

Aufbau und Untersuchung eines regenerativen
diodengepumpten Nd:YVO₄-Laser-Verstärkers für
Pikosekundenimpulse

Diplomarbeit



ausgeführt am

Institut für Optik und Quantenelektronik
der Friedrich-Schiller Universität Jena

eingereicht an der Fachhochschule Jena
Fachbereich Physikalische Technik

eingereicht von: Marco Hornung
Matrikel-Nr.: 488298
geboren am: 6. April 1980 in Sömmerda

eingereicht am:

2.September 2003

1.Gutachter und Hochschulbetreuer: Prof. Harald Bergner

2.Gutachter und Mentor: Dr. Joachim Hein

Kurzfassung

Die Diplomarbeit wurde am Institut für Optik und Quantenelektronik der FSU Jena erstellt. Das Institut beschäftigt sich hauptsächlich mit der Wechselwirkung von intensiven Strahlungsfeldern mit Materie und der Entwicklung von Hochleistungslasern. Thema der vorliegenden Diplomarbeit ist der Aufbau und die Untersuchung eines Laser-Verstärkers für Pikosekunden-Laserimpulse. Für diese Art von Lasern gibt es einen ständig wachsenden Markt in der Industrie. Haupteinsatzgebiete liegen im Bereich der Materialbearbeitung und Halbleitertechnik. Realisiert wurde der Verstärker als diodengepumpter regenerativer Verstärker mit Nd:YVO₄ als Laserkristall. Er liefert eine Ausgangsleistung im TEM₀₀-Mode von 5 W bei 40 kHz und einer Pulsdauer von 19 ps. Es wurden Repetitionsraten über 80 kHz demonstriert. Dies ist in dieser Leistungsklasse bisher einmalig. Diese hohen Repetitionsraten wurden mit Hilfe neuartiger Pockelszellen mit extrem schnellen Schaltverhalten realisiert. Um den Grundmode zu realisieren, wurde ein plan-plan-Resonator von 1400 mm Länge gewählt.

Die vorliegende Dokumentation gibt in Kapitel 1 einen kurzen Überblick über die wichtigsten Grundlagen der Kurzpulslaser. In Kapitel 2 erfolgt eine detaillierte Charakterisierung des verwendeten Laserkristalles, der Pumpeinheit und der verwendeten Pockelszellen. Des Weiteren wird das Design des Resonators erläutert und auf Stabilität untersucht. Eine Simulation der Prozesse im Laserkristall gibt Aufschluss über das Modenverhalten und auftretende Sättigungseffekte. In Kapitel 3 wird der regenerative Verstärker auf seine Leistungsfähigkeit untersucht. Aufgrund des schwierig zu justierenden plan-plan-Resonators wird zu Beginn des Kapitels eine kurze Justieranleitung vorgegeben. Danach erfolgt eine Charakterisierung des Aufbaus als cw und Q-switch-Laser. Abschnitt 3.2.3 befasst sich mit den Ergebnissen des Verstärkungsbetriebes. Es werden 8 ps-Laserpulse in den Resonator eingekoppelt und verstärkt. Anhand der gewonnenen Ergebnisse können Aussagen hinsichtlich der Leistungsfähigkeit, erreichbaren Pulsenergien, sowie Strahlqualität getroffen werden. Kapitel 4 gibt eine Zusammenfassung der Diplomarbeit.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen der Kurzpulslaser	3
1.1 Gütegeschalteter Laserresonator	4
1.2 Verstärkung ultrakurzer Laserpulse	7
1.3 Pulslängenbestimmung	10
2 Regenerativer Verstärker	12
2.1 Charakterisierung der Komponenten	12
2.1.1 Der Laserkristall	12
2.1.2 Das Pumpmodul	16
2.1.3 Pockelszellen und Treiber	17
2.1.4 Die Seedquelle	20
2.1.5 Optiken	20
2.1.6 Ansteuerung des regenerativen Verstärkers	22
2.2 Stabilität und Resonatordesign	23
2.2.1 Stabilität	23
2.2.2 Das Resonatordesign	29
2.3 Verhalten im stationären Zustand	30
2.3.1 Bilanzgleichungen und Besetzungsinversion	30
2.3.2 Die Verstärkung im Kristall	31
2.3.3 Berechnung der Laserschwelle	32
2.3.4 Ergebnisse der Simulation	33
3 Aufbau, Messungen und Ergebnisse	39
3.1 Aufbau und Justage	39
3.1.1 Aufbau als cw-Laser	39
3.1.2 Realisierung der Güteschaltung	40

3.1.3	Einkopplung der Seedquelle	41
3.2	Messungen und Ergebnisse	42
3.2.1	Dauerstrichbetrieb	42
3.2.2	Gütegeschalter Betrieb	45
3.2.3	Verstärkung von Pikosekunden-Laserpulsen	49
4	Zusammenfassung	54
A	Resonatormatrizen	56
B	Programmroutinen	58
	Eigenständigkeitserklärung	62
	Literaturverzeichnis	63
	Abbildungsverzeichnis	69
	Tabellenverzeichnis	70
	Danksagung	71

Einleitung

In den letzten Jahren besteht von Seiten der Industrie, der Forschung und der Medizintechnik ein immer größer werdendes Interesse an hochrepetitiven Kurzpulslasern mit hoher Durchschnittsleistung.

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Untersuchung eines Laser-Verstärkers für Pikosekundenimpulse und wurde während meiner Arbeit am *UVPro*-Projekt am Institut für Optik und Quantenelektronik der Friedrich Schiller Universität Jena erstellt. Das Institut beschäftigt sich hauptsächlich mit der Wechselwirkung intensiver Strahlungsfelder mit Materie [1]. Im Rahmen eines vom Land Thüringen geförderten Projektes, wird an der Realisierung des weltweit ersten diodengepumpten Festkörperlasers der Petawatt-Klasse gearbeitet [2].

Pikosekunden-Laserimpulse finden u.a. in der Materialbearbeitung Anwendung. Eine Reihe von Vorteilen macht sie gegenüber herkömmlichen Bearbeitungsmethoden attraktiv. Durch die kurzen Pulsdauern und die damit verbundenen hohen Intensitäten kann das Material mit sehr geringem Wärmeeintrag bearbeitet werden. Bei der Erzeugung von Mikrostrukturen geht der Trend zu immer kürzeren Wellenlängen. Eine Methode zur Erzeugung von UV-Strahlung ist die Frequenzkonversion von IR-Festkörperlasern. Mit der Erzeugung von UV-Laserlicht können Verfahren, wie die Halbleiter-Photolithografie immer weiter hinsichtlich der Qualität und Größe der Strukturoberflächen verbessert werden.

Bei der Entwicklung von Ultrakurzpulslasern treten eine Reihe von Problemen auf. Die Erzeugung von hohen Wiederholraten im 10 kHz-Bereich ist problematisch, da sehr schnelle Schaltzeiten der Modulatoren gefordert werden und die verwendeten Modulatoren keine Nebeneffekte, wie z.B. piezoelektrisches Schwingen zeigen dürfen. Bisherige leistungsfähige Systeme haben Repetitionsraten bis zu max. 10 kHz [3]. Systemen mit höheren Repetitionsraten fehlt hingegen die hohe Durchschnittsleistung [4].

Ziel der Diplomarbeit ist es, einen diodengepumpten regenerativen Nd:YVO₄-Laser-Verstärker für Pikosekunden-Laserpulse aufzubauen und diesen hinsichtlich seiner Lei-

stungsfähigkeit zu untersuchen und zu optimieren. Als Parameter sind ca. 5 W Ausgangsleistung bei einigen 10 kHz und einer Strahlqualität besser $M^2 = 1.1$ gefordert. Als aktives Medium kommt ein Neodym-Yttrium-Vanadat-Kristall zum Einsatz. Dies ist ein neuartiger Kristall, der durch seine hervorragenden Lasereigenschaften, wie z.B. breites Absorptionsspektrum und Emission von sehr gut polarisiertem Licht immer mehr in der Lasertechnik an Bedeutung gewinnt. Um die gewünschten hohen Repetitionsraten realisieren zu können, kommen neuartige BBO und RTP-Pockelszellen mit extrem schnellen Treibern zum Einsatz. Mit ihnen ist ein problemloser Betrieb bis über 80 kHz möglich.

Der Verstärker wird zuerst als cw-Laser aufgebaut und hinsichtlich Strahlqualität und Ausgangsleistung optimiert. Daraufhin wird mit den Pockelszellen eine Güteschaltung realisiert. In diesen gütegeschalteten Laser werden Pikosekunden-Laserpulse eingekoppelt. Anhand der gewonnenen Erkenntnisse bei der Verstärkung dieser Pulse kann der Laser als regenerativer Verstärker hinsichtlich seiner Dynamik und Leistungsfähigkeit charakterisiert und optimiert werden.

In Kapitel 1 erfolgt eine kurze Einführung in die Thematik der Kurzpulslaser. Kapitel 2 beschäftigt sich mit der Charakterisierung der Komponenten, sowie Betrachtungen zur Stabilität und zum Laserverhalten im stationären Zustand. Das dritte Kapitel gibt einen Überblick über die Leistungsfähigkeit des Lasers anhand der Messwerte. Das vierte Kapitel gibt eine kurze Zusammenfassung der Diplomarbeit.

Kapitel 1

Grundlagen der Kurzpulslaser

Das Grundprinzip eines Lasers beruht auf der induzierten Emission von Licht. Ein Laserstrahl zeichnet sich durch geringe Divergenz, gute Fokussierbarkeit und ein hohes Maß an Kohärenz aus. Im einfachsten Fall besteht ein Laser nur aus einem aktiven Medium. Festkörperlaser bestehen im allgemeinen aus einem aktiven Medium und zwei Spiegeln. Im aktiven Medium werden Atome durch eine Energiequelle in höhere Energiezustände versetzt (Pumpvorgang). Nach einer gewissen Zeit kehren diese Atome in den Grundzustand zurück, und geben dabei ein Lichtquant (Photon) ab. Trifft nun ein Photon auf ein angeregtes Atom, kommt es zur induzierten Emission eines weiteren Photons. Dieses Photon bewegt sich in die gleiche Richtung und besitzt die gleiche Phase. Trifft ein Photon auf ein nicht angeregtes Atom, kann es zur Absorption kommen. Sind mehr Atome im angeregten Zustand (Besetzungsinversion) überwiegt der Prozess der induzierten Emission. Es kommt zu einer Vermehrung der Photonen. Werden die so emittierten Photonen von den Spiegeln des Resonators geeignet zurückreflektiert, bilden sich stehende Wellen aus. Durch einen Auskoppelspiegel kann ein Teil des Laserlichtes aus dem Resonator entkoppelt werden. Als aktive Medien werden Gase, Festkörper oder auch Farbstoffe eingesetzt. Der Pumpvorgang erfolgt meist optisch mit Hilfe von Blitzlampen oder Laserdioden. Aufgrund von Verlusten startet der Laserprozess erst bei einer gewissen Pumpenergie (Laserschwelle). Oberhalb der Laserschwelle steigt die Ausgangsleistung linear mit der Pumpenergie an. Die Effizienz eines Lasers besagt, in welchem Verhältnis die Pumpenergie in Laserstrahlung umgewandelt wird [5, 6, 7, 8].

1.1 Gütegeschalteter Laserresonator

Diese Betriebsart wird verwendet, um hohe Pulsenergien mit Pulsdauern im ns-Bereich zu erzielen. Man spricht auch vom Q-switch-Betrieb. Q steht für Quality (\sim Güte). Bei gegebener Pumpleistung kann in einem Laser die Spitzenleistung erhöht werden, indem man die Emissionsdauer verkürzt. In Abb. 1.1 sind die wesentlichen Vorgänge während einer Güteschaltung dargestellt.

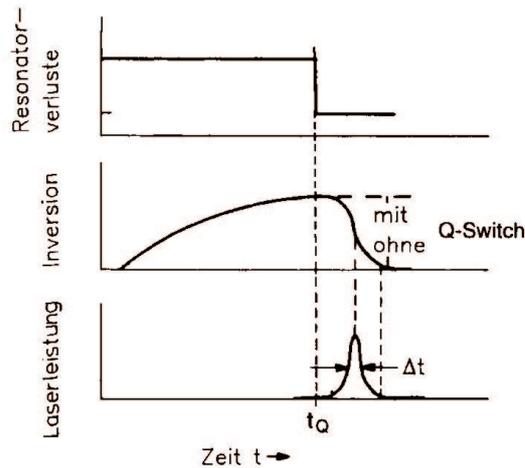


Abb. 1.1: Entwicklung eines gütegeschalteten Laserpulses. Beim Verringern der Resonatorverluste bildet sich ein Laserpuls aus, und die Besetzungsinversion wird verringert [5].

Das aktive Medium wird gepumpt. Die Verluste im Resonator werden so groß gewählt, dass keine Laseraktivität einsetzt. Mit zunehmender Pumpdauer vergrößert sich die Besetzungsinversion bis auf ihren Maximalwert. Verringert man schlagartig die Verluste im Resonator, kann sich die gespeicherte Energie in einem kurzen, energiereichen Puls entladen. Die minimale Pulsdauer ergibt sich näherungsweise aus der Laufzeit der Strahlung im Resonator. Sie liegt typischerweise im Nanosekunden-Bereich.

$$\Delta t = \frac{2l}{c} = \frac{2 \cdot 1.0 \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 6.7 \text{ ns} \quad (1.1)$$

Δt ... Pulsdauer

l ... Resonatorlänge

c ... Vakuumlichtgeschwindigkeit

Spitzenleistungen im Gigawatt-Bereich wurden demonstriert. Eine mathematische Beschreibung der Zusammenhänge ist durch die Ratengleichungen (1.2 und 1.3) möglich [7]. Die Pulsdauer ist so kurz, dass man zur Beschreibung der Zusammenhänge den Pumpvorgang sowie spontane Emission vernachlässigen kann.

$$\frac{d\phi}{dt} = \phi \left(c \sigma N \frac{l}{l'} - \frac{\epsilon}{t_R} \right) \quad (1.2)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma N \phi \sigma c \quad (1.3)$$

ϕ ... Strahlungsfluss	l ... Resonatorlänge
N ... Besetzungsinversion	l' ... Länge des aktiven Materials
σ ... Emissionsquerschnitt	γ ... Inversionsreduktionsfaktor (beim 4.Niveau Laser 1)
t_R ... Resonatorumlaufzeit	ϵ ... Laserverlustfaktor pro Umlauf

Güteschalter

Das Schalten der Güte in einem Laserresonator kann entweder aktiv oder passiv erfolgen. Passive (selbstinduzierte) Güteschaltungen werden meist mit Hilfe eines sättigbaren Absorbers realisiert. Dieser wird im Resonator platziert und verhindert durch seine hohen Verluste ein Anschwingen des Lasers. Wächst jedoch die Leerlaufinversion so stark an, dass die Verstärkung der spontanen Emission die Verluste übertrifft, schwingt der Laser an. Die hohe Intensität führt zu einer Ausbleichung des Absorbers. Die Güte des Resonators steigt an und es kommt zu einer Entladung der gespeicherten Energie in einem Laserpuls. Aktive Güteschaltungen werden meist durch akustooptische oder elektrooptische Modulatoren realisiert. Eine häufig verwendete Modulationsart stellt die Pockels-Zelle in Verbindung mit einem Polarisator dar [5, 7, 9, 10].

Die Pockels-Zelle

Unter dem elektrooptischen Effekt versteht man die Änderung der Permittivität eines Materials unter dem Einfluß eines elektrostatischen Feldes. Bei linearer Feldabhängigkeit spricht man vom Pockels-Effekt. Er äußert sich in einer induzierten Doppelbrechung. Die induzierte Doppelbrechung wird durch das Zusammenwirken eines äußeren statischen Feldes $E(0)$ und eines Laserfeldes $E_S(\omega)$ erzeugt, welche eine Polarisation $P^{(2)}(\omega)$ zweiter Ordnung hervorrufen. Dies tritt nur in Materialien ohne Inversionssymmetrie auf.

$$P^{(2)}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_S(\omega) \cdot E(0) \quad (1.4)$$

P ... Polarisation	ω ... Laserkreisfrequenz
$\chi^{(2)}$... nichtlineare Suszeptibilität 2.Ordnung	ϵ_0 ... Vakuumpermittivität

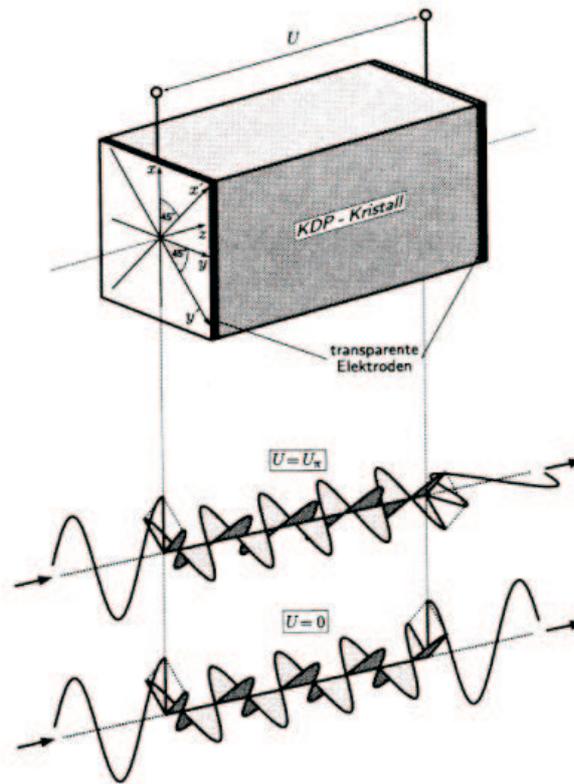


Abb. 1.2: Elektrooptischer Effekt im KDP-Kristall [10].

In der Lasertechnik verwendete Kristalle, welche durch Anlegen einer Spannung wie eine Phasenplatte wirken, bezeichnet man als Pockelszellen. Häufig verwendete Kristalle sind KDP, BBO, LiNbO_3 und KTP. In Verbindung mit einem Polarisator können die Verluste im Resonator gesteuert werden. Legt man das elektrische Feld parallel zum Wellenvektor des Lichtes an, so spricht man vom longitudinalen Pockelseffekt. Im KDP (Abb. 1.2) wird dies angewandt. Bei RTP und BBO wird die Spannung transversal angelegt.

Das einfallende Laserlicht ist linear polarisiert. Der Kristall wird so eingestellt, dass die Polarisationssebene des einfallenden Laserlichtes unter 45° zu den im Kristall induzierten Hauptachsen eintrifft (Abb. 1.2). Liegt am Kristall die $\lambda/2$ -Spannung an, dreht sich die Polarisationssebene um 90° . Stellt man einen Polarisator hinter die Pockelszelle, welcher die gewünschte Polarisation transmittiert, kann durch Einstellen der Spannung die Transmission des Systemes gesteuert werden. Der Pockelseffekt benötigt zum ändern der Permittivität nur wenige Femtosekunden. Da die benötigten Spannungen zum Drehen der Polarisationsrichtung meist im kV-Bereich liegen, hängt die Schaltgeschwindigkeit einer Pockelszelle von der Art des elektrischen Schalters ab. Heutige leistungsfähige Systeme erreichen Schaltzeiten von wenigen Nanosekunden [7, 10].

Anordnung mit $\lambda/4$ -Spannung Die $\lambda/4$ -Spannung ist halb so groß wie die $\lambda/2$ -Spannung. Da sich kleinere Spannungen schneller schalten lassen, hat es sich als zweckmäßig herausgestellt, die Pockelszellen im Doppeldurchgang zu betreiben. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 1.3 dargestellt.

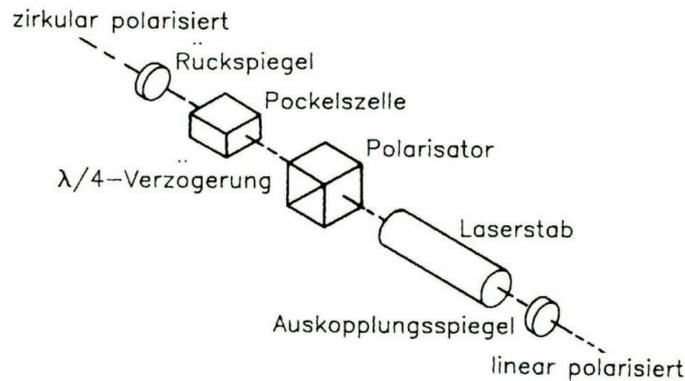


Abb. 1.3: Anordnung mit $\lambda/4$ -Spannung. Beim einmaligen Durchlaufen der Zelle wird das Laserlicht zirkular polarisiert. Es wird vom Spiegel reflektiert und nochmals durch die Zelle geleitet. Nach zweimaligem Durchlaufen hat das Licht eine Polarisationsdrehung von 90° erfahren [5].

1.2 Verstärkung ultrakurzer Laserpulse

Pikosekunden-Laserpulse werden typischerweise durch Modenkopplungsverfahren erzeugt [7]. Ihre Repetitionsraten liegen, abhängig von der Resonatorlänge, meist im MHz-Bereich. Aufgrund technischer Beschränkungen (Zerstörschwellen, Schaltzeiten von Modulatoren u.ä.) haben diese Pulse Energien im nJ oder geringem μJ -Bereich. Um höhere Pulsenergien zu erhalten, ist es erforderlich, geeignete Verstärkeranordnungen zu entwickeln. Es ist nötig die Repetitionsrate zu verringern. Der prinzipielle Aufbau einer solche Verstärkeranordnung ist in Abb. 1.4 dargestellt.

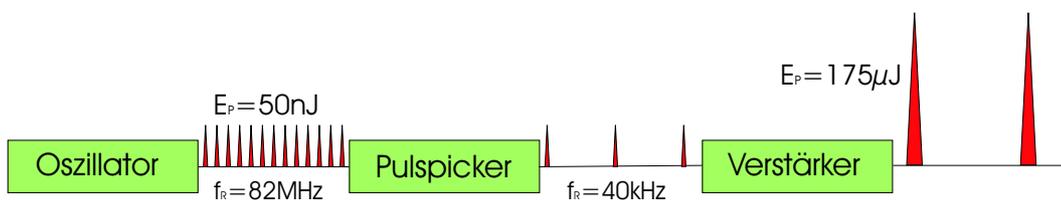


Abb. 1.4: Prinzipielle Darstellung einer Verstärkeranordnung.

Bei der Verstärkung ultrakurzer Laserpulse treten eine Reihe von Problemen auf. Durch „gain narrowing“ verlängert sich die Pulsdauer eines zu verstärkenden Pulses. Aufgrund

der kurzen Pulsdauern treten sehr hohe Intensitäten auf. Diese können zu Zerstörungen des Verstärkers führen. Eine Sättigung des aktiven Mediums ist erst nach mehreren Umläufen möglich. Somit kommt es zu einem Energieverlust durch Spontanemission. Wird die Besetzung des oberen Laserniveaus bei hohen Pulsenergien erheblich reduziert, kann es zu einer Pulsverzerrung durch die unterschiedliche Verstärkung der Anstieg- und Abfall-Flanke des Pulses kommen [11].

Wirkungsweise eines regenerativen Verstärkers

Regenerative Verstärker produzieren energiereiche Pikosekunden Laserpulse mit Repetitionsraten bis zu 100 kHz. Die Seedpulse stammen meist aus modengekoppelten Oszillatoren. Die Umlaufzahl des zu verstärkenden Pulses kann nahezu beliebig hoch gewählt werden. Somit kann man die Inversion im aktiven Medium bis zur Sättigung abbauen. Dies ist ein entscheidender Vorteil gegenüber multi-pass Verstärkern. Der prinzipielle Aufbau eines regenerativen Verstärkers ist in Abb. 1.5 dargestellt [5, 7, 11].

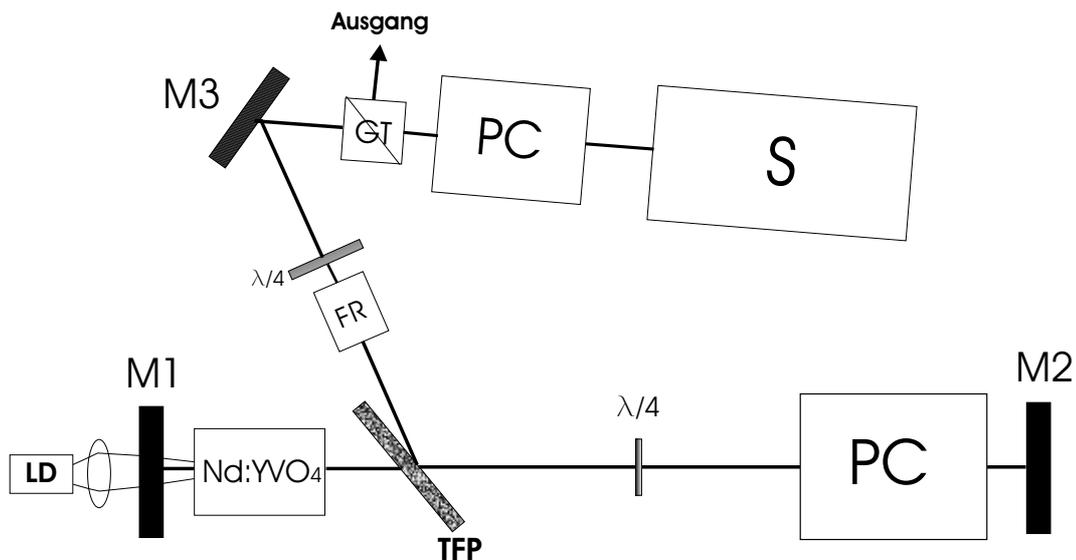


Abb. 1.5: Schematische Darstellung eines diodengepumpten Nd:YVO₄ regenerativen Verstärkers. (TFP=Dünnpolpolarisator, PC=Pockelszelle, LD=Laserdiode, M=Spiegel, GT=Glan-Thompson-Prisma, S=Seedlaser, FR=Faraday-Rotator)

M1 und M2 dienen als Endspiegel für den Resonator. Der Faraday-Rotator in Verbindung mit einem Glan-Thompson-Prisma separiert über Polarisationstrennung den Eingangs- und Ausgangsstrahl. Die Pockelszelle vor dem Seedlaser dient als Pulspicker. Ein Pulspicker ist nötig, um die Repetitionsrate des Seedlasers an die Repetitionsrate des Verstärkers anzupassen. Die Operationsweise eines cw-gepumpten regenerativen Verstärkers kann man in drei wesentliche Schritte unterteilen:

- **Pumpphase:** Die Pockelszellenspannung beträgt 0 Volt. Die $\lambda/4$ -Platte verhindert Laseraktivität, da emittiertes Laserlicht hinter dem Polarisator eine Polarisationsdrehung von 90° erfährt und aus dem Resonator reflektiert wird. Im aktiven Medium wird die Besetzungsinversion erreicht.
- **Verstärkungsphase:** Mit dem Pulspicker wird ein Laserpuls aus der Seedquelle in den Resonator geschaltet. An der Pockelszelle liegt die $\lambda/4$ -Spannung an. Bei jedem Durchgang durch den Kristall wird der Puls verstärkt.
- **Auskopplung:** Nach mehreren Umläufen des Pulses im Resonator wird die Pulsenergie aufgrund der Sättigung der Verstärkung nicht weiter erhöht. Die Pockelszellenspannung wird auf null Volt geschaltet. Die Polarisation wird im Doppeldurchgang durch die $\lambda/4$ -Platte um 90° gedreht. Somit wird der Puls am Dünnschichtpolarisator ausgekoppelt.

1.2.0.1 Gain narrowing

Die Zentralwellenlänge der Laseraktivität ist durch den Bandabstand der einzelnen Energieniveaus gegeben. Die dazugehörige Linienbreite wird durch die Fluoreszenzlebensdauer der angeregten Atome, ihrer Wechselwirkung mit Phononen und den Stark-Effekt beeinflusst. Die Linienbreite des Verstärkungskoeffizienten α für Nd:YVO₄ ist homogen verbreitert und entspricht einer Lorentzfunktion:

$$\alpha(\omega) = \frac{\sigma N}{1 + [2 \cdot (\omega - \omega_a) / \Delta\omega]^2} \quad (1.5)$$

N ... Besetzungsinversion

ω_a ... atomare Übergangsfrequenz

$\Delta\omega$... Halbwertsbreite

Der spektrale Verstärkungsfaktor G kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$G(\omega) = e^{\alpha(\omega)l} \quad (1.6)$$

l ... Länge des aktiven Mediums

Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Verstärkung von der Frequenz werden Frequenzen nahe ω_a besser verstärkt, als weiter entfernte. Bei einem breitbandigem Seed-Puls wird also das Spektrum verschmälert und die Pulsdauer verlängert [9, 11, 12, 13].

1.2.0.2 Verstärkungssättigung

Bei geringen Energien der seed-Pulse bzw. keiner signifikanten Abnahme der Besetzungsinversion spricht man vom linearen Kleinsignalverstärkungsfaktor $G_{\text{lin}} = e^{\alpha(\omega)L}$. Nimmt jedoch die Energie der Pulse derart zu, dass es zu einer deutlichen Verringerung der spektralen Besetzungsinversion kommt, spricht man von Verstärkungssättigung (engl.: gain saturation). Für diesen Zustand gilt für die Verstärkung folgender Zusammenhang:

$$G_{\text{sat}} = G_{\text{lin}} \cdot e^{\frac{E_{\text{out}} - E_{\text{in}}}{F_{\text{sat}} A}} \quad (1.7)$$

$E_{\text{in}}/E_{\text{out}}$... Eingangs/Ausgangsenergie

Dabei ist $F_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega}{\sigma}$ die Sättigungsfluenz und A die durchstrahlte Fläche. Vorteil dieses Arbeitszustandes ist es, dass man nahezu unabhängig von Schwankungen der Seed-Pulsenergie und Pumpenergie arbeitet [9, 11, 12].

1.3 Pulslängenbestimmung

Eine häufig verwendete Möglichkeit zur Pulslängenbestimmung ist die Autokorrelationsmessung. Hierbei wird der Laserpuls mit sich selbst gefaltet. Praktisch wird dies über einfache Zweistrahl- oder Michelson-Interferometer realisiert. Das Signal wird in zwei Teile aufgespalten, wobei ein Teil $E_1 = E_1(t + \tau)$ zeitlich verzögert mit dem anderen $E_2 = E_2(t)$ überlagert wird. Am Detektor erhält man folgendes Signal $S_1(\tau)$:

$$S_1(\tau) \sim \int (E_1 + E_2)^2 dt \sim G_1(0) + G_1(\tau) \quad (1.8)$$

$G_1(0)$ ist ein zeitunabhängiger Untergrund, und $G_1(\tau) = \int E_1(t+\tau) E_2(t) dt$ die Feldstärkeautokorrelationsfunktion. Aus dieser Messung kann man die Impulsdauer aber nur dann bestimmen, wenn man weiss, dass der Puls bandbreitenbegrenzt ist. Dies ist im Allgemeinen nicht der Fall. Um dies zu umgehen, kombiniert man den Feldstärkeautokorrelator mit einem geeignetem nichtlinearen Medium (Frequenzverdopplerkristall) und misst die Intensität der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der zeitlichen Verzögerung. Dies liefert die sogenannte nichtlineare Feldstärkeautokorrelationsfunktion (Interferenzautokorrelationsfunktion). Es ergibt sich folgendes Signal $S_{\text{nl}}(\tau)$:

$$S_{\text{nl}}(\tau) \sim \int (E_1 + E_2)^4 dt \quad (1.9)$$

Mittelt man über die einzelnen Perioden von $S_{nl}(\tau)$ erhält man (Abb. 1.6):

$$M_{nl}(\tau) \sim 1 + \frac{2 \cdot G_{nl}(\tau)}{G_{nl}(0)} \quad (1.10)$$

Mit $G_{nl}(\tau)$ als Intensitäts-Autokorrelationsfunktion (kurz: AKF):

$$G_{nl}(\tau) = \int |E_1(t + \tau)|^2 \cdot |E_2(t)|^2 dt = \int I(t) \cdot I(t + \tau) dt \quad (1.11)$$

Zur Bestimmung der Pulsdauer nimmt man eine realistische Pulsform an und passt die berechnete AKF der gemessenen an. Lässt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung erzielen, kann man aus der Halbwertsbreite der gemessenen AKF ($\Delta\tau$) die Halbwertsbreite des Lichtpulses (Δt) bestimmen. Abb. 1.6 stellt die Interferenzautokorrelationsfunktion eines Femtosekunden-Laserpulses dar. Es sind die einzelnen Schwingungen des elektrischen Feldes zu erkennen. In Tabelle 1.1 sind die Umrechnungsfaktoren zwischen Pulsdauer und Halbwertsbreite der gemessenen AKF für Rechteck-, Gauß- und Sekans-Pulsform zusammengefaßt [11, 14].

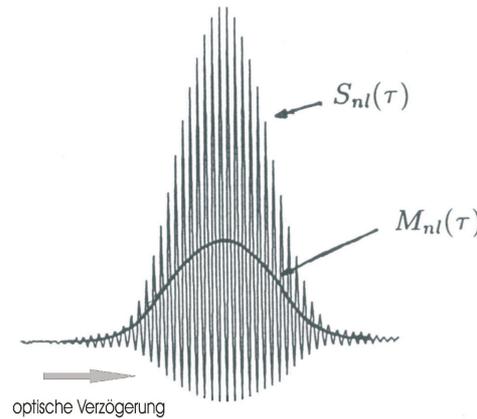


Abb. 1.6: Interferenzautokorrelationsfunktion eines Femtosekunden-Laserpulses [11].

Pulsform	$I(t)$	$G^2(\tau)$	$\Delta\tau/\Delta t$	$\Delta\nu \Delta t$
Gauß	$\exp\left(-\frac{4 \ln 2}{\Delta t^2} t^2\right)$	$\exp\left(-\frac{4 \ln 2}{\Delta \tau^2} \tau^2\right)$	$\sqrt{2}$	0.441
Rechteck	$1(-\Delta t/2 \leq t \leq \Delta t/2)$	$1 - \left \frac{\tau}{\Delta t}\right (-\Delta t \leq \tau \leq \Delta t)$	1	0.886
quadr.hyp.Sekans	$\operatorname{sech}^2\left(\frac{1.76 t}{\Delta t}\right)$	$\frac{3 \left(\left(\frac{2.72 \tau}{\Delta \tau} \right) \coth \left(\frac{2.72 \tau}{\Delta \tau} \right) \right)}{\sinh^2 \frac{2.72 \tau}{\Delta \tau}}$	1.55	0.315

Tab. 1.1: Intensitäts-Autokorrelationsfunktionen $G_{nl}(\tau)$ für einige häufig auftretende Pulsformen [11].

Kapitel 2

Regenerativer Verstärker

2.1 Charakterisierung der Komponenten

2.1.1 Der Laserkristall

Als Lasermaterial kommt ein mit 0.5% Neodym dotierter Yttrium-Vanadat-Kristall zum Einsatz. Nd:YVO₄ ist einer der effizientesten Kristalle für diodengepumpte Laser. Eine Reihe von Vorteilen macht ihn für Laseranwendungen attraktiv. Seine große Absorptionsbandbreite verbunden mit einer hohen Absorption macht ihn im Vergleich zu Nd:YAG oder Nd:YLF weitgehend unabhängig gegen Schwankungen in der Pumpwellenlänge. Des Weiteren verfügt er über einen sehr großen stimulierten Emissionsquerschnitt, eine hohe laserinduzierte Zerstörschwelle und sehr gute optische und mechanische Eigenschaften. Durch seine extrem starke Doppelbrechung emittiert der Kristall nahezu ideal polarisiertes Licht [7, 15, 16].

2.1.1.1 Yttrium-Vanadat als Wirtskristall

Yttrium-Vanadat ist ein tetragonaler optisch uniaxialer Kristall. Der verwendete Kristall ist senkrecht zu einer a-Achse geschnitten. Das Laserlicht wird parallel zur kürzeren c-Achse emittiert (π -Richtung). Dies hat den Vorteil, dass thermisch induzierte Doppelbrechung vermieden wird. Die Pumpstrahlung wird ebenfalls bestmöglich entlang dieser Achse absorbiert [17]. Entscheidende Nachteile vom Nd:YVO₄ sind seine kurze Fluoreszenzlebensdauer, sowie seine geringe Wärmeleitfähigkeit. Die Fähigkeit, Energie im Q-switch-Betrieb zu speichern wird durch das Produkt $\sigma\tau$ beeinflusst. Aufgrund des hohen Absorptionsquerschnittes wird dieser Nachteil teilweise wieder aufgehoben. Der Absorptionsquerschnitt in Abhängigkeit der Wellenlänge ist in Abb. 2.2 dar-

gestellt. In Abb. 2.1 ist die Ausgangsleistung bei konstanter Pumpleistung in Abhängigkeit der Pumpwellenlänge dargestellt [7]. Es ist deutlich zu erkennen, dass Nd:YVO₄ über einen weiten Wellenlängenbereich nahezu konstante Ausgangsleistung liefert. Im verwendeten 6 mm langen Kristall wird 99.999 % der Pumpstrahlung (808 nm) absorbiert. In Abb. 2.3 ist zu erkennen, dass Nd:YVO₄ über einen sehr großen Emissionsquerschnitt in der π -Polarisation bei 1064nm verfügt. Weitere Emissionsbanden befinden sich bei 1340nm und 1090nm. In Tabelle 2.1 sind die wesentlichen Eigenschaften von Nd:YVO₄ und Nd:YAG gegenübergestellt.

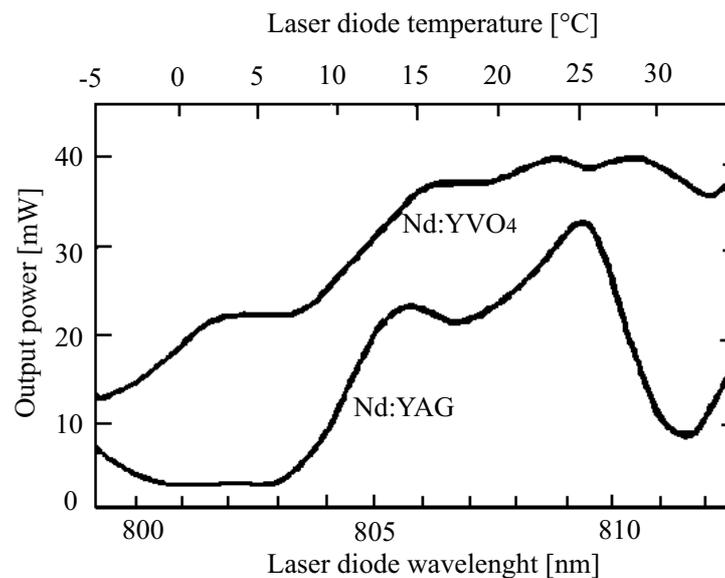


Abb. 2.1: Vergleich der Ausgangsleistungen von Nd:YVO₄ und Nd:YAG in Abhängigkeit der Pumpwellenlänge [7].

Eigenschaft	Nd:YVO ₄	Nd:YAG
Gittersymmetrie	tetragonal	kubisch
Brechungsindizes	$n_0 = 1.958$ $n_e = 2.168$	$n = 1.822$
Lebensdauer des oberen Laserniveaus in μs	100	250
Nd ³⁺ Konzentration in $10^{20} cm^{-3} = 1\%$	1.25	1.39
Emissionsquerschnitt bei 1064nm in $10^{-19} cm^2$	25	6
Absorptionsquerschnitt bei 808nm in $10^{-20} cm^2$	63	9
Absorptionslänge in cm^{-1}	31.4	7.1
Wärmeleitfähigkeit in $\frac{W}{mK}$	5.1	13

Tab. 2.1: Vergleich der wesentlichen Eigenschaften von Nd:YVO₄ und Nd:YAG (Werte aus [18])

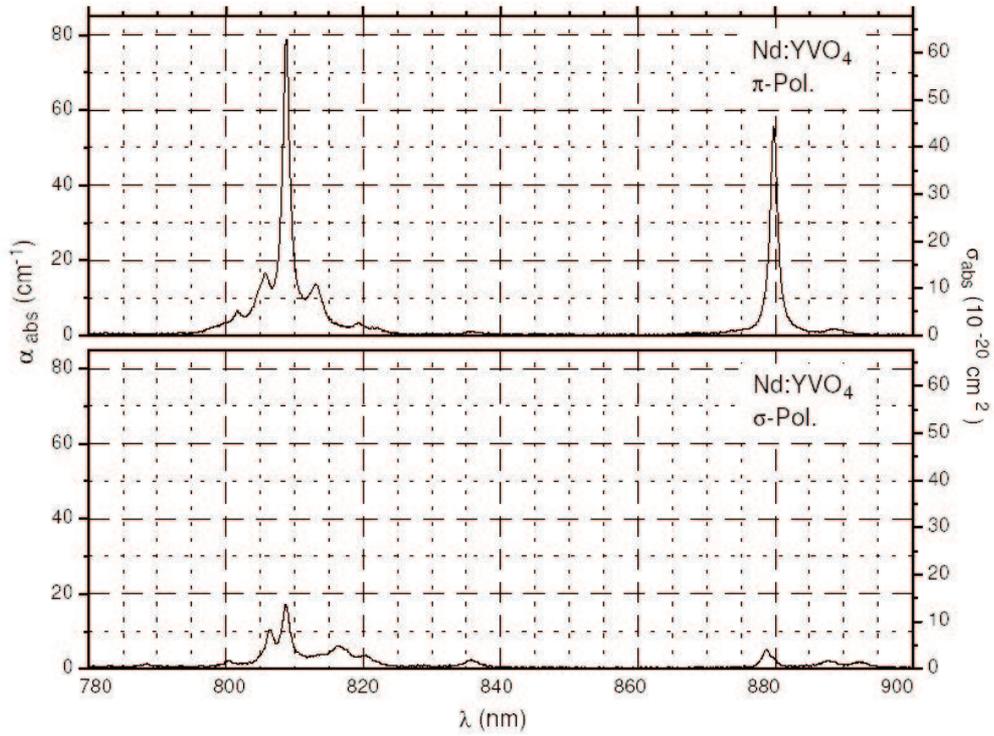


Abb. 2.2: Absorptionsspektrum eines mit 1% Nd³⁺ dotiertem YVO₄-Kristalls. [18].

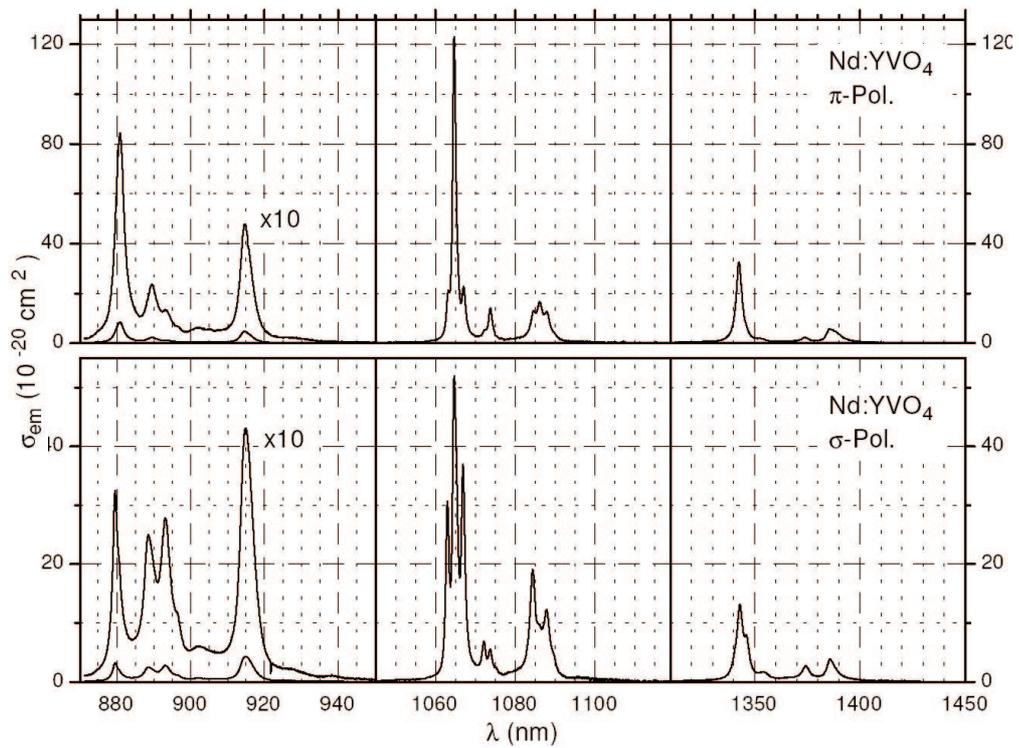
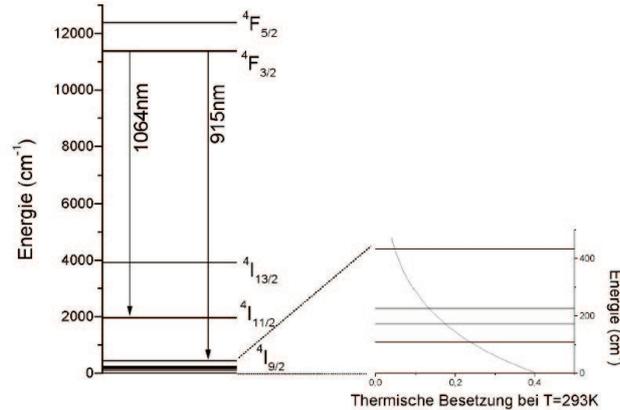


Abb. 2.3: Emissionsquerschnitte eines mit 1% Nd³⁺ dotiertem YVO₄-Kristalls. (x10 = Vergrößerung; die Skalierung ist durch 10 zu dividieren) [18].

2.1.1.2 Termschema vom Nd:YVO₄

 Abb. 2.4: Energienivauschema des Nd:YVO₄-Kristalls [17].

Neodym gehört zur Gruppe der seltenen Erdmetalle ($Z=60$) und wird durch seine nur teilweise gefüllte 4f-Schale charakterisiert. Durch Dotierung in einem geeignetem Wirtsmaterial spalten sich die reinen 4f-Zustände in Zustände unterschiedlicher Parität auf. Somit sind Dipolübergänge innerhalb einer Schale möglich. Diese Übergänge befinden sich im nahen infraroten Bereich und haben lange Lebensdauern ($\tau \sim 100 \mu\text{s}$). Aufgrund dieser Eigenschaften ist Nd^{3+} ein hervorragendes laseraktives Ion [17, 18]. In Abb. 2.4 ist das Termschema von Nd:YVO₄ dargestellt. Die Energieabstände der einzelnen Starkniveaus liegen im Bereich von Kristallphononen, somit sind sie thermisch gekoppelt und es finden strahlungslose Übergänge statt. Die Bevölkerung der einzelnen Energieniveaus kann mit Hilfe einer Boltzmann-Verteilung gut angenähert werden. Die anteilige Besetzung f_1 des unteren Laserniveaus ergibt sich zu:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{\frac{-hc\Delta k}{kT}} \quad (2.1)$$

$$f_1(298\text{K}) = \frac{N_i(T)}{N_{\text{ges}}(T)} = \frac{e^{\frac{-hc\Delta k}{kT}}}{\sum_{i=0}^4 e^{\frac{-hc\Delta k}{kT}}} = 0.0497 \quad (2.2)$$

N_1 ... Besetzungsanzahl des unteren Laserniveaus N_2 ... Besetzung des oberen Laserniveaus
 h ... Plancksches Wirkungsquantum Δk ... Wellenzahldifferenz [1/m]
 k ... Boltzmann Konstante T ... Temperatur

Das untere Laserniveau ist im Gleichgewicht mit 5% der Neodym-Atome besetzt, die Besetzung des oberen Bandes durch thermische Energie kann vernachlässigt werden. Im Gleichgewicht mit Laserfeld befinden sich 52% ($f_2 = 0.52$) der angeregten Atome im oberen Laserniveau.

2.1.2 Das Pumpmodul

Als Pumpmodul kommt ein Laserdiodenbarren der Firma *Jenoptik* in Verbindung mit einer asphärischen Fokussierlinse (Brennweite=12mm) zum Einsatz. Der Laserdiodenbarren (im folgenden kurz Laserdiode) besteht aus 21 Einzelemittlern. Der Pumpstrahl wird elliptisch auf eine Fläche von $2\text{mm} \times 42\mu\text{m}$ in den Kristall fokussiert. Diese Anordnung ermöglicht es, sehr hohe Leistungen in einen Kristall einzustrahlen, ohne ihn dabei extrem thermisch zu belasten. Die Leistungskennlinie ist in Abb. 2.5 dargestellt und das dazugehörige Spektrum in Abb. 2.6 [19].

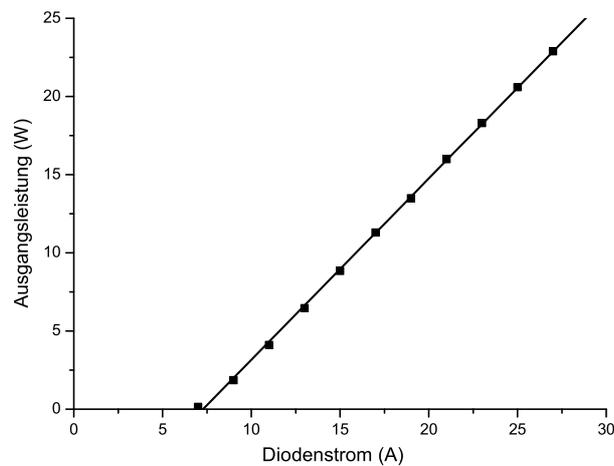


Abb. 2.5: Abhängigkeit der Diodenausgangsleistung vom Strom bei $\vartheta = 25.3^\circ\text{C}$.

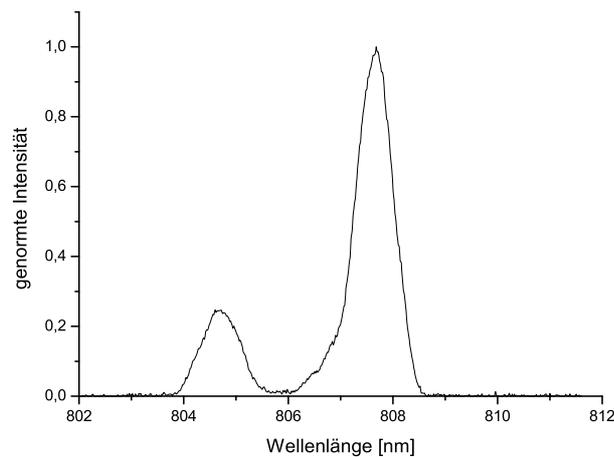


Abb. 2.6: Spektrum der Diode bei $\vartheta = 25.3^\circ\text{C}$ und 18 W Ausgangsleistung.

Um den Kristall vor zu starker thermischer Belastung zu schützen, darf er bis maximal 18 W (bei 808 nm) optischer Leistung gepumpt werden. Der Arbeitspunkt der Laserdiode wird bei 23.7 A und 25.3°C festgelegt, dies entspricht einer Ausgangsleistung von 18.8 W. Aufgrund von Transmissionsverlusten der Fokussiereinrichtung und des Wellenlängenkopplers entspricht dies 18 W optischer Leistung im Kristall. Die Laserdiode ist für Ströme bis zu 28 A spezifiziert und ihre Laserschwelle liegt bei ca. 7 A. Bei 28 A hat sie einen elektrisch zu optischen Wirkungsgrad von 44.8 %. Die Temperatur des Arbeitspunktes wurde experimentell ermittelt. Im cw-Betrieb wurde die Temperatur auf maximale Ausgangsleistung des Lasers eingestellt. Im Spektrum ist das Anschwingen eines zweiten Modes bei 804.7 nm zu erkennen. Dies ist nicht optimal, da der maximale Absorptionsquerschnitt von Nd:YVO₄ bei 808 nm liegt. Ein Teil der Pumpenergie wird also nicht effektiv absorbiert.

2.1.3 Pockelszellen und Treiber

Zum Aufbau des Lasers werden zwei Pockelszellen benötigt. Zum Schalten der Verluste kommt im Resonator eine BBO-Pockelszelle und als Pulspicker der Seedquelle eine RTP-Zelle zum Einsatz. Beide werden von der Firma *Linos* gefertigt. Die Treiber wurden von der Firma *BME* für dieses Projekt entwickelt und gefertigt. Sie bieten eine bisher einmalige Leistungsfähigkeit.

	BBO	RTP	KDP
Formelzeichen	$\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$	RbTiOPO_4	KH_2PO_4
Zerstörschwelle	10 GW/cm ²	1.8 GW/cm ²	5 GW/cm ²
elektroopt. Koeffizient	2.7 pm/V	24.5 pm/V	10.3 pm/V
piezoelektrisches Schwingen	nein	nein	ja
hygroskopisch	wenig	nein	ja

Tab. 2.2: Vergleich der wichtigsten elektrooptischen Eigenschaften von BBO, RTP und KDP (Werte aus [20])

Ein wesentliches begrenzendes Medium zum Erreichen von hohen Frequenzen für gütegeschaltete Laser war bisher die Pockelszelle und damit verbunden ihre Ansteuerung [3]. Herkömmliche Systeme konnten bis maximal einige kHz verwendet werden, da KDP oder LiNbO₃ bei höheren Frequenzen piezoelektrisch schwingen [3]. BBO und RTP hingegen können problemlos bis zu 100 kHz und mehr verwendet werden. Ein wesentlicher Vorteil von RTP ist sein großer elektrooptischer Koeffizient. Zum Schalten der $\lambda/4$ -Spannung ist lediglich ein Viertel der Spannung von BBO nötig. Ein entscheidender

Nachteil von RTP ist seine verhältnismäßig hohe Absorption bei 1064 nm. Sie führt zu einer Erwärmung der Zelle bei hohen Leistungen. Während der Experimente mit der RTP-Pockelszelle im Resonator war kein stabiler Pulsbetrieb möglich. Somit ist die RTP-Pockelszelle (Abb. 2.7) für einen Einsatz im Resonator nicht geeignet. Eine Zusammenfassung der wichtigsten elektrooptischen Parameter ist in Tabelle 2.2 gegeben [20].

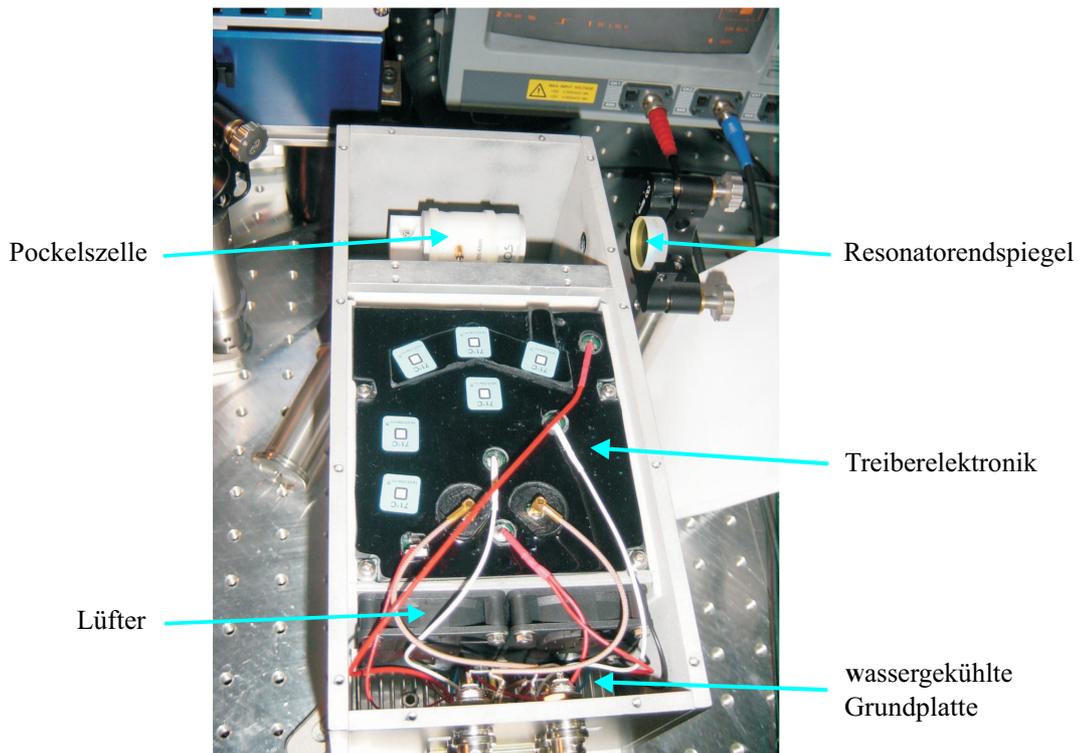


Abb. 2.7: RTP-Pockelszelle mit wassergekühltem Treiber - die Lüfter wälzen die Luft im Treiber um und sorgen so für ausreichenden Wärmeaustausch.

Das Schaltverhalten der Pockelszelle

Die Anstiegszeiten der Schaltflanken sind massgeblich für die Resonatorlänge verantwortlich. Der Weg, den das Laserlicht während der Dauer einer Schaltflanke zurücklegt, muss kleiner sein, als der doppelte Abstand zwischen Pockelszelle und Endspiegel M1 (siehe Abb. 1.5). Steht die Pockelszelle nahe dem Endspiegel M2, so entspricht dies ca. der doppelten Resonatorlänge. Des Weiteren ist ein sauberes Schaltverhalten nötig, um den Resonator komplett zu sperren respektive aufzuschalten. Für das Resonatordesign ist daher die Kenntnis der Schaltzeiten wichtig. Die folgenden Messwerte wurden mit der Methode des asynchronen samplings ermittelt (Abb. 2.8). Durch die Pockelszelle werden linear polarisierte Pikosekunden-Laserpulse geleitet. Diese sind nicht mit der

Triggerung der Pockelszelle synchronisiert. Hinter der Pockelszelle steht ein Polarisator. Stellt man hinter den Polarisator eine Photodiode (mit der Pockelszelle getriggert) und integriert das Meßsignal (schwarz) über die Zeit, so ergibt sich die Einhüllende des Schaltvorganges (rot). Mit dieser Methode werden die Anstiegszeiten der $\lambda/2$ -Spannung ermittelt. Benutzt man die Pockelszelle im Doppeldurchgang kann die Schaltzeit τ der $\lambda/4$ -Spannung ermittelt werden.

Die ermittelte Schaltzeit von 3 ns (Abb. 2.9) bezieht sich auf das Schalten von 10 % auf 90 %. Die Schaltzeit von 1 % auf 99 % ist ca. doppelt so groß. Damit ergibt sich nach Gleichung 2.3 ein mindestens einzuhaltender Abstand l_{\min} zwischen Pockelszelle und Endspiegel von 90 cm.

$$l_{\min} = 0.5 \cdot \tau \cdot c = 0.5 \cdot 6 \text{ ns} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 90 \text{ cm} \quad (2.3)$$

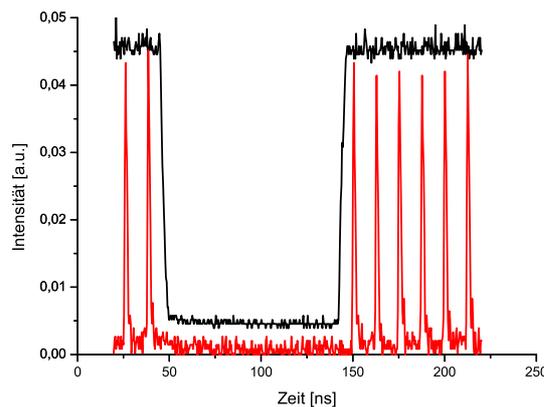


Abb. 2.8: Vermessung der Anstiegszeiten der Pockelszellen mit der Methode des „asynchronen samplings“. Die Abtastpulse sind rot dargestellt, und die Einhüllende des Schaltvorganges schwarz.

Die Stabilität der Pockelszelle während eines Langzeitschaltvorganges ist in Abb. 2.9 dargestellt. Über eine Dauer von $1 \mu\text{s}$ sind keine nennenswerten Schwankungen der Spannung festzustellen. Um aus dem Pulszug des Seedlasers einen Puls selektieren zu können, muss die Schaltzeit der Pockelszelle schneller sein, als es die Repetitionsrate des Seedlasers fordert τ_{Seed} .

$$\tau_{\text{Seed}} > \tau \quad (2.4)$$

$$1/82 \text{ MHz} = 12 \text{ ns} > 6 \text{ ns} \quad (2.5)$$

Diese Bedingung ist erfüllt.

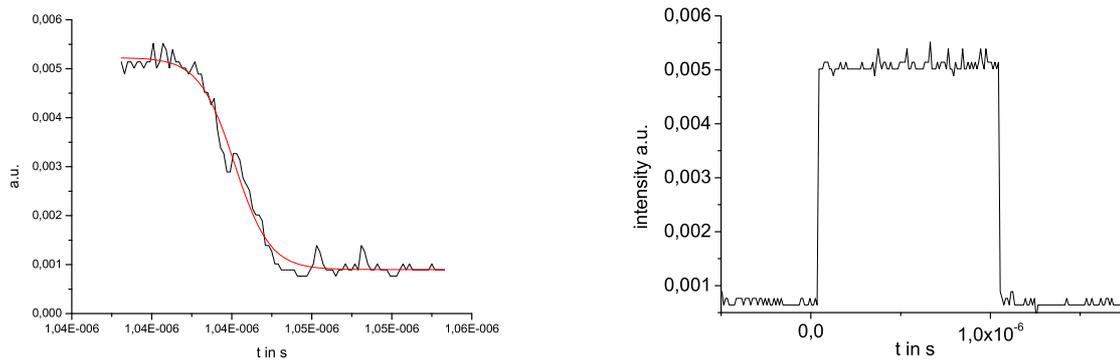


Abb. 2.9: Schaltverhalten der BBO-Pockelszelle. Ausschaltvorgang bei 40 kHz, $\tau = 3ns$ (links), Langzeitstabilität über $1\mu s$ (rechts).

2.1.4 Die Seedquelle

Als Quelle für die zu verstärkenden Pulse (Seedquelle) dient ein Nd:YVO₄ Pikosekunden Laser der Firma *HighQ*. Er liefert 8 ps lange Laserpulse mit einer Leistung von 4 W bei 82 MHz. Die Strahlung wird im TEM₀₀-Mode ($M^2 < 1.05$) abgegeben und ist mit einem Verhältniss von mind. 400:1 π -polarisiert. Der Strahldurchmesser am Auskoppelspiegel beträgt 1.05 mm.

2.1.5 Optiken

Zum Aufbau des Resonators stehen hochreflektierende Planspiegel, sowie eine Reihe von hochreflektierenden gekrümmten Spiegeln der Firma *Layertec* zur Verfügung.

2.1.5.1 Der Wellenlängenkoppler

An den Endspiegel M1 (Wellenlängenkoppler) werden besondere Anforderungen gestellt (Abb. 1.5). Einerseits dient er für die Laserstrahlung als Resonatorendspiegel, andererseits sollte er für das Pumplicht möglichst transparent sein. Die verspiegelte Seite verfügt über ein Reflektionsvermögen von 99.9968 % bei 1064 nm. Die Pumpstrahlung bei 808 nm wird zu 95.51 % transmittiert. Um Rückreflexionen zur Laserdiode zu vermeiden sind beide Endflächen mit einer Antireflexbeschichtung versehen.

2.1.5.2 Der Dünnpolarisator

Der Reflektionsgrad einer Platte aus Glas ist für senkrecht (s) und parallel (p) zur Einfallsebene polarisiertes Licht im allgemeinen verschieden. Fällt das Licht im Brewster-

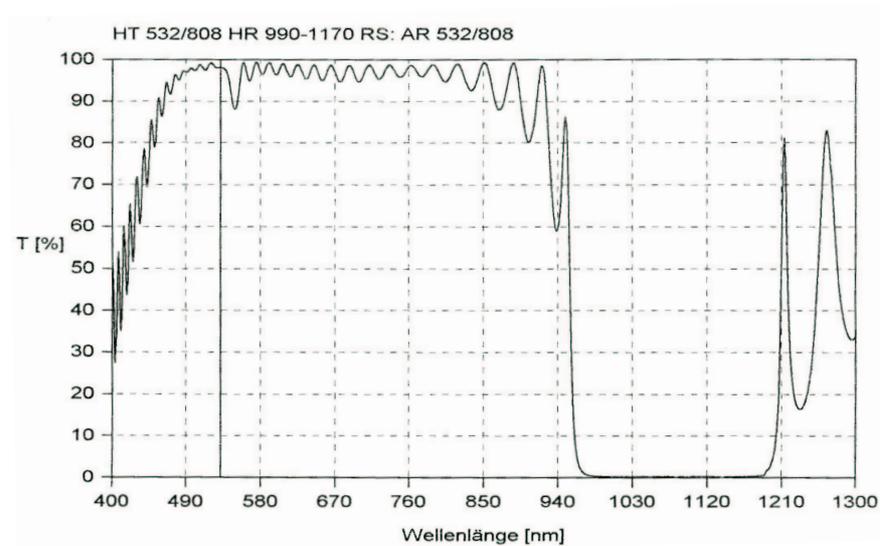


Abb. 2.10: Transmissionskurve des Wellenlängenkopplers. Einfallswinkel 0° [21].

Winkel (ca. 55°) ein, wird die p-Polarisation nicht reflektiert. Die s-Polarisation hingegen wird mit $\eta < 1$ reflektiert. Mit speziellen Beschichtungen kann das Reflexionsvermögen einer solchen Glasplatte erhöht werden. Sie werden als Dünnschichtpolarisatoren bezeichnet (englisch: thin film polariser \Rightarrow kurz TFP). Das verwendete TFP ist aufgrund der speziellen Beschichtung unter einem Winkel von 66° zu verwenden. Aufgrund ihrer guten polarisierenden Eigenschaften und ihrer hohen Zerstörschwellen werden solche Dünnschichtpolarisatoren in hochverstärkenden Lasern als Polarisatoren eingesetzt. In Abb.2.11 ist das Reflektionsverhalten eines Dünnschichtpolarisators dargestellt.

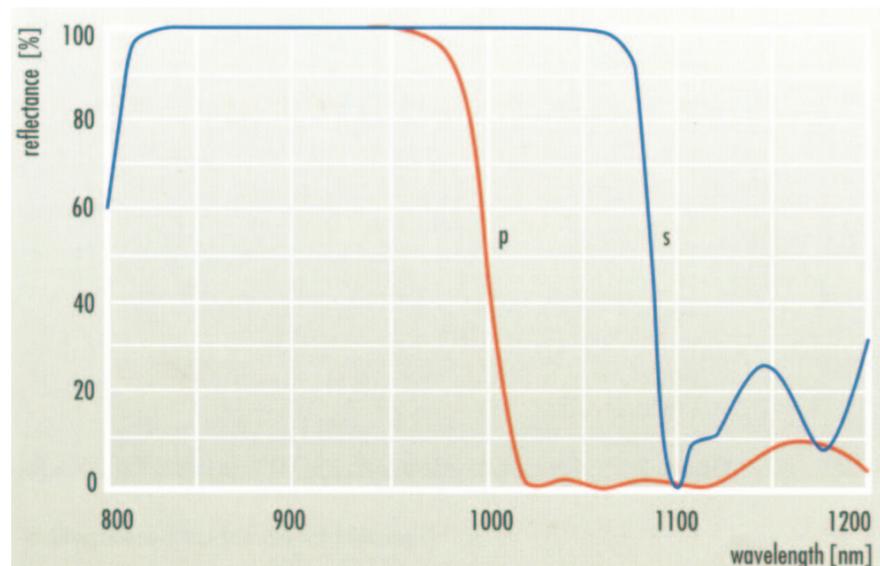


Abb. 2.11: Reflektionsvermögen der s- und p-Polarisation eines TFP bei 1064 nm [21].

2.1.6 Ansteuerung des regenerativen Verstärkers

Der prinzipielle Aufbau der Ansteuerung des regenerativen Verstärkers ist in Abb.2.12 dargestellt. Die schnellen Schaltzeiten der Pockelszellen werden über einen Doppel-Push-Pull-Schalter realisiert. Zur Ansteuerung dieses Schalters werden 4 Kanäle mit jeweils verstellbarem Delay benötigt. Beide Pockelszellen müssen mit dem Seedlaser synchronisiert werden, um einen einwandfreien Pulsbetrieb zu gewährleisten. Der Seedlaser stellt ein Synchronisationssignal mit 82 MHz zur Verfügung. Dieses wird auf TTL-Pegel verstärkt und von einer *BME-Delay-PCI-Card* aufgenommen. Diese Karte besitzt zwei Ausgänge (Kanal A und B), die ein verstellbares Delay ausgeben. Die Frequenz ist frei wählbar. Zur Ansteuerung der BBO-Pockelszelle werden jedoch vier Kanäle benötigt. Somit kommt noch eine zweite *BME-Delay-PCI-Card* zum Einsatz, welche auf die erste getriggert ist. Sie liefert Kanal C und D. Während einer Periodendauer der vorgegebenen Frequenz müssen alle 4 Kanäle geschaltet werden. Zu Beginn der Periodendauer schaltet Kanal A die Spannung der Pockelszelle ein. Kanal B schaltet die Spannung nach einem eingestelltem Delay wieder aus. Dieses Delay wird experimentell ermittelt. Es ist die Zeit die der Puls im Resonator benötigt, um sich aufzubauen. Nach der halben Periodendauer schaltet Kanal C die Spannung wieder ein. Kanal D schaltet die Spannung nach dem gleichem Delay, wie zwischen A und B wieder aus. Somit wird im Resonator effektiv die doppelte Frequenz geschaltet, als es die Ansteuerung der Delay-Karten vorgibt. Dies ist nötig um die schnellen Schaltzeiten zu realisieren, da jeder einzelne Kanal nur mit der halben Resonatorfrequenz angesteuert wird. Zur Ansteuerung der RTP-Pockelszelle kommt ein *Stanford Research Four channel digital delay/pulse Generator (DG535)* zum Einsatz. Ihre Ansteuerung arbeitet nach dem gleichem Prinzip wie die der BBO-Pockelszelle. Das Triggersignal stellt die erste *BME-Delay-Karte* zur Verfügung. Mit der RTP-Pockelszelle wird ein Puls selektiert und in den Resonator eingekoppelt.

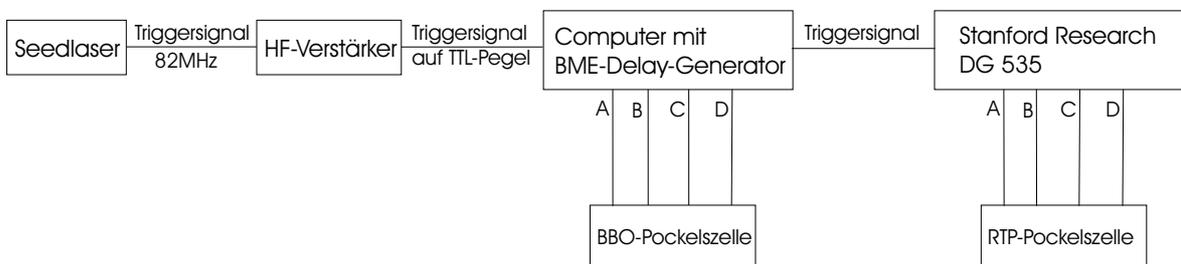


Abb. 2.12: Schematische Darstellung der Ansteuerung des regenerativen Verstärkers.

2.2 Stabilität und Resonatordesign

Im folgenden Abschnitt wird die Stabilität und das Design des Resonators genauer erläutert. Nach anfänglichen Experimenten mit hemisphärischen Resonatoren und einem Zylinderlinsenteleskop, wurde ein plan-plan Resonator aufgrund seiner Leistungsfähigkeit für den Versuchsaufbau ausgewählt. Im Resonator kommt eine Zylinderlinse zur Anpassung des Lasermodes auf das Pumpvolumen zum Einsatz. Des Weiteren tritt durch die hohe Pumpleistung eine thermische Linse im Kristall auf. Durch diese beiden Linsen ist die Stabilität des Resonators gewährleistet.

2.2.1 Stabilität

In einem stabilen Resonator existiert ein gaußförmiger Grundmode. Dieser Grundmode ist relativ eng um die Resonatorachse konzentriert. Die Beugungsverluste sind gering. Instabile Resonatoren haben große Beugungsverluste, ein Teil der Lichtenergie tritt über die Spiegelrandung aus. Ziel ist es, einen stabilen Resonator zu entwickeln.

2.2.1.1 Gaußstrahlen

Die sich im Resonator ausbreitenden Gaußstrahlen können als Kugelwellen mit imaginärem Zentrum q dargestellt werden. Das sich ausbreitende Feld E hat die Form:

$$E(r, q, t) = \frac{A}{\sqrt{q^2 + r^2}} e^{-i(k\sqrt{q^2+r^2} - \omega t)} \quad (2.6)$$

mit

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.7)$$

als Abstand von der optischen Achse und

$$q = z + iz_R \quad (2.8)$$

k ... Wellenzahlvektor

A ... unbestimmte Amplitude

ω ... Laserkreisfrequenz

als komplexes Zentrum der Kugelwellen und z_R als Rayleigh-Länge. Durch Einführung der paraxialen Näherung kann der komplexe Parameter $(1/q)$ als:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{z - z_R}{z^2 - z_R^2} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{2}{k \omega^2 z} \quad (2.9)$$

R ... Krümmungsradius des Gauß-Bündels ω ... Strahlradius

geschrieben werden. Der komplexe Parameter charakterisiert den Laserstrahl [5, 7].

2.2.1.2 ABCD-Formalismus für Resonatormoden

Breitet sich ein Gaußstrahl aus, so ändert sich sein komplexer Parameter. Linsen und andere optische Bauelemente ergeben eine Transformation des Parameters. Diese Änderung kann mit Hilfe der *ABCD-Matrizen* beschrieben werden. Der zu berechnende Strahl wird als Vektor der Höhe y und des Strahlwinkels θ definiert. Ein Laserresonator kann durch eine Resonatormatrix beschrieben werden. Diese ergibt sich aus der Multiplikation der Einzelmatrizen jedes optischen Elementes. Hat ein Resonator für tangentiale und saggitale Strahlen unterschiedliche Eigenschaften, müssen zwei Resonatormatrizen aufgestellt werden.

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$A_i \ B_i \ C_i \ D_i \dots$ Elemente der i -ten Matrix

Die Gleichung 2.10 beschreibt die Transformation eines Strahles durch zwei optische Elemente. Eine vollständige Resonatormatrix stellt den kompletten Umlauf eines Strahles dar. Verrechnet man den komplexen Parameter q mit einer Matrix nach Gleichung 2.12, so kann man den Strahlradius und Wellenfrontradius des Strahles nach der Transmission des Systemes bestimmen.

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2} \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C \cdot q_1 + D}{A \cdot q_1 + B} \quad (2.12)$$

$$\Rightarrow R = \frac{1}{\operatorname{Re}(\frac{1}{q})} \quad (2.13)$$

$$\Rightarrow \omega = \sqrt{\frac{-\lambda}{\pi \operatorname{Im}(\frac{1}{q})}} \quad (2.14)$$

Um einen Resonator mit dieser Methode durchrechnen zu können, benötigt man die Strahlparameter als Vorgabe. Diese stehen aber im Allgemeinen nicht zur Verfügung. Die Strahlung im Resonator wird in sich zurückreflektiert. Berechnet man die Eigenwerte der Resonatormatrix, unter Berücksichtigung der Matrizendefinition $AD - BC = 1$, kann man q auch ohne Kenntniss der Strahlparameter bestimmen [22].

$$q_1 = q_2 = q \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{q} = \frac{C \cdot q + D}{A \cdot q + B} \quad (2.15)$$

$$0 = \left(\frac{1}{q}\right)^2 + \frac{A - D}{B} \frac{1}{q} + \frac{1 - AD}{B^2} \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{q_{1/2}} = \frac{D - A}{2B} \pm \frac{1}{B} \sqrt{\left(\frac{A + D}{2}\right)^2 - 1} \quad (2.17)$$

Führt man das Stabilitätskriterium m ein, so kann man den Strahlradius und den Wellenfrontradius nach einem Koeffizientenvergleich bestimmen.

$$m = \frac{A + D}{2} \quad (2.18)$$

Ein Laserresonator ist stabil, wenn $-1 \leq m \leq 1$ gilt. Für den Wellenfrontradius $R(z)$ und den Strahlradius $\omega(z)$ ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$R(z) = \frac{2B}{D - A} \quad (2.19)$$

$$\omega(z) = \sqrt{\frac{|B| \cdot \lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{1}{1 - m^2}} \quad (2.20)$$

2.2.1.3 Plan-plan Resonator

Aufgrund der Pumpgeometrie schwingen beim hemishpärischen Resonator sehr leicht höhere Transversalmoden an. Bei einem plan-plan-Resonator sind die Verluste für höhere Moden sehr groß. Wählt man die Resonatorlänge genügend groß, können keine höheren Moden anschwingen, da diese aufgrund ihres größeren Winkels zur optischen Achse aus dem Resonator reflektiert werden. Aufgrund des asymmetrischen Pumpvolumens kommt im Resonator in y -Richtung eine Zylinderlinse zum Einsatz (y -Richtung = senkrecht zur Aufbauebene). Sie passt den Lasermode auf das Pumpvolumen an. Dadurch wird es erforderlich, die Stabilität des Resonators in x - und y -Richtung getrennt zu berechnen.

2.2.1.4 Die Resonatormatrix

Um die Resonatormatrix zu bestimmen, sucht man sich einen Startpunkt im Resonator und lässt einen Laserstrahl einen kompletten Umlauf in Resonator vollziehen. Jedes optische Element wird hierbei durch eine Matrix charakterisiert. Die Multiplikation aller durchlaufenen Matrixelemente ergibt die Resonatormatrix. Eine Auflistung der Matrizen für jedes optische Bauelement befindet sich im Anhang A. Die Berechnungen wurden mit dem Mathematik-Programm *Mathematica 4.0* durchgeführt. Die Programmroutine befindet sich im Anhang B.

Stabilität in x-Richtung

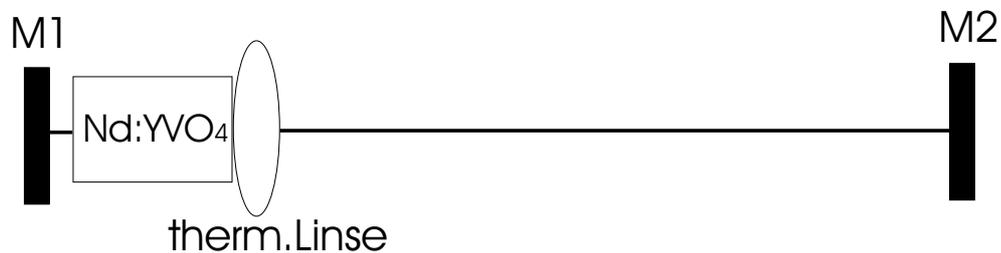


Abb. 2.13: Schematische Darstellung der stabilitätsrelevanten Bauteile des Resonators in x-Richtung.

Für die Betrachtung der Stabilität in x-Richtung sind drei optische Bauelemente von Bedeutung, die zwei Resonatorendspiegel und der Kristall. Der Kristall wird durch die starke Fokussierung des Pumplichtes eine thermische Linse aufweisen. Die thermische Linse ist abhängig von der Pumpleistung. Diese thermische Linse wird in der Berechnung durch eine Linse hinter dem Kristall simuliert. Elemente wie der Dünnpolarisator, $\lambda/4$ -Platte oder die Pockelszelle beeinflussen die Stabilität nicht, da sie entweder nur einen Parallelversatz des Strahles erzeugen oder senkrecht zur Einfallrichtung im Resonator stehen. Der plan-plan-Resonator hat ein m^2 von 1. Somit ist er stabil. Fügt man in diesen Resonator eine Linse ein, wird er unter bestimmten Bedingungen instabil. In Abb. 2.14 ist Stabilität gegenüber der Größe der thermischen Linse aufgetragen. Die Berechnung erfolgte mit der experimentell ermittelten Resonatorlänge von 1420 mm. Der Laserresonator wird erst bei thermischen Linsen mit einer Brennweite größer 1400 mm stabil. Eine große Brennweite steht für eine geringe Erwärmung. Dies bestätigt die Vermutung, dass die thermische Linse in x-Richtung nicht stark ausgebildet ist. Aufgrund des breiten Pumpgebietes ist die Pumplichtintensität im Vergleich zur y-Richtung verhältnismäßig gering. Somit kann sich kein starker Brechzahlgradient ausbilden, der eine starke thermische Linse hervorruft.

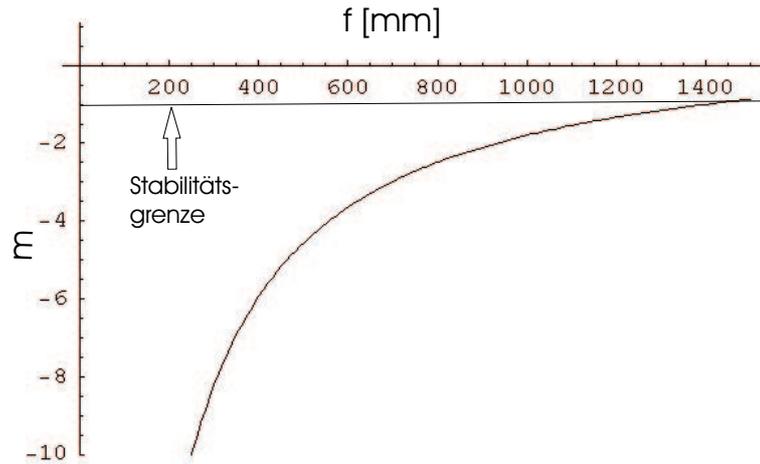


Abb. 2.14: Darstellung der Stabilität des Resonators in x-Richtung in Abhängigkeit von der Brennweite der thermischen Linse f des Kristalles. Nur bei geringen thermischen Linsen (große Brennweiten) ist der Resonator stabil.

Stabilität in y-Richtung

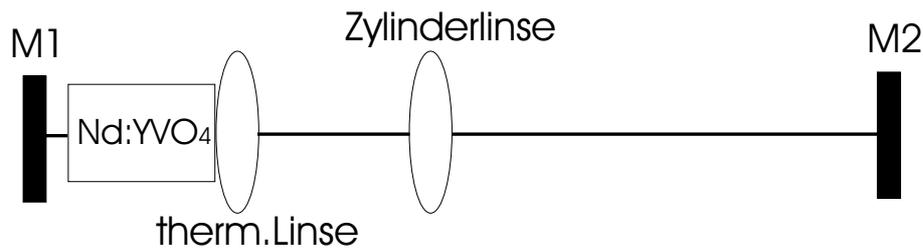


Abb. 2.15: Schematische Darstellung der stabilitätsrelevanten Bauteile des Resonators in y-Richtung.

In Abb. 2.15 ist der prinzipielle Aufbau des Laserresonators in y-Richtung aufgezeigt. Aufgrund der starken Fokussierung des Pumplichtes muss in den Resonator eine Zylinderlinse ($f=62.2$ mm) eingesetzt werden, um den Lasermode auf das Pumplicht zu fokussieren [19]. Weiterhin ist eine thermische Linse des Kristalles vorhanden. Diese wird durch eine Linse vor dem Kristall simuliert. In y-Richtung wird die thermische Linse sehr stark ausgebildet sein, da der Pumpstrahl auf ein Gebiet von $42 \mu\text{m}$ fokussiert wird. Dadurch kommt es zu einem großen Brechzahlgradienten, der eine Linsenwirkung hat. Um dieser Linsenwirkung entgegenzuwirken, kann der Abstand der Zylinderlinse vom Kristall variiert werden. In Abb. 2.16 ist der Einfluss der thermischen Linse und der Abstand des Kristalles zur Zylinderlinse auf die Stabilität des Resonators aufgezeichnet. Die Berechnung erfolgte bei einer Resonatorlänge von 1420 mm. Die optimale Position der Zylinderlinse beträgt 59.5 mm vor dem Kristall. Befindet sich die Linse in dieser Position, so kann man Schwankungen der thermischen Linse kompensieren.

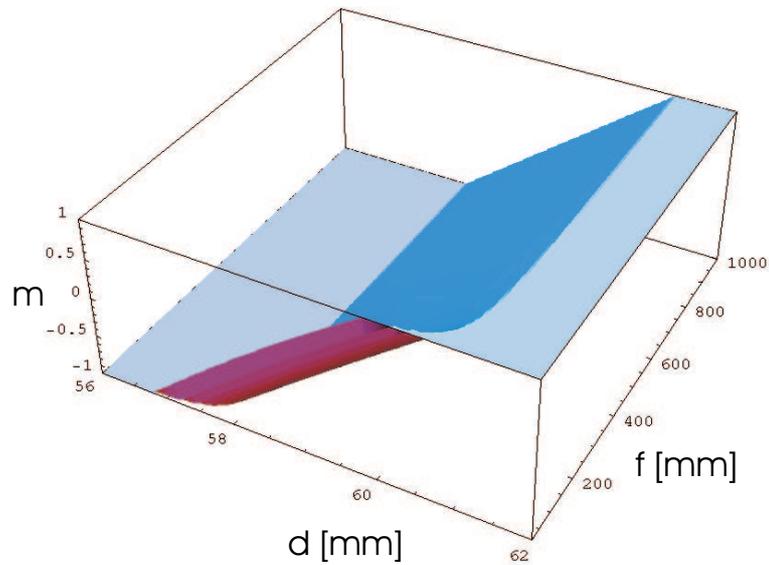


Abb. 2.16: Darstellung der Stabilität m gegenüber der Brennweite der thermischen Linse f vom Kristall, und dem Abstand d Kristall zur Zylinderlinse.

In Abb.2.17 ist die Abhängigkeit der Stabilität von der Brennweite der thermischen Linse dargestellt. Die thermische Linse wird in y -Richtung sehr stark ausgebildet sein, jedoch wird durch die Fokussierung des Laserstrahles der Einfluss der Linse auf die Stabilität minimiert.

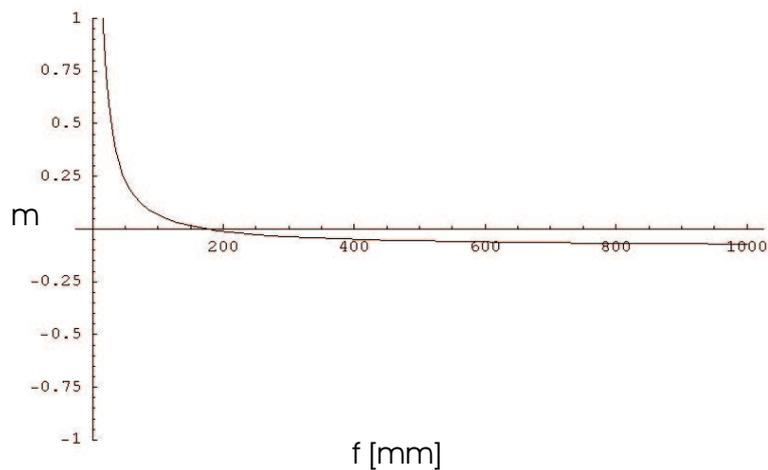


Abb. 2.17: Abhängigkeit der Stabilität des Laserresonators von der Brennweite der thermischen Linse des Kristalles in y -Richtung. Der Abstand der Zylinderlinse zum Kristall beträgt 59.5 mm

2.2.2 Das Resonatordesign

In Abb. 2.18 ist der Aufbau des regenerativen Verstärkers dargestellt. Die Resonatorlänge beträgt ca. 1420 mm. Die Spiegel M1 und M2 bilden den plan-plan-Resonator. Die BBO-Pockelszelle steht nahe dem Spiegel M2, um maximalen Abstand zu Spiegel M2 zu realisieren. Der Nd:YVO₄-Kristall wird 0.5 mm vor Spiegel M1 platziert. Der Abstand der Zylinderlinse zum Kristall beträgt ca. 59.5 mm. Die Zylinderlinse wird auf optimale Strahlqualität und Ausgangsleistung justiert. Das TFP wird zwischen $\lambda/4$ -Platte und Zylinderlinse unter einem Winkel von 66° im Resonator positioniert. Die BBO-Pockelszelle wird mit der $\lambda/4$ -Spannung geschaltet.

Der Faraday-Rotator und die $\lambda/4$ -Platte in Verbindung mit dem Glan-Thompson-Prisma trennen die eingekoppelten Seedpulse von den verstärkten Laserpulsen. Vor dem Seedlaser befindet sich eine $\lambda/2$ -Platte. Die RTP-Pockelszelle wird mit $\lambda/2$ -Spannung betrieben, und selektiert die Seedpulse.

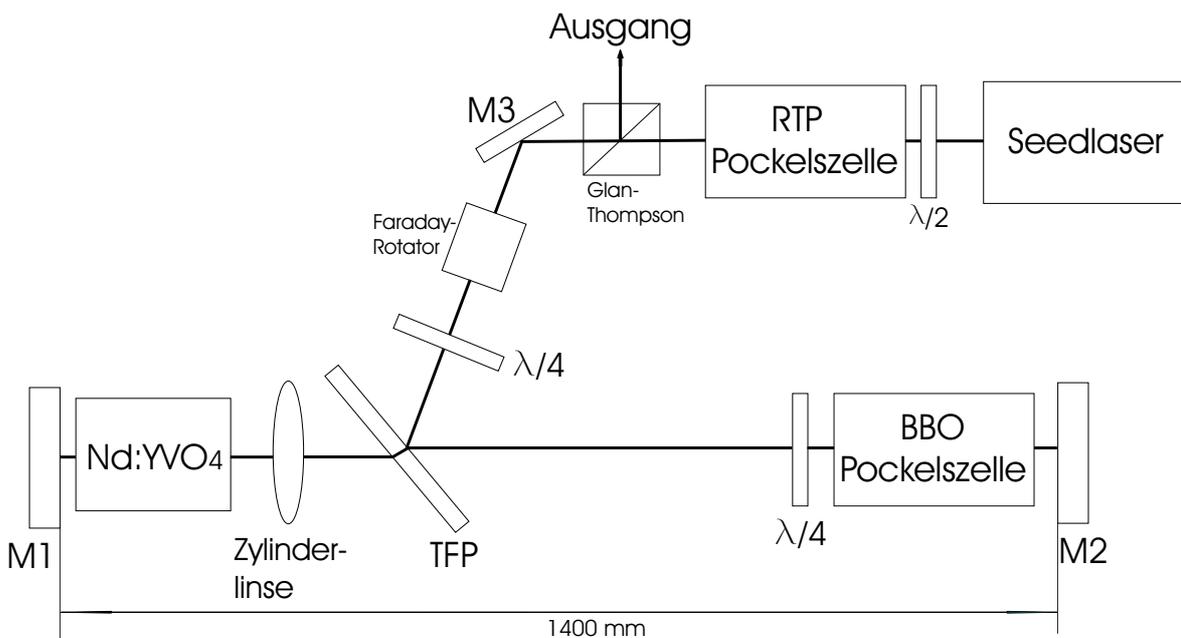


Abb. 2.18: Darstellung des Laseraufbaus (ohne Pumpmodul).

2.3 Verhalten im stationären Zustand

Im folgenden Abschnitt wird das Verhalten des Lasers im stationären Zustand untersucht. Ausgehend von den Bilanzgleichungen eines Vier-Niveau-Lasers werden die Zusammenhänge der Besetzungsinversion, der Verstärkung und der gesättigten Verstärkung abgeleitet. Es werden auch die Reabsorptionsverluste des Kristalles mit berücksichtigt. Des Weiteren ermöglicht es das Modell von Risk [23], auf messbare Größen wie zum Beispiel die Laserschwelle zu schließen. Aufgrund der hier gewonnenen Erkenntnisse können das Modenverhalten des Lasers und auftretende Sättigungseffekte besser verstanden werden.

2.3.1 Bilanzgleichungen und Besetzungsinversion

Für einen Vier-Niveau-Laser können folgende Ratengleichungen aufgestellt werden:

$$\frac{dN_2}{dt} = f_2 R r_p - \frac{N_2 - N_{20}}{\tau} - \frac{f_2 c \sigma [N_2 - N_1]}{n} \Phi \phi \quad (2.21)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -f_1 R r_p - \frac{N_1 - N_{10}}{\tau} + \frac{f_1 c \sigma [N_2 - N_1]}{n} \Phi \phi \quad (2.22)$$

N_2 ... Besetzung des oberen Laserniveaus	f_i ... Boltzmannfaktor
N_1 ... Besetzung des unteren Laserniveaus	R ... Pumprate $R = \frac{P_p \eta_a}{h\nu_p}$
Φ ... Laserphotonenzahl $\Phi = \frac{2nI_L}{ch\nu_L}$	N_{i0} ... therm. Besetzung eines Niveaus
r_p ... genormte räumliche Pumpphotonenverteilung	σ ... Emissionsquerschnitt
ϕ ... genormte räumliche Laserphotonenverteilung	τ ... Laserniveaulbensdauer

Die Größen r_p , G , G_0 , Φ , ϕ und N_{ij} sind vom Ort abhängig. Aufgrund besserer Übersichtlichkeit wird stellenweise auf die Darstellung als $f = f(x, y, z)$ verzichtet.

Im eingeschwungenen Zustand ist die zeitliche Änderung der Niveaubesetzung null. Der erste Term steht für die Be- bzw. Entvölkerung der Niveaus durch den Pumpvorgang, der zweite kennzeichnet die Änderung durch spontane Emission und der dritte Term gibt die jeweilige Änderung durch den Prozeß der stimulierten Emission bzw. Absorption wieder. Mit der Besetzungsinversion $\Delta N = N_2 - N_1$ und der ungepumpten Besetzungsinversion $\Delta N_0 = N_{20} - N_{10}$ gelangt man nach dem Nullsetzen des Laserfeldes und der Umstellung der Gleichungen 2.21 und 2.22 zur Leerlaufinversion im Kristall in Abhängigkeit der Pumpleistung.

$$\Delta N(x, y, z) = \tau (f_1 + f_2) R r_p(x, y, z) - N_{10} \quad (2.23)$$

Der erste Teil der Gleichung steht für die durch das Pumpfeld angeregten Atome. Diese müssen, um eine Besetzungsinversion zu erzeugen, mehr Atome anregen als sich durch thermische Effekte im unteren Laserniveau befinden.

Sobald die Laserschwelle überschritten ist, verringert das anwesende Laserfeld die Inversion. Die Inversion hat nun nicht mehr die räumliche Ausbreitung des Pumpfeldes. Nach Umstellung der Ratengleichungen erhält man für die Besetzungsinversion $\Delta N(x, y, z)$ in Abhängigkeit des Laserfeldes folgenden Zusammenhang: [14, 17, 18, 23].

$$\Delta N(x, y, z) = \frac{\tau (f_1 + f_2) R r_p(x, y, z) - N_{10}}{1 + \frac{c\sigma\tau}{n} f \Phi \phi_0(x, y, z)} \quad (2.24)$$

2.3.2 Die Verstärkung im Kristall

Die Verstärkung (engl.: gain) im Laserkristall entspricht der örtlichen Inversion multipliziert mit dem Emissionswirkungsquerschnitt ($\sigma = 25 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$). In einem Laserresonator breiten sich meist zwei Wellen in unterschiedliche Richtungen aus, der Einfachheit halber wird im folgenden nur die *one-way-intensity* betrachtet.

Die Leerlaufverstärkung G_0 ohne Laserfeld besitzt die gleiche räumliche Ausbreitung wie die Leerlaufinversion:

$$G_0(x, y, z) = \sigma \tau f R r_p(x, y, z) - N_{10} \sigma \quad (2.25)$$

Bei anwesendem Laserfeld wird die Verstärkung G anteilig verringert. Ψ_S steht für die Sättigungsflussdichte, welches eine temperaturabhängige Materialkonstante darstellt.

$$\Psi_S = \frac{1}{f \sigma \tau} \quad (2.26)$$

$$G(x, y, z) = \frac{G_0(x, y, z)}{1 + \frac{\phi(x, y, z)}{\Psi_S}} \quad (2.27)$$

Durch Verknüpfung der Gleichungen 2.25 und 2.27 kann man die Verstärkung des Lasermediums folgendermaßen darstellen:

$$G(x, y, z) = \frac{\sigma \tau f R r_p(x, y, z)}{1 + \frac{c\sigma\tau}{n} f \Phi \phi(x, y, z)} - \frac{N_{10} \sigma}{1 + \frac{c\sigma\tau}{n} f \Phi \phi(x, y, z)} \quad (2.28)$$

Da nicht beliebig viele Atome angeregt werden können, kann auch die Verstärkung nicht unendlich hoch werden. Sobald die Verstärkung ihren Maximalwert erreicht hat, spricht man von der *Sättigung*. Der erste Term in Gleichung 2.28 steht für die sättigbare Verstärkung, dieser Term verstärkt ein eintreffendes Laserfeld. Der zweite Term steht für die sättigbaren Verluste welche durch Reabsorption auftreten [14, 17, 18, 23].

2.3.3 Berechnung der Laserschwelle

Die Verstärkung der Intensität I des Laserfeldes im Laseresonator durch das aktive Medium kann durch

$$\frac{dI(x, y, z)}{dz} = G(x, y, z) I(x, y, z) \quad (2.29)$$

ausgedrückt werden. Mit

$$I(x, y, z) = \frac{c h \nu_l}{2 n} \Phi \phi(x, y, z) \quad (2.30)$$

ν_l ... Frequenz des Laserlichtes

als Intensität des Laserfeldes. Geht man davon aus, dass die Verstärkung in einem Resonatorumlauf die Verluste aufwiegt, kann man Bedingung 2.31 aufschreiben. Da der Laser im stationären Zustand arbeiten soll, ist die zeitliche Änderung der Photonenzahl gleich null.

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int \int \int G(x, y, z) \phi(x, y, z) dV - \frac{\Phi}{\tau_1} = 0 \quad (2.31)$$

Der Term Φ/τ_1 beschreibt die Verluste im Resonator durch die Lebensdauer τ_1 der Photonen im Resonator. Er kann mit Hilfe der Laserleistung ausgedrückt werden:

$$\frac{\Phi}{\tau_1} = \frac{P_L}{h \nu_L} (L + T) \quad (2.32)$$

Setzt man die vorangegangenen Gleichungen in 4.13 ein und setzt die Laserleistung P_L gleich null, kann man die Pumpleistung bestimmen, welche zum Start einer Lasertätigkeit benötigt wird.

$$P_{th} = \frac{h \nu_P (L + T + 2 I N_{10} \sigma)}{\sigma \tau (f_1 + f_2) \eta_\alpha 2 l \int r_P(x, y, z) \phi(x, y, z) dV} \quad (2.33)$$

ν_P ... Frequenz des Pumplichtes

Das Integral unter dem Bruchstrich gibt den Beam-Überlapp η_B an. Er besagt, wieviele der durch den Pumpvorgang angeregten Atome für den Laserprozeß benutzt werden. Alternativ kann man den Beam-Überlapp

$$\eta_B = \frac{\Delta N - \Delta N_0}{\Delta N} \quad (2.34)$$

darstellen [7, 14, 18, 23].

2.3.4 Ergebnisse der Simulation

Zur Simulation der Verhältnisse wurde das Mathematik-Programm *Mathematica 4.0* verwendet. Der Quellcode des Programmes befindet sich im Anhang. Zu Beginn der Rechnung mussten einige Randparameter festgelegt werden. Der Kristall ist 6 mm lang, 4 mm breit und 4 mm hoch. Da die Geometrie der Laserstrahlen in x und y-Richtung unterschiedlich ist, mussten beide Richtungen getrennt definiert werden. Für den Pumpstrahl wurde in y-Richtung ein Gaußstrahl angenommen ($M^2 = 1$) dessen Strahlradius im Fokus $21 \mu\text{m}$ beträgt. Da es sich um einen Laserdiodenbarren handelt, ist die x-Richtung sehr divergent ($M^2 = 70$). Als Strahlform wurde ein Supergauß zwölfter Ordnung mit einer Strahltaile von 1 mm angenommen. Der Fokus des Pumpstrahles befindet sich 1 mm im Kristall (aus Richtung der Eintrittsseite, Abb. 2.19).

Die Vermessung des Laserstrahles hat ergeben, dass es sich um einen nahezu beugungsbegrenzten Gaußstrahl handelt ($M^2 = 1$). In x-Richtung ist seine Strahltaile 1 mm groß. Um die y-Richtung auf den Pumpstrahl anzupassen, steht eine Zylinderlinse im Resonator. Sie fokussiert den Strahl auf $10 \mu\text{m}$ Strahlradius. Aus der Resonatortheorie geht hervor, dass der Fokus des Laserstrahles auf dem Endspiegel liegt. Der Abstand vom Endspiegel zum Kristall beträgt 0.5 mm. Somit ist der Laserstrahl einen halben Millimeter vor dem Kristall fokussiert. Der Wert $z=0$ entspricht der Kristallmitte.

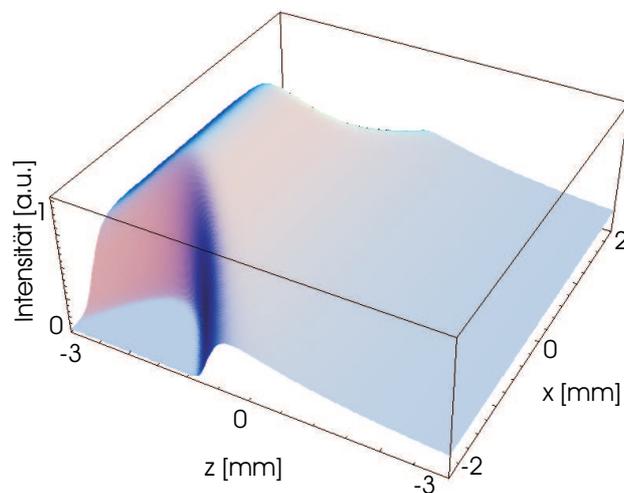


Abb. 2.19: Verteilung der Pumpintensität in x-Richtung.

Pumpprofil

In Abb. 2.19 und Abb. 2.20 ist der Verlauf der Pumpintensität im Kristall dargestellt. In x-Richtung wird der Strahl auf einen 2 mm großen Spot fokussiert. In y-Richtung

hingegen nur auf $42\ \mu\text{m}$. Das elliptische Pumpprofil der Pumpanordnung [19] verbessert die thermische Dissipation im Kristall. 50% der Pumpstrahlung sind bereits nach $0.22\ \text{mm}$ absorbiert.

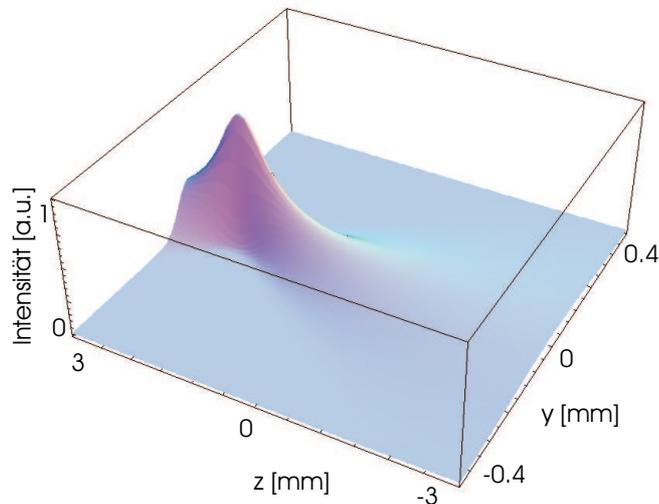


Abb. 2.20: Verteilung der Pumpintensität in y-Richtung.

Besetzungsinversion

Nach Gleichung 2.23 lässt sich die Besetzungsinversion im Kristall bestimmen.

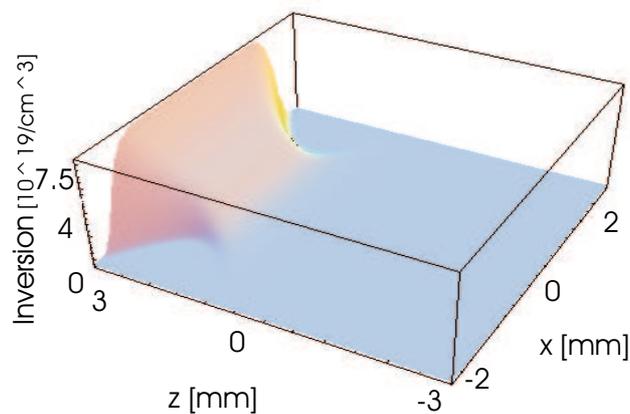


Abb. 2.21: Darstellung der Leerlaufinversion in x-Richtung.

Die Abbildungen 2.21 und 2.22 stellen den Verlauf der Besetzungsinversion dar. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Pumpstrahlung bereits vor dem Erreichen des Brennpunktes nahezu komplett absorbiert ist.

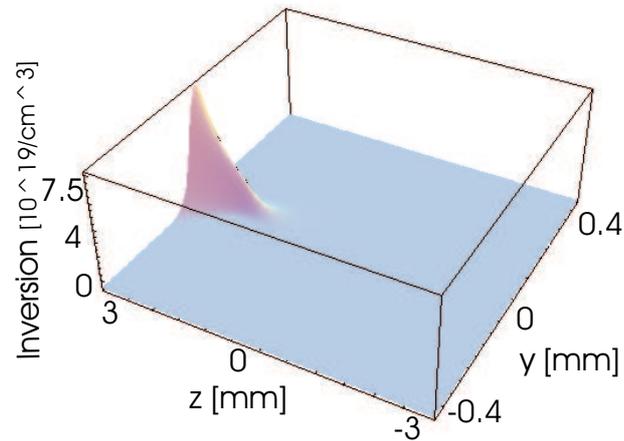


Abb. 2.22: Darstellung der Leerlaufinversion in y-Richtung.

Inversion und Verstärkung mit Laserfeld

Die bisherigen Ergebnisse bezogen sich auf das Verhalten ohne Laserfeld. Die Gleichung 2.24 beschreibt die Zusammenhänge mit anwesendem Laserfeld. In der Simulation wird eine *one-way*-Laserleistung von 50 W angenommen. Bei einem Auskoppelgrad von 10 % entspricht dies einer Laserausgangsleistung von 5 W. In Abb. 2.23 und 2.24 ist die Inversion mit Laserfeld dargestellt. Man kann erkennen, wie der Lasermode die Besetzungsinversion im Kristall abbaut. Die Randgebiete des Pumpstrahles werden weniger für den Laserprozess verwendet. In beiden Richtungen wird die Inversion nicht komplett abgebaut. Der Laser arbeitet nur teilweise im gesättigten Zustand. Würde der Laser in den Randgebieten die Inversion ebenfalls abbauen, wäre die Effizienz besser.

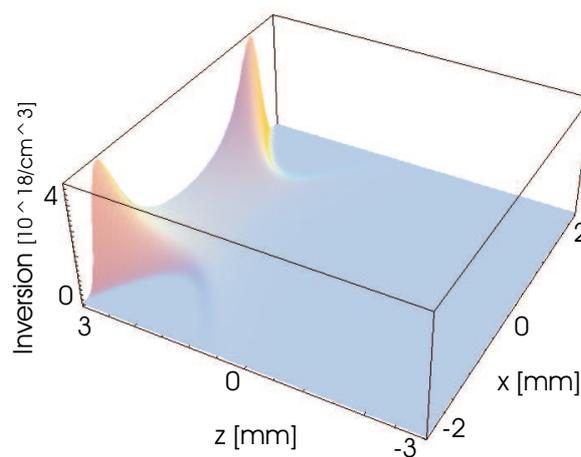


Abb. 2.23: Darstellung der Besetzungsinversion mit anwesendem Laserfeld in x-Richtung. Die Laserleistung beträgt 50 W.

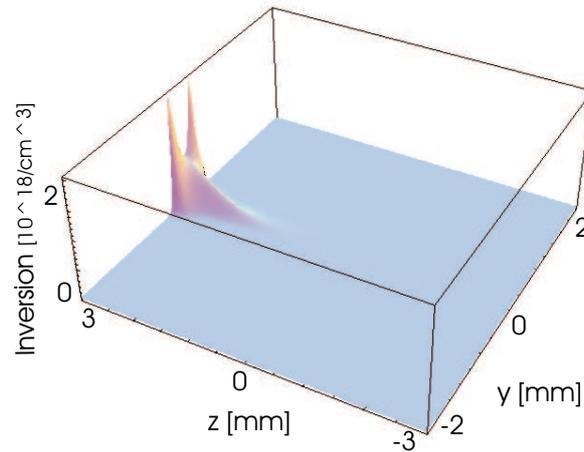


Abb. 2.24: Darstellung der Besetzungsinversion mit anwesendem Laserfeld in y-Richtung. Die resonatorinterne Laserleistung beträgt 50 W.

In den Abbildungen 2.25 und 2.26 ist die Verstärkung des Laserkristalles bei 18 W Pumpleistung dargestellt. Der angenommene Wert der resonatorinternen Leistung beträgt 50 W. Der Laserstrahl wird größtenteils im vorderen Teil des Kristalles verstärkt. In x-Richtung sind große Teile des Kristalles trotz Laserstrahl noch so weit angeregt, dass der Verstärkungsfaktor sehr groß ist. Dies erklärt auch die Neigung des Lasers bei hemisphärischen oder sehr kurzen plan-plan-Resonatoren bevorzugt im TEM_{10} -Mode anzuschwingen. Durch eine ausreichend große Resonatorlänge kann dies aber verhindert werden.

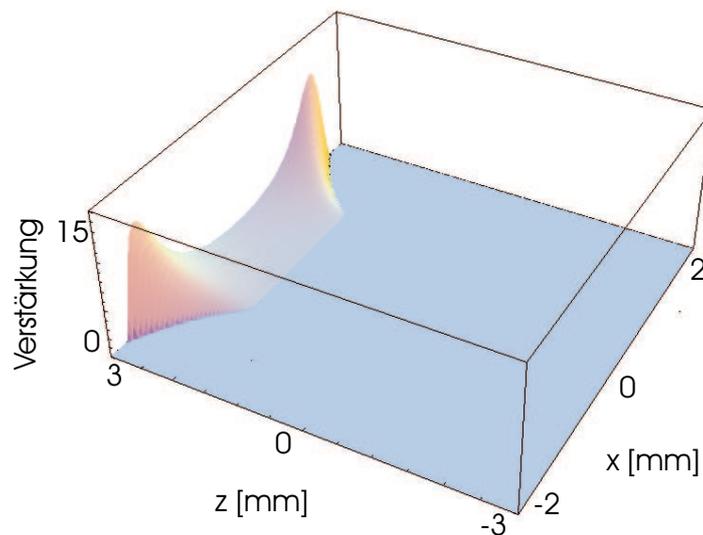


Abb. 2.25: Darstellung der Verstärkung mit anwesendem Laserfeld in x-Richtung. Die resonatorinterne Laserleistung beträgt 50 W.

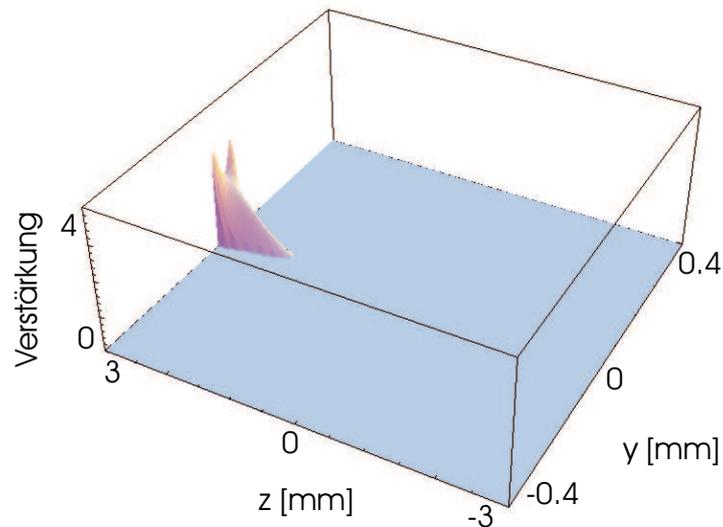


Abb. 2.26: Darstellung der Verstärkung mit anwesendem Laserfeld in y -Richtung. Die resonatorinterne Laserleistung beträgt 50 W.

In y -Richtung ist ebenfalls eine Zone der ungenutzten Verstärkung vorhanden, aber der Absolutwert der Verstärkung ist 8 mal kleiner als in x -Richtung. Die räumliche Ausdehnung ist wesentlich kleiner. Somit ist in y -Richtung kein Anschwingen höherer Moden zu erwarten. Dies deckt sich mit den experimentellen Beobachtungen. Im Zentrum des Laserstrahles ist die Verstärkung nahezu auf null abgesunken. Bei diesem Effekt spricht man von Sättigung. Die Besetzungsinversion wird durch das Laserfeld komplett abgebaut. Die Simulation ergab eine Pumpschwelle von 9.3 W. Dieser Wert ist fast viermal größer als der experimentell ermittelte. Der Strahlüberlapp zwischen Pumpstrahl und Laserstrahl beträgt 92%. Diese Werte sind jedoch mit Skepsis zu betrachten, da die genauen geometrischen Verhältnisse der Strahltaillen und Strahlradien im Kristall nicht bekannt sind. Des Weiteren werden auftretende Effekte wie Pumpsättigung und der Einfluss der thermischen Linse im Kristall nicht berücksichtigt. Dieses Modell dient lediglich zur qualitativen Darstellung der Vorgänge während des Laserprozesses.

Konsequenzen aus dem Modell

Das Verhältnis der Strahlüberlappung ist sehr wichtig für die Effizienz des Lasers. Vergrößert man das gepumpte Volumen, so entstehen Gebiete, in denen die Verstärkung nicht gesättigt wird. Das Pumplicht wird nicht optimal genutzt. Somit ist eine möglichst kleine Pumpmode beim verwendeten Laseraufbau von Vorteil. Des Weiteren gibt es noch eine Reihe von Effekten, die das Modell nicht berücksichtigt. Durch die starke Fokussierung der Pump- sowie Laserstrahlung kommt es zu einer erhöhten Temperatur

im Kristall. Die Reabsorptionsverluste, welche beim 4-Niveau-Laser nahezu keine Rolle spielen, könnten somit in Erscheinung treten. Die starke Fokussierung führt ebenfalls zu einer thermischen Linse, die nur sehr schwer zu quantifizieren ist. Auch die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge wird nicht berücksichtigt.

Kapitel 3

Aufbau, Messungen und Ergebnisse

3.1 Aufbau und Justage

In diesem Abschnitt wird die prinzipielle Vorgehensweise beim Aufbau des Lasers erläutert. Auf besonders wichtige Justagevorgänge wird näher eingegangen.

3.1.1 Aufbau als cw-Laser

Zum Aufbau eines Lasers, insbesondere wenn dieser im infraroten Spektralbereich arbeitet, empfiehlt es sich, einen Justagelaser (He-Ne-Laser) einzusetzen. Zu Beginn des Aufbaus muss das Pumplicht der Laserdiode in den Kristall fokussiert werden (vgl. Abb.2.18). Dieser Schritt ist sehr wichtig, da eine Fokussierung des Pumplichtes auf den Rand des Kristalles aufgrund der thermischen Belastung zu irreparablen Schäden führen kann. Um einen genauen Überblick über die im Kristall ankommende Pumpleistung zu erhalten, ist es angebracht, die Kennlinie der Pumpleistung mit Fokussieroptik und den beiden Wellenlängenkopplern aufzunehmen. Dazu wird der Kristall nochmals aus der Halterung genommen.

Der Justagestrahl bildet die optische Achse. Als erstes wird der Wellenlängenkoppler mittels Rückreflex orthogonal zur optischen Achse positioniert. Nun wird der Kristall eingesetzt. Dieser wird ebenfalls mittels Rückreflex genau positioniert. Die Genauigkeit der Justage dieser beiden Bauteile ist entscheidend für die Leistungsfähigkeit des Lasers. Wellenlängenkoppler und Kristall bilden nun die Referenz zur Justierung aller folgenden Bauteile. Sie werden während des gesamten Laseraufbaus nicht mehr justiert, da bereits kleine Abweichungen der Parallelität zwischen Endfläche Wellenlängenkoppler und Kristall zu merklichen Verlusten im Resonator führen. Dies liegt am Emissionsquerschnitt des Nd:YVO₄-Kristalls. Der Kristall ist entlang einer a-Achse geschnitten,

das Laserlicht wird aber nur optimal parallel der c-Achse emittiert. Somit ist die Anordnung des Kristalles im Resonator sehr wichtig. Als nächstes ist die Zylinderlinse zur Fokussierung des Lasermoden auf den Wellenlängenkoppler ca. 6 cm vor diesem zu positionieren. Der zweite Endspiegel wird wieder mittels Rückreflex bei einer geeigneten Resonatorlänge aufgestellt. Nach den genannten Justagemaßnahmen kann der Pumpvorgang gestartet werden. Es sollte bereits Lasertätigkeit einsetzen. Um den Laserstrahl auf der durch den He-Ne-Laser vorgegebenen optischen Achse zu halten, muss die Höhe der Zylinderlinse so variiert werden, dass sich der TEM_{00} -Mode ausbildet. Um einen Teil der Strahlung aus dem Resonator auszukoppeln, wird das TFP eingesetzt. Es wird zwischen Pockelszelle und Zylinderlinse platziert.

Steht das TFP im richtigen Winkel (ca. 66°), sollte keine Strahlung ausgekoppelt werden. Um sicherzustellen, dass der Laser mit der richtigen Wellenlänge schwingt, ist eine Überprüfung angebracht. Stellt man eine $\lambda/4$ -Platte zwischen TFP und dem zweiten Endspiegel kann Strahlung aus dem Resonator ausgekopplt werden. Die $\lambda/4$ -Platte ist auf maximale Ausgangsleistung zu verdrehen. Nun kann man am zweiten Endspiegel und an der Zylinderlinse eine Feinjustage vornehmen, um maximale Ausgangsleistung und eine sauberen TEM_{00} -Mode zu erhalten.

3.1.2 Realisierung der Güteschaltung

Um die Verluste im Resonator schalten zu können, muss die BBO-Pockelszelle in den Resonator eingesetzt werden. Die Justage der Pockelszelle hat nur mit dem Justierlaser zu erfolgen. Trifft der Laserstrahl die Zelle nicht mittig, kann es aufgrund von Absorption zu Schäden kommen.

Führt man den mittels Streuscheibe gestreuten Justagestrahl durch die Zelle und filtert hinter der Zelle einen polarisierten Teil heraus, erhält man eine typische Intensitätsverteilung. Das Bild ist in Abb. 3.1 dargestellt. Wenn der Justagestrahl zentral in diesem Beugungsbild erscheint, kann die Pumpquelle eingeschaltet werden. Eine weitere Feinjustage der Pockelszelle ist während des laufenden Betriebes durchzuführen. Sobald sich Q-switch-Pulse mit einem guten Kontrastverhältnis zum Untergrund ausbilden, ist die Pockelszelle gut justiert.

Des Weiteren ist eine erneute Feinjustage des zweiten Endspiegels erforderlich, da die Pockelszelle in x und y-Richtung einen Parallelversatz des Lasermoden erzeugen kann.



Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung hinter der Pockelszelle. Durch die Zelle wird gestreutes polarisiertes Licht geführt und durch Selektion einer Polarisationsrichtung entsteht dieses typische Bild.

3.1.3 Einkopplung der Seedquelle

Durch Einkopplung von Seedpulsen und geeigneter Synchronisation kann aus dem gütegeschalteten Laser ein regenerativer Verstärker realisiert werden. Um optimale Leistungsfähigkeit beim Verstärken der Pulse zu erreichen, ist ein bestmöglicher Strahlüberlapp zwischen Seedlaser und Q-switch-Laser zu realisieren. Zur Trennung von Seed- und verstärktem Puls werden der Faraday-Rotator und $\lambda/4$ -Platte hinter der Auskopplung platziert (siehe 3.2).

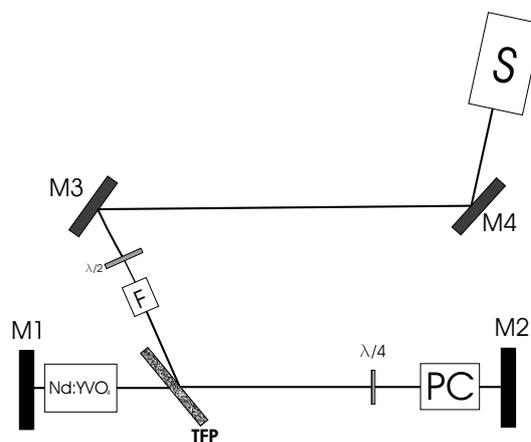


Abb. 3.2: Prinzipskizze zum Laseraufbau. (M=Spiegel, F=Faraday-Rotator, S=Seedlaser, TFP=Dünnschichtpolarisator, PC=Pockelszelle)

Die beiden Laserstrahlen sind auf den Spiegeln M3 und M4 zur Deckung zu bringen. Dies geschieht durch Justage von M3 und M4. Während des Justiervorganges ist unbedingt die Pockelszelle im Resonator abzudecken, um eventuelle Beschädigungen durch den Seedlaser zu vermeiden. Wenn der Laserstrahl in den Resonator eingekop-

pelt ist, kann man zwischen M3 und M4 das Glan-Thompson-Prisma platzieren. Es sollte so platziert werden, dass die Auskopplung des Q-switch-Strahles vom Resonator weg führt. Weiterhin ist zwischen dem Seedlaser und M4 eine $\lambda/2$ -Platte zu stellen. Zwischen Prisma und M4 ist die RTP-Pockelszelle einzusetzen. Sie wird durch Ansteuerung mit der $\lambda/2$ -Spannung die Polarisation der Seedpulse um 90° drehen, so können diese das Prisma passieren und werden in den Resonator eingekoppelt.

3.2 Messungen und Ergebnisse

3.2.1 Dauerstrichbetrieb

Die Temperatur der Diode und des Kristalles betrug während den gesamten Messungen 25.3°C . Als Leistungsmessgerät kam ein *Coherent Fieldmaster* mit Messkopf *LM45HTD* zum Einsatz. Zu Beginn der Messungen wurde das Spektrum des Lasers mit einem *ANDO AQ 6315A*-Spektrometer vermessen. Dieses ist in Abb. 3.3 dargestellt.

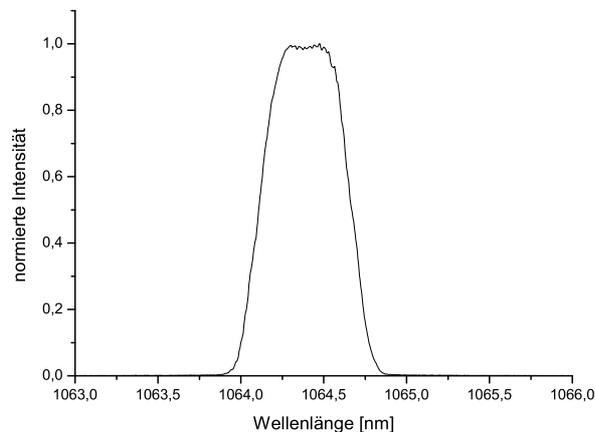


Abb. 3.3: Spektrale genormte Intensität des Lasers im cw-Betrieb.

Bei einer Ausgangsleistung von 6 W ergibt sich eine Laserhauptwellenlänge von 1064.4 nm. Das Spektrum besitzt eine Breite (FWHM) von 424 pm. Um die Effizienz des Lasers bestimmen zu können, muss die Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Pumpleistung bestimmt werden. Die Laserdiodentemperatur wurde während dieser Messung auf optimale Ausgangsleistung nachgeregelt. Der Verlauf dieser Abhängigkeit ist in Abb. 3.4 dargestellt. Bei einer Pumpleistung von 18 W wurde eine Ausgangsleistung von 7 W

erreicht. Dies entspricht einer optischen Umwandlungseffizienz von 39 %. Die „slope efficiency“ der Ausgangsleistung zur Pumpleistung beträgt 45 %. Gemessen an in der Literatur veröffentlichten Aufbauten, ist dieser Wert vergleichsweise hoch [24]. Die Laserschwelle wurde bei einem Diodenstrom von 8.5 A bestimmt was einer Pumpleistung von 2 W entspricht.

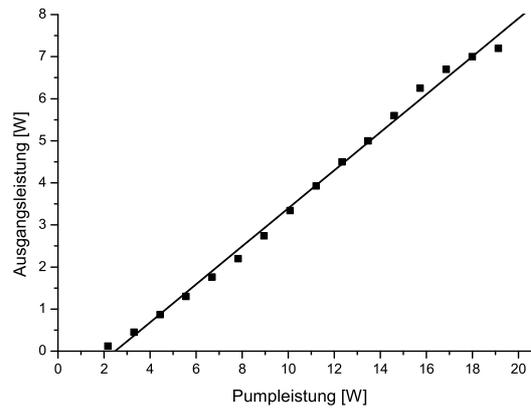


Abb. 3.4: Leistungskennlinie des cw-Lasers. Die Linie stellt einen linearen Fit der Messwerte dar.

Die Ausgangsleistung ist im cw-Betrieb höher als im Q-switch oder im Verstärkungsbetrieb. Dies liegt hauptsächlich am geringfügigen Anschwingen höherer Transversalmoden, welche mehr Zeit zum Anschwingen benötigen. Die Intensitätsverteilung ist in Abb. 3.5 dargestellt.

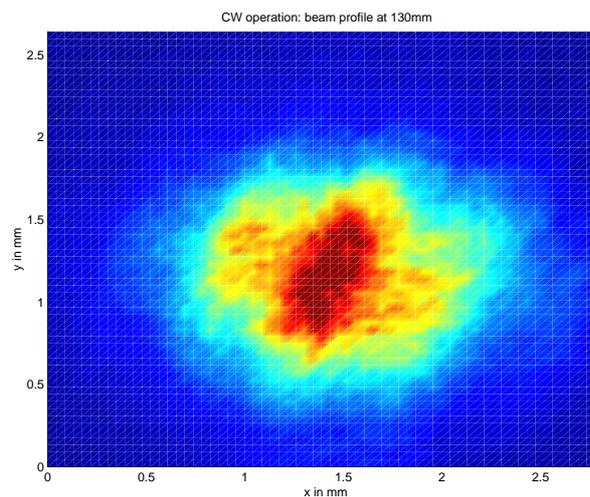


Abb. 3.5: Intensitätsverteilung des Lasers im cw-Betrieb ($P_{\text{out}} = 6 \text{ W}$)

Zur Abschwächung der hohen Intensität wurde die Messung der Intensitätsverteilung mit einer CCD-Kamera hinter einem hochreflektierenden Spiegel durchgeführt.

3.2.1.1 Strahlqualität

Im Idealfall breitet sich ein Laserstrahl gaußförmig aus. Seine Ausbreitung ist eindeutig durch den Radius der Strahltaile ω_0 und die Wellenlänge λ bestimmt. [5]

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2 \lambda^2}{\pi^2 \omega_0^4}} \quad (3.1)$$

z ... Abstand von der Strahltaile ω ... Strahlradius

Reale Laserstrahlen hingegen haben kompliziertere Intensitätsverteilungen. Ursache ist meist das Anschwingen höherer Transversalmoden. Man definiert die Beugungsmaßzahl M^2 als eine Größe, die die Abweichung des Strahles vom idealen Gaußstrahl angibt. Der Divergenzwinkel des realen Strahles ist dabei um den Faktor M^2 größer als der des idealen. Der Strahlradius lässt sich über das zweite Moment der Energieverteilung definieren:

$$W^2(z) = \frac{\int \int r^2 I(r, z) r \, dr \, dz}{\int \int I(r, z) r \, dr \, dz} \quad (3.2)$$

W ... realer Strahlradius r ... Abstand zur optischen Achse
 I ... Intensität des Laserstrahles

Der reale Strahlradius ist immer um den Faktor M größer als der ideale Strahlradius.

$$W(z) = M \cdot \omega(z) \quad (3.3)$$

Zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl muss man den Strahlradius in der Nähe der Strahltaile vermessen. Die Abhängigkeit des Strahlradius vom Ort ergibt sich zu:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{M^4 \lambda^2 z^2}{\pi^2 \omega_0^4}} \quad (3.4)$$

Durch Anfitting der Messwerte an 3.4 kann die Beugungsmaßzahl bestimmt werden. Die Anpassung der Messwerte wurde mittels *ORIGIN* und dem darin enthaltenen Levenberg-Marquardt-Iterationsverfahren durchgeführt.

Die Messwerte wurden durch eine abgeänderte Schneidenmethode bestimmt. Hierbei wird eine Schneide in den Strahl gefahren und bestimmt wo der 1/e-Abfall der Leistung erreicht ist. Aufgrund der hohen Leistung kann jedoch keine Schneide zum Einsatz kommen. Die Fluenz im Fokus zerstört jedes Material mit geringfügiger Absorption. Dieses

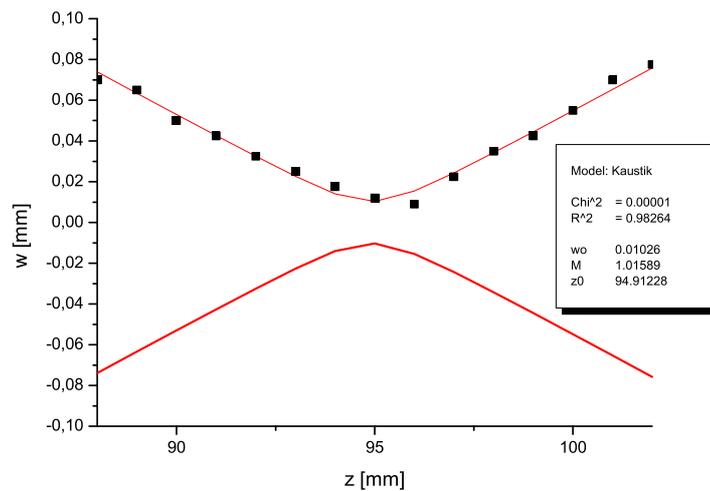


Abb. 3.6: Strahlradius in Abhängigkeit vom Ort z . Die Kurve entspricht der angefitzten Funktion 3.4. Die Messung wurde bei einer Laserausgangsleistung von 5 W durchgeführt.

Problem kann man umgehen, indem man anstatt der Schneide ein Prisma verwendet. Dieses bricht einen Teil des Strahles weg, ohne dabei eine nennenswerte Absorption aufzuweisen. Es ergibt sich ein M^2 von 1.03. Der Strahl ist nahezu ideal beugungsbegrenzt. Somit ist ein wichtiges Kriterium der Aufgabenstellung erfüllt. Die für die Materialbearbeitung und Frequenzkonversion wichtige Strahlqualität ist sehr gut.

3.2.2 Gütegeschalter Betrieb

3.2.2.1 Abhängigkeit der mittleren Leistung von der Frequenz

In Abb. 3.7 ist die Abhängigkeit der mittleren Ausgangsleistung von der Repetitionsrate dargestellt ($P_{\text{Pump}} = 18 \text{ W}$). Die Pulsdauer beträgt über den gesamten Frequenzbereich nahezu konstant 6.7 ns. Bei 40 kHz erreicht der Q-switch-Laser 5.2 W mittlere Ausgangsleistung. Bei geringeren Frequenzen kann die volle Ausgangsleistung nicht erreicht werden. Bei Frequenzen kleiner als 40 kHz erreicht der Pumpvorgang die maximale Inversion. Weitere Energie kann nicht vom Kristall akkumuliert werden. Somit existiert eine Zeit während des Pumpvorganges, die zu keiner Erhöhung der Pulsenergie beiträgt. Diese Zeit ist dafür verantwortlich, dass die Durchschnittsleistung bei niedrigen Frequenzen ihren cw-Maximalwert nicht erreicht. Bei Frequenzen größer 40 kHz sinkt die Ausgangsleistung aufgrund der Verluste im Resonator. Bei einem idealen Resonator ohne Verluste würde die Ausgangsleistung konstant bleiben.

Die Verstärkung sinkt mit zunehmender Repetitionsrate, da die Pumpdauer nicht mehr

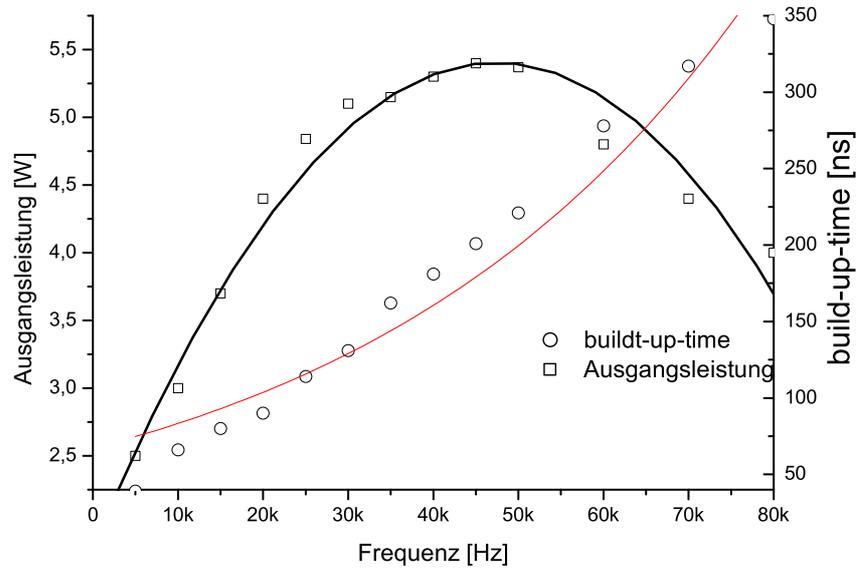


Abb. 3.7: Abhängigkeit der mittleren Laserausgangsleistung von der Repetitionsrate. Die Kurve entspricht einem Fit an ein Polynom.

ausreicht den Kristall bis zur Sättigung zu pumpen. Durch diesen Effekt steigt die zum Pulsaufbau benötigte Zeit mit zunehmender Frequenz an.

In Abb. 3.8 ist die erreichbare Pulsenergie in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt. Bei 40 kHz werden Pulse mit 130 μJ Pulsenergie erzeugt. Für einen Gaußpuls mit der Pulsdauer τ gelten folgende Zusammenhänge:

$$P(t) = \frac{E_{\text{Pulse}}}{\sqrt{\pi} \tau} e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} \quad (3.5)$$

$$I(x, y) = \frac{\hat{P}}{\pi \omega_x \omega_y} e^{-\left(\frac{x}{\omega_x}\right)^2 - \left(\frac{y}{\omega_y}\right)^2} \quad (3.6)$$

$\omega_{x,y}$... Strahlradius in x bzw. y Richtung

P ... Leistung

I ... Intensität

Somit ergibt sich für die Peak-Power \hat{P} der q-switch-Pulse bei 40 kHz:

$$\hat{P} = \frac{E_{\text{Pulse}}}{\sqrt{\pi} \tau} = 10.9 \text{ kW} \quad (3.7)$$

Die auf einen $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ -Spot fokussierte Spitzen-Intensität beträgt:

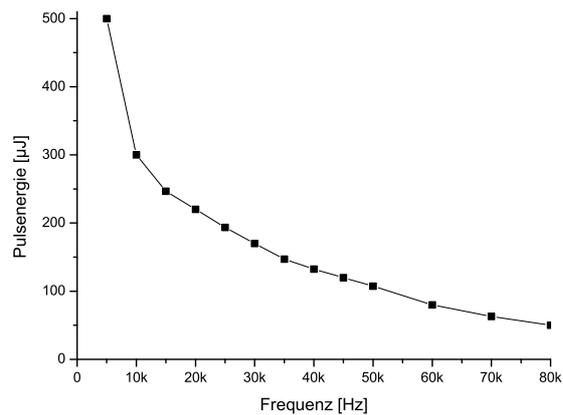


Abb. 3.8: Pulsenergie in Abhängigkeit der Repetitionsrate. Die Kurve entspricht einem Fit an einen exponentiellen Abfall.

$$\hat{I}_{\max} = \frac{\hat{P}}{\pi \omega_x \omega_y} = 870 \text{ MW/cm}^2 \quad (3.8)$$

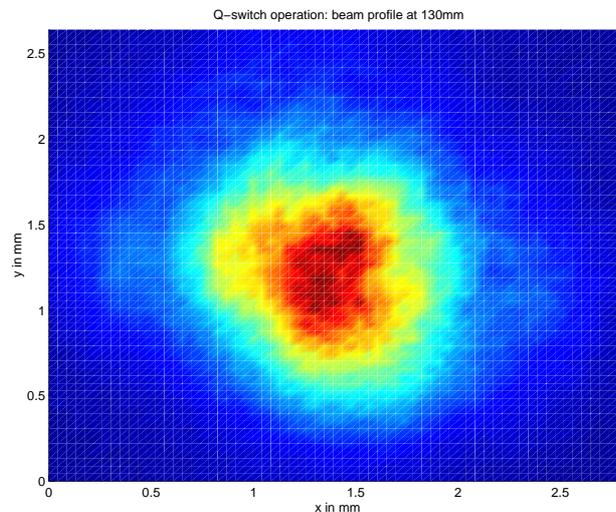


Abb. 3.9: Intensitätsverteilung der Q-switch-Laserpulse (3.5 W bei 20 kHz).

Abb.3.9 stellt die Intensitätsverteilung der Laserpulse dar. Im Vergleich zum cw-Betrieb (Abb.3.5) sieht man deutlich ein vermindertes Anschwingen höherer Transversalmoden.

3.2.2.2 Berechnung der Verluste

Der Verlustfaktor V eines Resonators ist eine wichtige Größe zur Charakterisierung der Güte eines Aufbaus. Die Verluste lassen sich aus dem Verhältnis der Umlaufzeit der

Photonen τ_{Umlauf} zu ihrer Lebensdauer $\tau_{\text{Lebensdauer}}$ bestimmen.

$$V = \frac{\tau_{\text{Umlauf}}}{\tau_{\text{Lebensdauer}}} \quad (3.9)$$

Koppelt man im gütegeschalteten Betrieb keine Strahlung aus dem Resonator aus, so baut sich im Resonator ein Strahlungsfeld auf. Die Zerfallskonstante dieses Feldes entspricht der Lebensdauer der Photonen im Resonator.

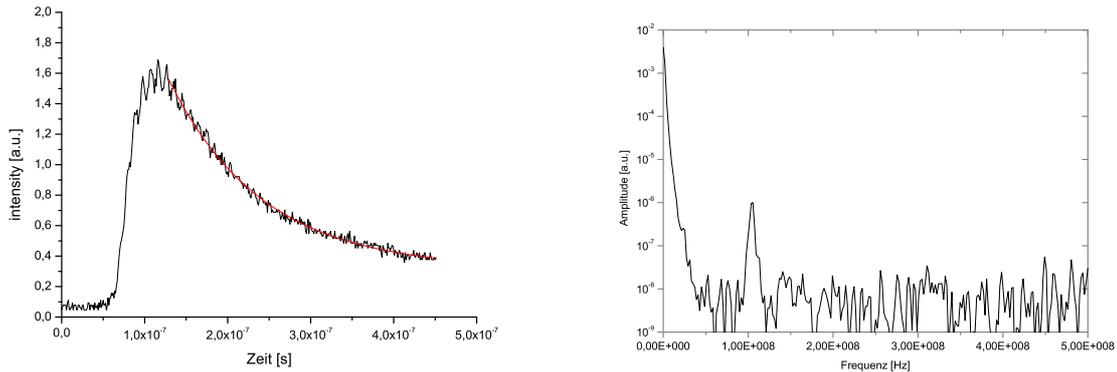


Abb. 3.10: Exponentieller Zerfall der Photonen im Resonator und das dazugehörige Spektrum des Rauschens.

In Abb.3.10 wurde das Strahlungsfeld in der Cavity mit einer schnellen Photodiode hinter Endspiegel M2 gemessen. Durch Anfitzung der Messwerte an einen exponentiellen Zerfall ergab sich eine Photonenlebensdauer von 112 ns. Auf der Messkurve sind leichte Modulationen erkennbar, diese stellen sich nach einer Fouriertransformation als Umlauffrequenz der Strahlung heraus. Die Umlauffrequenz beträgt 105.4 MHz, damit ergibt sich die Umlaufdauer zu:

$$f_{\text{Umlauf}} = 105.4\text{MHz} = \frac{1}{\tau_{\text{Umlauf}}} = \frac{2c}{l} \quad (3.10)$$

$$\tau_{\text{Umlauf}} = 9.5 \text{ ns} \quad (3.11)$$

$$l = 142.3 \text{ cm} \quad (3.12)$$

Aus der Umlaufzeit kann ebenfalls die optische Resonatorlänge bestimmt werden. Sie beträgt 1423 mm. Der Verlustfaktor ergibt sich zu:

$$V = \frac{\tau_{\text{Umlauf}}}{\tau_{\text{Lebensdauer}}} = \frac{9.48 \text{ ns}}{112.2 \text{ ns}} = 0.0845 \quad (3.13)$$

Im Resonator stehen fünf optische Bauelemente. Die Pockelszelle verursacht beim Doppeldurchgang Verluste von ca. 6-7%. Die restlichen Bauelemente sind für 1064 nm entspiegelt und haben Verluste im Subprozent-Bereich. Ein Verlustfaktor für einen Resonatorumlauf von 8.5% ist somit realistisch.

3.2.3 Verstärkung von Pikosekunden-Laserpulsen

Im folgenden Abschnitt wird der regenerative Verstärker bei der Verstärkung von 8 ps-Laserpulsen charakterisiert. Mit der spektralen Bandbreite von 960 pm vom Nd:YVO₄ können Pulse bis minimal 1.8 ps Pulsdauer verstärkt werden.

Abb.3.11 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Ausgangsleistung des Verstärkers von der Repetitionsrate. Das Leistungsmaximum liegt bei 40 kHz. Der typische Leistungsanstieg bis zum Erreichen der Maximalfrequenz wird wie beim Q-switch-Betrieb durch die Pumpsättigung des Kristalles verursacht. Die „buildt-up-time“ des Pulses ist ca. um den Faktor zwei kleiner als beim q-switch Betrieb. Der Prozess startet nicht aus dem Rauschen, da sich bereits ein Laserpuls im Resonator befindet, der die Besetzungsinversion abbauen kann.

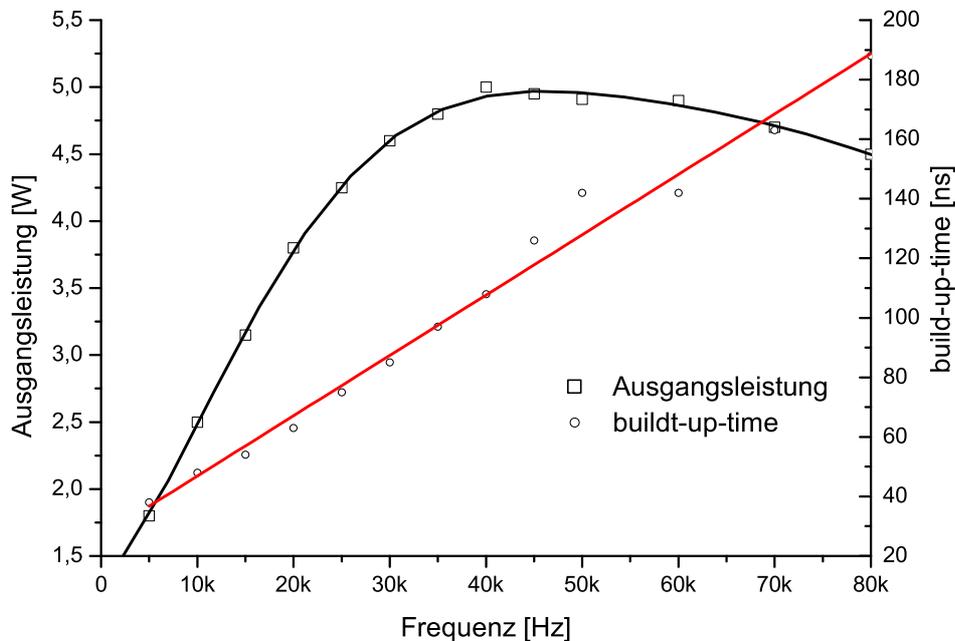


Abb. 3.11: Abhängigkeit der mittleren Ausgangsleistung sowie der Pulsaufbauzeit des regenerativen Verstärkers von der Repetitionsrate. Die Kurve entspricht einem Fit an ein Polynom.

Es ergibt sich eine mittlere Ausgangsleistung von 5 W bei 40 kHz. Damit ist die geforderte Leistungsfähigkeit des Verstärkers erreicht worden. Die Ausgangsleistung des Lasers kann durch Erhöhen der Pumpleistung noch weiter gesteigert werden. Arbeitet der Laser mit einer Ausgangsleistung größer 5 W, so ist es möglich, die Pumpleistung um weitere 5 W zu erhöhen, da der Laserbetrieb die Energie aus dem Kristall zieht.

Die spezifizierte Pumpleistung von 18 W kann auf bis zu 23 W gesteigert werden. Es wurden Ausgangsleistungen von über 7.5 W bei 40 kHz demonstriert. Ein Aussetzen der Lasertätigkeit würde bei diesen Betriebsbedingungen allerdings zur Zerstörung des Kristalles führen, da der durch den Laser auftretende Kühleffekt schlagartig wegfällt.

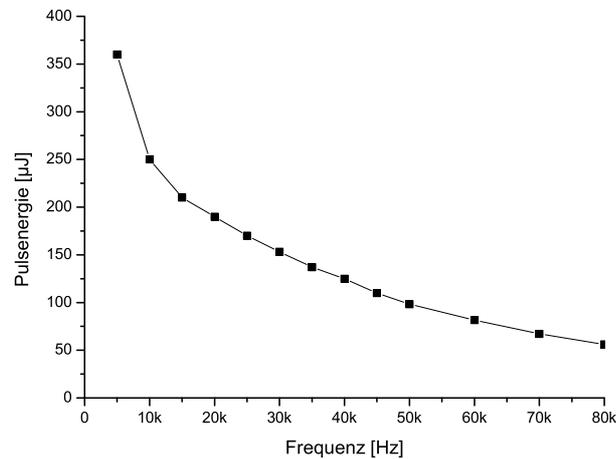


Abb. 3.12: Abhängigkeit der Pulsenergie von der Repetitionsrate.

In Abb. 3.12 ist die Abhängigkeit der Pulsenergie von der Repetitionsrate dargestellt. Bei 40 kHz erreicht man eine Pulsenergie von $125 \mu\text{J}$. Im Vergleich zum gütegeschalteten Betrieb ist aber hier die Pulsdauer wesentlich kürzer. Wie auf den folgenden Seiten noch gezeigt wird, beträgt die Pulsdauer ca. 19 ps. Unter Verwendung der Gleichungen 3.5 und 3.6 kann man die Spitzenleistung und die Intensität bestimmen.

$$\hat{P} = \frac{E_{\text{Pulse}}}{\sqrt{\pi} \tau} = 3.7 \text{ MW} \quad (3.14)$$

$$\hat{I}_{\text{max}} = \frac{\hat{P}}{\pi \omega_x \omega_y} = 290 \text{ GW/cm}^2 \quad (3.15)$$

Die Spitzen-Intensität bezieht sich auf einen $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ großen Spot.

In Abb. 3.13 ist die Intensitätsverteilung der verstärkten 8 ps-Pulse dargestellt.

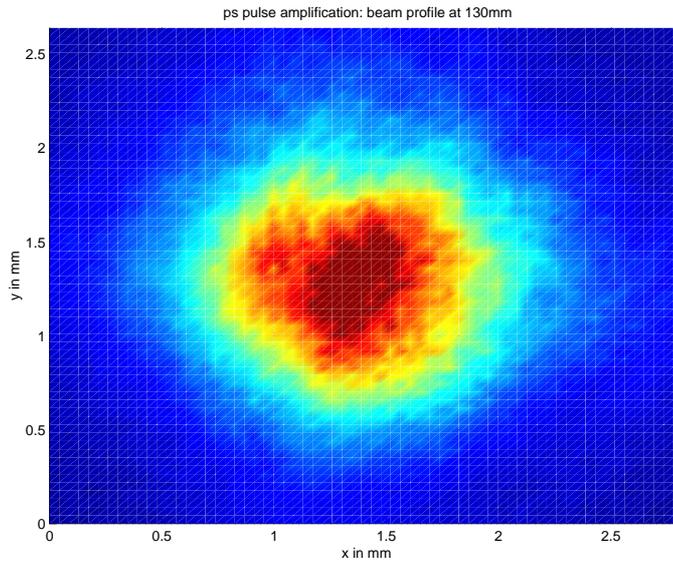


Abb. 3.13: Intensitätsverteilung der verstärkten ps-Laserpulse. Die Verteilung wurde hinter einem hochreflektierendem Spiegel mit einer CCD-Kamera aufgenommen.

Zur Bestimmung der Pulslänge wurden Autokorrelationsmessungen durchgeführt.

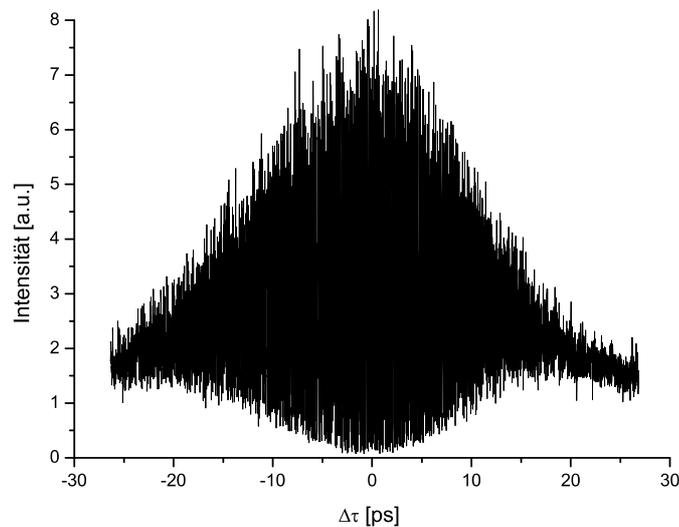


Abb. 3.14: Interferenz-AKF des regenerativen Verstärkers bei 20 kHz und 3 Watt Ausgangsleistung.

In Abb. 3.14 ist die gemessene Interferenzautokorrelationsfunktion dargestellt. Eine Interferenzautokorrelation ist aufgrund der hohen Pulslänge langwierig. Bei diesen Messungen wurde der stabile Betrieb des Lasers über 4 h demonstriert. Die errechnete Pulslänge unter Annahme eines Gaußpulses beträgt 18.6 ps. Es ist zu erkennen, dass ein Untergrund vorhanden ist. Zur weiteren Überprüfung der Messwerte wurde eine Intensitätsautokorrelation durchgeführt.

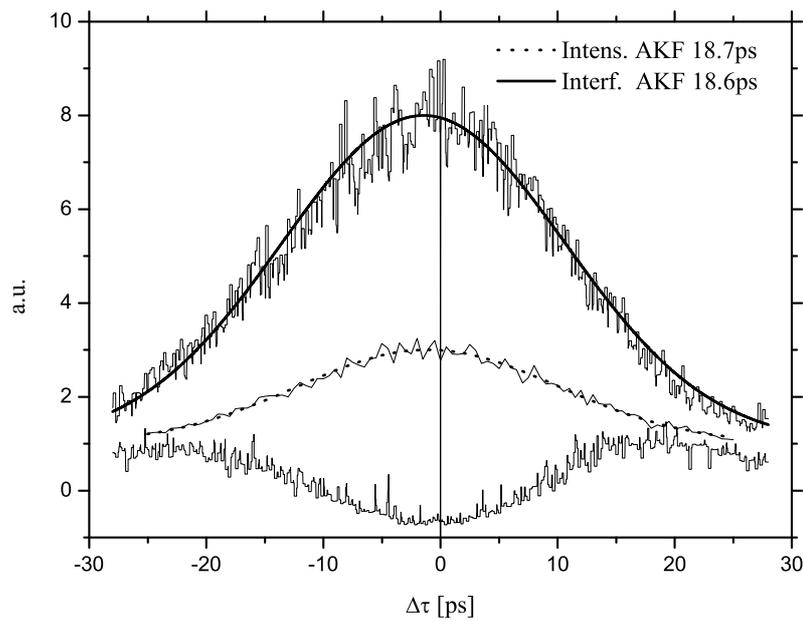


Abb. 3.15: Angefittete Interferenzautokorrelationsfunktion und Intensitätsautokorrelationsfunktion bei einer Ausgangsleistung von 3 W bei 20 kHz. Unter Annahme eines Gaußpulses vergrößert sich die Pulslänge von 8 ps auf 19 ps.

Die Bandbreite (FWHM) der Pulse verschmälert sich durch „gain narrowing“ von 380 pm auf 150 pm. Diese Bandbreite limitiert die Pulse auf eine Pulsdauer von 11 ps. In Abb. 3.16 ist das Spektrum der verstärkten Pulse (rot) und das Spektrum der Seed-Pulse (blau) dargestellt.

Um „gain narrowing“ nachzuweisen, kann man die Umlaufzahl der Pulse im Resonator verringern. Die Verstärkung der Pulse sinkt und das Spektrum wird weniger stark eingeschnürt. In Abb. 3.17 ist die Veränderung der spektralen Breite (FWHM) in Abhängigkeit der „build-up-time“ dargestellt. Ein Resonatorumlauf dauert ca. 10 ns.

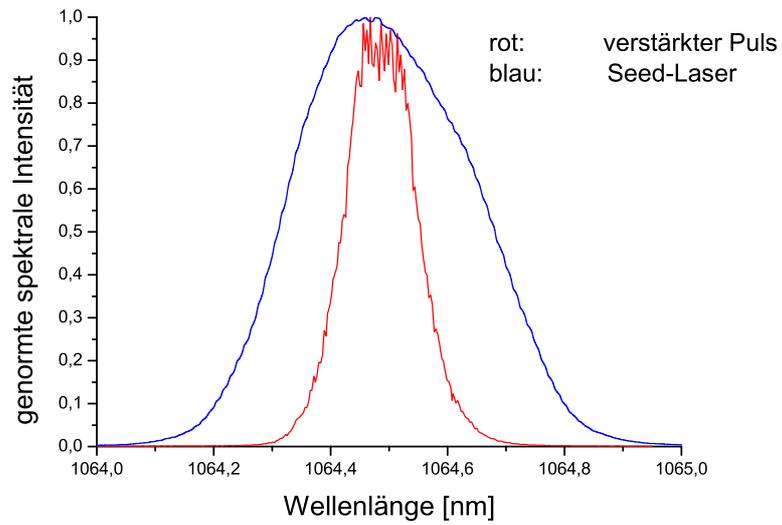


Abb. 3.16: Genormte spektrale Verteilung der Seedpulse und der verstärkten Pulse bei 5 W Ausgangsleistung und 40 kHz. Das Spektrum (FWHM) verschmälert sich aufgrund von „gain narrowing“ von 380 pm auf 150 pm.

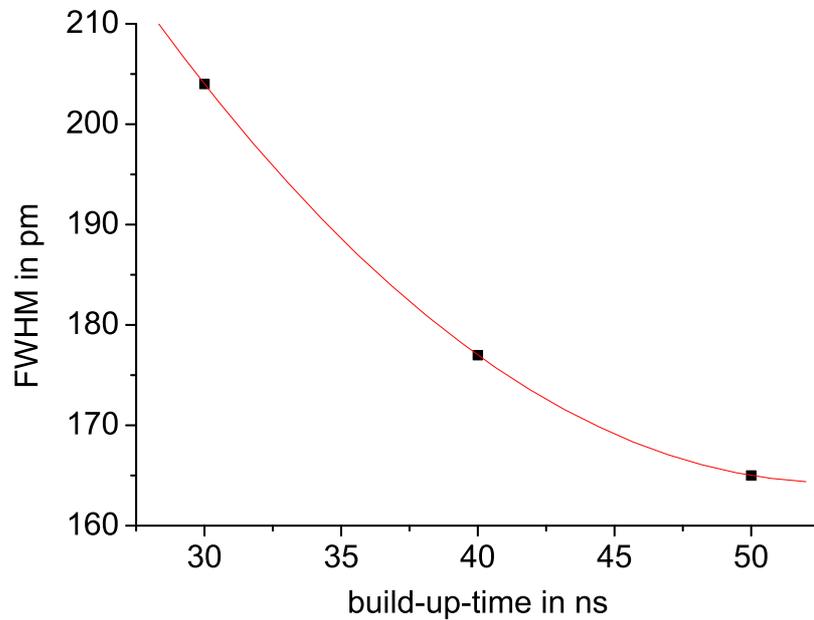


Abb. 3.17: Abhängigkeit der spektralen Breite (FWHM) von der Verstärkung. Die angefitzte Funktion entspricht einem exponentiellen Abfall.

Kapitel 4

Zusammenfassung

Ergebnis der Diplomarbeit ist ein funktionstüchtiger Verstärker für Pikosekunden-Laserimpulse der die Anforderungen der Aufgabenstellung erfüllt.

Mit den vorhandenen Komponenten wurde ein diodengepumpter regenerativer Verstärker aufgebaut und charakterisiert. Als aktives Medium kommt ein Nd:YVO₄-Kristall zum Einsatz. Die Zentralwellenlänge der Verstärkung liegt bei 1064 nm. Nach anfänglichen Experimenten mit hemisphärischen Resonatoren und einem Zylinderlinsenteleskop stellte sich ein plan-plan-Resonator mit 1420 mm Länge als optimal heraus. Auswahlkriterium war hierbei die Strahlqualität sowie die mittlere Ausgangsleistung. Die erreichte Strahlqualität liegt mit $M^2=1.03$ sehr nahe dem beugungstheoretischem Optimum, der Laserstrahl ist somit hervorragend für die Materialbearbeitung oder Frequenzkonversion geeignet. Bei einer Pumpleistung von 18 W bei 808 nm erreicht der Laser eine cw-Ausgangsleistung von 7 W. Die „slope efficiency“ der Pump- zur Ausgangsleistung beträgt 45 %.

Zur Realisierung des Aufbaus standen neuartige BBO- und RTP-Pockelszellen mit extrem schnellem Schaltverhalten zur Verfügung. Die Untersuchungen haben ergeben, dass die RTP-Pockelszelle aufgrund ihrer thermischen Instabilität nicht für den Gebrauch im Resonator geeignet ist. Stattdessen wird eine BBO-Pockelszelle zum Schalten der Verluste im Resonator verwendet. Mit ihr lassen sich Repetitionsraten bis zu 80 kHz problemlos realisieren.

Koppelt man in den regenerativen Verstärker 8 ps-Laserpulse mit einer Energie von 50 nJ ein, so werden diese bei einer Repetitionsrate von 40 kHz auf 125 μ J verstärkt. Dies entspricht einer mittleren Ausgangsleistung von 5 W, die Pulse verlängern dabei ihre Pulsdauer aufgrund von „gain narrowing“ auf 18.6 ps. Der Verstärker ist in der Lage die Laserpulse bis zu einer Repetitionsrate von 80 kHz mit einer mittleren Aus-

gangsleistung von 4.5 W zu verstärken. Somit ist ein wesentliches Ziel, die Erreichung einer hohen mittleren Ausgangsleistung bei hohen Repetitionsraten erfüllt. Während der Autokorrelationsmessungen wurde die Langzeitstabilität des Verstärkers über 4 h demonstriert.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden auf der *CLEO Europe 2003* vorgestellt [25]. Weiterhin wird eine Veröffentlichung im *Journal of Applied Physics B* erfolgen [26].

Anhang A

Resonatormatrizen

In diesem Abschnitt sind die benötigten Systemmatrizen zur Berechnung des Resonators aufgelistet.

- optisch transparentes Medium der Länge l und der Brechzahl n

$$M = \begin{pmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

- schmale Linse der Brennweite f

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

- sphärischer Spiegel mit dem Krümmungsradius R

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1 & -2/R \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

- senkrechter Einfall auf eine flache dielektrische Fläche $n_1 \rightarrow n_2$

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

- für den Einfall im Brewsterwinkel auf eine parallele Platte ergibt sich: tangentielle Ebene:

$$M = \begin{pmatrix} n_2 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

sagittiale Ebene:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

Anhang B

Programmrouninen

Mathematica-File zur Berechnung der Stabilität:

Die Matrizen zur Berechnung sind wie im Anhang A beschrieben zu definieren.

Konstanten & Vorgaben:

$\lambda = 0.00164$

Rmirror1 = ∞

Rmirror2 = ∞

lenght1 = 0.5

dglass = 6

nglass = 1.5

Stabilitätskriterium:

$m(M_{-}) := 0.5 * (M((1, 1)) + M((2, 2)))$

Berechnung der Resonatormatrix in x-Richtung:

$Mx(L_{-}, therm_{-}) = Mfree(lenght1).Mglass(nglass, dglass).Mlense(therm).Mfree(L).$

$Mmirror(Rmirror2).Mfree(L).Mlense(therm).Mglass(nglass, dglass).Mfree(lenght1).$

$Mmirror(Rmirror1)$

Berechnung der Resonatormatrix in y-Richtung:

$My(L_{-}, therm_{-}) = Mfree(lenght1).Mglass(nglass, dglass).Mlense(therm).Mfree(59.5).$

$Mlense(62.6).Mfree(L).Mmirror(Rmirror2).Mfree(L).Mlense(62.6).Mfree(59.5).$

$Mlense(therm).Mglass(nglass, dglass).Mfree(lenght1).Mmirror(Rmirror1)$

Mathematica-File zum Laserverhalten im stationären Zustand:**Konstanten & Vorgaben:**

alles in centimeter !

f1=0.04966681709768151

f2=0.5217241673401816

$N_0 = 1.25 * 10^{20}$

Pp=18

$\lambda_p = 808 * 10^{-7}$

$h = 6.625 * 10^{-34}$

$\alpha = 31.40$

Lc=0.6

$c = 300 * 10^8$

$n_{abs} = 1 - e^{-\alpha * Lc}$

$\tau = 100 * 10^{-6}$

$\Delta z = 0.2$

$\Delta z_1 = 0.35$

P1=50

$\lambda_1 = 1064 * 10^{-7}$

wTx1=0.1

wTy1=0.001

$v_1 = c / \lambda_1$

Mx1=1

My1=1

$\sigma = 25 * 10^{-19}$

wTx=0.1

wTy=0.002

Mx=70

My=1

Pumprate:

$R = (Pp * \lambda_p * n_{abs}) / (h * c)$

Strahlradius vom Pumpstrahl:

$w_x(z_-) = w_{Tx} * \sqrt{1 + ((z + \Delta z) * \lambda_p M_x^2) (\pi w_{Tx}^2)}$

$w_y(z_-) = w_{Ty} * \sqrt{1 + ((z + \Delta z) * \lambda_p M_y^2) (\pi w_{Ty}^2)}$

Pumpprofil:

$$Jx(x-, z-) = 1/wx(z) e^{(x/wx(z))^{12}}$$

$$Jy(y-, z-) = 1/wy(z) e^{(y/wy(z))^2}$$

Pumprate:

$$Rp(x-, y-, z-) = Jx(x, z) * Jy(y, z) * e^{-\alpha(z+Lc/2)}$$

$$r = NIntegrate(Rp(x, y, z), (x, -0.2, 0.2), (y, -0.04, 0.04), (z, -Lc/2, Lc/2))$$

$$rp(x-, y-, z-) = Rp(x, y, z)/r$$

Leerlaufinversion:

$$\Delta N0(x-, y-, z-) = \tau * (f1 + f2) * R * rp(x, y, z) - N10$$

Strahlradius vom Laserstrahl:

$$wxl(z-) = wTx1 * \sqrt{1 + (((z + \Delta z)\lambda1Mx1^2)(\pi * wTx1^2))}$$

$$wyl(z-) = wTy1 * \sqrt{1 + (((z + \Delta z)\lambda1My1^2)(\pi * wTy1^2))}$$

Laserprofil:

$$Jlx(x-, z-) = 1/wxl(z) * e^{(x/wxl(z))^2}$$

$$Jly(y-, z-) = 1/wyl(z) * e^{(y/wyl(z))^2}$$

$$\phi0(x-, y-, z-) = Jlx(x, z) * Jly(y, z)$$

$$r1 = Abs(NIntegrate(\phi0(x, y, z), (x, -0.2, 0.2), (y, -0.04, 0.04), (z, -Lc/2, Lc/2)))$$

normierte Photonendichte des Laserstrahls:

$$\phi(x-, y-, z-) = (\phi0(x, y, z))/r1$$

Rate der lasernden Photonen:

$$\Phi = (P1 * Lc * n * 2)(c * h * \nu1)$$

Inversion oberhalb der Laserschwelle:

$$\Delta N(x-, y-, z-) = (\tau * (f1 + f2) * R * rp(x, y, z))(1 + (c * \sigma * \tau)/n * (f1 + f2) * \Phi * \phi(x, y, z))$$

ungesättigte Verstärkung:

$$G0(x-, y-, z-) = \sigma * \tau * (f1 + f2) * R * rp(x, y, z) - \sigma * N10$$

gesättigte Verstärkung mit Laserfeld:

$$G(x_-, y_-, z_-) = (\sigma * (\tau * (f1 + f2) * R * rp(x, y, z) - N10)) / (1 + (c * \sigma * \tau) / n * (f1 + f2) * \Phi * \phi(x, y, z))$$

Intensität in der Cavity:

$$Jn(x_-, y_-, z_-) = \Phi * \phi(x, y, z) * (c * h * v1) / (2 * n)$$

Sättigungsparameter:

$$s = ((f1 + f2) * \tau * \sigma) / (h * v1)$$

Berechnung der Pumpschwelle:

$$\Phi_s = 1 / ((f1 + f2) * \tau * \sigma)$$

$$X0(x_-, y_-, z_-) = rp(x, y, z) * \phi(x, y, z)$$

$$X = NIntegrate(X0(x, y, z), (x, -0.2, 0.2), (y, -0.04, 0.04), (z, -Lc/2, Lc/2))$$

$$P_{th} = (\Phi_s * (h * c / \lambda_1) * (0.08 + 0.3 + N10 * 2 * \sigma * Lc)) / X$$

Berechnung des Beamüberlapps:

$$t1 = NIntegrate((\Delta N(x, y, z) + N10), (x, -0.2, 0.2), (y, -0.04, 0.04), (z, -Lc/2, Lc/2))$$

$$t2 = NIntegrate((\Delta N0(x, y, z) + N10), (x, -0.2, 0.2), (y, -0.04, 0.04), (z, -Lc/2, Lc/2))$$

$$\eta = (t1 - t2) / t1$$

Erklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Marco Hornung

Jena, der 2.September 2003

Literaturverzeichnis

- [1] Homepage des Instituts für Optik und Quantenelektronik der FSU Jena, www.physik.uni-jena.de/ioq/
- [2] J.Hein et al., *scaling laser-diode pumped solid-state amplifiers to the petawatt-level*, Jahresbericht 2002 IOQ Seite 37-40
- [3] M. Dymott and K.J. Weingarten, *Picosecond diode-pumped laser system with 9.3-W average power and 2.3-mJ pulse energy* Applied Optics, Vol.40, No.18, 3042-3045
- [4] A.J. Ruggerio, *Regenerative amplification of picosecond pulses in Nd:YAG at repetition rates in the 100 kHz range* J.Opt.Soc.Am.B. Vol.8, No.10/October 1991
- [5] J. Eichler, H.J. Eichler, *Laser Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, Springer Verlag, 2001.
- [6] Kleen / Müller, *LASER*, Springer Verlag, 1969.
- [7] Walter Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer Verlag, 1992.
- [8] F.K.Kneubühl / M.W.Sigrist, *Laser*, Teubner Studienbücher, 1991.
- [9] Anthony E. Siegman, *Laser*, University Science Books, 1986.
- [10] Georg A. Reider, *Photonik - Eine Einführung in die Grundlagen*, Springer Verlag 1997.
- [11] Ferenc Krausz, Vorlesungsscript *Ultrakurze Lichtpulse* Sommersemester 2002 Technische Universität Wien
- [12] Michael Hentschel, *Interaction of High-Intensity Sub-10-fs Laserpulses with Atoms in Gas Phase*, Dissertation, TU-Wien 2001

- [13] J.S.Coe et al., *Regenerative amplification of picosecond pulses in Nd:YLF: gain narrowing and gain saturation*, J.Opt.Soc.Am.B/5, No.12 2560-2563
- [14] R.Flaig, *Entwicklung eines diodengepumpten Femtosekunden-Lasers*, Masterthesis, Universität Jena Januar 2003
- [15] Casix Homepage, www.casix.com
- [16] H.R.Xia, *Spectral parameters of Nd-doped yttrium orthovanadate crystals*, J. Appl. Phys. Vol.88, No.9 5134-5137
- [17] C.Czeranowsky, *Effiziente Neodym-Grundzustandslaser und deren Frequenzverdopplung*, Diplomarbeit, Universität Hamburg März 1999
- [18] C.Czeranowsky, *Resonatorinterne Frequenzverdopplung von diodengepumpten Neodym-Lasern mit hohen Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich*, Dissertation, Universität Hamburg 2002
- [19] G.Hollemann, P.Heist, J.Symanowski, B.Braun, U.Krause, *Generation of 13.4 W picosecond pulsed output power at 355 nm based on a novel micro slab laser amplifier*, in *Cleo 2003 Technical Digest*, paper CThFS, OSA, Washington D.C. (2003)
- [20] <http://www.raicol.com>
- [21] Datenblatt zum Wellenlängenkoppler A70018 (HT 532/808, HR 990-1170: AR 532/808)
- [22] R.Weidner, *Aufbau eines modengekoppelten Titan:Saphir-Laseroszillators mit Impulslängen unter 30 fs*, Diplomarbeit, Universität Jena Februar 1998
- [23] W.P.Risk, *modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses*, J.Opt.Soc.Am.B/Vol.5, No.7/July1988
- [24] L.Turi and T.Juhasz, *High-Power longitudinally end-diode-pumped Nd:YLF regenerative amplifier* Optics Letters, Vol.20, No.2, 154-156
- [25] M.Siebold, M.Hornung, J.Hein, R.Sauerbrey, T.Bergmann, G.Hollemann, *High average-power diode-pumped Nd : YVO₄ regenerative amplifier for picosecond-pulses*, *Cleo 2003 Technical Digest*, OSA Washington D.C.(2003)

- [26] M.Siebold, M.Hornung, J.Hein, R.Sauerbrey, T.Bergmann, G.Hollemann, *High average-power diode-pumped Nd : YVO₄ regenerative amplifier for picosecond-pulses*, Appl.Phys.B recently submitted

Verwendete Abkürzungen

<i>UVPro</i>	Kompakte, modulare Ultrakurzpuls-Ultraviolett-Laser für die Leiterplatten-Produktionstechnik
Nd:YVO ₄	Neodym-Yttrium-Yanadat
Nd:YAG	Neodym-Yttrium-Aluminium-Granat
Nd:YLF	Neodym-Yttrium-Lithium-Fluorid
TFP	thin film polariser (engl. Dünnschichtpolarisator)
cw	continous wave (engl. kontinuierliche Welle)
<i>BME</i>	Bergmann Messgeräte Entwicklung KG
AKF	Autokorrelationsfunktion
HF	Hochfrequenz
FWHM	full width of half maximum (engl. Halbwertsbreite)
CCD	charge coupled device (engl. ladungsgekoppeltes Bauelement)
TTL	Transistor-Transistor-Logik
TEM	transversal-elektro-magnetisch
M	Mirror (engl. Spiegel)
RTP	Rubidiumtitanylphosphat
BBO	Bariumbetaborat
KDP	Kaliumdihydrogenphosphat
KTP	Kaliumtitanylphosphat
LiNbO ₃	Lithiumniobat
FSU	Friedrich-Schiller-Universität
IOQ	Institut für Optik und Quantenelektronik

Verwendete Formelzeichen

Die in der vorliegenden Diplomarbeit verwendeten Formelzeichen sind i.a. im Text erläutert. Einige allgemein gebräuchliche Formelzeichen sind hier aufgelistet. Auf eine Beschreibung im Text wurde weitestgehend verzichtet.

P	Leistung
E	Energie
f	Frequenz
t	Zeit
n	Brechzahl
λ	Wellenlänge
h	Planksches Wirkungsquantum
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
k	Boltzmann-Konstante
ϑ	Temperatur
η	Wirkungsgrad
x y z	Raumkoordinaten
m	Stabilität
I	Intensität
T	Auskoppelgrad
L	Verluste im Resonator

Abbildungsverzeichnis

1.1	Entwicklung eines gütegeschalteten Laserpulses	4
1.2	Elektrooptischer Effekt im KDP-Kristall [10].	6
1.3	Anordnung zum $\lambda/4$ -Schalten	7
1.4	Prinzipielle Darstellung einer Verstärkeranordnung.	7
1.5	Schema des regenerativen Verstärkers	8
1.6	Interferenzautokorrelationsfunktion eines Femtosekunden-Laserpulses [11].	11
2.1	Vergleich der Ausgangsleistungen von Nd:YVO ₄ und Nd:YAG in Abhängig- keit der Pumpwellenlänge [7].	13
2.2	Absorptionsspektrum vom Nd:YVO ₄ [18]	14
2.3	Emissionsspektrum des Nd:YVO ₄ -Kristalls [18]	14
2.4	Energienivauschema des Nd:YVO ₄ -Kristalls [17].	15
2.5	Abhängigkeit der Diodenausgangsleistung vom Strom bei $\vartheta = 25.3^\circ\text{C}$. .	16
2.6	Spektrum der Diode bei $\vartheta = 25.3^\circ\text{C}$ und 18 W Ausgangsleistung.	16
2.7	Darstellung der RTP-Pockelszelle	18
2.8	Methode des „asynchronen samplings“	19
2.9	Schaltverhalten der BBO-Pockelszelle	20
2.10	Transmissionskurve des Wellenlängenkopplers [21].	21
2.11	Reflektionsvermögen eines TFP bei 1064 nm [21].	21
2.12	Schematische Darstellung der Ansteuerung des regenerativen Verstärkers.	22
2.13	Schema des Resonators in x-Richtung	26
2.14	Stabilität in x-Richtung	27
2.15	Schema des Resonators in y-Richtung	27
2.16	Stabilität in y-Richtung in Abh. der therm.Linse und des Abstandes der Zylinderlinse vom Kristall	28
2.17	Stabilität in y-Richtung	28
2.18	Darstellung des Lasersetups	29
2.19	Pumpintensität in x-Richtung	33

2.20	Pumpintensität in x-Richtung	34
2.21	Leerlaufinversion in x-Richtung	34
2.22	Leerlaufinversion in x-Richtung	35
2.23	Inversion des Kristalles mit Laser in x-Richtung	35
2.24	Inversion des Kristalles mit Laser in y-Richtung	36
2.25	Verstärkung des Kristalles mit Laser in x-Richtung	36
2.26	Verstärkung des Kristalles mit Laser in y-Richtung	37
3.1	Justagebild der Pockelszelle	41
3.2	Prinzipskizze zum Laseraufbau	41
3.3	Spektrum im cw-Betrieb.	42
3.4	Leistungskennlinie cw-Laser	43
3.5	Intensitätsverteilung des Lasers im cw-Betrieb ($P_{\text{out}} = 6 \text{ W}$)	43
3.6	Strahlradius in Abhängigkeit vom Ort.	45
3.7	Abhängigkeit der mittleren Laserleistung im Q-switch-Betrieb von der Repetitionsrate.	46
3.8	Q-switch-Pulsenergie in Abhängigkeit der Repetitionsrate.	47
3.9	Intensitätsverteilung der Q-switch-Laserpulse.	47
3.10	Verluste im Resonator und dazugehöriges Spektrum.	48
3.11	Leistungskennlinie des regenerativen Verstärkers	49
3.12	Pulsenergie in Abh. der Repetitionsrate des regenerativen Verstärkers .	50
3.13	Intensitätsverteilung der verstärkten Pulse.	51
3.14	Interferenzautokorrelationsfunktion der verstärkten Pulse.	51
3.15	Interferenz und Intensitätsautokorrelationsfunktion der verstärkten Pulse.	52
3.16	Spektrum der Seed und verstärkten Pulse.	53
3.17	Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Verstärkung.	53

Tabellenverzeichnis

1.1	Intensitäts-Autokorrelationsfunktionen $G_{nl}(\tau)$ für einige häufig auftretende Pulsformen [11].	11
2.1	Vergleich der wesentlichen Eigenschaften von Nd:YVO ₄ und Nd:YAG (Werte aus [18])	13
2.2	Vergleich der wichtigsten elektrooptischen Eigenschaften von BBO, RTP und KDP (Werte aus [20])	17

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei den Personen bedanken, die zur Entstehung der Diplomarbeit in besonderem Maße beigetragen haben.

Herrn Dr. Joachim Hein danke für die Möglichkeit meine Diplomarbeit am IOQ der FSU Jena anzufertigen. Des Weiteren möchte ich mich für die sehr gute Betreuung und die vielen lehrreichen Gespräche bedanken.

Herrn Prof. Harald Bergner danke ich für die kompetente Betreuung seitens der Fachhochschule und das Interesse am Thema.

Herrn Dipl. Ing. Mathias Siebold danke ich für die Hilfe bei der Einarbeitung in das Thema, sowie die unzähligen Diskussionen. Sein Fachwissen und seine Hilfsbereitschaft waren jederzeit eine große Hilfe bei der schnellen Lösung von Problemen.

Der gesamten *Petawatt*-Arbeitsgruppe danke ich für das gute Arbeitsklima und den Freiraum den ich bei der Arbeit erfahren durfte. Bei Problemen fand sich immer ein Ansprechpartner, hierfür möchte ich mich ebenfalls ganz besonders bedanken.

Von ganzem Herzen möchte ich meiner Familie für die Ermutigung zum Studium, sowie die jahrelange Unterstützung danken. Ihnen habe ich dieses Studium großteils zu verdanken.