzt zwei Hochspannungskreise, den PILC² und Hauptkreis. Der PILC soll durch Vorionisation einen homogeneren Entladungsvorgang in der Blitzlampe fördern. Die Verstärkung soll dadurch ebenfalls konstanter sein von Schuß zu Schuß. Im Experiment konnte dies nicht innerhalb der Fehlergrenze bestätigt werden und ein Einfluß des eingeschalteten PILCs war nicht zu erkennen. Abbildung 6.7 zeigt die aufgenommene Kurve. Für Spannungen oberhalb 12 kV verläuft sie verhältnismäßig linear. Die Verstärkung bei 11,8 kV ist deutlich kleiner als erwartet und mit großem Fehler behaftet. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß aufgrund der niedrigen Spannung nicht immer beide Lampenkreise vollständig zünden. Die Betriebsspannung des 45-Kopfes sollte daher über 12 kV und unter 15,5 kV (30% fracture energy) liegen.

Die gemessenen Verstärkungsfaktoren bestätigen die Berechnungen aus Kapitel 5.3.2.1 und Tabelle 5.6. Die errechneten elektrischen Pulsenergien, die notwendig sind, um einen Kleinsignal-Verstärkungsfaktor von 15 für die 19 mm-Köpfe und 8 für den 45 mm-Kopf zu erzielen, werden bei einer Eingangsenergieflußdichte von 0.5 J/cm² mit einer leichten Abweichung um 8 % für die 19-Köpfe nach unten sehr gut bestätigt. Der etwas niedrigere Wert begründet sich vermutlich aus dem überarbeiteten Laserkopfdesign, das in Bezug auf Pumpeffizienz optimiert wurde. Beim 45-Kopf weicht die Messung um 4% nach oben ab.

 $<sup>^2\</sup>mathrm{PILC}$ : Preionisation and Lamp Check: niederenergetischer Hochspannungsvorpuls, der etwa 250 µs vor dem Hauptpuls erfolgt. Neben der im Text beschriebenen Funktion lassen sich die Blitzlampen ohne Belastung auf ihren einwandfreien Zustand testen.

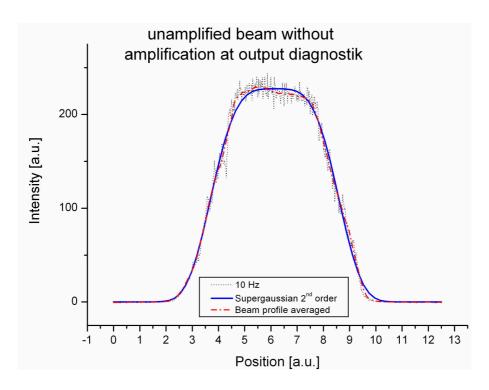


Abbildung 6.8: Räumliches Strahlprofil des unverstärkten Laserstrahls aus dem fs-Front-end am Ausgang des Vorverstärkers. Die gepunktete Linie gibt das tatsächlich aufgenommene Profil wieder, wobei die lokalen Intensitätsmodulationen von Beugungseffekten in den optischen Komponenten der Diagnostik herrühren. Der mittlere Verlauf des Intensitätsprofils wird durch die Strich-Punkt-Kurve wiedergegeben, das genäherte Supergauß-Förmige durch die blaue Kurve.

# 6.2 Strahlformung und Verstärkung von Laserpulsen des fs-Front-ends

Alle weiteren Experimente wurden mit dem fs-Front-end als Quelle durchgeführt, da das ns-Front-end noch nicht zur Verfügung stand. Wie in Abschnitt 5.3.2.4 und 5.4.3.2 besprochen, wird das Strahlprofil bei der Propagation durch den Vorverstärker geändert. In Abbildung 6.8 ist ein Querschnitt durch das radialsymmetrische Strahlprofil des fs-Front-end gezeigt. Wie man sieht, handelt es sich nicht um ein Gauß-förmiges Profil. Die Näherungsrechnung zeigt, daß es sich um ein Supergauß-förmiges Strahlprofil mit der Ordnung 1,9 handelt. Die Abflachung des Strahlprofils wird durch die Sättigung des Ring-Verstärkers in der Mitte des Strahls verursacht. Nach Verstärkung in den 19 mm Stabverstärkern sind die Pulsflanken aufgrund des radialen Verstärkungsprofil steiler geworden (Abbildung 6.9). Nach weiterer Verstärkung im 45-Kopf entsteht dann das gewünschte Supergauß-förmige Strahlprofil. Abbildung 6.10 zeigt den über 26 Schüsse gemittelten Verlauf des Intensitätsprofils in einem vertikalen Schnitt. Wie man sieht, folgt das Strahlprofil sehr gut einem Supergauß-förmigen Verlauf. Die Näherungsrechnung ergibt für die Ordnung des Supergauß 9,9. Die Breite beträgt 64,8 mm FWHM. Damit entspricht das Strahlprofil hervorragend den Spezifikationen aus Tabelle 5.3. Der leichte Abfall der Intensität besteht nur in vertikaler Richtung. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich eine Drift der Strahllage, die vom Front-end verursacht wurde.

Abbildung 6.11 zeigt die Aufnahme eines einzelnen Schusses sowie einen x- und y-

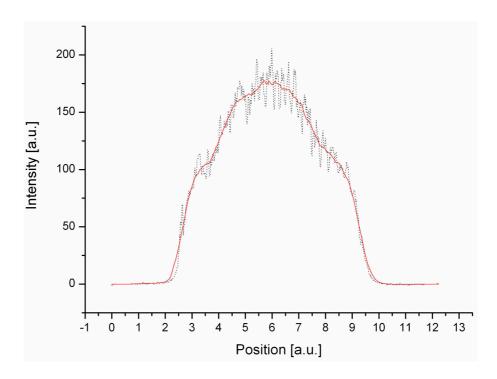


Abbildung 6.9: Räumliches Strahlprofil des verstärkten Laserpulses nach den 19 mm-Köpfen. Die Kurve wurde über 26 Schüsse gemittelt. Die lokalen Intensitätsmodulationen werden durch Beugungseffekte in den optischen Komponenten der Diagnostik verursacht. Das lokal gemittelte Intensitätsprofil ist durch die rote Kurve gekennzeichnet. Die Kondensatorspannung betrug an beiden Köpfen 16 kV.

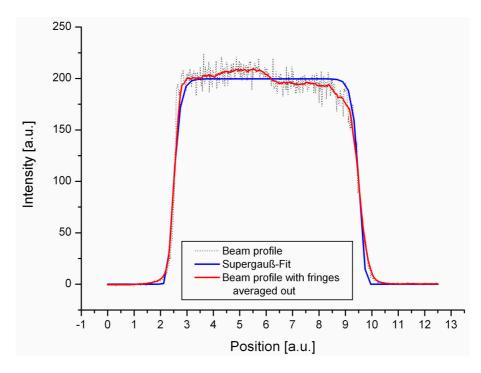


Abbildung 6.10: Räumliches Strahlprofil des Vorverstärkers in einem vertikalen Schnitt gemittelt über 6 Schüsse.

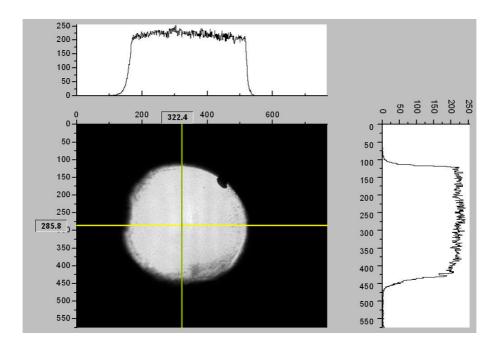


Abbildung 6.11: Intensitätsprofil-Querschnitte eines einzelnen Laserschusses des Vorverstärkers. Die Ladespannungen betrugen 16 kV für die 19-Köpfe und 15,5 kV für den 45-Kopf.

Querschnitt. Der schwarze Fleck an der Position 1 Uhr am Rand des Strahlprofils wird durch einen Defekt im Filter der Kamera, der Randanschnitt bei 9 Uhr durch einen Strahlteiler in der Diagnostik verursacht. Die Energie betrug bei diesem Schuß 4,1 Joule. Dies ist nicht in guter Übereinstimmung mit der Voraussage aus Kapitel 5.4.3, wonach für ein Supergauß-förmiges Eingangsprofil am Ausgang 11 Joule zu erwarten wären. Die Ursache hierfür sind die hohen Energieverluste vor der Verstärkung, so daß ca. nur 11 mJ am Eingang des 19-1-Kopfes zur Verfügung stehen.

Tabelle 6.2 führt die gemessenen Verluste für einen unverstärkten Laserstrahl im Vorverstärker auf. Wie man sieht, tritt der größte Verlust im zweiten Polarisator der Pockelszelle PC1 der Pulsreinigungseinheit im Vorverstärker auf. Da die Pockelszelle optimal justiert und zeitlich exakt so eingestellt ist, daß sie den ankommenden Puls passieren läßt, läßt sich daraus schließen, daß die Energie pro Puls des fs-Front-ends die Energie von 30 mJ zum Zeitpunkt der Messung nicht erreichte. Die mit einem pyroelektrischen Energie-Meßgerät gemessene Energie von ca. 30 mJ beinhaltet auch Vor- und Nachpulse des Hauptpulses. Nach der Pockelszelle sind diese um den Faktor 800-1000 gedämpft. Die Energie des eigentlichen Pulses beträgt demnach nur 60% der Gesamtenergie, so daß zum Laserkopf nur 11 mJ gelangen. Dies ist etwa ein Drittel dessen, was in der Miró-Rechnung angenommen wurde (vgl. Tabelle 5.16). Die anderen Verluste stimmen mit den Annahmen aus Tabelle 5.4 gut überein. Der Verlust an der Zackenapertur (SA) ist nur halb so groß, da der tatsächliche Strahl ein 2. Ordnung Supergauß-förmiges Strahlprofil besitzt. Paßt man die Miró-Rechnung an die gemessene Eingangsenergie an und berücksichtigt die Verstärkungsfaktoren, die sich nach den Spannungen aus den Diagrammen 6.6 und 6.7 ablesen lassen, dann liefert die Simulation eine Ausgangsenergie auf dem DFM von 4,32 Joule. Dies stimmt im Rahmen der Genauigkeit der Annahmen sehr gut mit dem Meßergebnis überein. Abbildung 6.12 zeigt schließlich den zeitlichen Verlauf eines im Vorverstärker verstärkten Puls. Es sind keine Vorpulse zu erkennen. Der nach 2 ns folgende Nachpuls

Tabelle 6.2: Gemessene Verluste in den optischen Komponenten des Vorverstärkers.

	Maximum	Minimum	Mean	St.dev.	RMS	Loss
	[mJ]	[mJ]	[mJ]	[mJ]	[%]	[%]
PA table arrival	35,20	17,00	28,30	1,75	61,65	0,00
Pol 1-1 in	34,80	18,90	28,40	1,64	5,79	-0,35
PC 1 in	31,10	$5,\!49$	26,40	2,80	$10,\!60$	$7,\!04$
Pol 1-2 in	29,50	$4,\!50$	25,10	4,30	$17,\!10$	4,92
PC 2 in	$17,\!30$	9,80	$15,\!00$	1,22	8,10	$40,\!24$
SA in	$16,\!80$	9,07	14,20	1,26	8,89	$5,\!33$
SA out	$15,\!00$	$6,\!18$	12,20	1,34	10,90	14,08
VSF 2 in	15,40	$4,\!28$	12,10	1,38	11,39	0,82
19-1 in	13,40	4,84	11,00	1,25	11,39	9,09
19-1 out / Pol 3-1 in	11,80	5,79	10,20	0,99	3,80	$7,\!27$
PC 3 in	12,20	$5,\!65$	10,20	0,94	9,23	0,00
Pol 3-2 in	$12,\!08$	$5,\!59$	10,10	0,93	9,14	1,00
19-2 in	10,70	$6,\!12$	9,16	0,74	8,03	$9,\!29$
19-2 out	10,90	$4,\!16$	8,94	0,86	9,62	2,40
VSF3 out	$9,\!61$	5,76	8,26	0,67	7,85	$7,\!61$
FR1 in	8,53	$4,\!24$	7,26	0,69	$9,\!39$	$12,\!11$
45 Amp in	$7,\!42$	3,60	6,26	0,65	$10,\!39$	13,77
45 Amp out	$7,\!33$	$0,\!83$	5,99	0,88	$14,\!60$	$4,\!31$
FR2-out	7,05	3,33	5,63	0,61	10,91	$6,\!01$
behind M19	7,00	$0,\!63$	$5,\!65$	0,77	$13,\!60$	-0,36
Behind DFM	$6,\!25$	2,89	$5,\!29$	$0,\!54$	$10,\!21$	$6,\!37$

Abbreviations

St.Dev. Standard Deviation RMS Root Mean Square

Die Abkürzungen der Komponenten wurde analog Tabelle 5.12 gewählt.

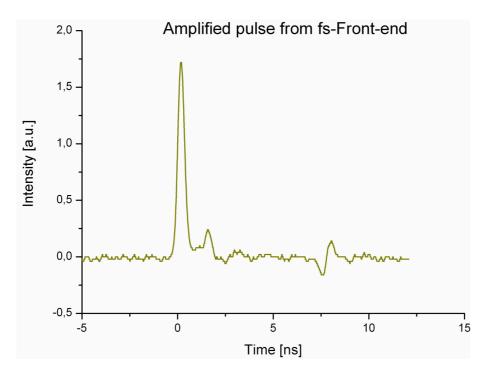


Abbildung 6.12: Zeitlicher Verlauf eines verstärkten Pulses. Dem Hauptpuls folgt mit einer Verzögerung von ca. 2 ns ein Nachpuls, der ein verstärkter Nachpuls aus dem 1. Verstärker ist. Die sinusförmige Auslenkung bei ca. 7,5 ns ist eine elektrische Reflexion im Meßkabel.

ist ein verstärkter Nachpuls des linearen, regenerativen Verstärkers des Front-ends. Nachpulse sind für den Experimentbetrieb von wesentlich geringerer Bedeutung als Vorpulse, da bei ihrem Eintreffen die Messung i.d.R. bereits abgeschlossen ist.

### Kapitel 7

### Die adaptive Optik am PHELIX

### 7.1 Einführung

Hochenergielaser sollen zuverlässig ein Maximum an Leistung in einen i.d.R. möglichst kleinen Brennpunkt fokussieren. Die Form des Brennpunktes und die Energieverteilung soll dabei von Schuß zu Schuß reproduzierbar sein. Die Fokussierbarkeit wird bestimmt durch die Phasenfront des Laserstrahls, die durch die Qualität der optischen Komponenten, ihren dynamischen Eigenschaften und durch die nichtlineare, intensitätsabhängige Phasenverzögerung (vgl. Kapitel 4.2.5) verändert wird (vgl. Kapitel 4.6). Die Intensität im Brennpunkt kann geschrieben werden als

$$I = \frac{\text{Energie}}{\text{Pulsdauer} \cdot \text{Fokusfläche}} = \frac{E}{t_p(\Delta \lambda, \Delta \phi)(N \cdot DL)}.$$
 (7.1)

Die Pulsdauer  $t_p$  hängt bei CPA-Lasern von der Bandbreite des Lasers und von den Phasenfrontstörungen am Eingang des Kompressors ab. DL ("Diffraction limit") bezeichnet die Airy-Scheibe, also die kleinste Fläche, auf die sich ein perfekter Strahl fokussieren läßt, und N ist ein Vielfaches davon. Statische Aberrationen lassen sich kompensieren, während dynamische Aberrationen, wie sie durch thermische Effekte bei blitzlampengepumpten Festkörperlasern im Lasermedium entstehen, nicht eliminiert werden können. Bis vor kurzem wurde dies in Kauf genommen oder der Energieverlust im Brennpunkt durch zusätzliche Verstärkerstufen ausgeglichen. Thermische Aberrationen besitzen niedrige Raumfrequenzen (Defokussierung, Astigmatismus, Coma, etc.) und können daher mit Raumfrequenzfiltern in Hochenergielasern nicht herausgefiltert werden. Mit Hilfe der adaptiven Optik, deren Erforschung im Einsatz in Hochenergielasern in den letzten Jahren massiv nach vorne getrieben wurde, läßt sich die Fokussierbarkeit drastisch verbessern.

Der Einsatz adaptiver Optik wurde erstmals von Babcock 1953 [101] für die Verbesserung der Bildqualität astronomischer Teleskope vorgeschlagen, die durch die Kompensation atmosphärischer Störungen [102] erreicht wird. Das Prinzip beruht auf der Messung der Wellenfront mit einem Wellenfrontsensor und der Korrektur der Phase mit einem Phasenkorrektor in der Bildebene. Diese Methode ist so erfolgreich, daß damit heute Bildqualitäten erreicht werden, die besser als die des Hubble Space Teleskops sind. Für ein adaptives optisches System benötigt man drei Bausteine: Einen Wellenfrontsensor, einen Phasenkorrektor und einen Regelkreis, der aus den Sensordaten die Einstellung des

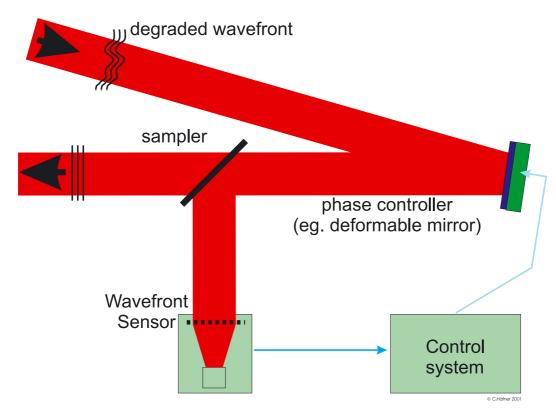


Abbildung 7.1: Prinzip eines adaptiven optischen Systems.

Korrektors errechnet. Die Korrektur der Phase erfolgt durch Phasenkonjugation (Prinzip der rückgekoppelten optischen Korrektur) [103] und entspricht einer Verbesserung der MTF. Die Phase einer Lichtwelle kann auf zweierlei Arten beeinflußt werden: Durch Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit oder durch Änderung der optischen Weglänge (OPD). Abbildung 7.1 zeigt das Prinzip eines adaptiven optischen Systems: eine Lichtwelle mit gestörter Wellenfront wird an einem deformierbaren Spiegel reflektiert. Die Wellenfront wird mit einem Wellenfrontsensor gemessen und die Phasendifferenz zwischen Referenz- (z.B. ideal plan) und verzerrter Wellenfront im Kontrollsystem berechnet. Diese Phasendifferenz wird in Oberflächenhub und -senkung des deformierbaren Spiegels übersetzt und die Aberration dadurch kompensiert.

In der Astronomie ist die adaptive Optik mittlerweile ein gut erforschtes und erprobtes Gebiet, aber sehr kostenintensiv. Nachdem es möglich wurde, Wellenfrontsensor und -korrektor auf kleinere Maßstäbe zu skalieren (d.h. die Reduzierung der Anzahl von Aktuatoren und Sensor-Kanälen) und damit preiswertere Systeme zu entwickeln, wurde die Technik der adaptiven Optik auch für andere Anwendungen interessant. Dazu gehören schnell fokussierende Systeme ("rapid focusing systems")[104] für die Anwendung z.B. in Scannersystemen, wie auch die Anwendung in der Opthalmologie [105, 106] mit dem Ziel der Verbesserung der Sehkraft des menschlichen Auges. In den 70-80er Jahren wurde die Anwendung adaptiver Systeme zur Korrektur von Phasenfrontstörungen in Resonatoren intensiv erforscht [107]. Wegen des bescheidenen Erfolgs kam man davon aber zum großen Teil wieder ab<sup>1</sup>. Bei Hochenergielasern in der MOPA-Bauweise, bei denen der Strahl ähnlich dem astronomischen System nur ein oder wenige Male über den Wellenfrontkorrektor

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Die Ursache ist i.d.R. die mangelnde optische Qualität des adaptiven Elements.

läuft, verspricht die Anwendung von adaptiver Optik enorme Intensitätssteigerungen durch die Korrektur von Wellenfrontverzerrungen. Mit der Entwicklung der beiden Fusionslasersysteme NIF und LMJ wurde auch die Erforschung adaptiver optischer Systeme wieder intensiviert, da bei diesen Lasern die Aberrationen so groß sind, daß der Laser ohne Wellenfrontkorrektur nicht betreibbar wäre. Neben der Astronomie sind die Hochenergielaser heute das wichtigste Anwendungsgebiet adaptiver optischer Systeme.

Aufgrund der hinlänglich bekannten Probleme der Fokussierbarkeit von Nd:Glas-Hochenergielasern [54, 108, 109, 110] wurde an der GSI schon sehr früh die Integration eines adaptiven optischen Systems erwogen. In der ersten Designstudie mit PROP92 des PHELIX-Hauptverstärkers[80] wurden Störungen der Wellenfront, die durch thermische Effekte in den NOVA-Verstärkerscheiben entstehen [111], berücksichtigt. Die Simulation zeigt, daß durch Einsatz eines adaptiven Spiegels am Ende der Laserkette (nach dem Endverstärker) die Qualität der Wellenfront drastisch verbessert werden kann: Die fokussierte Intensität nimmt bei einer Pulsenergie von 1 kJ um den Faktor 23 zu, bei einer Pulsenergie von 4,8 kJ um den Faktor 3. Für die Simulation wurde das "Adaptive Mirror Model" zugrunde gelegt, das für den Beamlet-Laser entwickelt worden war (vgl. Abbildung 7.2). Der adaptive Spiegel wird als rund angenommen und besitzt 37 Aktuatoren, deren Form als Gauß-förmig angenommen wird.

Am Central Laser Facility (CLF) wurde 1996 der Versuch gestartet, erstmals einen großflächigen, adaptiven Bimorphspiegel mit einem Durchmesser von 120 mm zu entwickeln
[112]. In Kollaboration mit der GSI wurde im Jahr 2000 begonnen, die Einsetzbarkeit eines solchen Spiegels in einem Hochenergie-Nd:Glas-Lasersystem wie VULCAN zu testen.
Ferner wurde untersucht, inwieweit sich ein solches System am PHELIX einsetzen läßt.
Dem großen Potential des Einsatzes adaptiver Optik in Hochenergielasern wurde mit der
Gründung des von der EU geförderten ADAPTOOL-Netzwerks² (Adaptive Optics Operation for Lasers) Rechnung getragen, dessen Laufzeit 3 Jahre betrug. Im Rahmen dieses
Netzwerks, dem die GSI als assoziertes Mitglied angehörte, stellte das CEA auch den
anderen Mitgliedern das Laserentwicklungsprogramm Miró zur Verfügung. Im Jahr 2002
wurde die Kollaboration zwischen GSI und CLF fortgesetzt und die Leistungsfähigkeit
adaptiver optischer Systeme insbesondere im Hinblick auf den Wellenfrontsensor und die
Widerstandsfähigkeit elektrischen Störungen durch die Hochspannungsanlage des Lasers

- CEA-CESTA (Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes Scientifiqies et Techniques d'Aquitaine),
- LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses),
- MPQ (Max Planck Institut für Quantenoptik),
- LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée),
- PALS (Prague Asterix Laser System),
- TH-CSF (Thomson-CSF Laboratoire Central de Recherche),
- RAL (Rutherford Appleton Laboratory),
- PWR (Politechnika Wrocławska),
- GSI (assoc. member);

European Union Contract No: HPRI-CT-1999-50012

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Mitglieder:

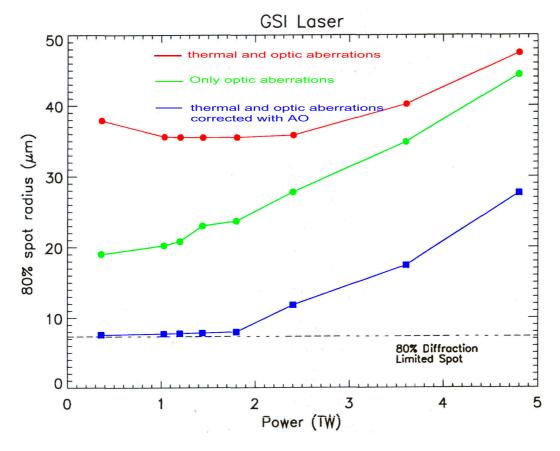


Abbildung 7.2: PROP92 Simulation der Fokussierbarkeit des PHELIX-Hauptverstärkers. Aufgetragen ist der Radius des Brennpunkts, in dem 80% der fokussierten Energie enthalten sind, über der Pulsleistung (unkomprimierter Puls). Die Kurven wurden für drei Fälle bestimmt. Die grüne Kurve zeigt das Verhalten ohne Berücksichtigung thermischer Effekte, die rote Kurve das gleiche mit Berücksichtigung thermischer Effekte, die blaue Kurve schließlich zeigt den Effekt einer Korrektur der roten Kurve mit einem adaptiven Spiegel am Ende des Nachverstärkers (Booster) [80].

getestet. Da sich herausstellte, daß der adaptive Spiegel des CLF nicht für den Einsatz am PHELIX geeignet war, untersuchte man in Kollaboration mit dem LULI den Einsatz eines preiswerten, dielektrisch beschichteten Spiegels, der in Rußland hergestellt wurde. Diese Kollaboration entstand Anfang 2002 im Rahmen des ADAPTOOL-Projekts und wurde Ende 2002 erfolgreich abgeschlossen.

### 7.2 Adaptive optische Systeme für Hochenergielaser

Ein konventionelles adaptives optisches System arbeitet nach dem in Abbildung 7.1 gezeigten Prinzip: ein Laserstrahl mit einer beliebig gestörten Wellenfront fällt zunächst auf den Phasenfrontkorrektor. Nach der Phasenkonjugation wird ein kleiner Teil des Strahls auf einen Wellenfrontsensor geleitet, der wiederum die aktuelle Verzerrung mißt. Über das Kontrollsystem wird der Fehler errechnet und an den Phasenfrontkorrektor zurückgegeben, der seine Aktuatoren entsprechend nachstellt. Diesen Regelkreis bezeichnet man als geschlossene Regelungsschleife ("closed loop" - im weiteren Text mit CL abgekürzt). In den folgenden drei Punkten sollen nun die einzelnen Komponenten und ihre verschiedenen Ausführungen vorgestellt werden.

#### 7.2.1 Phasenfrontkorrektoren

In den letzten Jahren wurden zahlreiche Geräte entwickelt, mit denen man die Phase eines Licht- oder Laserstrahls dynamisch kontrollieren kann. Jedes dieser Geräte hat seine Stärken und Schwächen. Die Auswahl des Phasenfrontkorrektors muß daher an die gegebene Anwendung angepaßt werden. Folgende Parameter sind dabei von Bedeutung:

- Korrekturbereich der Phase und räumliche Auflösung. In einem optischen System wird ein bestimmtes Spektrum von Raumfrequenzen der Wellenfront übertragen (MTF). Um dieses Spektrum oder einen gewissen Ausschnitt daraus zu verändern, bedarf es einer bestimmten Anzahl und Anordnung von Aktuatoren sowie einer maximale Amplitude (Hub).
- Zeitliches Ansprechverhalten ("Adaptive Response time" ART). Der Phasenfrontkorrektor benötigt eine gewisse Zeit, bis sich die Korrektur, die vom Kontrollsystem übermittelt wird, eingestellt hat. Insbesondere sind dabei (mechanische) Resonanzfrequenzen des Phasenfrontkorrektors zu beachten.
- Chromatische und dispersive Eigenschaften. Das optische Spektrum soll erhalten bleiben. Dies ist insbesondere bei CPA-Lasern wichtig.
- Kopplung an den Wellenfrontsensor. Dies bezieht sich auf die Frage, wie gut der Wellenfrontsensor die erzeugten Phasenfrontänderungen des Korrektors messen kann.

Phasenfrontkorrektoren können nach ihren optischen Eigenschaften charakterisiert werden. Man unterscheidet modale und zonale Korrektoren. Ein modaler Korrektor erzeugt für jeden seiner Steuerungskanäle eine Änderung der Phase über die volle Apertur. Ein zonaler Korrektor dagegen ändert die Phase für jeden Steuerungskanal nur lokal, d.h. auf einen kleinen Ausschnitt der Apertur begrenzt. Um eine Phasenänderung zu erzeugen, gibt es eine Vielzahl von Methoden. Deformierbare Spiegel ("Deformable Mirrors" -

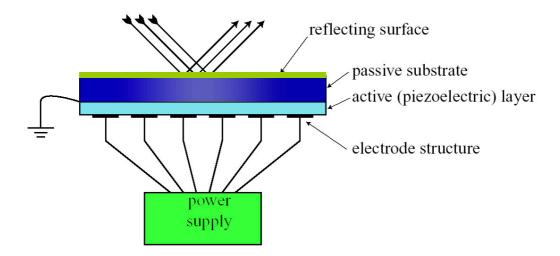


Abbildung 7.3: Aufbau eines bimorphen adaptiven Spiegels. Eine dünne Piezoplatte ist auf einen dünnen Spiegel geklebt. Durch lokales Anlegen von Spannungen dehnt sich der Piezo lokal aus und verursacht ein Biegemoment.

DFM) besitzen eine flexible Oberfläche, andere Phasenfrontkorrektoren erzeugen durch Änderung der Brechungseigenschaften im Medium eine Phasenverzögerung.

#### 7.2.1.1 Deformierbare Spiegel für die adaptive Optik

Deformierbare Spiegel sind die am weitesten verbreiteten Phasenfrontkorrektoren. Sie besitzen eine reflexive Oberfläche, die durch eine mechanische Kraft verbogen wird. Diese Kraft kann durch motorangetriebene Stellschrauben, Piezoaktuatoren, Magnetound Elektrostriktion vermittelt werden. Zudem kann die Oberfläche geschlossen (monolithisch) oder segmentiert sein. Segmentspiegel eignen sich für die Anwendung in
Hochenergielasern nicht: Um eine gute Korrektur der Wellenfront zu erreichen, ist eine
hohe Zahl an Aktuatoren notwendig. Zudem entstehen durch Beugung an den Spiegelkanten und den Spalten dazwischen Interferenzen und Verluste. Monolithische Spiegel
sind in der Regel mit einer Piezo-Aktuatormatrix hinterlegt, die lokale Deformationen
der Oberfläche bewirken.

Unimorphe und bimorphe Spiegel funktionieren nach einem ähnlichen Prinzip: Eine (unimorph) oder zwei (bimorph) dünne piezoelektrische Schichten werden auf eine reflektierende Oberfläche aufgeklebt. Durch Anlegen einer Spannung dehnt sich die piezoelektrische Schicht in der Länge aus, d.h. entlang einer Achse, die parallel zu ihrer Oberfläche ist. Dadurch wird ähnlich einem Bimetall ein Biegemoment erzeugt. Legt man die Spannung nur in kleinen Bereichen der piezoelektrischen Schicht an, so entsteht auch nur eine lokale Deformation. Der bimorphe Spiegel ist für den Einsatz in Hochenergielasern sehr gut geeignet: Er besitzt eine geschlossene, reflektierende Oberfläche und ist in der Herstellung verhältnismäßig preiswert. Die notwendige Steuerungselektronik ist ebenfalls einfacher im Aufbau, da weniger Leistung und kleinere Spannungen benötigt werden, als bei einem Piezo-Aktuator-Spiegel. Abbildung 7.3 zeigt schematisch den Schichtaufbau eines uni- oder bimorphen Spiegels.

Eine andere Art der deformierbaren Spiegel ist der Membranspiegel ("Membrane Deformable Mirrors" -MDM)[113]. Abbildung 7.4 zeigt einen Querschnitt durch einen MDM.

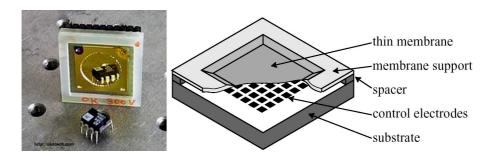


Abbildung 7.4: Aufbau eines Membranspiegels (MDM). Eine dünne Membrane befindet sich in kleinem Abstand zu einer Elektrodenmatrix. Durch Anlegen einer Spannung an eine Elektrode wird aufgrund elektrostatischer Anziehung die Membrane gekrümmt. Links ein MDM der Firma OKO flexible optical.

Eine dünne Membrane, die sich in kleinem Abstand über einem Elektrodenfeld befindet, wird durch elektrostatische Anziehung bei Anlegen einer Spannung angezogen. Dies birgt einen gravierenden Nachteil: Die Membrane kann nur durch Zug verformt werden, d.h. um eine Auslenkung in die andere Richtung zu erreichen, müssen die Elektroden vorgespannt werden. Die Oberflächendeformationen von MDMs werden durch die Poisson-Gleichung beschrieben, wobei der Druck durch die elektrostatische Anziehungskraft beschrieben wird. MDMs gehören daher zu den modalen Phasenfrontkorrektoren. MDMs besitzen aber den Vorteil, daß sie preiswert, einfach und großindustriell herzustellen sind. Zudem können sie mit großer Amplitude ausgelenkt werden [114]. Leider sind sie durch die dünne Spiegelmembrane, die i.d.R. aus metallisch beschichtetem Silizium besteht und ca. 0,5 µm dick ist, nicht sehr widerstandsfähig gegenüber Umwelteinflüssen (Schall, Vibrationen, etc.) und hohen optischen Leistungsdichten. Dielektrisch beschichtete Membrane sind in der Erprobung. Trotz dieser Nachteile gelang es bereits, einen MDM in einem 2,5 J/Puls fs-Laser erfolgreich einzusetzen [115].

#### 7.2.1.2 Flüssigkristall-Phasenmodulatoren für die adaptive Optik

Flüssigkristalle eignen sich aufgrund ihrer optischen Eigenschaften für den Einsatz als Phasenfrontkorrektoren (Flüssigkristall-Raumfrequenz-Modulatoren, "Liquid Crystal Spatial Light Modulators" - LC SLM). Sie werden bereits intensiv in Flüssigkristall-Anzeigen (LCDs) und Videoprojektoren genutzt. Flüssigkristalle werden durch Anlegen einer Spannung doppelbrechend, d.h. eine dünne Schicht von Flüssigkristallen kann eine Phasenverschiebung für eine Polarisationsrichtung der Lichtwelle erzeugen. Benutzt man zwei Schichten, die um 90° gekreuzt sind, dann ist der Effekt von der eingestrahlten Polarisationsrichtung unabhängig. Es gibt zwei Arten von Flüssigkristallen: ferroelektrische und nematische. Ferroelektrische Flüssigkristalle besitzen ein kurzes Ansprechverhalten (ca. 0,5 ms), ihre Phasenänderung ist jedoch diskret und kann nur 0 oder  $\pi$  betragen. Nematische Flüssigkristalle sind deutlich langsamer, können aber eine kontinuierliche Phasenänderung erzeugen. Kommerziell erhältliche Flüssigkristalle sind i.d.R. in Pixel unterteilt. Das erste CL-System wurde für die Anwendung in der Astronomie entwickelt [116]. Der Einsatz an Hochenergielasern ist ebenso interessant wie beschränkt: Durch das hohe Auflösungsvermögen können sehr hohe Raumfrequenzen erzeugt und moduliert werden, ande-

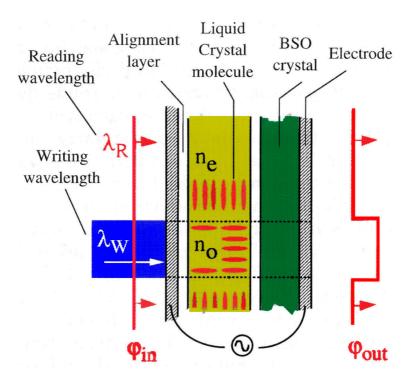


Abbildung 7.5: Prinzip eines optisch adressierten Spatial-Light-Modulator. [119]

rerseits ist der maximale Hub auf ca. 1 µm beschränkt. Die maximale Energie-Flußdichte beträgt i.d.R. 0,1 - 0,5 J/cm². Außerdem sind sie in der Größe nur beschränkt skalierbar und mit zunehmendem Durchmesser sinkt die optische Qualität. Heutige LCSLMs besitzen einen Durchmesser von 10-35 mm. Die Transmission beträgt etwa 70%. Im Rahmen des ADAPTOOL-Netzwerks war eines der Haupt-Projektziele die Weiterentwicklung und Optimierung der LCSLM-Technologie für die Anwendung in Hochenergielasern [117]. LCSLM für die adaptive Optik werden häufig durch Aufbringen einer weiteren, photoelektrischen Schicht modifiziert [118]. Das Prinzip ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Die Flüssigkristallschicht befindet sich zwischen einer der beiden Elektroden und einer monokristallinen Schicht aus BSO ( $B_{12}SiO_{20}$ ), auf der die andere Elektrode aufgeklebt ist. Die BSO-Schicht ist zunächst nichtleitend. Durch Einstrahlen von höherenergetischem ( $\lambda_W < 500nm$ ), inkohärenten Licht (Schreibvorgang) wird der BSO Kristall leitend, so daß die Flüssigkristalle einem effektiven elektrischen Potential ausgesetzt werden. Dem durch das LCSLM propagierende Signal (Laserstrahl) wird die vorher erzeugte Phasenmaske aufgeprägt [119].

#### 7.2.2 Wellenfrontsensoren

Es gibt eine Vielzahl von Methoden, die Phase einer Lichtwelle zu messen. Ein Wellenfrontsensor muß die OPD in Abhängigkeit von der Position im Strahl ermitteln. Dies kann direkt geschehen durch interferometrische Methoden, bei denen man die aberrierte Lichtwelle mit einer Referenzlichtwelle vergleicht. Interferometer werden in der adaptiven Optik sehr wenig eingesetzt, da sie i.d.R. nur mit monochromatischem Licht betrieben werden können und sehr empfindlich gegenüber Strahllageveränderungen sind. Indirek-

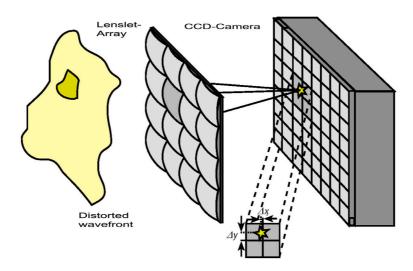


Abbildung 7.6: Prinzip des Shack-Hartmann-Sensors. Eine gestörte Wellenfront fällt auf eine Matrix aus Linsen. Der lokale Phasengradient verursacht einen Versatz des entsprechenden Brennpunktes auf der CCD-Kamera.

te Meßmethoden nutzen die Messung des Phasengradienten bzw. den Strahlversatz im Fernfeld aus (geometrische Methode). Die für die adaptive Optik am wichtigsten Sensoren sind Hartmann-, Shack-Hartmann-Sensor und Scherungsinterferometer. Neben diesen Methoden läßt sich aber auch die Krümmung der Phasenfront messen, indem man die Intensitätsverteilung entlang der Strahlausbreitung untersucht ("curvature sensors"). Für die adaptive Optik mit DFMs sind solche Sensoren von besonderer Bedeutung, da die gemessene Krümmung exakt der am DFM zu erzeugenden Oberflächenkrümmung entspricht. Im folgenden sollen nun die für die adaptive Optik wichtigsten Wellenfrontsensoren besprochen werden.

#### 7.2.2.1 Hartmann-Methode und Shack-Hartmann-Sensor

Die Hartmann-Methode wurde früher zur Oberflächenanalyse großer Optiken benutzt [120] und beruht auf einem einfachen Prinzip: Eine aberrierte Wellenfront (z.B. das von der zu untersuchenden Oberfläche reflektierte Licht) fällt auf eine Platte, die mit vielen kleinen gleichgroßen Löchern durchsetzt ist (Hartmann-Platte). Die Wellenfront wird dadurch in ein Punktgitter zerlegt. In einem Abstand D befindet sich ein Schirm, auf den Teilstrahlen, die durch die Subaperturen fallen, gemäß dem Huygenschen Prinzip fokussieren. Im Fall einer ebenen Wellenfront, die parallel zur Hartmann-Platte ist, liegen diese Brennpunkte auf dem Schirm exakt auf den Normalen der jeweiligen Subaperturen. Für eine Wellenfrontverzerrung an einer Subapertur erfährt der entsprechende Brennpunkt einen Versatz (die Ausbreitungsrichtung ist immer senkrecht zur Wellenfront, vgl. Bild 4.11). Das bedeutet, daß der Brennpunktversatz direkt dem entsprechenden Phasenfrontgradienten proportional ist. Aus den Brennpunktversätzen kann man direkt die Wellenfront rekonstruieren [121].

Der Shack-Hartmann-Sensor (SHS) beruht auf der Hartmann-Methode, wobei Shack die Lochplatte durch eine Linsenmatrix ("Lenslet-Array" - LLA) ersetzte (vgl. Abbildung 7.6). Dies bietet einige Vorteile wie erhöhte Sensitivität und kleinere Bauweise. Der SHS mißt nur Differenzen, d.h. den Versatz des Brennpunktes einer Subapertur zu einer Referenz.

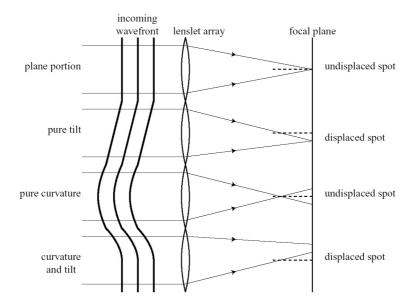


Abbildung 7.7: Prinzip und Auflösungsbegrenzung des Shack-Hartmann-Sensors. Von oben nach unten: Eine ebene, zur LLA-Ebene parallele Wellenfront erzeugt einen unversetzten Brennpunkt. Eine Verkippung führt dagegen zum Versatz des Brennpunktes und gibt direkt die Steigung der Wellenfront an. Im dritten Fall führt eine Krümmung der Phasenfront, die sich nur über eine Subapertur erstreckt, zu einer Defokussierung, nicht aber zu einem Versatz. In Kombination mit einer Verkippung führt dies zu einem versetzten, defokussierten Brennpunkt. In den beiden letzten Fällen kann die eigentliche Wellenfront nicht eindeutig rekontruiert werden [122].

Daher muß der SHS für absolute Messungen mit einer ebenen Wellenfront kalibriert werden.

Das Auflösungsvermögen eines SHS bzgl. der detektierbaren Raumfrequenz ist durch die Anzahl der Subaperturen bestimmt. Näherungsweise kann man sagen, daß Aberrationen, deren Wellenlänge kürzer als der vierfache Durchmesser einer Subapertur ist, nicht mehr aufgelöst werden können. Das Problem ist in Abbildung 7.7 verdeutlicht: Besteht die Wellenfrontverkrümmung nur über eine Subapertur und ist nicht durch eine reine Verkippung ("Tilt") darstellbar, dann führt dies zu einer Vergrößerung und evtl. zu einem zusätzlichen Versatz des Brennpunktes. In diesem Fall kann nicht eindeutig auf den tatsächlichen Gradienten der Wellenfront zurückgeschlossen werden. Da aber für ein adaptives optisches System nur etwa 2-4 mal soviele Subaperturen wie Aktuatoren gebraucht werden [123], ist durch die begrenzte Aktuatoranzahl von DFMs der SHS sehr gut geeignet. Das Auflösungsvermögen bezogen auf die einzelne Amplitude der Aberrationen ist durch die Brennweite des LLA, das Auflösungsvermögen der CCD-Kamera und den bildverarbeitenden Computeralgorithmus begrenzt. Das typische Auflösungsvermögen kommerzieller SHS beträgt ca.  $\lambda/20-\lambda/50$ .

Zusammenfassend sind die Vorteile des SHS wie folgt:

- Die Meßmethode und der Aufbau ist einfach und kompakt; durch die geometrische Meßtechnik ist der SHS verhältnismäßig unempfindlich gegenüber Vibrationen.
- Der SHS ist über einen weiten Wellenlängenbereich einsetzbar.
- Im kontinuierlichen Betrieb können Aberrationen mit großen Amplituden gemessen

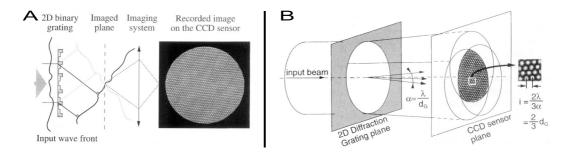


Abbildung 7.8: Prinzip des Achromatic-Three-Wave-Lateral-Shear-Interferomters (ATWLSI). Der einfallende Strahl wird an einem 2D-Gitter in 3 Strahlen zerlegt, die man dann miteinander wiederum interferiert. Die Interferenz erscheint dann als Punktmuster [119].

werden; im Pulsbetrieb ist dies durch den Abstand zweier Brennpunkte beschränkt.

• Die Messung der Wellenfront mit dem SHS liefert den Phasenfrontgradienten, der ohne die Wellenfront rekonstruieren zu müssen zur Ansteuerung des adaptiven Spiegels dienen kann.

#### 7.2.2.2 Das Achromatische Dreiwellen-Lateral-Scherungsinterferometer

Das Achromatische Dreiwellen-Lateral-Scherungsinterferometer ("Three wave lateral shear interferometer" - ATWLSI) wurde 1997 erstmals von Primot vorgeschlagen und verwirklicht [124]. Es besteht aus einem 2-dimensionalen Gitter mit binären Stufen, das den einfallenden Strahl in drei Richtungen beugt. Mit einem Teleskop bildet man das Gitter auf eine CCD-Kamera ab, wobei man durch einen Filter nur die 1. Ordnungen passieren läßt. Dadurch entstehen drei Strahlen, die jeweils die gleiche Intensität besitzen. Mit Ausnahme der Neigung (Tilt) bleiben die Eigenschaften der Wellenfront in den "Kopien" erhalten. Auf der CCD-Kamera, die sich in der Bildebene befindet, interferieren die Strahlen miteineinander und erzeugen ein Interferenzbild in Form eines 2-dimensionalen hexagonalen Punktmusters (vgl. Abbildung 7.8). Der Abstand der Punkte untereinander ist abhängig vom lokalen Gradienten der einfallenden Wellenfront. Aus dem Interferogramm kann durch 2-dimensionale Fouriertransformation auf die Wellenfront zurückgerechnet werden. Die Methode und der Algorithmus sind beschrieben in [124, 125].

Die Achromasie begründet sich aus der Tatsache, daß der optische Weg für alle drei Strahlen geometrisch gleich lang ist und der Abstand der Punkte im Interferogramm von der Wellenlänge unabhängig ist. Das transversale Auflösungsvermögen des ATLWSI ist abhängig von der Gitterkonstante des 2D-Gitters, das longitudinale von der Position der Kamera. Durch Verschieben der Kamera vor oder hinter die Bildebene des Gitters läßt sich das Auflösungsvermögen, d.h. die minimal detektierbare Amplitude der Wellenfront, vergrößern bzw. verkleinern. Das in den Experimenten verwendete ATWLSI in LULI erreicht longitudinale Auflösungen bis zu  $\lambda/100$ , die maximale Amplitude beträgt ca.  $100\lambda$  (Kamera genau in der Bildebene). Das transversale Auflösungsvermögen beträgt ca.  $128\times128$  Punkte. Das ATWLSI ist nicht selbstreferenzierend und muß mit einer Referenzwellenfront kalibriert werden.

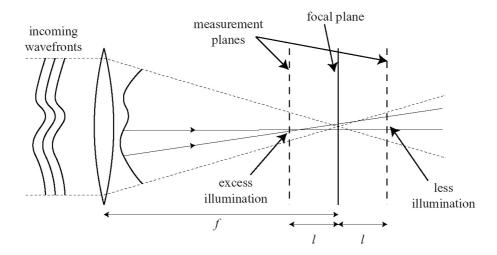


Abbildung 7.9: Prinzip des Phasenfrontkrümmungs-Sensors. Durch Vergleich der Intensitätsverteilungen vor und nach der Brennebene kann auf die Wellenfront zurückgerechnet werden.

#### 7.2.2.3 Der Phasenfrontkrümmungs-Sensor (Curvature Sensor)

Ein weiterer und in der Astronomie verwendeter Wellenfrontsensor beruht auf der Messung der Phasenfrontkrümmung [126, 127] durch Ermittlung der Änderung der Intensitätsverteilungen entlang der Propagation des Lichtstahls. Der einfallende Lichtstahl wird fokussiert und die Intensitätsverteilung in zwei Ebenen vor und nach der Brennebene gemessen (vgl. Abbildung 7.9). Kennt man die jeweiligen Intensitätsverteilungen und die Lage der Brennebene, so kann man aus den Intensitätsdifferenzen und den Randbedingungen durch Lösen einer Differentialgleichung 2. Ordnung die Funktion der Wellenfront berechnen (vgl. Kapitel 4.6.1). Intensität und Wellenfront hängen über den Laplace-Operator zusammen (die Intensität ist proportional der 2. Ableitung der Wellenfront). Das heißt, daß diese Methode der Wellenfrontmessung sich sehr gut mit DFMs kombinieren läßt, da diese Phasenfrontkrümmungen bewirken. Da die Messung der Wellenfront im Phasenfrontkrümmungs-Sensor ("Curvature wavefront sensor" - CWFS) nach den Gesetzen der geometrischen Optik erfolgen, ist er wie der SHS weitgehend achromatisch und unempfindlich gegenüber Erschütterungen u.ä. im Vergleich zu interferometrischen Methoden. Der CWFS findet bisher keine Anwendung in der adaptiven Optik für Hochenergielaser, da diese Pulslaser sind und die Messung der Intensitätsverteilung vor und nach einem Brennpunkt innerhalb eines Schusses problematisch ist.

## 7.2.3 Das Kontrollsystem und die Regelung adaptiver optischer Systeme

Das Kontrollsystem übernimmt die Regelung des Phasenfrontkorrektors. Dabei berechnet sie aus der Wellenfrontmessung des WFS die Phasenfrontmaske, die zur Kompensation der Aberrationen notwendig ist. Die Darstellungsform der Phasenmaske hängt von der Art des verwendeten Phasenfrontkorrektors ab. Für die in dieser Arbeit besprochenen Experimente (VULCAN DFM, LULI DFM und GSI DFM) wurde ein Matrixalgorithmus verwendet. Dabei wird davon ausgegangen, daß der Spiegel eine orthonormale Basis mit n unahbängigen Basisvektoren besitzt, wobei n die Anzahl der Aktuatoren ist. Dann ist die

gemeinsame Wirkung zweier Aktuatoren die Linearkombination der zwei einzelnen Aktuatoren. Damit ist es möglich, durch eine einfache Matrixoperation die an die Elektroden anzulegende Spannung aus der gemessenen Wellenfront zu bestimmen:

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_{n-1} \\ V_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{1,m-1} & C_{1,m} \\ C_{21} & \dots & & \dots & \dots \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ C_{n-1,1} & \dots & & \dots & \dots \\ C_{n1} & C_{n2} & \dots & C_{n,m-1} & C_{nm} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ S_{m-1} \\ S_m \end{pmatrix}$$
(7.2)

Der Vektor  $S_m$  beinhaltet die einzelnen Wellenfrontmessungen; im Fall des SHS ist m gleich der Anzahl der Subaperturen.  $C_{mn}$  wird als die sogenannte Kontrollmatrix bezeichnet und beinhaltet die Eigenschaften des Spiegels. Alternativ läßt sich schreiben:

$$\begin{pmatrix}
R_{11} & R_{12} & \dots & R_{1,n-1} & R_{1,n} \\
R_{21} & \dots & & \dots & \dots \\
\vdots & & \vdots & & \vdots \\
R_{m-1,1} & \dots & & \dots & \dots \\
R_{m1} & R_{m2} & \dots & R_{m-1,n} & R_{mn}
\end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix}
V_1 \\
V_2 \\
\vdots \\
V_{n-1} \\
V_n
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
S_1 \\
S_2 \\
\vdots \\
\vdots \\
S_{m-1} \\
S_m
\end{pmatrix}$$
(7.3)

 $R_{mn}$  wird als sogenannte Response-Matrix bezeichnet und sagt aus, welche Spannung man an die Aktuatoren anlegen muß, um eine Wellenfrontmessung  $S_m$  zu erhalten. Um die Response-Matrix zu generieren, muß die Wellenfrontfunktion für jeden einzelnen Aktuator gemessen werden. Dazu legt man nacheinander an jeden Aktuator eine bestimmte Spannung an und nimmt  $S_m$  auf:

$$\begin{pmatrix}
R_{11} & R_{12} & \dots & R_{1,n-1} & R_{1,n} \\
R_{21} & \dots & & \dots & \dots \\
\vdots & & \vdots & & \vdots \\
R_{m-1,1} & \dots & & \dots & \dots \\
R_{m1} & R_{m2} & \dots & R_{m-1,n} & R_{mn}
\end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix}
V_1 = V_0 \\
0 \\
\vdots \\
0 \\
0
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
S_1 \\
S_2 \\
\vdots \\
\vdots \\
S_{m-1} \\
S_m
\end{pmatrix} \equiv$$

$$\begin{pmatrix}
R_{11} = S_1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\
R_{21} = S_2 & \dots & \dots & \dots \\
\vdots & & \vdots & & \vdots \\
R_{m-1,1} = S_{m-1} & \dots & \dots & \dots \\
R_{m1} = S_m & 0 & \dots & 0 & 0
\end{pmatrix}$$
(7.4)

Dies führt man fort für jeden Aktuator. Durch Pseudo-Inversion der Matrix  $R_{mn}$  läßt sich die Kontrollmatrix finden. Die Matrix wird mit der Methode der Singulärwertzerlegung ("Single value decomposition" - SVD) invertiert, die eine Basis von Spiegelmoden erzeugt, auf die sich die gemessenen Phasenfronten abbilden lassen. Grundsätzlich kann jede Matrix in drei Matrizen faktorisiert werden:

$$R_{mn} = A_{mn} \cdot S_{nn} \cdot B_{mn}^T. \tag{7.5}$$

 $A_{mn}$  und  $B_{mn}$  sind orthogonal und  $S_{nn}$  ist eine diagonale Matrix, die die Singulärwerte enthält. Die Kontrollmatrix läßt sich nun leicht aus  $R_{mn}$  erzeugen:

$$R_{nm}^{-1} = C_{nm} = B_{nn} \cdot \left(\frac{1}{s}\right)_{nn} \cdot A_{nm}^{T}.$$
 (7.6)

Jede Spiegelmode, die in der Kontrollmatrix repräsentiert ist, erfährt eine Wichtung um  $1/S_n$ . Die  $1/S_n$  bilden ein Spektrum, wobei hohe n-Werte hochfrequenten, sehr komplexen Spiegelmoden entsprechen, die sehr empfindlich auf Störungen und Rauschen sind. In der CL werden solche Moden dann verstärkt, was zur Divergenz des Algorithmus führt. Man kann aber die S-Matrix entsprechend modifizieren und damit ein Herausfiltern hoher Spiegelmoden bewirken.

# 7.3 Entwicklung und Evaluation adaptiver Optik für den VULCAN-Petawatt-Laser

Der VULCAN-Laser am Central Laser Facility des Rutherford Appleton Laboratory ist ein Multiterawatt Nd:Glas-Laser mit acht Laserarmen, von denen zwei im CPA-Modus betrieben werden können. Der Laser erzeugt Pulse mit einer Energie bis zu 2,6 kJ und der Dauer weniger Nanosekunden oder Pulse mit Intensitäten bis zu 100 Terawatt und der Dauer von ca. 600-800 Femtosekunden. 1999 wurde begonnen, den CPA-Laserarm für Intensitäten bis zu einem Petawatt auszubauen. Das Projekt war für eine Dauer von 3,3 Jahren angesetzt und beinhaltete neben dem Aufbau einer zusätzlichen Verstärkerstufe (drei Scheibenverstärker mit 208 mm Durchmesser) große Anstrengungen in der Optimierung des bestehenden Lasersystems. Dies sind die Vergrößerung der Bandbreite und die Verbesserung der Phasenfront mit Hilfe von adaptiver Optik. Die Upgrade-Spezifikationen sind:

• Maximale Laserenergie: 670 J

• Energie nach dem Kompressor: 500 J

• Pulsdauer: 500 fs

 $\bullet$  Energiedichte auf den Gittern des Kompressors: 170 mJ/cm<sup>2</sup>

• Strahldurchmesser: 600 mm

• Durchmesser des Brennpunkts: 10 µm

• Fokussierte Intensität:  $10^{21} \text{ W/cm}^2$ .

Die Fertigstellung war für Juni 2002 geplant, ist jedoch noch nicht vollständig abgeschlossen. Abbildung 7.10 zeigt den Aufbau des VULCAN-Lasers. Ab einer Energie von etwa 150 mJ erfolgt die Verstärkung mit Nd:Glas. Zunächst durchläuft der Puls drei Stabverstärker (16, 25, 45 mm Durchmesser) bis zum Erreichen einer Energie von ca. 3 J. Der Strahl wird dann von 45 auf 108 mm aufgeweitet und in einem Scheibenverstärker mit 6 Verstärkerscheiben weiterverstärkt, der zweifach durchlaufen wird. Mit einem weiteren

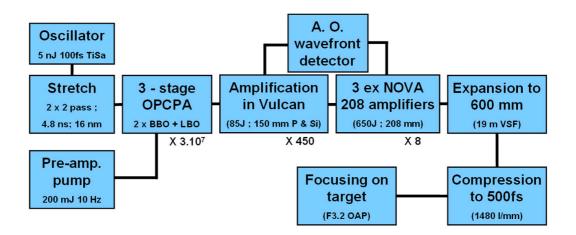


Abbildung 7.10: Blockdiagramm des VULCAN-Petawatt-Lasers. [128]

Scheibenverstärker (4 Scheiben, Durchmesser 150 mm) wird auf 150 J verstärkt und der Puls dann zu einer weiteren Verstärkerstufe aus drei 208 mm Scheibenverstärkern³ transportiert. Dort erreicht er dann 650 J. Der VULCAN-Laser ist nicht vollständig in sich abgebildet, d.h. daß der Strahl stellenweise mehrere Meter frei propagiert. Dies betrifft insbesondere eine Strecke von ca. 15 m zwischen 150 mm und 208 mm Verstärker.

Der Laserstrahl trifft auf mehr als 300 Oberflächen im Nd:Glas-Laser. Trotz hoher optischer Qualität führt dies zu einer deutlichen Degradation der Wellenfront bereits im kalten Zustand des Lasers. Die Messung der Aberrationen im zeitlichen Verlauf mit einem Radial-Shear-Interferometer über einen Zeitraum von ca. 40 Minuten sind in Abbildung 7.11 dargestellt. Wie man sieht, fluktuieren die Aberrationen langsam im Bereich von Minuten. Dies ist auf Luftbewegungen durch die Klimaanlage und thermische Drift-Effekte zurückzuführen. Die astigmatischen Terme 0. Ordnung dominieren jedoch. Daher wurde der Retrospiegel im Doppelpaß des 108 mm Verstärkers durch einen statischen Korrektor ersetzt [109]. Der Retrospiegel befindet sich in einer Bildweitergabe-Ebene des Lasersystems. Durch Einbau des statischen Korrektors, bei dem ein konventioneller Spiegel in einem Rahmen durch Verspannung verbogen werden kann, wurde die Wellenfrontverzerrung von 3,3  $\lambda$  auf 1,2  $\lambda$  PTV signifikant verbessert. Im Betrieb jedoch nehmen die Wellenfrontstörungen durch thermische Effekte drastisch zu [130]. Für den Ausbau zum Petawatt-Laser ist VULCAN auf eine adaptive Korrektur der Wellenfrontstörungen angewiesen. Der adaptive Spiegel soll den statischen Korrektor ersetzen. Daraus ergeben sich folgende Spezifikationen für ein adaptives optisches System:

- Die freie Apertur des DFM muß 108 mm sein, damit der Spiegel im Doppelpaß des 108 mm Scheibenverstärker den statischen Korrektor ersetzen kann.
- Die Wiederholrate der Wellenfrontkorrektur soll bei ca. 1 Sekunde liegen, da schnelle Aberrationen mit Ausnahme von Luftturbulenzen nicht auftreten.
- Das System muß störsicher gegen elektromagnetische Störungen sein, wie sie beim Betrieb eines blitzlampengepumpten Hochenergielaser auftreten.

 $<sup>^3</sup>$  Die 208 mm Verstärker stammen aus dem abgebauten NOVA-Laser, wurden jedoch modifiziert: von den ehemals 8 Lampen pro Blitzlampenpanel wurden 4 entfernt. Die Flußdichte am Ausgang des Verstärkers beträgt 2,8  $\rm J/cm^2$ .

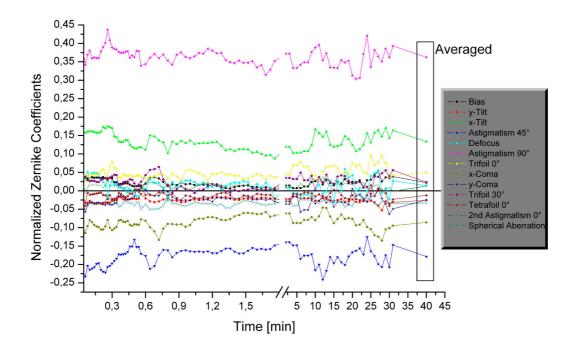


Abbildung 7.11: Zeitlicher Verlauf der Aberrationen im VULCAN-Laser im kalten Zustand. Daten nach [129].

• Die CL muß stabil arbeiten. Es dürfen keine unsicheren Betriebszustände (Strahlfokussierung im Laser o.ä.) auftreten.

Am CLF wurde 1998 mit der Entwicklung eines bimorphen, adaptiven Spiegels begonnen [112], der eine freie Apertur von 108 mm besitzt. Zu diesem Zeitpunkt waren weltweit Spiegel in dieser Größenordnung nicht verfügbar. Das bimorphe Konzept wurde gewählt, da es für die Verwendung in Hochenergielasern ausgezeichnet geeignet und zudem kostengünstig ist. Dünne piezokeramische Scheiben sind aber mit der benötigten Dicke unter 2 mm nicht erhältlich. Daher wurde beim ersten Spiegel-Prototyp VP-1 die piezokeramische Schicht aus 4 einzelnen Segmenten zusammengefügt und auf ein Glassubstrat aufgeklebt. Anschließend wurde das Substrat mit einer reflektierenden Schicht aus Gold bedampft. Obwohl die Flußdichten im Laser sehr hoch sind, entschied man sich für eine Goldschicht, da dielektrische Beschichtungen starke Biegemomente auf das Substrat ausüben. Der Spiegel besitzt 64 Aktuatoren, die ringförmig in 4 konzentrischen Kreisen angeordnet sind. Der innerste Ring wird durch 4, der zweite durch 12 und der dritte und der äußere Ring durch 24 Aktuatoren gebildet. Die Radienabstufungen sind 0,37d, 0,6d, 0,79d, 1,0d; d ist dabei der Durchmesser des Spiegels. Weitere Angaben sind in [131, 132, 133] aufgeführt und erläutert.

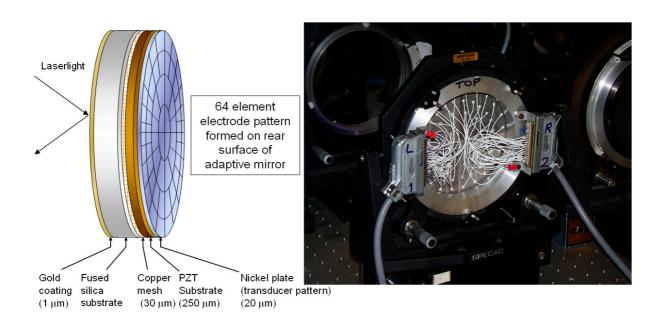


Abbildung 7.12: Aufbau des adaptiven Spiegels am VULCAN-Laser. Der Spiegel besitzt 64 Aktuatoren. Rechts ist das Elektrodenfeld des Spiegels zu sehen.

### 7.3.1 Test des adaptiven bimorphen Spiegels VP1 am VULCAN-Hochenergielaser

Der adaptive Spiegel VP1 war bis dato nur in einem Testaufbau mit einem HeNe-Laser betrieben worden. Im Sommer 2000 wurde daher in einer ersten Strahlzeit am VULCAN in LA3 (Laser Area 3) ein Testaufbau errichtet, bei dem ein Laserstrahl des VULCAN Justierlasers (Nd:YLF-Laser) mit Hilfe des adaptiven Spiegels korrigiert werden soll. Zunächst wurde der Laserarm 6 (Beam 6) verwendet. Der Testaufbau ist in Abbildung 7.13 schematisch dargestellt; Abbildung 7.14 zeigt Bilder des Aufbaus. Der Laserstrahl des VULCAN trifft auf den adaptiven Spiegel in 0°-Geometrie. Der reflektierte Strahl wird über einen Strahlteiler in den Diagnostikkanal geführt. Dort wird er zum einen auf den Wellenfrontsensor für den CL-Betrieb, eine Hartmann-Platte, geführt, zum anderen auf einen weiteren Diagnostiktisch, auf dem separat das Fernfeld und die Wellenfront gemessen wird. Die Wellenfront wird interferometrisch mit einem Radial-Shear-Interferometer gemessen, wie es auch im PHELIX-Vorverstärker aufgebaut wurde.

Zur Erzeugung der Referenzwellenfront wurde ein diodengepumpter Nd:YLF-Laser mit einer Ausgangsleistung von 200 mW verwendet, dessen Wellenfront durch Raumfrequenzfilterung zusätzlich verbessert wurde. Der Referenzstrahl kann durch einen Klappspiegel in den Aufbau injiziert werden. Das Fernfeld des korrigierten Laserstrahls wird mit einer auf -30 °C gekühlten 16-bit Kamera (ANDOOR) gemessen, um ein möglichst hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Als Wellenfrontsensor wurde eine Hartmannplatte mit 128 Subaperturen verwendet, die auf den Spiegel angepaßt ist. Jede Subapertur des Hartmann-Sensors bildet jeweils einen Punkt zwischen zwei Aktuatoren ab. Die Hartmann-Platte wird durch einen Filmdrucker mit 2400 dpi Auflösung hergestellt; die Löcher besitzen etwa 5 mm Durchmesser. Mit Hilfe einer Linse direkt nach der Hartmann-Platte werden die Punkte auf einer CCD-Kamera fokussiert (vgl. Abbildung

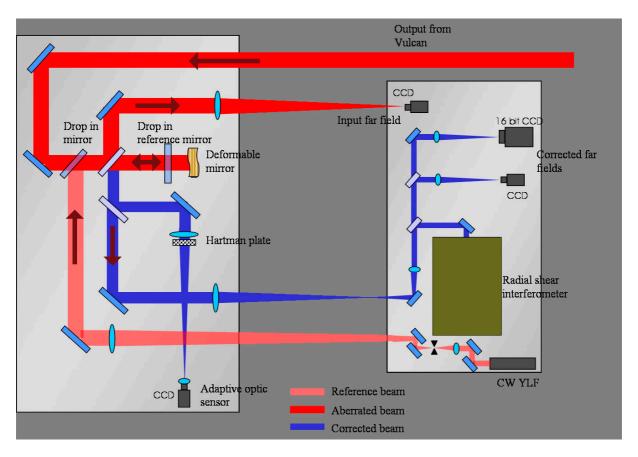


Abbildung 7.13: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus für den Test des adaptiven Spiegels VP1 am VULCAN-Laser.



Abbildung 7.14: Experimentaufbau für den Test der adaptiven Optik am VULCAN in der Strahlzeit 2000. Die Bilder zeigen: a) die Strahleinkopplung von VULCAN auf den adaptiven Spiegel; b) die Diagnostikaufbauten mit dem Radial-Shear-Interferometer; c) die goldbeschichtete Frontfläche des adaptiven Spiegels und d) den Blick auf die Rückseite des adaptiven Spiegels.

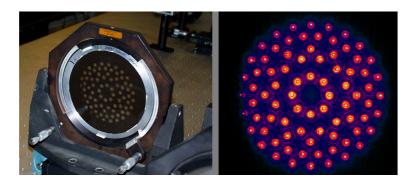


Abbildung 7.15: Hartmann-Sensor des adaptiven optischen Systems am VULCAN. Links sieht man die auf eine Linse aufgeklebte Hartmann-Platte, rechts das erzeugte Muster auf der CCD-Kamera

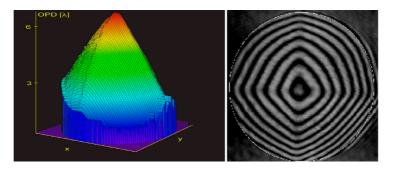


Abbildung 7.16: Oberfläche des VP1 nach dem Aufbringen der Goldschicht. Die Oberfläche weist eine große statische Deformation auf (ca. 8  $\lambda$  Peak-To-Valley) [134].

7.15). Das Bild wird mit Hilfe eines "Framegrabbers" in einen Computer eingelesen, der das Kontrollsystem bildet. Die Software berechnet aus der Abweichung jedes einzelnen Punktes von seinem Referenzort die nötige Spannung für den Aktuator, um den Versatz zu kompensieren. Zuvor muß eine Referenzwellenfront und die Response-Matrix des Spiegels aufgenommen werden. Die Wellenfrontverzerrung des Referenzstrahls betrug  $\lambda/5$  PTV.

Nachdem der VP1 eingebaut worden war, sah man anhand des Interferogramms sofort eine starke, pyramidenartige Struktur in der am Spiegel reflektierten Wellenfront. Die Optical-Path-Difference (OPD) betrug ca. 8  $\lambda$  PTV. Der erste Test in Closed Loop (CL) zeigte, daß der Spiegel seine selbst verursachten Aberrationen bis zu 0,5  $\lambda$  PTV gut korrigieren konnte. Da vor dem Beschichtungsprozeß die Oberflächenqualität  $\lambda/3$  betragen hatte, wird vermutet, daß durch die nötige Wärme beim Beschichtungsprozeß der Epoxid-Klebstoff, mit dem die piezoelektrische Schicht auf das Glassubstrat geklebt ist, seine Form verändert hat. Der adaptive Spiegel wurde darauf hin dreifach wärmebehandelt (Aufheizen auf 80° C für ca. eine Stunde), bis keine Änderung der Oberfläche durch den Prozeß mehr feststellbar war. Anschließend wurde die Oberfläche erneut poliert und beschichtet (bis auf ein  $\lambda$  PTV). Nach dieser Prozedur war die pyramidenförmige Struktur im Interferogramm nicht mehr erkennbar. Die Oberflächenkrümmung des DFM wurde gemessen und betrug 1,8  $\lambda$ . Anschließend wurde der Planspiegel an die Stelle des DFM im Testaufbau gesetzt und das Hartmann-Muster der Referenzwellenfront aufgenommen. Dann wurde der adaptive Spiegel wieder eingesetzt und untersucht, ob

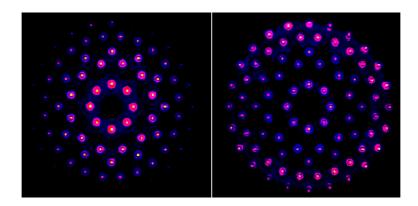


Abbildung 7.17: Ergebnis der radialen Abschwächung der Intensitätsverteilung des Hartmann-Musters. Links ist das Hartmann-Muster des ungefilterten Strahls mit Gauß-förmiger Intensitätsverteilung zu sehen, rechts jenes mit einem radialen Abschwächungsfilter. Der Algorithmus findet im rechten Muster alle Hartmann-Punkte, während links einige verloren werden.

das System CL betreibbar ist. Dabei erwies sich der Teil der Software, der die Intensitätsschwerpunkte der Brennpunkte der Hartmann-Platte bestimmt, als kritischer Punkt. Da die Intensitätsverteilung im Laserstrahl Gauß-förmig war, erschienen solche Punkte, die sich in der Strahlmitte befanden, gesättigt auf der CCD, während Punkte nahe dem Rand nicht erkannt wurden. Wird die CCD gesättigt, treten bei der Schwerpunktbestimmung des Brennpunkts Fehler auf. Da die Dynamik der Kamera (8 bit) nur 256 Helligkeitsstufen zuläßt, wurden Glassubstrate mit einem kreisförmigen Absorptionsprofil bedampft, so daß nach Einbau der Blende vor die CCD die Intensitäten nivelliert waren (Abbildung 7.17). Nach dieser Maßnahme funktionierte der Algorithmus zuverlässig, und es war möglich das System CL zu betreiben.

Zunächst wurde getestet, wie gut der DFM seine eigenen Aberrationen korrigieren kann. Dazu wird er mit dem Referenzstrahl beleuchtet, verwendet als Referenz die aufgenommene Wellenfront des Planspiegels und versucht in der CL diese zu rekonstruieren. Dies gelang gut. Abbildung 7.18 zeigt zwei Aufnahmen des Interferogramms und des Fernfelds des am in Closed-Loop betriebenen DFM reflektierten Referenzstrahls. Dabei wurden durch Modifikation der S-Matrix im oberen Teil der Abbildung nur die ersten 20 Spiegelmoden im CL-Betrieb erlaubt. Bei der unteren Abbildung wurden 40 Moden erlaubt, wobei ab der Spiegelmode 20 alle weiteren zunehmend gedämpft wurden. Die Dämpfungsfunktion war linear. Es konnte jedoch kein signifikanter Unterschied festgestellt werden. Ließ man jedoch alle Spiegelmoden zu, konnte das System nicht CL betrieben werden, d.h. die CL divergierte sofort. Ferner wurde die Annahme verifiziert, daß die unteren Spiegelmoden sich weitgehend unabhängig voneinander verhalten und nicht aneinander koppeln (Voraussetzung für die Single-Value-Decomposition Methode). Nach Abschalten der ersten Spiegelmode durch Setzen von  $1/s_{11} = 0$  konnte das System Defokus nicht mehr korrigieren. Die Störung des Interferogramms in der Mitte rührt nach wie vor von der Segmentierung der piezoelektrischen Schicht her und ist trotz Nacharbeitung evident. Dies ist auch gut im Fernfeld zu erkennen: Um die 0. Ordnung des Beugungsmuster ist im nächsten Beugungsring bereits die viereckige Struktur zu erkennen. Der Spiegel konnte jedoch gut seine eigenen Aberrationen (1,8  $\lambda$ ) kompensieren: Die korrigierte Wellenfront wies eine OPD von 0,35  $\lambda$  PTV auf, was annähernd der Referenzwellenfront mit 0,2  $\lambda$ 

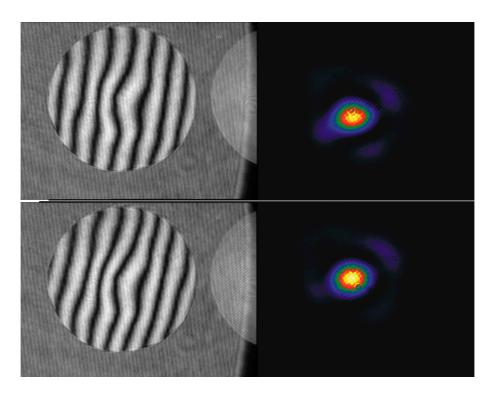


Abbildung 7.18: Interferogramm und Bild des Fernfelds des mit dem Referenzstrahl Closed-Loop betriebenen VP1 am VULCAN-Laser. Oben sind die ersten 16, unten die ersten 25 Spiegelmoden erlaubt. Die Segmentierung ist trotz der Nacharbeitung des Spiegels sowohl im Interferogramm als auch im Fernfeld evident.

#### entspricht.

Um herauszufinden, bei wieviel erlaubten Spiegelmoden das System das beste Resultat liefert, wurden für verschiedene S-Matrizen jeweils 1000 Bilder des Hartmann-Musters aufgenommen. Aus den Bildern wurde für jeden Ring der Hartmann-Punkte die mittlere Abweichung der Punkte bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.19 gezeigt: Mit zunehmender Zahl der Spiegelmoden nimmt zunächst für alle betrachteten Ringe der mittlere Versatz der Hartmann-Punkte ab, was einer Verbesserung der Wellenfront entspricht. Ein Minimum wird bei ca. 20 erreicht. Komplexere Spiegelmoden führen wieder zur Degradation der Wellenfront (Anstieg des mittleren Versatzes der Hartmann-Punkte). Die Varianz nimmt mit der Anzahl der erlaubten Spiegelmoden zu, das lokale Maximum bei 25 insbesondere bei den inneren Ringen (Ring 1-3) wird wiederum durch die Segmentierung des Spiegels verursacht und ist hier deutlich zu sehen. Es gibt also offensichtlich eine für den CL-Betrieb optimale Anzahl von Spiegelmoden, die die Verstärkung von Störungen genügend dämpft, und ausreicht, um die im Strahl vorhandenen Aberrationen zu kompensieren.

Während des Betriebes war zu beobachten, daß der Spiegel wieder seine pyramidale Struktur annahm. Es wird vermutet, daß durch die Spiegelbewegungen der Klebstoff sich weiter verändert hat. Es ist also zwingend notwendig, den Spiegel mit nur einer piezoelektrischen Schicht herzustellen, die sich über den ganzen Spiegel erstreckt.

Der Strahl des CPA-Laserarms von VULCAN ist mit hochfrequenteren Aberrationen behaftet, als der Referenzstrahl oder Strahl 1 des VULCAN, der zuvor benutzt worden war.

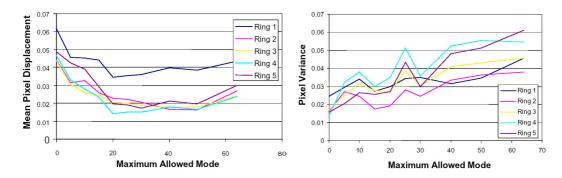


Abbildung 7.19: Verhalten des Spiegels VP1 im Closed-Loop-Betrieb in Abhängigkeit von den erlaubten Spiegelmoden. Links ist die mittlere Abweichung der Hartmann-Punkte, rechts die Varianz über der Zahl der maximal erlaubten Spiegelmoden aufgetragen.[135]

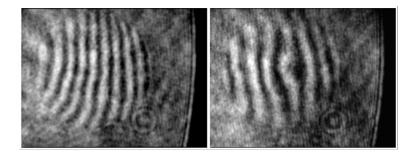


Abbildung 7.20: Interferogramme des unkorrigierten (links) und des mit VP1 korrigierten (rechts) VULCAN-Justierlaserstrahls. Der adaptive Spiegel kann die Aberrationen im linken Strahl (Optical-Path-Difference (OPD)=1,2  $\lambda$  Peak-To-Valley) auf 0,4  $\lambda$  Peak-To-Valley verbessern. Der kleinere Kontrast im Vergleich zu Abbildung 7.18 rührt von der wesentlich kleineren Intensität des Justierlasers her.

Um diese zu kompensieren, sind höhere Spiegelmoden notwendig, die aber auch empfindlicher gegen Störungen sind und darüber koppeln können. Dies führt zum Divergieren des CL-Algorithmus. Die S-Matrix wurde daher vom 20. bis zum 40. Element linear abnehmend gedämpft. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.20 dargestellt. Coma, Astigmatismus und Defokus die im Interferogramm zu sehen sind, können kompensiert werden (Interferenzstreifen gerade). Die durch die Segmentierung herrührende Störung bleibt bestehen. Noch deutlicher fällt der Vergleich der Bilder der Fernfelder aus: Der längsgezogene Brennpunkt in Form einer Banane kann durch die AO zu einem runden Brennfleck (vgl. Abbildung 7.21) verbessert werden, der bereits Ähnlichkeit mit der Form einer Airy-Scheibe besitzt.

Um die Störsicherheit gegenüber elektromagnetischen Störungen zu prüfen, wurde der Spiegel an die Stelle des Retro-Spiegels im Doppelpass des CPA-Laserarm (Beam 7) eingebaut. Da der Strahldurchmesser dieses Laserarms 150 mm beträgt, wurde der Strahl am Ausgang des 150 mm Scheibenverstärkers durch eine Apertur begrenzt. Der adaptive Spiegel wurde CL mit dem Sensor am Ende der Laserkette betrieben. Durch die Lochblenden in den Teleskopen und den im Durchmesser beschnittenen Strahl auf dem Sensor konnte die CL nur geschlossen werden, wenn man die S-Matrix auf die unteren 10 Spiegelmoden begrenzt. Damit sind komplexere Spiegelmoden nicht möglich, die hauptsächlich durch die äußeren Aktuatoren erzeugt werden. Fernfeld und Hartmann-Muster



Abbildung 7.21: Fernfeldaufnahme des unkorrigierten und des mit VP1 korrigierten VULCAN-Justierlaserstrahls.

wurden mit einem Videorekorder aufgezeichnet und dann Verstärkerstufen in verschiedenen Kombinationen gefeuert. Es konnten keine Störungen beobachtet werden. Auch das Einfrieren einer Spannungsmatrix und Feuern der Verstärker zeigte keine Beeinflussung der Spiegeloberfläche. Der Spiegel und die Steuerungselektronik widersteht also den elektromagentischen Störungen.

## 7.3.2 Test des Leistungsverhaltens eines adaptiven optischen Systems im VULCAN-Hochenergielaser

Der neue Prototyp VP2 wurde Anfang 2002 fertig gestellt. Statt der aus vier einzelnen Teilen zusammengesetzten, piezoelektrischen Schicht wurde nunmehr ein einziges Stück verwandt. Die Schicht konnte durch vorheriges Aufkleben auf das Glassubstrat auf die erforderliche Dicke abgeschliffen werden. Der Spiegel wurde im Interferometer untersucht, und es ergab sich eine Oberflächenverkrümmung von 1,68  $\lambda$  PTV bzw. 0,41  $\lambda$  RMS. Die hauptsächliche Aberration ist Defokus, der durch den Verspiegelungsprozeß verursacht wird. Die Oberfläche ist konvex. Bimorphe DFM eignen sich nicht sehr gut, um Strahlverkippungen zu kompensieren, da dadurch der maximale Hub der einzelnen Aktuatoren durch die Vorspannung der Tip/Tilt-Korrektur reduziert wird. Daher wurde der Spiegelhalter, in dem der DFM montiert war, mit einem Piezoantrieb für x- und v-Verkippung ausgestattet, der über die 64-Kanal-Steuereinheit des Spiegels in das Kontrollsystem eingebunden wurde. Dadurch mußte das Aktuator-Muster geändert werden. Die Anzahl der Aktuatoren wurde auf 61 reduziert, von denen sich 49 innerhalb der Apertur befinden. Die Aktuatoren sind in einer fünfzähligen Ringstruktur angeordnet. Von innen nach außen ist die Abstufung wie folgt: 1, 8, 16, 24, 12 Aktuatoren pro Ring. Der DFM wurde an die Stelle des Retrospiegels in den Doppelpaß des 108 mm Scheibenverstärkers in den Petawatt-Laserarm des VULCAN eingebaut. Ein umfangreiches Diagnostiksystem wurde nach den 208 mm Verstärkern aufgebaut (Laser-area LA4). Diese befinden sich genau vor dem letzten Teleskop, das den Strahl für die Kompressorkammer aufweitet (vgl. Abbildung 7.10). Der Referenzstrahl wurde wie im vorangegangenen Experiment erzeugt, mit einem Teleskop auf 208 mm aufgeweitet und kollinear zum VULCAN-Laserstrahl auf die Diagnostikeinheit geführt. Die Diagnostikeinheit bestand wieder aus einer Nah- und Fernfeldmessung, einem Radial-Shear-Interferometer (RSI), der Hartmann-Platte und dem Shack-Hartmann-Sensor des adaptiven optischen Systems von PHELIX (vgl. Abbildung 7.22). Die Strahlgröße wurde mit einem Teleskop von 208 mm auf 14 mm für das RSI bzw. 31 mm für den SHS angepaßt. Für den Test wurden die Lochblenden aus den Raumfrequenzfiltern nach dem Doppelpaß entfernt. Trotzdem erwies es sich zunächst als schwierig,

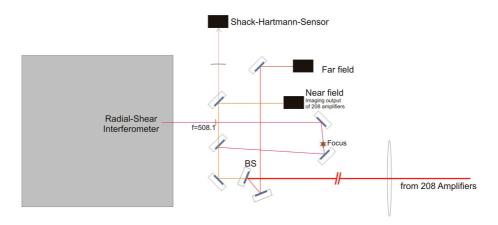


Abbildung 7.22: Diagnostikaufbau für den Test der adaptiven Optik im Petawatt-Laserarm von VULCAN.

einen CL-Betrieb mit dem Hartmann-Sensor herzustellen. Es stellte sich heraus, daß die Ursache dafür Erschütterungen der Kompressoren der Klimaanlage waren, die während der Aufnahme der Response-Matrix liefen. Obwohl für jeden Aktuator über 10 Bilder gemittelt wurde, war der Effekt vorhanden. Nach Abschalten der Kompressoren und Gebläse wurde die Matrix neu aufgenommen. Danach ließ sich das System CL betreiben, jedoch divergierte der Algorithmus von Zeit zu Zeit unabhängig von äußeren Faktoren. Daher wurde der Hartmann-Sensor gegen den SHS ausgetauscht. Dies führte zu einem deutlich stabileren CL Betrieb. Die Ursache dafür ist eine Kombination aus zwei Effekten. Zum einen findet die Messung der Wellenfront bei zwei unterschiedlichen Strahldurchmessern statt, nämlich bei 208 mm im Fall des Hartmann-Sensors und bei 31 mm in Fall des SHS. Durch die Strahlverkleinerung bleibt zwar die Größe der Wellenfrontverzerrung, also die Optical-Path-Difference, erhalten, jedoch nimmt der Phasenfrontgradient mit 1/M<sup>2</sup> zu, wenn M der Verkleinerungsfaktor des Teleskops ist. Zum anderen sind die Strahllageverschiebungen beim Hartmann-Sensor im Vergleich zum SHS unter Voraussetzung eines gleichen Phasenfrontgradienten um 1/M größer. Beide Effekte kombiniert ergeben für einen bestimmten, bei 208 mm Apertur zu messenden Wellenfrontgradienten einen 2-3 fach größeren Brennpunktversatz beim SHS verglichen mit dem Hartmann-Sensor. Dies führt zu einer signifikanten Steigerung des Signal-Rausch-Verhältnisses. Daher wurden alle weiteren Messungen im CL-Betrieb mit dem SHS gemacht. Am VULCAN-Laser ist man mittlerweile dazu übergegangen, einen SHS für die adaptive Optik zu verwenden. Der CL-Betrieb wurde mit drei verschiedenen S-Matrizen durchgeführt, die eine maximale Anzahl von Spiegelmoden von 15, 25 und 63 Moden erlaubten. Das Interferogramm und der Optical-Path-Difference-Graph sind in Abbildung 7.23 dargestellt. Die Qualität der Referenzwellenfront ist eingeschränkt und erreichte nur  $\lambda/2$  (OPD-"Delle"). Als Ursache stellte sich ein Fabrikationsfehler der langbrennweitigen Teleskoplinse für das aufweitende bzw. verkleinernde Teleskop von Referenz- und Diagnostiktisch heraus. Die Linsen konnten während des Experimentes nicht ersetzt werden, da der Fehler bei allen Linsen des Herstellers vorhanden war. Abbildung 7.24 zeigt die Interferogramme und die Optical-Path-Difference-Graphen für den CL-Betrieb des adaptiven Spiegels. Durch Vergleich mit der Referenzwellenfront sieht man, daß der adaptive Spiegel die Referenzwellenfront gut reproduziert. Der Defekt der Linse wird ebenfalls abgebildet. Tabelle 7.1 gibt die Ergebnisse der entsprechenden Meßreihen wieder. Die Wellenfrontstörung im CL-Betrieb ist mit

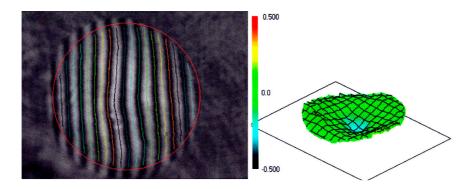


Abbildung 7.23: Interferogramm (li) und Optical-Path-Difference-Graph (re) der Referenzwellenfront für den DFM Test. Man sieht deutlich den Fertigungsfehler einer Linse, der in der Mitte des Optical-Path-Difference-Graphen hervortritt. Die Wellenfrontverzerrung beträgt 0,486  $\lambda$  PTV.

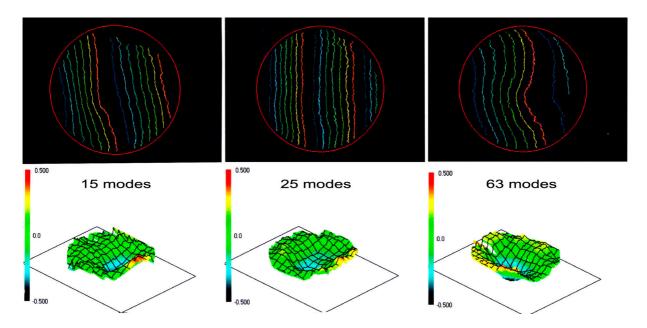


Abbildung 7.24: Interferogramme und Optical-Path-Difference-Graphen für den Closed-Loop-Betrieb des adaptiven Spiegels im Petawatt-Laserarm am VULCAN.

Tabelle 7.1: Ergebnisse des Tests der adaptiven Optik im Petawatt-Laserarm am VULCAN.

Corrector	OPD PTV	OPD RMS	Strehl-Ratio
Description	$[\lambda]$	$[\lambda]$	
Reference beam	0,49	0,089	0,725
Static Corrector	0,81	0,134	$0,\!434$
CL DFM 15 modes	$0,\!89$	0,133	0,497
CL DFM 25 modes	$0,\!68$	0,124	0,477
CL DFM 63 modes	0,93	0,192	$0,\!276$

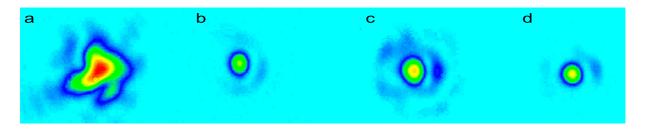


Abbildung 7.25: Bilder der Brennpunkte unter verschiedenen Konfigurationen mit dem adaptiven Spiegel (DFM). Diese sind: a) statischer Korrektor, b) Referenz, c) DFM-Closed-Loop-Betrieb mit 15 Spiegelmoden, d) DFM-Closed-Loop-Betrieb mit 25 Spiegelmoden.

der Referenzwellenfront und der des statischen Spiegels anstelle des DFM verglichen. Das Strehl-Verhältnis wurde nicht aus dem Fernfeld, sondern aus der Wellenfront berechnet, da nur eine 8 bit Kamera für die Aufnahme des Fernfeldes verfügbar war. Die beste Kompensation der Wellenfrontstörungen wird mit 25 erlaubten Spiegelmoden im CL-Algorithmus erreicht. Das Strehlverhältnis erscheint jedoch für den CL-Betrieb mit 15 Spiegelmoden am höchsten. Vergleicht man dies jedoch mit den aufgenommen Fernfeldbildern, wird der Eindruck nicht bestätigt: Der Brennpunkt zeigt deutlich einen weiteren Beugungsring mit signifikanter Intensität, während der einer mit 25 Moden korrigierten Wellenfront dem der Referenzwellenfront deutlich ähnlicher ist. Die im Peak-To-Valley-Bild der Optical-Path-Difference nur gering ausfallende Steigerung der Ebenheit der Wellenfront zeigt sich im Fernfeld in Abbildung 7.25 wesentlich deutlicher: der Brennpunkt des mit dem statischen Spiegel korrigierten Laserstrahls ist ca. 4,5 fach größer als der des mit dem DFM (25 Moden) korrigierten Laserstrahls (Radius bei 80% der Gesamtenergie). Es ist anzunehmen, daß bei VULCAN aufgrund des nicht vollständig in sich abgebildeten Systems eine Verschränkung zwischen Intensität und Phasenfront auftritt, d.h. der DFM korrigiert nicht ausschließlich im Phasenbild bezogen auf den Brennpunkt.

Aus den Messungen ergibt sich, daß man, um die Leistungsfähigkeit eines adaptiven optischen Systems zu beurteilen, neben der Verbesserung der Wellenfront auch die Verbesserung des Brennpunktes betrachten muß. Die Notwendigkeit der Dämpfung hoher Spiegelmoden, um einen stabilen CL-Betrieb zu gewährleisten, wurde in Übereinstimmung mit dem ersten Testaufbau auch für das gesamte Lasersystem bestätigt. Die Stabilität konnte ferner durch den Einsatz eines SHS anstelle der Hartmann-Platte gesteigert werden. Das System arbeitet bei einer Wiederholrate von 4 Hz für den CL-Betrieb, die Wellenfront wird mit 8 Hz aufgenommen. Das Experiment hat gezeigt, daß ein CL-Betrieb trotz großer Entfernung von Sensor und Wellenfrontkorrektor im Lasersystem möglich ist und Aberrationen, die im System vor und nach dem DFM verursacht werden, korrigiert bzw. vorkompensiert werden können.

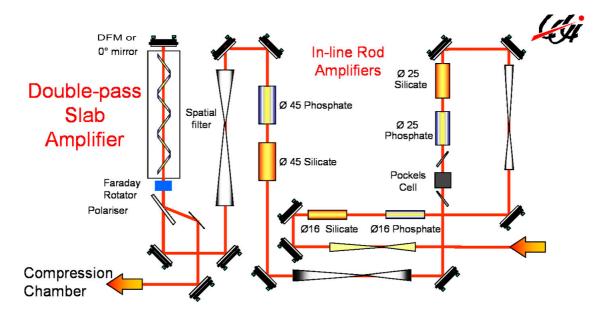


Abbildung 7.26: Schema des 100 Terawatt Lasers in LULI.

# 7.4 Integration einer adaptiven Optik in den LULI-100 TW-Laser

Die Kollaboration zwischen der GSI und dem "Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses" (LULI) hatte sich im Jahr 2001/2002 zum Ziel gesetzt, die Einsatzmöglichkeiten adaptiver Optik und hier insbesondere dielektrisch beschichteter, bimorpher Spiegel zu untersuchen. LULI betreibt unter anderem einen 100 Terawatt Nd:Glass CPA-Laser. Das System ist ein Hybrid-System und besteht aus einem fs-Front-end ähnlich dem PHELIX-Front-end und einem nachgeschalteten Nd:Glas-Laser in MOPA-Architektur. Die Pulse des Front-ends werden in Stabverstärkern bis auf ca. 4 Joule verstärkt. Sie sind abwechselnd mit Silikat- (LSG91-H) und Phosphatglas (LHG-8) bestückt, um die Bandbreite zu erhöhen. Die Abstufungen der Strahldurchmesser sind: 16 mm, 25 mm, 45 mm. Nach dem 45 mm Glasverstärker ist ein Scheibenverstärker mit 108 mm Apertur nachgeschaltet, der vom Central Laser Facility gebaut wurde und an LULI geliefert wurde. Abbildung 7.26 zeigt ein Schema des Lasers. Das fs-Front-end liefert Pulse mit einem Millijoule, am Ausgang des Scheibenverstärkers, der zweifach durchlaufen wird, stehen Pulse bis 100 J zur Verfügung, von denen 30 bis 40 J mit einem Gitterkompressor auf 300 fs zurückkomprimiert werden können, entsprechend einer Leistung von 100 TW. Der Strahl mit einer Energie von 60 J wird separat geführt und kann am Experiment z.B. zur Erzeugung eines Plasmas benutzt werden. Das System ist wie VULCAN und PHELIX blitzlampengepumpt. Daher ist auch hier Fokussierbarkeit des Lasers durch die Kumulation von Wärme in den Lasermedien begrenzt.

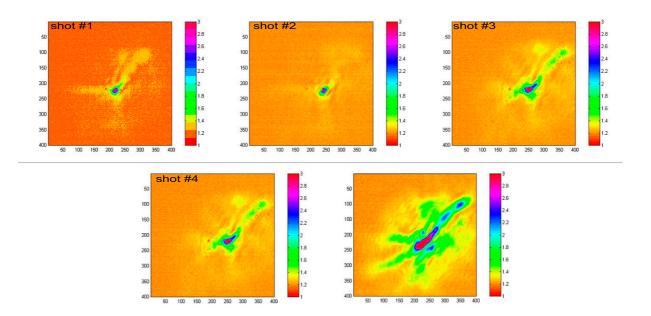


Abbildung 7.27: Degradation des Brennpunktes durch thermische Effekte im Lasermedium am LULI-100 TW Laser. Das Bild zeigt eine Sequenz von 5 Laserschüssen im Abstand von 20 Minuten. Die Ausgangsenergie betrug 60 Joule. Die Bilder wurden mit einer 12 bit-CCD-Kamera aufgenommen. Man beachte, daß die Intensität logarithmisch aufgetragen ist. [136, 137]

### 7.4.1 Implementierung und Ergebnisse für den unkomprimierten Puls

Der 100 TW Laser in LULI eignet sich sehr gut als Prototyp für einen Hochenergie-Hochintensitätslaser wie PHELIX oder LULI2000: Er besitzt einen regenerativen Ti:Sa-Verstärker, einen Vorverstärker mit Stabverstärkern, einen Scheibenverstärker als Endstufe und einen Vakuum-Gitterkompressor, der knapp unter der Zerstörschwelle betrieben wird. Um zunächst die Fokussierbarkeit des Lasers zu untersuchen, wurde eine Diagnostikeinheit aufgebaut, die aus einer Fernfeldmessung mit einer 12-bit-CCD-Kamera und einem ATWLSI (vgl. Abschnitt 7.2.2.2) bestand. Die Kamera nahm mit Hilfe eines 10-fach Mikroskopobjektives den Brennpunkt einer Off-Axis-Fokussier-Parabel auf. Dann wurde eine Serie von Schüssen im Abstand von 20 Minuten aufgenommen. Beim ersten Schuß war der Laser noch kalt. Die Wellenfrontverzerrung betrug 0,8 λ PTV. Aus der Fernfeldmessung ließ sich das Strehl-Verhältnis (vgl. Gleichung 4.89) zu 0,8 bestimmen (vgl. Abbildung 7.27, Bild 1). Bei den nächsten Schüssen vergrößerte sich der Brennpunkt zunehmend und wurde unsysmmetrisch. Das Strehl-Verhältnis nimmt auf 0,3 ab, während der Durchmesser des Brennpunktes (FWHM eines Brennpunktes, der 80% der Gesamtenergie enthält) sich verzweifacht. Der Vergleich mit einer früheren Messung zeigt, daß die Thermalisierung des Lasers länger als 20 Minuten braucht. Abbildung 7.28 zeigt den Verlauf des PTV-Wertes der Wellenfrontstörung über die Zeit nach einem Laserschuß. Es dauert ca. 40 Minuten, bis der Laser wieder abgekühlt ist. Bei einer Wiederholrate von nur 20 Minuten bleibt daher ein Teil der Wärme und auch des Wärmegradienten in den Laserköpfen zurück und verursachen die gemessene Degradation des Brennpunkts. Durch getrenntes Feuern der einzelnen Laserstufen stellte sich heraus, daß für die lange Thermalisierungszeit der Scheibenverstärker verantwortlich ist, während die Stabverstärker nach

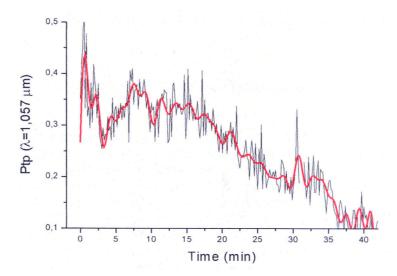


Abbildung 7.28: Verlauf der Wellenfrontverzerrungen in Abhängigkeit der Zeit nach einem Laserschuß am 100 TW Laser LULI. Es ist der Spitze-Spitze-Wert, hier als Ptp bezeichnet, über die Zeit aufgetragen. [138]

#### 20 Minuten vollständig abgekühlt sind.

In einem früheren Experiment wurden mit einem SLM (Spatial Light Modulator, vgl. Abschnitt 7.2.2), der einen Durchmesser von 25 mm besaß, am 100 TW Laser bei der Korrektur von Phasenfrontstörungen [139] gute Ergebnisse erzielt. Die Wellenfrontverzerrungen konnten auf  $0.2~\lambda$  PTV während einer Serie von fünf Schüssen gesenkt werden. Durch die sehr niedrige Zerstörschwelle des SLM mußte jedoch die Laserleistung drastisch reduziert werden. Dies ist der größte Nachteil des SLM und beschränkt ihren Einsatz in Hochenergielasern.

Um die Laserleistung im Brennpunkt von Schuß zu Schuß konstant zu halten, wurde ein bimorpher Spiegel mit 98 mm Durchmesser angeschafft, der dielektrisch beschichtet ist (entwickelt von der Gruppe "Adaptive Optics For Industrial and Medical Applications, Russian Academy of Science, Moskau") und anstelle des 0°-Spiegels in den Scheibenverstärker eingebaut. Dort wird zum einen die Zerstörschwelle des Spiegels noch nicht überschritten, zum anderen treten dort die stärksten Aberrationen auf. Die Spiegel ist der gleiche wie am PHELIX-Laser und aus zwei piezokeramischen Schichten aufgebaut; eine der beiden Schichten korrigiert über die gesamte Apertur Fokus/Defokus, die andere Schicht beinhaltet die restlichen Aktuatoren. Die gesamte Anzahl beträgt 31. Die Aktuatoren sind in konzentrischen Ringen mit den Durchmessern (jeweils bis zur Außenkante gemessen) 42, 73, und 98 mm angeordnet. Um das System Closed Loop zu betreiben, muß zunächst die Response-Matrix aufgenommen werden.

Als Wellenfrontsensor wurde für den Closed-Loop Betrieb wurde wieder ein ATWLSI eingesetzt. Es wurde in ca. 5 m Entferung (optische Weglängendifferenz) nach dem Scheibenverstärker aufgebaut. Für die Messung verwendet man die Leckage eines an einem Spiegel reflektierten Strahls. Der Strahl des Lasers wurde mit einem Teleskop auf die Größe des ATWLSI, ca. 6,5 mm, verkleinert (f=250 cm und f=20 cm). Der Spiegel wird nicht auf den Sensor, noch zum Kompressor oder Experiment abgebildet. Das Kontrollsystem bzw. die Software für den CL-Betrieb ist ein selbstgeschriebenes Labview-Programm, das auf der in Abschnitt 7.2.3 beschriebenen Routine beruht. Alle Messungen wurden mit dem

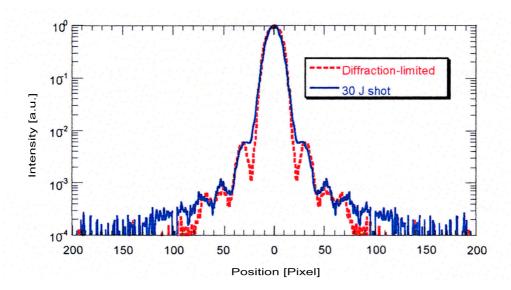


Abbildung 7.29: Vergleich der fokussierten Intensitäten von einem Laserschuß, bei dem der Laser sich jenseits des thermischen Gleichgewichts befand, aber mit adaptiver Optik betrieben wurde, und von einem mit dem Referenzstrahl erzeugten Brennpunkt (Beugungslimit). Die blaue Kurve zeichnet die gemessene Intensitätsverteilung eines 30 J Schusses im Brennpunkt, die rote Kurve die des unverstärkten Referenzstrahls.

gepulsten Strahl durchgeführt (10 Hz).

Um eine Referenzwellenfront zu erzeugen, wurde in das Teleskop eine Lochblende mit einem dem Beugungslimit entsprechenden Durchmesser eingesetzt. Im ausgeschalteten Betrieb zeigt der Spiegel eine große Wellenfrontverzerrung, die in der Hauptsache Defokus ist, was durch den dielektrischen Beschichtungsprozeß hervorgerufen wird. Sie beträgt ca. 3,1  $\lambda$ . Durch Inbetriebnahme und Schließen der CL-Betrieb des adaptiven Spiegels reduziert sich die Störung auf 0,15  $\lambda$ .

Nun wurde alle 20 Minuten ein Hochenergie-Laserschuß abgegeben. Zwischen zwei Schüssen wurden die Aberrationen CL mit dem gepulsten Laser des Front-ends kompensiert. Unmittelbar vor dem Schuß wurde der Zustand des Systems eingefroren und ein Laserschuß ausgelöst. Da die thermischen Änderungen sehr langsam sind, gelingt die Korrektur trotz kurzfristig abgeschalteter adaptiver Optik gut. Die verbleibende Wellenfrontverzerrung beträgt  $0.3 \lambda$  entgegen der mit dem Referenzstrahl gemessenen  $0.15 \lambda$  PTV. Es kann nicht vollständig die Referenzwellenfront rekonstruiert werden, was zum einen auf die zeitliche Verzögerung zwischen Korrektur und Laserschuß zurückzuführen ist, zum anderen auf nur kurzzeitige während des Schusses auftretende Aberrationen, die daher nicht korrigiert werden können. Um die Fokussierbarkeit zu untersuchen, wurde die Intensitätsverläufe der Brennpunkte der 30 J-Schüsse mit denen verglichen, die mit der Referenzwellenfront aufgenommen worden waren. Wie man in Abbildung 7.29 sieht, stimmen der Intensitätsverlauf des Hochenergielaserpulses und der des Referenzstrahls hervorragend überein. Die in der logarithmischen Auftragung sichtbaren leicht erhöhten Seitenflanken beinhalten die durch die verbleibende Wellenfrontverzerrung von  $0.3 \lambda$  während des Schusses im Fernfeld gestreute Intensität. Das Strehlverhältnis ergibt sich zu 0,9. Durch die dynamische Kontrolle der Wellenfront ergibt sich von Schuß zu Schuß eine gleichbleibende Intensität im Brennpunkt. Dies ist in Abbildung 7.30 verdeutlicht: Nach dem fünften Schuß zeigt

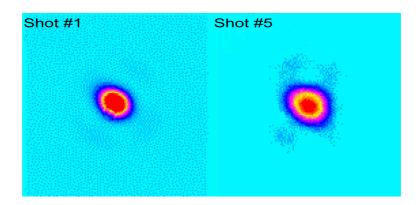


Abbildung 7.30: Vergleich des ersten und fünften 30 J Schusses. Beim ersten Schuß ist der Laser noch kalt, beim fünften Schuß wurde die Wellenfrontverzerrungen durch adaptive Optik kompensiert.

der Brennpunkt keine wesentlichen Veränderungen gegenüber einem Brennpunkt, der mit dem kalten Laser erhalten worden ist. Mit dem Einsatz der adaptiven Optik können also die thermischen Aberrationen nahezu vollständig kompensiert werden. Daher ist ein von Schuß zu Schuß stabiler, annähernd beugungsbegrenzter Brennpunkt möglich.

# 7.4.2 Korrektur und Vorkompensation von Aberrationen für komprimierte Pulse (100 TW-Betrieb)

Bisher war die Messung und Korrektur der Wellenfront des 100 TW-Lasers in LULI nur vor dem Gitterkompressor erfolgt. Daher wurde in einem zweiten Experimentzyklus die Auswirkung des Gitterkompressors bezgl. der Fokussierbarkeit und die Möglichkeit untersucht, später im System auftretende Aberrationen vorzukompensieren. Dazu wurde der Experimentaufbau aus Abbildung 7.26 um den Kompressor und eine zusätzliche Diagnostikeinheit für Wellenfront und Fernfeld erweitert (Abbildung 7.31). Jeweils vor und nach dem Kompressor kann so die Wellenfront und das Fernfeld bzw. die Fokussierbarkeit gemessen werden. Die Teleskope bilden jeweils eine Ebene auf die Interferometer ab, und zwar die des adaptiven Spiegels auf das ATWLSI-1 und die des Kompressorausgangs auf das ATWLSI-2. Der Aufbau ermöglicht es, gleichzeitig die Wellenfront vor und nach dem Kompressor zu messen, sowie wahlweise die Closed-Loop mit dem Spiegel zu bilden. Um nichtlineare Effekte nach dem Kompressor zu vermeiden, wurde die Energie bereits vor dem Kompressor mit hochwertigen Graufiltern abgeschwächt.

Zunächst wurde der statische Spiegel (Planspiegel) eingebaut und eine Sequenz von Laserschüssen mit 30 J abgegeben. Wie bereits im ersten Experiment ist auch hier die Verschlechterung der Fokussierung mit zunehmender Schußzahl bzw. gestauter Wärme in der Laserkette zu erkennen (Abbildung 7.32). Abbildung 7.33 zeigt den Verlauf des Strehl-Verhältnis über eine Sequenz von fünf alle 20 min abgegebenen Laserschüssen mit 30 J Ausgangsenergie. Wie man sieht, fällt das Strehl-Verhältnis von 0,8 auf 0,3. Der Durchmesser des Brennpunktes (FWHM) vergrößerte sich in dieser Zeit um das Doppelte. Vergleicht man bei kaltem Laser die Brennpunkte vor und nach dem Kompressor (Abbildungen 7.27-links oben und 7.33-links), so erkennt man nach dem Kompressor eine Verbreiterung. Offenbar werden der Wellenfront des Laserstrahls starke Aberrationen beim Durchgang durch den Kompressor aufgeprägt. Die Messung ergibt 0,3  $\lambda$  vor und 0,8

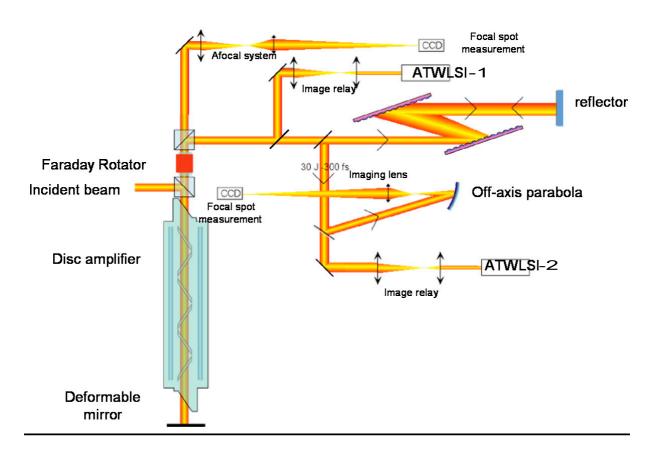


Abbildung 7.31: Experimentaufbau für das Testen eines Bimorph-Spiegels im 100 TW-Laser LULI. Das Bild schließt sich an Abbildung 7.26 an: Der von der Stabverstärker-Stufe einfallende Strahl wird über einen Faraday-Isolator eingekoppelt. Der adaptive Spiegel befindet sich wieder an der Retro-Position im Scheibenverstärker. Zwei Diagnostikeinheiten sind jeweils vor und nach dem Gitter-Kompressor aufgebaut [137].

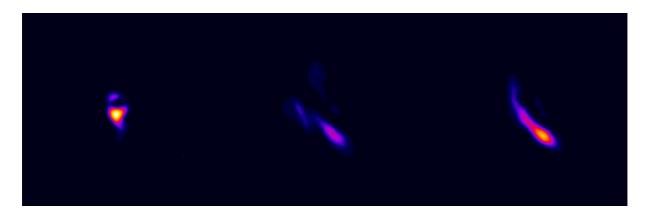


Abbildung 7.32: Fernfeldaufnahmen von 30 J-Schüssen des LULI-Lasers ohne adaptive Optik nach dem Kompressor. Das linke Bild zeigt den Brennpunkt bei einem Laserschuß, bei dem der Laser zuvor kalt war; das mittlere nach dem nächsten Schuß in 20 Minuten Abstand. Das rechte Bild zeigt einen Schuß nach 40 Minuten Abkühlung. Wie man sieht, hat der Laser noch nicht vollständig thermalisiert. (Intensität in a.u.)

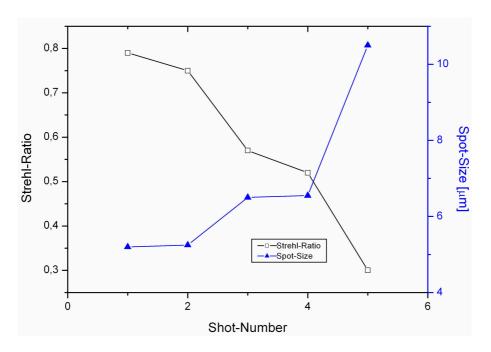


Abbildung 7.33: Verlauf des Strehl-Verhältnisses und der Größe des Brennpunktes (FWHM) über die Schußzahl bei regelmäßig Abgabe von 30 J-Schüssen (alle 20 min).

#### $\lambda$ PTV nach dem Kompressor.

Nun wurde an die Position des Retrospiegels der adaptive Spiegel eingesetzt und Closed-Loop mit Regelung des ATWLSI-1 direkt nach dem Verstärker in Betrieb genommen (Betrieb des Lasers ohne Verstärkung, d.h. nur mit dem Front-end). Die Messung der Wellenfront ergibt dort 0,3  $\lambda$ , während nach dem Kompressor am ATWLSI-2 1,2  $\lambda$  Peak-To-Valley gemessen werden. Die dominierende Wellenfrontstörung ist Astigmatismus, wie man auch im Fernfeld erkennen kann. Nun schließt man die CL mit dem Sensor nach dem Kompressor. Die Wellenfront läßt sich bis auf  $0.3 \lambda$  verbessern. Durch die Vorkompensation beträgt die Wellenfrontverzerrung vor dem Kompressor nun 1,1  $\lambda$ . Um nun zu überprüfen, wie sich der Laser im Betrieb verhält, wurde wieder eine Sequenz von 30 J-Schüssen im Abstand von jeweils 20-30 Minuten gefeuert. Zwischen den Schüssen wurden die Wellenfrontstörungen mit der adaptiven Optik korrigiert. Als Meßstrahl zwischen den Schüssen wurde der Strahl des fs-Front-end mit 10 Hz Wiederholrate verwendet. Kurz vor Abgabe des eigentlichen Schusses wurde die CL angehalten und der Spiegel in seiner letzten Form belassen, d.h. es wurde eine Spannungsmatrix auf dem Spiegel festgefroren. Der Schuß wurde binnen 30-60 s nach Anhalten der Regelung gefeuert. Wie man in Abbildung 7.34 sieht, konnte das Strehl-Verhältnis auf 60-90% gesteigert werden. Integriert man radial die Energie im Fernfeld, dann zeigt sich, daß bei den Schüssen mit statischem Spiegel nur ca. 30% der Energie in der 0. Ordnung der Airy-Scheibe enthalten sind, während bei Schüssen mit adaptivem Spiegel es über 70% sind. Wie man in Abbildung 7.35 sieht, bleibt die Form des Brennpunkts von Schuß zu Schuß mit adaptiver Optik etwa gleich (untere Bildreihe), während sie bei Verwendung eines statischen Spiegels stark fluktuiert. Für Experimente mit dem Laser bedeutet dies, daß konstant von Schuß zu Schuß Intensitäten von 10<sup>20</sup> W/cm<sup>2</sup> erreicht werden können. Dieses Experiment hat eindrucksvoll die Möglichkeiten der Anwendung adaptiver Optik in Hochenergielasern unter Einbezug des Kompressors gezeigt.

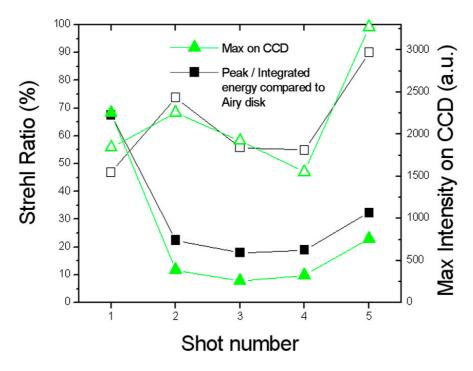


Abbildung 7.34: Vergleich von Strehl-Verhältnis und maximaler Intensität bei zwei Sequenzen von 30 J-Schüssen mit (volle Symbole) und ohne (leere Symbole) adaptive Optik. [140]

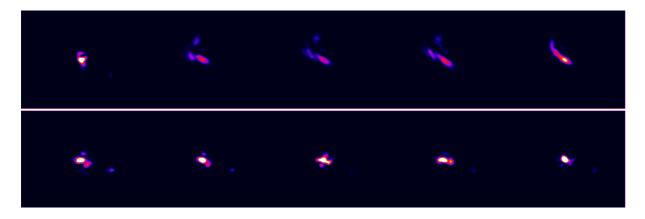


Abbildung 7.35: Abbildung der Brennpunkte von zwei Sequenzen von Laserschüssen mit adaptiver Optik (unteres Bild) und ohne adaptive Optik (oberes Bild). Die Schüsse wurden von links nach rechts im Abstand von ca. 20-30 min aufgenommen. Jeweils links ist der Laser kalt und ohne thermische Aberrationen. (Intensität in a.u.)

#### 7.5 Die adaptive Optik am PHELIX-Vorverstärker

Die Integration einer adaptiven Optik am PHELIX war durch die Problematik von Wellenfrontstörungen, die in allen großen Glaslasern auftreten und die die fokussierte Leistung auf der Probe erniedrigen, motiviert. Mit der Expertise erfolgreicher Integration bimorpher adaptiver Spiegel in die Hochenergielaser VULCAN und 100 TW-LULI war es möglich, für das PHELIX Lasersystem bereits von Anfang an eine adaptive Optik vorzusehen und das System darauf abzustimmen. Daher wurde das Lasersystem beginnend mit der Zackenapertur bis zum Experiment hin durchgehend in sich abgebildet, so daß in den Bildebenen jeweils Intensität- und Phasenfront definiert sind. Störungen durch Inhomogenitäten in optischen Komponenten, Staubteilchen etc. zeigen sich vornehmlich nur im Nahfeld. Sie erzeugen im Fernfeld eine sehr weite Winkelverteilung und werden daher in den Raumfrequenzfiltern unterdrückt. Tieffrequente Aberrationen nichtstatischer Quellen treten in den Verstärkern auf. In den Stabverstärkern sind dies thermische Effekte wie in Kapitel 4.4 beschrieben. Eine adaptive Optik kann eine thermische Linse, die bei höheren Schuß-Wiederholraten auftritt, kompensieren. Dies wäre auch prinzipiell durch statische Korrektur mit Linsen möglich. Eine solche Methode ist jedoch nicht flexibel und verlangt ein akurates Einhalten der Wiederholrate. In der Praxis wird aber die Schußfolge i.d.R. nicht vom Laser vorgegeben, sondern vom Verlauf des Experimentes bestimmt.

Außerdem treten in den Hauptverstärkern ebenfalls Störungen der Wellenfront auf, die anderer Natur als in den Laserstäben ist. Eine thermische Linse ist bei Scheibenverstärkern wesentlich schwächer ausgeprägt, da der thermische Gradient nur unter Brewsterwinkel zum Laserstrahl verläuft und daher der Beitrag des photoelastischen Effekts geringer ist. Die Verstärkerscheiben besitzen jedoch am Rand eine ca. 1 cm dicke, aufgeklebte, nicht-dotierte Glasschicht ("cladding"). Diese besitzt einen höheren Brechungsindex als das Laserglas und ist zudem bei der Laserwellenlänge stark absorbierend. Damit wird die Totalreflexion an den Rändern in den Laserscheiben unterdrückt und das Entstehen eines Laserresonators verhindert. Das Cladding besitzt jedoch andere thermische Eigenschaften als das Laserglas, insbesondere einen anderen Ausdehnungskoeffizient. Bei einem Temperatursprung zwischen beiden Materialien führt dies zu einem Verbiegen der Laserscheibe (Bimetall-Effekt). Dieser wird durch zwei Effekte verursacht: Zum einen wird im Cladding weniger Licht der Blitzlampen absorbiert, da es durch den Rahmen bzw. der Halterung der Scheibe im Verstärker abgeschirmt ist, zum anderen wird es aber durch die in den Laserscheiben auftretende, verstärkte spontane Emission (ASE) erwärmt. Diese verstärkt sich bis zum Rand der Laserscheibe und wird dann in das Cladding gebrochen. Die absorbierte Flußdichte kann bis zu 2 J/cm<sup>2</sup> betragen [141] und führt instantan zur Erhitzung. Da die Wärmeleitung langsam ist, gleicht sich die Temperatur nicht vor Eintreffen des Laserpulses aus, die Platte verbiegt sich daher (vgl. Abbildung 7.36). Der Effekt beträgt an den Rändern der Scheibe, die im PHELIX-Hauptverstärker verwendet werden, bis zu 40 urad. Neben der thermisch ausgelösten Verbiegung tritt ein weiterer mechanischer Effekt auf: die Verbiegung der Platte durch Schallwellen. Die plötzliche, quasi explosionsartige Erhitzung der Laserscheibe durch die Absorption von Blitzlampenlicht verursacht eine Schallwelle im Glas. Die Schallgeschwindigkeit in Glas beträgt ca. 5000 m/s. Die Blitzlampen werden ca. 400-500 µs vor Eintreffen des Laserpulses gezündet. Niederfrequente Schallwellen erzeugen Scherkräfte, die ebenfalls zu einer transversalen Verbiegung der Laserscheibe führen. Höherfrequente Schallwellen können zu stimulierter Brillouin-Streuung

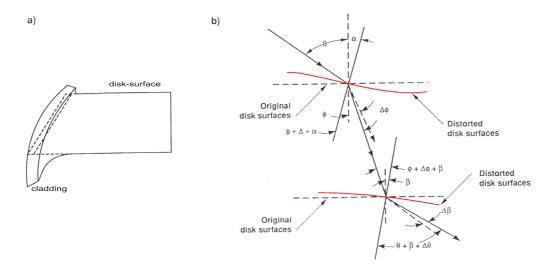


Abbildung 7.36: Mechanismus der Verbiegung der Laserscheiben durch Ausdehnung des Claddings, das sich durch Absorption der ASE erhitzt. a) zeigt in Draufsicht den Effekt der Ausdehnung. Die Verbiegung der Oberfläche führt zu unterschiedlichen Radien auf Vorder- und Rückseite (b), so daß neben dem Strahlversatz eine Änderung der Strahlausbreitungsrichtung eintritt. Der unter dem Winkel  $\theta$  (Bresterwinkel bzgl. der ungestörten Scheibe) eintreffende Strahl erfährt bei der Brechung eine Änderung  $\Delta \phi$  bzgl. der vorherigen Ausbreitungsrichtung. Der analoge Effekt tritt an der zweiten Oberfläche auf, so daß insgesamt eine Änderung der Strahlrichtung um  $\Delta \beta$  auftritt. [111]

führen, sind für die Überlegungen zur adaptiven Optik aber nicht relevant (weitergehende Informationen finden sich bei [34, 142]. Alle eben besprochenen Quellen verursachen dynamische Aberrationen.

Um sowohl Phasenfrontstörungen des Vorverstärkers zu korrigieren und solche des Hauptverstärkers vorzukompensieren, muß sich die adaptive Optik im Vorverstärker befinden. Der Gradient durch Vorkompensation darf nicht zu groß werden, um an anderer Stelle im Lasersystem, an der sich Phase in Intensität konvertiert hat, die Zerstörschwelle der optischen Komponenten nicht zu überschreiten. Daher wurde der adaptive Spiegel am Ausgang des Vorverstärkers vorgesehen, an dem der Strahldurchmesser 65 mm beträgt. Wellenfrontstörungen werden am besten dort korrigiert, wo sie erzeugt werden. Dies ist natürlich in der Praxis nicht möglich. Durch das Bildweitergebeverfahren kann man aber genau dies erreichen, wenn der adaptive Spiegel in einer Bildebene der Aberrationsquellen steht. Daher wurde der Vorverstärker so geplant, daß das Bild aller Verstärker und der Zackenapertur auf den deformierbaren Spiegel (DFM) fallen. Diese Bildebene wird wiederum in die Scheibenverstärker des Hauptverstärkers abgebildet.

Als Wellenfrontkorrektor wurde aufgrund der geringen Kosten und der guten Leistungsfähigkeit ein bimorpher Spiegel gewählt, der jedoch dielektrisch beschichtet sein muß, um der hohen Energieflußdichte im Vorverstärker standzuhalten. Diese beträgt zwischen 211 und 742 mJ/cm². Der letzte Wert ergibt sich aus einer durch die thermische Linse aller Verstärkerköpfe verursachte reduzierten Fläche bei einer Pulsenergie von 15 Joule. Derzeit gibt es nur einen einzigen Hersteller weltweit, der das dielektrische Beschichten von Birmorh-Spiegeln beherrscht: "Laboratory of the Adaptive Optics for Industrial and Medical Applications, Institute on Laser and Information Technologies" (ILIT) an der Russian Academy of Sciences (RAS) in Shatura bei Moskau, Rußland. Bei diesem Spie-

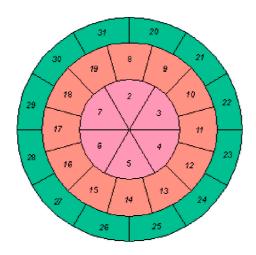


Abbildung 7.37: Aktuatorenanordnung beim Bimorph-Spiegel des PHELIX.

gel handelt es sich um den gleichen, der für den Laser in LULI beschafft wurde. Um die starke Krümmung durch die Oberflächenspannung der dielektrischen Beschichtung zu kompensieren, wird am DFM direkt auf das Substrat eine großflächig kontaktierte, piezoelektrische Schicht aufgeklebt. Da zum Zeitpunkt der Anschaffung die Aberrationen in einem Schuß von PHELIX noch nicht bekannt waren, wurden die Ergebnisse am VULCAN für die Bestimmung der Elektrodenanzahl und der Plazierung zugrunde gelegt. Die auftretenden Aberrationen sind vornehmlich mit Zernike-Polynomen bis zur 11. Ordnung zu beschreiben. Daraus läßt sich die Anzahl der notwendigen Spiegelmoden bestimmen [143, 144, 145], die ca. 26 beträgt. Die Erfahrungen am VULCAN und im Nanosekunden-Laser in LULI haben gezeigt, daß die Rechnung nur einen Richtwert liefert und durch das Experiment bestätigt werden muß. Daher wurde ein Spiegel mit 30 Elektroden gewählt, der sich im Experiment in LULI mit ähnlichen Laserdaten wie beim PHELIX bewährt hat. Für die Erzeugung hoher Spiegelmoden müssen solche Elektroden außerhalb des Strahlbereiches liegen. Der Spiegeldurchmesser beträgt 80 mm, die freie Apertur 78 mm. Die Elektroden sind ringförmig angeordnet und besitzen Dreiecks- bzw. Trapez-Form (vgl. Abbildung 7.37). Die Radien der Ringe betragen 31 mm, 54 mm, 70 mm. Abbildung 7.38 zeigt ein Bild des am PHELIX eingesetzten Bimorph-Spiegels an der Position DM20 (vgl. Abbildung 5.15) im Vorverstärker. Die maximal zulässige Energieflußdichte beträgt 1,2  $J/cm^2$ .

Als Wellenfrontsensor wird ein Shack-Hartmann-Sensor verwendet. Ein Linse mit 500 mm Brennweite verkleinert den Strahl auf ca. 3,5 mm Durchmesser. Dort befindet sich die Linsenmatrix mit einer Brennweite von 18 mm. Entgegen der ersten Angabe des Herstellers wird der Strahl nicht auf die Linsenmatrix abgebildet. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, daß aufgrund der langen Rayleigh-Länge für niederfrequente Aberrationen bei nicht zu großer Entfernung vom Spiegel die Wellenfront in der Abbildungsebene gemessen wird.

Der adaptive Spiegel wurde im Juli 2003 an der Stelle DFM20 anstatt eines Planspiegels aus Glas in den Vorverstärker eingebaut und erste, vorläufige Performance-Tests damit durchgeführt. Dazu wurde eine Diagnostikeinheit bestehend aus einem SHS und einem Radial-Shear-Interferometer zur Messung der Wellenfront, für das Nahfeld eine CCD-Kamera und für das Fernfeld (Fokussierung des Laserstrahls mit einer F=4,7 Linse

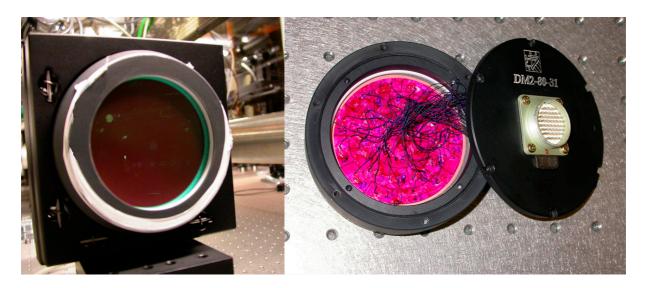


Abbildung 7.38: Bild des adaptiven Spiegel am PHELIX-Vorverstärker. Links ist die Spiegeloberfläche zu erkennen, rechts die Rückseite mit Elektrodenfeld.

entsprechend einer Brennweite von 310 mm) eine CCD-Kamera mit Mikroskopobjektiv installiert. Bei den CCD-Kameras wurden 8-bit Firewire<sup>4</sup>-Kameras verwendet, die aufgrund des eingeschränkten Dynamikumfangs nur eine sehr ungenaue Aussage über die Größe des Brennflecks machen lassen. Eine andere Kamera stand jedoch zum Zeitpunkt der Messung nicht zur Verfügung. Abbildung 7.39 zeigt den Aufbau der Diagnostik-Einheit.

Das Experiment wurde zunächst mit einem cw-YLF-Laser durchgeführt, der in den Strahlweg am fs-Front-end kollinear eingespeist wird und alle optischen Komponenten des Vorverstärkers gleichermaßen durchläuft. Die Referenzwellenfront wurde durch eine beugungsbegrenzte Lochblende im VSF4 erzeugt, welche man anstatt der gewöhnlichen Lochblende in den Strahl fahren kann. Die mit dem Radial-Shear-Interferometer (RSI) gemessene Wellenfrontverzerrung der so erzeugten Referenzwellenfront betrug 0,21  $\lambda$  Spitze-Spitze (PTV). Der tatsächliche Wert dürfte noch kleiner sein, da der Strahl zum RSI durch das Glassubstrat eines Spiegels transmittiert wurde, der nicht speziell dafür bearbeitet ist, und zudem ein weiteres Teleskop (Coma verursachend) passiert. Nach der Messung und Abspeicherung der Referenzwellenfront mit dem SHS wurde die Response-Matrix aufgenommen. Dabei wurde nach der in Abschnitt 7.2.3 beschriebenen Prozedur vorgegangen, wobei jeweils pro Aktuator über 10 Bilder der CCD gemittelt wurde. Abbildung 7.40 zeigt die Änderungen der Wellenfront bei Anlegen einer Spannung an jeweils einen Aktuator in der Focault-Interferogramm-Darstellung. Nach Entfernung der Lochblende im VSF4 wurde wieder der statische Spiegel eingesetzt und die Wellenfront des YLF-Strahls aus dem Vorverstärker mit dem RSI gemessen. Die Wellenfrontverzerrung betrug 0,3  $\lambda$  PTV, der quadratische Mittelwert (RMS) 0,050  $\lambda$ . Die dominierenden Aberrationen sind Astigmatismus und Sphärische Aberration, der Coma-Term wird durch den Strahltransport zum RSI verursacht (vgl. Tabelle 7.2). Nun wird der statische Spiegel gegen den DFM getauscht und in Closed Loop (CL) gebracht. Der DFM versucht nun, aus der in der Mitte in Abbildung 7.41 dargestellten Wellenfront die links dargestellte Referenz zu erzeugen. Wie man sieht, kann der adaptive Spiegel nicht besser als  $0.34 \lambda$  PTV korrigieren (rech-

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Firewire ist ein digitaler Busstandard für die schnelle, serielle Datenübertragung.

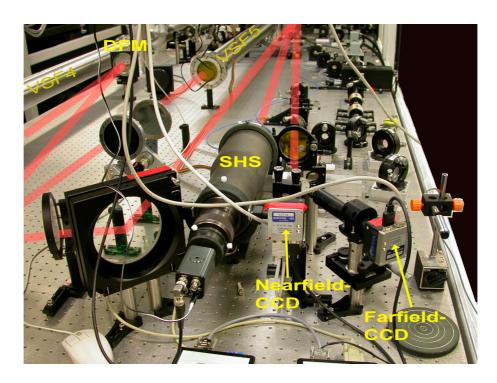


Abbildung 7.39: Bild der vorläufigen Diagnostikeinheit für die Integration der adaptiven Optik. Das Bild ist aus südlicher Blick Betrachtung aufgenommen. Links ist das VSF4 zu sehen, das den Strahl vom 45-Kopf über zwei weitere Spiegel auf den adaptiven Spiegel transportiert. Der Hauptstrahl verläuft zum VSF5, während ein kleiner Teil der Intensität für die Diagnostik verwendet wird.

tes Bild). Dies bestätigt die Erfahrungen, die in LULI gemacht wurden, nämlich daß der adaptive Spiegel nicht besser als 0.3 bis 0.35  $\lambda$  PTV korrigieren kann.

Die Messung wurde in der gleichen Reihenfolge mit dem fs-Front-end anstelle des cw-YLF-Laserstrahls wiederholt. Für den statischen Spiegel wurden  $0,37~\lambda$  PTV gemessen. Der Coma-Term ist hier doppelt so groß wie bei der Messung mit dem YLF-Laser. Ursache hierfür ist die Linse im Ring-Verstärker, die nicht perfekt zentrisch durchlaufen wird. Alle anderen Terme sind in etwa gleich.

Abbildung 7.42 zeigt eine Sequenz von drei Laserschüssen mit dem gesamten Vorverstärker-System. Zunächst wurde bei kaltem Laser, d.h. in den Verstärkern existierte kein thermischer Gradient in den Lasergläsern, ein Schuß abgegeben, wobei statt dem DFM der statische Spiegel eingesetzt war. Die Verzerrung der Wellenfront beträgt 0,39  $\lambda$  PTV und ist damit etwas größer als beim unverstärkten Puls. Nach zwei Minuten wurde der Verstärker erneut gefeuert. Wie man sieht, besteht eine starke Verzerrung der Wellenfront aufgrund der thermischen Linse, die noch vom ersten Schuß herrührt (Bild Mitte). Die Wellenfrontverzerrung beträgt 0,8  $\lambda$  bzw. 0,18  $\lambda$  RMS und ist von Defokus dominiert. Anschließend wird der statische Spiegel gegen den DFM ausgetauscht, in CL-Betrieb versetzt, und nach zwei Minuten der Vorverstärker erneut gefeuert. Wie man sieht, kompensiert der adaptive Spiegel die von den thermischen Effekten verursachten Störungen der Wellenfront sehr gut. Das Strahlprofil des ersten Schusses wird annähernd erreicht. Die Wellenfrontverzerrung beträgt 0,36  $\lambda$  PTV bzw. 0.066  $\lambda$  RMS.

Tabelle 7.2 faßt die Ergebnisse noch einmal im Überblick zusammen und führt zusätzlich

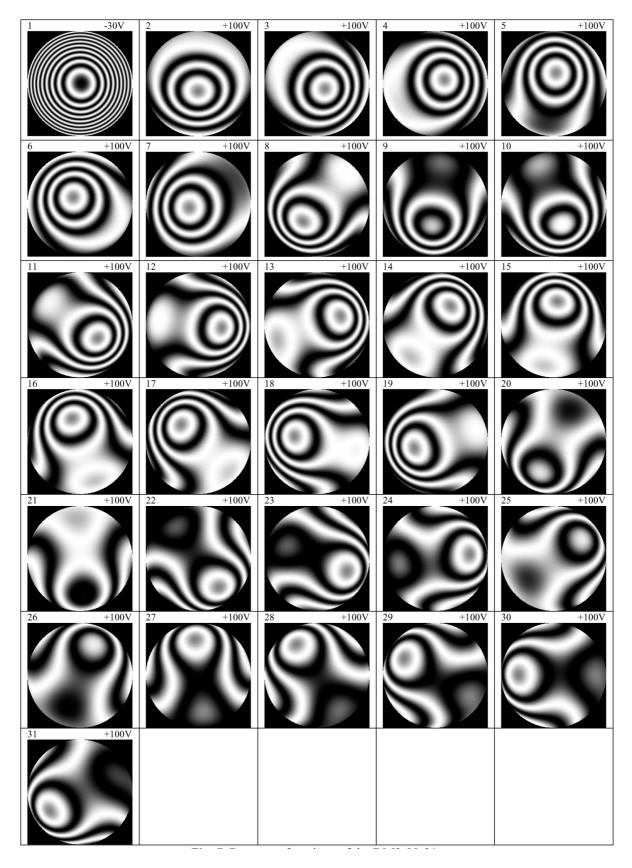


Abbildung 7.40: Krümmung der Spiegeloberfläche bei Anlagen einer Spannung von 100 Volt für jeweils einen Aktuator. Die Nummerierung der Elektroden ist identisch mit der in Bild 7.37. Dargestellt ist jeweils das aus den Wellenfrontgradienten rekonstuierte Focault-Interferogramm.

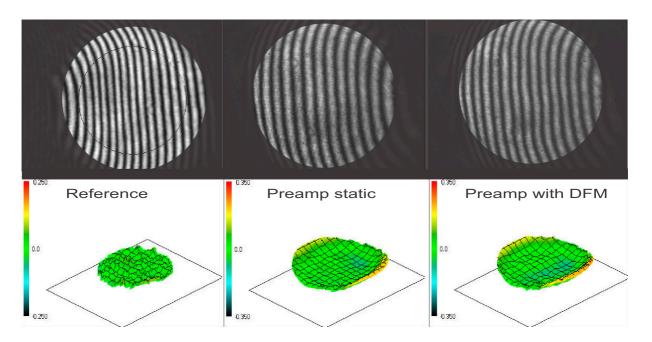


Abbildung 7.41: Gemessene Wellenfronten am Vorverstärker mit dem cw-Strahl. Die obere Reihe stellt jeweils das Interferogramm dar, die untere Reihe die 3D-Darstellung der Phasenfront. Links ist die gemessene Wellenfront des mit der Lochblende erzeugten Referenzstrahls zu sehen, in der Mitte die Wellenfront des Vorverstärkers und rechts die mit dem adaptiven System korrigierte Wellenfront des Vorverstärkers. Man beachte, daß im linken OPD-Bild die Empfindlichkeit um  $0.2~\lambda$  erhöht wurde.

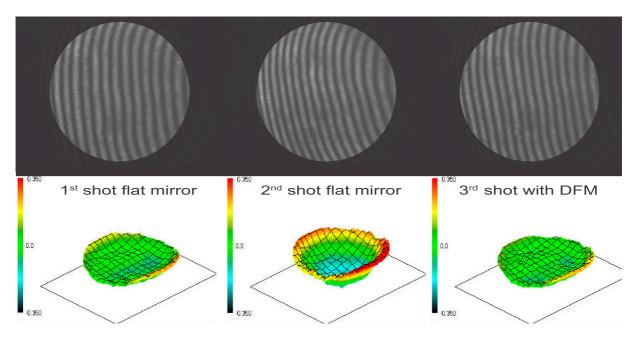


Abbildung 7.42: Gemessene Wellenfronten am Vorverstärker für die Verstärkung von Pulsen des fs-Front-end mit und ohne adaptive Optik. Links ist die Wellenfront für einen Schuß mit allen Laserköpfen zu sehen. Die Verstärker waren kalt. In der Mitte ist dann der nächste Schuß gezeigt, der Abstand zwischen beiden Schüssen betrug 2 min. Rechts ist dann ein dritter Schuß gezeigt, der mit adaptiver Optik korrigiert wurde.

Configuration	Source	OPD	RMS	Focus	Astig.	Coma	Spher.A.
		$[\lambda]$	$[\lambda]$	$[\lambda]$	$[\lambda]$	$[\lambda]$	$[\lambda]$
Reference-beam	YLF	0,208	0,031	-0,092	0,065	0,137	0,042
Preamp, flat mirror	YLF	0,287	$0,\!053$	-0,09	0,078	$0,\!128$	$0,\!176$
Preamp, DFM Closed Loop	YLF	0,335	$0,\!067$	-0,07	$0,\!168$	$0,\!121$	$0,\!177$
Preamp, flat mirror	fs-Front-end	0,370	$0,\!058$	-0,0197	$0,\!21$	$0,\!268$	-0,138
Preamp, cold shot	fs-Front-end	0,384	$0,\!075$	-0,084	$0,\!166$	$0,\!231$	$0,\!204$
Preamp, hot shot	fs-Front-end	0,796	$0,\!176$	-	-	-	_
Preamp, hot shot DFM-CL	fs-Front-end	0,364	$0,\!066$	-0,021	$0,\!152$	$0,\!286$	-0,112

Tabelle 7.2: Zusammenfassung der Wellenfrontmessungen beim Test des adaptiven Spiegels.

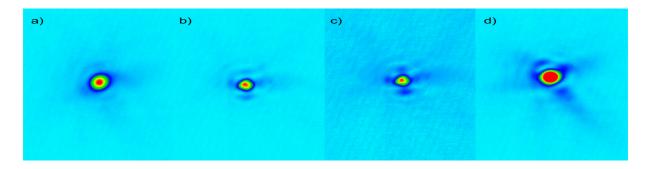


Abbildung 7.43: Fernfeldaufnahmen des Vorverstärkers mit adaptiver Optik. a) Referenz-Strahl; b) Adaptiver Spiegel im Closed Loop Betrieb mit dem fs-Frontend; c) Adaptiver Spiegel mit statischer Spannungsmatrix unmittelbar vor dem Schuß; d) 3 Joule Schuß.

die Seidel-Koeffizienten auf. Vergleicht man nun die Koeffizienten miteinander, dann erkennt man beim Coma-Term, daß sich bei allen Messungen mit dem fs-Front-end die Werte um den zweifachen Wert von den mit dem YLF-Laser unterscheiden. Dies unterstreicht die Hypothese einer Dejustage im fs-Front-end. Die Seidel-Werte für den unkorrigierten, heißen Schuß wurden aufgrund eines Computerfehlers nicht aufgenommen. Abbildung 7.43 stellt die Fernfeldaufnahmen für einzelne Konfigurationen unter den oben gemachten Einschränkungen vor. Bild a) zeigt das Fernfeld des Referenzstrahles. Es besitzt die Form einer Airy-Scheibe, die 1. Ordnung der Airy-Funktion ist nur sehr schwach zu erkennen. Die volle Halbwertsbreite beträgt 19 µm FWHM; im Vergleich dazu beträgt rechnerisch das Beugungslimit 10,8 µm FWHM. Da aber die Messung der vollen Halbwertsbreite des Fernfelds sehr empfindlich vom Signal-Rausch-Verhältnis abhängt, ist es nicht sinnvoll, die Messung hiermit zu vergleichen. Bild b zeigt den Fall des mit dem DFM im CL-Betrieb korrigierten YLF-Laserstrahl des Vorverstärkers. Man erkennt deutlich eine Malteser-förmiges Kreuz um das Intensitätsmaximum, das bei den Spiegeln dieses Herstellers immer auftritt und von den äußeren Ringelektroden herührt. Bild c) zeigt den gleichen Fall, jedoch mit dem fs-Front-end als Laserquelle. Bild d) zeigt schließlich einen 3 Joule Schuß, bei dem er Spiegel bis kurz vor dem Schuß CL betrieben wurde und dann die Spannungsmatrix unmittelbar vor dem Schuß festgehalten wurde, d.h. eine bestimmtes Krümmungsmuster wurde auf der Spiegeloberfläche eingefroren. Wieder sieht man das starke Hervortreten der äußeren Elektroden. Obwohl der Schuß im Zentrum die Kamera gesättigt hat, läßt sich erkennen, daß ein Maximum an Energie im Brennpunkt konzentriert ist, da außerhalb kaum Intensität gestreut wurde.

Die ersten, vorläufigen Messungen am Vorverstärker mit der adaptiven Optik haben eindrucksvoll die Möglichkeiten des Systems aufgezeigt, thermisch verursachte Aberrationen zu korrigieren. Ferner besitzt die Wellenfront des kalten Lasers bereits eine gute Qualität und kann durch Optimierung der Position der Ausgangslinsen der Teleskope weiter verbessert werden.

## Kapitel 8

#### Ausblick

Der PHELIX-Vorverstärker ist im Sommer 2003 erfolgreich in Betrieb gegangen. Erste Messungen von Strahl- und Verstärkungsparametern haben eine sehr gute Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit entwickelten und beschriebenen Voraussagemodellen ergeben. Ebenfalls konnte bereits das erste Experiment am PHELIX, ein transient gepumpter Röntgenlaser, mit dem Vorverstärker erfolgreich absolviert werden. Die unlängst installierte adaptive Optik eröffnet den Zugang zu höheren Puls-Wiederholraten bei gleichbleibender Intensität im Brennpunkt. Der Weg zu diesen Erfolgen war nicht ohne Hürden. Die große Menge an gespeicherter elektrischer Energie in den Kondensatoren erzeugt starke elektromagnetische Störungen (EMP), die das Potential zur Selbstzerstörung des Lasers besitzen: So fiel bereits zweimal am 45 mm Laserkopf die Steuereinheit mit Totalschaden aus, am 19 mm Laserkopf einmal. Auch durch geändert Bauweise, strikter Trennung von Erdungspotentialen, Entkopplung und dem Einsatz von Glasfasern zur Signalübertragung ließ sich das Problem nicht vollständig unterbinden. Der Ubergang von Allan Bradley bzw. National Instruments Fieldpoint-Steuermodulen zu Beckhoff-Modulen hat sich bisher bewährt (nur ein Ausfall). In der gegenwärtigen Lösung sind zusätzlich Steuereinheit und Netzgerät in verschiedenen, von einander isolierten Gehäusen untergebracht und die Verbindungskabel speziell geschirmt. Bisher läuft das System stabil, Langzeiterfahrungen im Dauerbetrieb müssen aber noch gesammelt werden.

Die Bandbreite des Lasers konnte bisher nicht gemessen werden. Da es aber gelang, den verstärkten Puls bei einem Verstärkungsfaktor von ca. 1000 auf etwa 350 fs zu komprimieren, ist davon auszugehen, daß die Voraussagen der Berechnungen zutreffen. Die Bandbreite des Lasers läßt sich weiter erhöhen, indem man Phosphat- und Silikat-Lasergläsern kombiniert und die Wellenlänge zu ca. 1058 nm verschiebt. Den aufgrund des geringeren Wirkungsquerschnittes von Silikatglas kleineren Verstärkungsfaktor könnte man durch einen Doppeldurchgang durch das Verstärkermaterial kompensieren. Die Rechnungen haben gezeigt, daß man bei Verwendung eines Doppelpaß-Silikat-Glasverstärkers am Anfang des Lasers und zwei nachfolgenden Phosphat-Gläsern einen Verstärkungsfaktor von 3000 erreichen kann und dabei nur etwa 35% der Bandbreite verliert. Nebenbei wäre das System symmetrisch und da die meisten photoelastischen Effekte bei beiden Gläsern entgegengesetztes Vorzeichen haben, heben sie sich bei geschickter Anordnung auf.

Eine weitere Erhöhung der Bandbreite könnte auch durch den Einsatz von Optisch-Parametrischen-Verstärkern (OPA) im Front-end erreicht werden. OPAs besitzen eine enorm hohe Verstärkungsbandbreite bei großem Verstärkungsfaktor ( $G \approx 10000$ ) und eignen sich daher hervorragend für den Einsatz in Kurzpulslasern, die die CPA-Technik verwenden. Solchermaßen wird die Technik heute als OPCPA – optical parametric chirped pulse amplification – bezeichnet. Daneben bieten sie auch eine hervorragende optische Qualität. Die OPCPA ist prinzipiell in ihrer Leistungsfähigkeit nur durch ihren Strahldurchmesser, den Preis und die Verfügbarkeit eingeschränkt. So lassen sich theoretisch Lasersysteme konstruieren, die Peta- bis Exawatt Ausgangsleistung besitzen [146]. Um die Skalierbarkeit solcher Systeme zu untersuchen, wäre es möglich, den mit dem ns-Front-end betriebenen Vorverstärker als Pumpquelle für einen großen Kristall einzusetzen und Pulse des fs-Front-end zu verstärken. Dazu wäre eine weitere OPCPA-Vorstufe notwendig, die aber in diesem Regime von einigen hundert Milli-Joule gut erprobt ist.

Die vielversprechenden Ergebnisse der Entwicklung adaptiver optischer System für Hochenergielaser, wie sie in Kapitel 7 besprochen wurden, ermöglichen eine neue Palette von Experimenten. Das große Problem schwer reproduzierbarer Messungen aufgrund sich ändernder Energie- und Intensitätsverteilungen im Brennpunkt von Schuß zu Schuß ist mit Hilfe adaptiver Optik lösbar. Mit der Technik der bimorphen Spiegel, die verhältnismäßig kostengünstig gegenüber bisherigen, konventionellen adaptiven Optiken und in Größe und Komplexität skalierbar ist, wird es möglich, die Leistungsfähigkeit von Lasern drastisch zu erhöhen. Wie aber auch in der Arbeit aufgezeigt, müssen in der Planung zahlreiche Aspekte berücksichtigt und Parameter angepaßt werden. Für den PHELIX bleibt zunächst zu prüfen, wie groß tatsächlich die Wellenfrontdeformation im Hauptverstärker sein wird und ob eine Vorkompensation tatsächlich möglich ist. Da der Vorverstärker und Hauptverstärker durch Raumfrequenzfilter voneinander isoliert sind, ist die Anzahl der mit dem Spiegel erzeugbaren Raumfrequenzen und damit das Maß und die Komplexität der Vorkompensation von Aberrationen beschränkt: Raumfrequenzen mit großer Winkelverteilung werden durch die Lochblende im Teleskop nicht transmittiert, was zu einer Unterbestimmtheit des Regelungsalgorithmus der adaptiven Optik führt: Das System divergiert.

Die adaptive Optik wird in den nächsten Jahren weiter an Bedeutung gewinnen. Die Integration deformierbarer Spiegel im VULCAN-Petawatt-Laser und im 100 TW-Laser LULI ist ermutigend für den Einsatz bei Laserschüssen mit Petawatt-Leistung. Wie sich ein solches System in Lasern dieser Klasse im Dauerbetrieb bewähren wird, ist abzuwarten. Die Integration der adaptiven Optik im PHELIX-Vorverstärker verlief erfolgreich und die ersten Ergebnisse sind vielversprechend, insbesondere im Bezug auf die Erhöhung der Laserschuß-Wiederholrate. Mit diesem 10 Joule-Lasersystem und insbesondere in Kombination mit dem 10 Joule-Kompressor steht der GSI heute schon einer der leistungsfähigsten Laser in Deutschland mit mehreren Joule Ausgangsenergie und 15-30 Terawatt Leistung zur Verfügung.

# **Tabellenverzeichnis**

4.1	Lasereigenschaften des $Ti: Al_2O_3$ (Daten aus [24, 25, 26])	20
4.2	Typische Lasereigenschaften von $Nd:Glas$ (Daten aus [24])	22
4.3	Linearer und nichtlinearer Brechungsindex einiger Materialien für lineare	
	g g	30
4.4	Heizwirkungsgrad $n_Q$ und spezifischer Wärmekoeffizient $\kappa$ für verschiedene	
		38
4.5	Die ersten Maxima und Minima der Airy Funktion $y(x) = \left[\frac{2J_1(x)}{x}^2\right] \dots \dots$	48
4.6	Darstellung der ersten 6 Ordnungen der Zernike-Polynome	52
4.7	o v	58
4.8		60
4.9	Zusammenhang zwischen dem mittleren Fehler der Aberrationsfunktion	
		61
5.1	Typische Parameter für ein Backlighter Experiment	64
5.2	0 1	66
5.3		79
5.4	<del>-</del>	80
5.5	<u> </u>	82
5.6	Ergebnisse der Auswertung der Laserglas-Parameter für den PHELIX-	
		85
5.7		88
5.8	Maximale Lochblendengrößen in den Raumfrequenzfiltern nach Gleichung	
	<u>-</u>	89
5.9	Designparameter für die Zackenapertur	93
5.10	Intensität der ASE im PHELIX-Vorverstärker	95
5.11	Gegenstands- und Bildebenen am PHELIX-Vorverstärker	97
5.12	Berechnete Laserstrahlparameter im Vorverstärker	99
5.13	Ergebnis der Optimierung der Wellenfront durch Kompensation von Ab-	
	errationen mit Hilfe des Neigens von Linsen in den Teleskopen. ROC be-	
	zeichnet den Krümmungsradius der Linse	12
5.14	Nach verschiedenen Methoden und Kriterien berechnete Durchmesser der	
	Lochblenden in den Raumfiltern im Vergleich. Details siehe Text	18
5.15	Näherungsformeln für die Verstärkungsprofile der Stabverstärker im Vor-	
	verstärker zur Verwendung in Miró.	20

5.16	Ergebnisse der Miró-Simulation für die Verstärkung eines Gauß- bzw. ei-	
	nes 2.Ordnung-Supergauß-förmigen Strahlprofils aus dem fs-Front-end (1,6	
	ns FWHM Gauß-Puls) und eines ebenfalls 2.Ordnung-Supergauß-förmigen	
	Strahlprofils aus dem ns-Front-end (10 ns FWHM 2.Ordnung-Supergauß-	
	Puls)	124
6.1	Verzögerung zwischen Haupt-Trigger-Signal und dem Erreichen der Maxima von Strom, Fluoreszenzintensität und der Verstärkung an den Stabver-	
	stärkern	128
6.2	Gemessene Verluste in den optischen Komponenten des Vorverstärkers	
7.1	Ergebnisse des Tests der adaptiven Optik im Petawatt-Laserarm am	1.01
	VULCAN	101
7.2	Zusammenfassung der Wellenfrontmessungen beim Test des adaptiven	
	Spiegels	178

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Synergien für Experimente am PHELIX	4
2.2	Transientes Pumpschema des Röntgen-Lasers	6
2.3	Röntgenspektroskopie am ESR	6
2.4	Prinzip des X-Ray-Backlighters	7
2.5	Schema zur Kompression von Wasserstoff mit einem Schwerionenstrahl	8
3.1	Historie der Hochintensitätslaser	12
3.2	Hochleistungslaser weltweit	13
3.3	Beispiel für ein MOPA-System: NOVA	16
3.4	Schema eines Scheibenverstärkers	17
3.5	Schema eines Stabverstärkers	17
4.1	Energieschema von Nd:Glas	21
4.2	Verstärkung in Nd:Glas nach Frantz-Nodvik	24
4.3	Bandbreiteneinengung für homogen verbreiterten Laserübergang	26
4.4	Schematischer Verlauf des Phasenverschiebungs-Koeffizienten im Verstär-	
	kermedium	27
4.5	Direkte Weglänge für die ASE in einem Laserstab	28
4.6	Zeitlicher Verlauf der Laserintensität bei einem modengekoppelten Laser .	33
4.7	Kerr-Linsen Modenkopplung	35
4.8	Prinzip der Chirped Pulse Amplification	36
4.9	Temperaturrelaxation in einem zylindrischen Laserstab im Einzelschußbe-	
	trieb	39
4.10		43
4.11	Phasenfront einer Lichtwelle	44
	Änderung der Ausbreitungsrichtung durch Änderung der Phasenfront	45
	Beugung an einer Apertur	46
	Airy-Funktion	48
	Skizze zur Berechnung des Beugungsintegral unter Berücksichtigung von	
	Aberrationen	50
5.1	Licht-Materie Wechselwirkung	65
5.2	Blockdiagramm des PHELIX	67
5.3	3D-Ansicht des PHELIX-Hauptverstärkers	68
5.4	3 D Ansicht der PHELIX Experimentierplätze in der GSI	70
5.5	Grundriß des PHELIX-Gebäudes, Erdgeschoß mit Laseraufbauten	71
5.6	Supergauß-förmige Intensitätsverteilungen verschiedener Ordnung	72
5.7	Wirkungsquerschnitte von Phosphat-Lasergläsern	83

5.8	Brennpunkte höherer Ordnungen durch Mehrfachreflexionen in einer Linse 80
5.9	Auswirkung sphärischer Aberrationen einer positiven Linse auf die Größe
	des Brennpunktes in Abhängigkeit von der Linsenform 8'
5.10	Prinzip der Pulsformung
5.11	Prinzip des Pulsformung durch Zackenapertur
5.12	Bezeichnungen an der Zackenapertur
5.13	Zackenformungen der Zackenapertur
5.14	Simulation der Pulsformung durch Zackenapertur und Raumfrequenzfilter . 94
5.15	Skizze des PHELIX-Vorverstärkers
5.16	Berechneter Verlauf der Intensität und des B-Integrals im Vorverstärker 103
5.17	Berechneter Verlauf der Energie und des B-Integrals im Vorverstärker 103
5.18	ZEMAX-Drahtmodell des Vorverstärkers in einer frühen Version 10'
5.19	OPD des Vorverstärkers mit gerade angeordneten Komponenten 108
5.20	Erzeugte Aberrationen durch Verkippen einer planparallelen Platte im di-
	vergenten Strahl
5.21	OPD des Vorverstärkers mit Berücksichtigung der Aberrationen durch 2°
	verkippte Austrittsfenstern an den Teleskopen
5.22	Ghost-Reflexion am VSF2-Austrittsfenster
5.23	Ablenkung des Ghostfocus von VSF4 durch Verkippen der Linse
5.24	Veranschaulichung der Wellenfrontverzerrung durch das Verkippen einer
	Linse
5.25	Prinzip der Kompensation von Phasenfrontstörungen einer ersten Linse
	durch eine zweite im Teleskop
	Resultat für die Optimierung des Vorverstärkers mit ZEMAX
	Darstellung des Vorverstärkers in Miró
	Verlauf von Intensität und B-Integral nach Miró (1D-Simulation) 110
	Dimensionierung der Lochblende im VSF2 mit Miró
	Dimensionierung der Lochblende im VSF4 mit Miró
	Beispiel für die im Laserstab gespeicherte Energie in Abhängigkeit des Radius.12
	3D-Ansicht des berechneten Verstärkungsprofils im 45 mm-Laserstab 12
	Miró-Simulation: Strahlformung am Vorverstärker an der Zackenapertur 12
5.34	Miró-Simulation: normierte Ausgangsintensität am 45-Kopf in Abhängig-
	keit des Eingangssignal vom Front-end
5.35	Miró-Simulation: Energie- und B-Integral-Verlauf entlang der Laserkette . 123
6.1	Verlauf der Fluoreszenzintensität und des Stromes über die Zeit am 19
0.1	mm-Kopf
6.2	Zeitlicher Verlauf der Fluoreszenzlichtintensität, des Stromes und der Blitz-
0.2	lampenintensität
6.3	Zeitlicher Verlauf des Stromes am 45-Kopf für verschiedene Ladespannungen 128
6.4	Verstärkungsfaktor des 19-Kopfes in Abhängigkeit von der Zeit
6.5	Verstärkungsfaktor des 45-Kopfes in Abhängigkeit von der Zeit
6.6	Verstärkungskurve des 19-Kopfes in Abhängigkeit von der Kondensator-
	spanning
6.7	Verstärkungskurve des 19-Kopf in Abhängigkeit von der Kondensatorspan-
	nung
	<u> </u>

6.8	Raumliches Strahlprofil des is-Front-End-Laserstrahls	132
6.9	Räumliches Strahlprofil des verstärkten Laserpulses nach den 19 mm-Köpfe	
6.10	Räumliches Strahlprofil des Vorverstärkers	. 133
6.11	Intensitätsprofil-Querschnitte eines einzelnen Laserschusses des Vorverstär-	
	kers	
6.12	Zeitlicher Verlauf eines verstärkten Pulses	136
7.1	Prinzip eines adaptiven optischen Systems	138
7.2	PROP92 Simulation der Fokussierbarkeit des PHELIX-Hauptverstärkers	140
7.3	Aufbau eines bimorphen adaptiven Spiegels	142
7.4	Bild und Aufbau eines Membranspiegels	143
7.5	Prinzip eines optisch adressierten Spatial-Light-Modulator	144
7.6	Prinzip des Shack-Hartmann-Sensors	145
7.7	Prinzip und Auflösungsbegrenzung des SHS	146
7.8	Prinzip des ATWLSI	
7.9	Prinzip des Phasenfrontkrümmungs-Sensors	148
7.10	Blockdiagramm des VULCAN-Petawatt-Lasers	151
7.11	Zeitlicher Verlauf der Aberrationen im VULCAN-Laser im kalten Zustand	
7.12	Aufbau des adaptiven Spiegels am VULCAN	153
7.13	Schematische Darstellung des Experimentaufbaus für den Test des adapti-	
	ven Spiegels VP1 am VULCAN-Laser	154
7.14	Experimentaufbau für den Test der adaptiven Optik am VULCAN in der	
	1. Strahlzeit	154
	Hartmann-Sensor des adaptiven optischen Systems am VULCAN	
	Oberfläche des VP1 nach dem Aufbringen der Goldschicht	155
7.17	Ergebnis der radialen Abschwächung der Intensitätsverteilung des	
	Hartmann-Musters	
	Interferogramm und Fernfeld-Bild des CL betriebenen VP1	157
7.19	Verhalten des Spiegels VP1 im CL-Betrieb in Abhängigkeit der erlaubten	
	Spiegelmoden	158
7.20	Interferogramme des unkorrigierten und des mit VP1 korrigierten	
	VULCAN-justierlaserstrahl	158
7.21	Fernfeldaufnahme des unkorrigierten und des mit VP1 korrigierten	
	VULCAN-Justierlaserstrahls	158
7.22	Diagnostikaufbau für den Test der adaptiven Optik im Petawatt-Laserarm	4.00
	von VULCAN	160
7.23	Interferogramm und Optical-Path-Difference-Graph der Referenzwellen-	
	front für den DFM Test	161
7.24	Interferogramme und Optical-Path-Difference-Graphen für den CL-Betrieb	404
7.05	des DFM im Petawatt-Laserarm am VULCAN	
	Bilder der Brennpunkte unter verschiedenen Konfigurationen	
	Schema des 100 TW Lasers in LULI	. 103
1.21	Degradation des Brennpunktes durch thermische Effekte im Lasermedium	104
7 90	am LULI-100 TW Laser	104
1.28	Verlauf der Wellenfrontverzerrungen in Abhängigkeit der Zeit nach einem	165
	Laserschuß	COL

7.29	Vergleich der fokussierten Intensitäten des 100 TW Lasers mit adaptiver Optik	166
7.30	Vergleich eines 30 J Schusses bei kaltem Laser und einem bei heißem Laser,	100
	jedoch mit adaptiver Optik	167
7.31	Experimentaufbau für das Testen eines Bimorph-Spiegels im 100 TW-Laser	
	LULI	168
7.32	Fernfeldaufnahmen von 30 J-Schüssen des LULI-Lasers ohne adaptive Op-	
	tik nach dem Kompressor	168
7.33	Verlauf des Strehl-Verhältnisses und der Größe des Brennpunktes (FWHM)	
	über die Schußzahl	
	Vergleich einer Sequenz von 30 J-Schüssen mit und ohne adaptive Optik	170
7.35	Abbildung der Brennpunkte von zwei Sequenzen von Laserschüssen mit AO	
	und ohne AO	170
7.36	Mechanismus der Verbiegung der Laserscheiben durch Erhitzung des Clad-	
	dings	
	Aktuatorenanordnung beim Bimorph-Spiegel des PHELIX	
	Bild des adaptiven Spiegel am PHELIX-Vorverstärker	
	Diagnostikeinheit für die adaptive Optik am PHELIX	
	Response-Funktionen des DFM von PHELIX	
	Gemessene Wellenfronten am Vorverstärker mit dem cw-Strahl	177
1.42	Gemessene Wellenfronten am Vorverstärker für die Verstärkung von Pulsen	1 77
7 49	des fs-Front-end mit und ohne adaptive Optik	
1.40	Fernfeldaufnahmen des Vorverstärkers mit adaptiver Optik	110

### Literaturverzeichnis

- [1] T. Kuehl. Phelix- Ein Petawatt Hoch-Energie-Laser Für Schwerionen Experimente. *Phys. Bl.*, 56(5):49–51, 2000.
- [2] M.D. Perry and G. Mourou. Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers. *Science*, 264:917–924, 1994.
- [3] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, W. Allen, A. Blasevic, J. Fuchs, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan, M. Roth, and J.C. Gauthier. Mev Ion Jets from Short Pulse-Laser-Plasma Interaction with Thin Foils. Ann. Rapp. LULI, 2001:19-21, 2001.
- [4] M. Key, M. Campbell, T. Cowan, S.P. Hatchett, E.A. Henry, J. A. Koch, A.B. Langdon, B.F. Lasinski, R.W. Lee, A. MacKinnon, A.A. Offenberger, D. Penington, M.D. Perry, J. Phillips, M. Roth, T.C. Sangster, M.S. Singh, R. Snavely, R. Stoyer, S.C. Wilks, and K. Yasuike. Studies of the Relativistic Electron Source and Related Phenomena in Petawatt Laser Matter Interactions. In 1st International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, volume UCRL-JC-135477REV1, Bordeaux, France, 1999.
- [5] H. Backe, R.Bock, J. Caird, E. Fill, D. Habs, D.H.H. Hoffmann, I. Hofman, H.-J. Kluge, M.P. Kalachnikov, T. Kühl, G. Logan, J.A. Maruhn, J. Meyer-ter Vehn, V. Metag, P. Mulser, P. Nickles, M. Perry, G. Pretzler, R. Redmer, M. Roth, W. Sandner, R. Sauerbrey, H. Schillinger, U. Schramm, W. Seelig, B. Shore, H.J. Specht, C. Stöckl, A. Ulrich, J. Ullrich, and I. Will. Phelix-Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion Experiments. Proposal GSI-98-10, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, Decembre 1998.
- [6] GSI. Collaboration Workshop on Phelix Physics. Technical report, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, 8./9.3. 2000.
- [7] GSI. Phelix Workshop. Darmstadt, 2003. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt.
- [8] R.F. Smith, S. Hubert, M. Fajardo, P. Zeitoun, J. Dunn, J.R. Hunter, C. Remond, L. Vanbostal, S. Jaquemot, J. Nilsen, C.L.S. Lewis, and R. Marmoret. Longitudinal Coherence Measurements of the Transient Collisional X-Ray Laser. In AIP Conf. Proc., volume 641, pages 617–622, Aspen, Colorado, USA, 2002.
- [9] J. Nilsen, B.J. MacGowan, L.B. Da Silva, and J.C. Moreno. Prepulse Technique for Producing Low-Z Ne-Like X-Ray Lasers. *Phys. Rev. A*, 48(6):4682–4685, 1993.

- [10] P. Neumayer. Personal communication, 2003.
- [11] S. T. Weir, A. Mitchell, and W. Nellis. Phys. Rev. Lett., 76:1860, 1996.
- [12] L.B. Da Silva, P. Celliers, G.W. Collins, K.S. Budil, N.C. Holmes, T.W. Barbee, J.D. Hammel, J.D. Kilkenny, R.J. Wallace, M. Ross, R. Cauble, A. Ng, and G. Chiu. Equation of State Measurements of Hydrogen and Deuterium up to 2 Mbar. *Phys. Rev. Lett.*, 78:483, 1997.
- [13] W. Nellis. Metallization of Hydrogen and Other Small Molecules at 100gpa Pressures. *High Pressure Research*, 22:1–4, 2002.
- [14] W. Henning, H. Gutbrod, K.-D. GroSS, and V. Metag. An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons. Conceptual design report, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, November 2001.
- [15] D. Strickland and G. Mourou. Compression of Amplified Chirped Optical Pulses. *Optics Comm.*, 56(219), 1985.
- [16] M.D. Perry. Crossing the Petawatt Threshold, 2000.
- [17] Y. Izawa, Y. Kitagawa, H. Fujita, T. Jitsuno, T. Kanabe, T.R. odama, K. Mima, N. Miyanaga, H. Nishimura, S. Sakabe, K. Shigemori, K. A. Tanaka, H. Yoshida, and T. Yamanaka. Petawatt Laser System for Fast Ignitor Studies at Ile, Osaka University. 2002.
- [18] C.B. Edwards, R.M. Allott, J.L. Collier, M.H.R. Hutchinson, C. Danson, D. Neely, and B. Wyborn. Vulcan Upgrade: A Petawatt Laser Facility for Experiments at 10<sup>21</sup> W/Cm<sup>-2</sup>. In *SPIE*, volume 4424, pages 63–9, Baltimore, 2001.
- [19] C.B. Edwards, M.H.R. Hutchinson, C. Danson, D. Neely, and B. Wyborn. Upgrade of Vulcan to 1 Petawatt. Technical Report CLF Annual Report 1998/99, CLF, 1998/99.
- [20] C. Le Blanc, C. Felix, J.P. Zou, H. Timsit, C. Sauteret, and A. Migus. Conception Et Realisation Du Laser De Puissance Petawatt De Luli 2000. Rapport d'activite du LULI 2001a, LULI, 2001a 2001.
- [21] T. Toepfer, J. Hein, G. Quednau, M. Hellwing, J. Phillips, H.-G. Walther, W. Theobald, R.A. Sauerbrey, W. Wintzer, D. Ehrt, K. Stollberg, D. Wolff, D. Habs, and M.D. Perry. Scaling Laser-Diode Pumped Solid-State Amplifiers to the Petawatt Level. In CLEO 2001, Technical Digest, pages 71–72, 2001.
- [22] K. Jungwirth. The Prague Asterix Laser System. *Physics of Plamas*, 8(5):2495–2501, 2001.
- [23] D. C. Brown. *High-Peak-Power Nd: Glass Laser Systems*. Springer Series in Optical Sciences; V. 25. Springer-Verlag, Berlin; New York, 1981.
- [24] W. Koechner. Solid State Laser Engineering. Springer Verlag Heidelberg, 1999.

- [25] T. Ditmire and M.D. Perry. Fusion Report. Technical Report 4, LLNL, Jan-Mar 1994.
- [26] B. C. Stuart, S. Herman, and M.D. Perry. Chirped-Pulse Amplification in Ti-Sapphire Beyond 1 Mikron. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(3):528-538, 1995.
- [27] C. Danson, R.M. Allott, Angood, Booth, J. Collier, Damerell, C.B. Edwards, Flintoff, Govans, S. Hancock, P. Hatton, S. Hawkes, H. Hutchinson, M. Key, C. Hernandez-Gomez, Leach, Lester, D. Neely, Norreys, Notley, D. Pepler, C. Reason, Rodkiss, I. Ross, Toner, M. Trentelman, Walczak, Wellstood, T. Winstone, R. Wyatt, and B. Wyborn. Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion. In *Third International Conference on SSL for Application to ICF*, Monterey, CA, 1998. SPIE.
- [28] M. Campbell. Laser Glass: A Key Material in the Search for Fusion Energy. *LLNL*, 1999.
- [29] L.M. Frantz and J.S. Nodvik. Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier. Journal of Applied Physics, 34(8):2346–2348, 1963.
- [30] P.V. Avizonis and R.L. Grotbeck. J. Appl. Phys., 37:687, 1966.
- [31] Charles Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, New York, 7 edition, 1996.
- [32] O. Madelung. Festkoerpertheorie. Springer, Berlin, 1972.
- [33] Landau and Lifschitz. *Electrodynamics of Continous Media (Dt.)*. Addison-Wesley, 1960.
- [34] Amnon Yariv. Quantum Electronics. Wiley, New York, 3rd edition, 1989.
- [35] G.J. Linford, E.R. Peressini, W.R. Sooy, and M.L. Spaeth. Very Long Lasers. *App. Opt.*, 13:379, 1974.
- [36] Joe Narduzzi. Personal communication, 2001.
- [37] O. Maurice and et al. Miro-Computer Code, 2002.
- [38] EOT. Eot-Data Sheet Faraday Rotators, 2000.
- [39] Reinhard Ifflaender. Festkoerperlaser Zur Materialbearbeitung. Springer, Berlin, Heidelberg, 1990.
- [40] CVI. Glass-Catalog. CVI-Laser, 2001.
- [41] Schott Glass Technologies. Glass for Laser Applications, volume 1. Schott, Duryea, 2000.
- [42] S. Stokowski, R. Saroyan, and M.J. Weber. *Laserglass*, volume 1. Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, m-095, rev.2. edition, 1981.

- [43] Marvin J. Weber. *Optical Materials*. Crc Handbook of Laser Science and Technology; V.3-5. CRC Press, Boca Raton, Fla., 1986.
- [44] C. Danson. Personal communication, 2000.
- [45] W.L. Smith. Nonlinear Refractive Index of Optical Crystals. *Phys.Rev.B*, 39:3337–3350, 1989.
- [46] Anthony E. Siegmann. Lasers. University Sience Books, Mill Valley, 1986.
- [47] J.B. Trenholme. Small-Scale Instability Growth: Review of Small Signall Theory. LLNL Laser Annual Report 1974, page 197ff., 1975.
- [48] M.D. Perry, T. Ditmire, and B.C. Stuart. Self-Phase Modulation in Chirped-Pulse Amplification. *Opt. Lett.*, 19:2149, 1994.
- [49] United States. National Bureau of Standards., American Society for Testing, and Materials. Laser Induced Damage in Optical Materials, volume 1972-. Nbs, Washington, D.C., 1972.
- [50] Orazio Svelto, editor. *Progress in Optics Xii.*, volume 1 of *Progress in Optics*. North-Holland Pub. Co.; Interscience Publisher, Amsterdam, New York.
- [51] C. Sulem and P. L. Sulem. The Nonlinear Schrödinger Equation: Self-Focusing and Wave Collapse. Applied Mathematical Sciences; 139. Springer, New York, 1999.
- [52] B.R. Suydam. Self-Focusing of Very Powerful Laser Beams Ii. In Glass and Guenther, editor, *Ieee Journal of Quantum Electronics*, volume QE-10 of *Laser Induced Damage in Optical Materials*, pages 837–843. 1974.
- [53] B.R. Suydam. Effect of Refractive-Index Nonlinearity on the Optical Quality of High-Power Laser Beams. *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, QE-11(6):225–229, 1975.
- [54] G.C. Glaze. High Energy Glass Lasers. volume 69 of *Proc.Soc.Photo-Opt.Instr.Eng.*, page 45. Soc.Photo-Opt.Instr.Eng, 1975.
- [55] E. Treacy. Optical Pulse Compression with Diffraction Gratings. *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, QE-5(9):454-458, 1969.
- [56] W. F. Krupke. Specific Heat Loading in Nd:Glas Lasers. LLNL Laser Annual Report 1985, 1985.
- [57] M.S. Mangir and D.A. Rockwell. Measurements of Heating and Energy Storage in Flashlamp Pumped Nd:Yag and Nd.Doped Phosphate Laser Glasses. *IEEE J. Quant. Electr.*, 22:574–580, 1986.
- [58] K. Mann and H. Weber. Surface Heat Transfer Coefficient, Heat Efficiency and Temperature of Pulsed Solid State Lasers. J. Appl. Phys., 64:1015, 1988.
- [59] Heinz Tautz. Waermeleitung Und Temperaturausgleich. Akademie Verlag, Berlin, 1971.

- [60] Stephen Timoshenko and James Norman Goodier. *Theory of Elasticity*. Engineering Societies Monographs. McGraw-Hill, New York, 3d edition, 1982.
- [61] W.F. Hagen. Thermal Fracture of Laser Glasses and Crystals. *LLL-internal report LRD*, 6061T:87–170, 1987.
- [62] J.T. Hunt and P. Renard. A Diffraction Model for Light Propagation. Technical report, LLNL, Feb. 1977.
- [63] Eugene Hecht. Optics. Addison-Wesley Pub. Co., Reading, Mass., 3nd edition, 1998.
- [64] Max Born and Emil Wolf. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Cambridge University Press, Cambridge, UK; New York;, 6th (corr.) edition, 1997.
- [65] Miles V. Klein and Thomas E. Furtak. *Optics*. Wiley, New York, 2nd edition, 1986.
- [66] I. N. Sneddon. Fourier Transforms. McGraw-Hill, New York, 1951.
- [67] G. B. Airy. On a Remarkable Modification of Newtont'S Rings. Trans. Cambr. Philos. Soc., 4:279–288, 1833.
- [68] R. Piessens. *The Hankel Transform*. The Electrical Engineering Handbook Series. CRC Press, 1996.
- [69] F. Zernike. Beugungstheorie Des Schneidenverfahrens Und Seiner Verbesserten Form, Der Phasenkontrastmethode. *Physica*, 1:689–704, 1934.
- [70] J. Y. Wang and D. E. Silva. Wave-Front Interpretation with Zernike Polynomials. Appl. Opt., 19:1510–1518, 1980.
- [71] A. Maréchal. Etude Des Effets Combines De La Diffraction Et Des Aberrations Geometriques Sur L'image D'un Point Lumineux. Rev. D'Optique, 26:257, 1947.
- [72] Moritz von Rohr and P. Culmann. Die Bilderzeugung in Optischen Instrumenten Vom Standpunkte Der Geometrischen Optik. Springer, Berlin, 1904.
- [73] T. J. Murphy. Limits on X-Ray Imager Resolution Due to Photon Counting Statistics. *LA-UR*, 98(1504):1–11, 1998.
- [74] B. Yaakobi. Heat Transport Measurements in the Irradiation of Flat Targets with a Frequency-Tripled Nd:Glass Laser. *Optics Commun.*, 38:196, 1981.
- [75] GSI Konstruktionsabteilung. Catia 5.0 3-D Zeichnung, 2003.
- [76] Orazio Svelto and D. C. Hanna. *Principles of Lasers*. Plenum, New York, 3rd edition, 1989.
- [77] Claude Rullière. Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments. Springer, Berlin; Heidelberg; New York, 1998.

- [78] M.D. Perry and B.W. Shore. Petawatt Laser Report. Technical Report UCRL-ID-124933, LLNL, Dec. 1996 1996.
- [79] M.D. Perry. Petawatt Laser Pulses. Optics Letters, 24(3):160–162, 1999.
- [80] Clay Widmayer. Computer modeling of gsi laser design, august, 1st 2000.
- [81] Bruno M. Van Wonterghem. Performance of a Prototype for a Large-Aperture Multipass Nd:Glass Laser for Inertial Confinement Fusion. Appl. Opt., 36(21):4932– 4952, 1997.
- [82] Bruno M. Van Wonterghem. System Description and Initial Performance Results for Beamlet. *ICF Quarterly Report*, October December 1994, 1995.
- [83] J.K. Crane, M. Martinez, B. Moran, C. Laumann, J. Davin, R.J. Beach, B. Golick, R. Jones, M.D. Perry, and K. Skulina. Description and Performance of the Preamplifier for the Nif Laser System. In M. Andre, editor, SPIE 2nd Annual International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, volume 3047, pages 601–609. SPIE, 1996.
- [84] David Milam, James E. Murray, Kent G. Estabrook, Charles D. Boley, Sell, Nielson, Kirkwood, Zakharenkov, and Afeyan. Pinhole Closure Measurements. In *Third Annual International Conference on SSLA to ICF*, Monterey, CA, 1998. LLNL.
- [85] James E. Murray, David Milam, Charles D. Boley, Kent G. Estabrook, and J. Caird. Spatial Filter Pinhole Development for the National Ignition Facility. *App. Opt.*, 39(9):1405–1420, 2000.
- [86] Melles-Griot. Optics Catalog. USA, 1999.
- [87] Positive Light Inc. Relay Imaging in Rod Amplifier Systems. *Technical Bulletin*, 2002.
- [88] Jerome M. Auerbach. Serrated-Aperature Apodizers for High-Energy Laser Systems. Applied Optics, 33(15):3179–3163, 1994.
- [89] Fred M. Dickey and Scott C. Holswade. Laser Beam Shaping: Theory and Techniques. Optical Engineering; 70. Marcel Dekker, New York, 2000.
- [90] Thierry Bontoux, Taku Saiki, Tadashi Kanabe, Hisanori Fujita, and Masahiro Nakatsuka. Study of Serrated Aperture for a Cassegrain Booster Amplifier. Opt. Rev., 5(4):234-241, 1998.
- [91] Max Herzberger. Modern Geometrical Optics. R. E. Krieger Pub. Co., Huntington, N.Y., 1980.
- [92] A. E. Conrady and Rudolf Kingslake. Applied Optics and Optical Design. Dover Publications, New York, 1960.
- [93] G.H. Spencer and M.V.R.K. Murty. General Ray-Tracing Procedure. *Opt.Soc.Am.*, 52:672–678, 1962.

- [94] Focus Software. Zemax Optical Design Program User's Guide, volume 10. 2002.
- [95] Ph. Donnat, C. Treimany, N. L'Hullier, V. Rivoire, and O. Morice. Miro Software: A Brief Presentation. In Michel L. Andre, editor, Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion: Second Annual International Conference, volume Proc. SPIE Vol. 3047, pages 102–105, 1997.
- [96] R.G. Nelson. Prop92, a family of laser beam propagation codes, August 1992.
- [97] Ph. Donnat, G. Gallice, C. Treimany, N. L'Hullier, V. Rivoire, O. Morice, D. Nassiet, Th. Porcher, and X. Ribeyre. *Miró Reference Manual*, volume 5.3. CEA-DAM, Le Barp, 2003.
- [98] J. Bunkenberg, J. Boles, D. C. Brown, J. Eastman, J. Hoose, R. Hopkins, L. Iwan, S.D. Jacobs, J.H. Kelly, S. Kumpan, S. Letzring, D. Lonobile, L.D. Lund, G. Mourou, S. Refermat, S. Seka, J. M. Soures, and K. Walsh. The Omega High-Power Phosphate-Glass System: Design and Performance. *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-17(9:Lasers for fusion):1620–1627, 1981.
- [99] O. Guilbaud, M. Edwards, A. Klisnick, D. Ros, G. Jamelot, K. Bouhouch, D. Joyeux, D. Phalippou, H. Tang, P. Neumayer, D. Ursescu, T. Kuehl, G. Tallents, and R. Mercier. Near-Field Imaging of Ni-Like Silver Transient Collisional X-Ray Laser. In Soft X-ray lasers and Applications V, volume 5197-04, San Diego, 2003. SPIE.
- [100] H. Powell, Erlandson, and Jancaitis. Characterization of High Power Flashlamps and Applications to Nd:Glass Laser Pumping. In *O-E/Lase '86 Conference*, Los Angeles, CA, 1986.
- [101] H. W. Babcock. The Possibility of Compensating Astronomical Imaging. *Publ. Astron.Soc.Pac.*, 65:229, 1953.
- [102] V. P. Lukin. Atmospheric Adaptive Optics. SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Wash., 1995.
- [103] Vladimir E. Sherstobitov. *Phase Conjugation and Adaptive Optics: Laser Optics* '95: 27 June-1 July, 1995, St. Petersburg, Russia. SPIE, Bellingham, Wash., USA, 1996.
- [104] K. Bär, B. Freisleben, C. Kozlik, and R. Schmiedl. Adaptive Optics for Industrial Co<sub>2</sub> Laser Systems. In *Lasers in Engineering*, volume 4, pages 233–242. 1995.
- [105] J.F. Bille, Dreher. A.W., and G. Zinser. Scanning Laser Tomographie of the Living Human Eye. In B.T. Masters, editor, *Noninvasive Diagnostique Technique in Opthalmology*, pages 528–547. Springer, New York, NY, 1990.
- [106] Robert K. Tyson. *Principles of Adaptive Optics*. Academic Press, Boston, 2nd edition, 1998.
- [107] J.M. Spinhirne, D. Anafi, R.H. Freeman, and H.R. Garcia. Intracavity Adaptive Optics. Appl. Opt., 20:976–983, 1981.

- [108] J.T. Hunt and R.G. Nelson. Focusing Properties of an Aberrated Laser Beam. *IEEE J. Quant. Electr.*, 11(9):851, 1975.
- [109] C. Hernandez-Gomez, J. Collier, and S. Hawkes. Vulcan Intensity Increase by Wavefront Quality Improvement. Technical Report 1997/98, CLF, 1998.
- [110] D.M. Pennington, C.G. Brown, K.M. Kartz, M. Landon, M.D. Perry, and G.L. Tietbohl. Production of High Intensity Laser Pulses with Adaptive Optic Wavefront Correction. *Proc.SPIE*, 3749:20–1, 1999.
- [111] J.E. et al. Murray. Pump-Induced Aberrations in Nova Disk Amplifiers. *LSAT quart. report*, IV., 1988.
- [112] M.J. Shaw, C. Hooker, C. Reason, and T. Kanèko. Development of an Adaptive Optics System for Laser Phasefront Control. Annual report, CLF, 1996/97.
- [113] Gleb Valerevitch Vdovin. Adaptive Mirror Micromachined in Silicon. Phd, Published and distributed by Delft University Press, 1996.
- [114] G. Vdovin. Quick Focusing of Imaging Optics Using Micromachined Adaptive Mirrors. Op. Com., 140:187–190, 1997.
- [115] F. Druon, Cheriaux, Faure, Nees, Nantel, Maksimchuk, G. Mourou, C. Chanteloup, and G. Vdovin. Wave-Front Correction of Femtosecond Terawatt Lasers by Deformable Mirrors. Optics Letters, 23(13):1043-1045, 1998.
- [116] J. Gourlay, G.D. Love, P.M. Birch, R.M. Sharples, and A. Purvis. A Real-Time Close Loop Liquid Crystal Adaptive Optics System: First Results. Opt. Comm., 137:17-21, 1997.
- [117] G. Bellomonte, A. Delboulbe, B. Loiseaux, and J.-P. Huignard. Adaptool Final Report on Slm-Research. In B. LeGarrec, editor, Fith Meeting Report of Adaptool, pages 43–51. Thales, Bordeaux, 2002.
- [118] P. Aubourg, J.-P. Huignard, M. Hareng, and R.A. Mullen. N:Optical Addressed Spatial Light Modulator. *Appl. Opt.*, 21:3706, 1982.
- [119] J.C. Chanteloup, F. Druon, M. Nantel, A. Maksimchuk, and G. Mourou. Nearly Diffraction Limited Laser Focal Spot Obtained Using an Optically Addressed Light Valve in an Adaptive Optics Loop. *Opt. Lett.*, 23(6):475–477, 1998.
- [120] J. Hartmann. Bemerkungen Über Den Bau Und Die Justierung Von Spektrographen. Zt. Instrumentenkunde, 20:47, 1900.
- [121] D.L. Fried. Least-Square Fitting a Wave-Front Distortion Estimate to an Array of Phase-Difference Measurements. *J. Opt. Soc. Am.*, 67(3):370–375, 1976.
- [122] E.M. Ellis. Low-Cost Bimorph Mirrors in Adaptive Optics. Phd thesis, Imperial College of Science, 1999.
- [123] Robert K. Tyson. Adaptive Optics Engineering Handbook. Marcel Dekker, New York, 2000.

- [124] J. Primot, L. Sogno, B. Fracasso, and K. Heggarty. Achromatic Three-Wave (or More) Lateral Shearing Interferometer. *Opt. Eng.*, 36:901, 1997.
- [125] L. Sogno. Une Nouvelle Technique D'analyse De Surface D'onde. PhD thesis, Universite Paris XI Orsay, 1996.
- [126] Daniel Malacara. Optical Shop Testing. Wiley Series in Pure and Applied Optics,. Wiley, New York, 2nd. edition, 1992.
- [127] C. Roddier and F. Roddier. Wave-Front Reconstruction from Defocused Images and the Testing of Ground-Based Telescopes. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10(11):2277–2287, 1993.
- [128] C. Edwards. Personal communication, 2002.
- [129] S. Hawkes. Wave-Front Studies and Diffractive Optic Development on the Vulcan Nd:Glass Laser. Industrial placement report, CLF, 1998.
- [130] C. Hernandez-Gomez, J. Collier, S. Hawkes, C. Danson, C.B. Edwards, D. Pepler, I. Ross, and T. Winstone. Wave-Front Control of a Large-Aperture Laser System by Use of a Static Phase Corrector. *Applied Optics*, 39(12):1954–1961, 2000.
- [131] C. Hooker, C. Reason, I. Ross, M.J. Shaw, and N. Tucker. Progress in Adaptive Optics for Laser Beam Phasefront Control. Technical report, CLF, 1997/98.
- [132] C. Hooker, E. Divall, W. Lester, K. Moutzouris, C. Reason, and I. Ross. A Closed-Loop Adaptive Optical System for Laser Wavefront Control. Technical report, CLF, 1998/99.
- [133] C. Hooker, E. Divall, W. Lester, K. Moutzouris, C. Reason, and I. Ross. A Low-Cost Adaptive Optical System for Laser Wavefront Control. In Love, editor, *The 2nd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine*, Durham, England, 1999.
- [134] J. Collier, C. Hooker, C. Haefner, S. Hawkes, I. Ross, C.B. Edwards, C. Danson, C. Hernandez-Gomez, and P. Neumayer. Adaptive Correction of an Ultra-High Intensity Laser System. In *The 3rd International conference on the use of Adaptive Optics for Industry and Medicine.*, Albuquerque, NM, USA, 2001.
- [135] S. Hawkes and J. Collier. Personal communication, 2003.
- [136] J.P. Zou, J. Fuchs, B. Wattellier, C. Chanteloup, and C. Haefner. Improvement of Luli 100 Tw Cpa Laser System Focusability and Repetition Rate. In Ph. Magaud and F. LeVagueries, editors, *Annual Report of the Association Euratom/Cea*, pages 423–424. association EURATOM/CEA, Saint-Paul-Lez-Durance, France, 2002.
- [137] J.P. Zou, J. Fuchs, B. Wattellier, C. Chanteloup, and C. Haefner. Improvement of the Luli High-Energy Cpa Laser System Focusability and Repetition Rate Using an Adaptive Optical System. In *LAT 2002*, Moscow, 2002. SPIE Proc.

- [138] B. Wattellier. Amélioration Des Performances Des Chaines Lasers Solides Utilisant L'amplification a Derive De Frequence: Nouvewaux Reseaux De Diffraction a Haute Au Flux Et Mise En Forme Programmable De Faisceaux Lasers Par Moudlation De La Phase Spatiale. Phd, Ecole Polytechnique, 2001.
- [139] B. Wattellier, C. Chanteloup, J. Fuchs, C. Sauteret, J.P. Zou, and A. Migus. Wave Front Correction and Focusing Optimization of Partially Thermalized Nd:Glass High Power Cpa Laser. In *CLEO-Technical digest*, pages 70–71, Baltimore, 2001.
- [140] B. Wattellier, K. Abdeli, C. Chanteloup, J. Fuchs, C. Haefner, and J.P. Zou. Diffraction Limited Focal Spot for Off-Thermal Equilibrium 100-Tw Nd:Glass Laser Chain Using a Dielectric Coated Deformable Mirror. In CLEO/QUELS 2003, Baltimore, 2002. OCIS.
- [141] J.E. Murray. Personal communication, 2001.
- [142] J.R. Smith, J.E. Murray, D.T. Kyrazis, R.B. Wilcox, T.L. Weiland, R.B. Ehrlich, C.E. Thompson, R.B. Engle, and A.E. Brown. Acoustic Damage to Large-Aperture Optics. In CLEO/QUELS, Baltimore, MD, USA, 1989.
- [143] A Koryabin and J. C. Dainty. Low Order Adaptive Optical Systems. *Internal report* at Imperial College of Science, Univ. London, UK, 2000.
- [144] J. C. Dainty, A Koryabin, and A. Kudryashov. Low-Order Adaptive Deformable Mirror. Appl. Opt., 37(21):4663–4668, 1998.
- [145] A. Kudryashov and V.I. Shaml'hausen. Semipassive Bimorph Flexible Mirrors for Atmospheric Adaptive Optics Applications. *Opt. Eng.*, 35(11):3064–3073, 1996.
- [146] I. Ross, J. Collier, Matousek, C. Danson, D. Neely, S. Allott, D. Pepler, C. Hernandez-Gomez, and Osvay. An Experimental Investigation of Opcpa on the Vulcan Laser. Technical report, CLF, 1998/99.