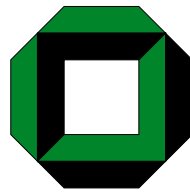


# Universität Karlsruhe (TH)

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik (IHQ)

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (MPI)



Diplomarbeit

## **Aktive Stabilisierung diodengepumpter Femtosekunden-Oszillatoren**

VON

Stefan Gorenflo

8. September 2003 – 7. März 2004

Betreuer: Dipl.-Ing. Alexander Killi  
PD. Dr. Uwe Morgner



## **Erklärung**

Ich versichere hiermit wahrheitsgemäß, diese Diplomarbeit, bis auf die dem Aufgabensteller bereits bekannten Hilfen, selbständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben, sowie alles kenntlich gemacht zu haben, was aus anderen Arbeiten unverändert oder mit Abänderung entnommen wurde.

Karlsruhe, den 7. März 2004



## Dankesworte

Diese Diplomarbeit entstand in Kooperation mit der Firma 'High Q Lasers Production GmbH, Austria' am Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik (IHQ) an der Universität Karlsruhe in der Abteilung Femtosekunden Laserphysik. Mein besonderer Dank gilt an dieser Stelle

- Uwe Morgner, der mein Interesse an der Laserphysik geweckt hat und als Betreuer dieser Arbeit immer ein offenes Ohr hatte.
- Alexander Killi, meinem direkten Ansprechpartner, der an den kritischen Stellen immer die richtigen Ideen hatte.
- Der gesamten Femtolab-Gruppe für die gute Zusammenarbeit und die nette und produktive Arbeitsatmosphäre.
- Den Verantwortlichen von High Q Lasers, allen voran Jörg Bitschnau, für die unkomplizierte Zusammenarbeit.
- Herrn Voth aus der Elektronik-Werkstatt.
- Meiner Oma Lina, Mutter Bärbel und Freundin Birgit für die materielle und moralische Unterstützung während des ganzen Studiums.
- Der Deutschen Bundesbahn, die mich stets sicher und pünktlich zwischen Karlsruhe und Heidelberg begleitet hat.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Ratengleichungen . . . . .	3
2.2	Ytterbium als Lasermaterial . . . . .	4
2.2.1	Besonderheiten von Ytterbium . . . . .	4
2.2.2	Quasi-Drei-Niveau-System . . . . .	6
2.2.3	Vergleich von Yb mit anderen Lasermaterialien . . . . .	7
2.3	Erzeugung ultrakurzer Laserpulse . . . . .	7
2.3.1	Prinzip der Modenkopplung . . . . .	7
2.3.2	Sättigbarer Absorber als Verlustmodulator . . . . .	8
2.3.3	Pulspropagation . . . . .	9
2.3.4	Mastergleichung . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Stabilitätsanalyse</b>	<b>13</b>
3.1	Bewegungsgleichungen . . . . .	13
3.2	Numerische Simulation . . . . .	15
3.3	Linearisiertes Modell . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Laseraufbau</b>	<b>19</b>
4.1	Pumpkonzept . . . . .	19
4.2	Resonatorkonzept . . . . .	20
4.3	Sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel . . . . .	21
4.4	Der solitäre Laser . . . . .	23
<b>5</b>	<b>Regelungstechnisches Modell</b>	<b>27</b>
5.1	Übertragungsfunktion . . . . .	27
5.1.1	Grundlegendes Stabilitätskriterium . . . . .	28
5.2	Reglerwahl, Standardregelkreis . . . . .	30
5.3	Wurzelortungsverfahren . . . . .	31
5.4	Nyquistverfahren . . . . .	34

## Inhaltsverzeichnis

---

5.5	Simulation des Reglerentwurfs . . . . .	37
<b>6</b>	<b>Schaltungsentwurf, Messungen</b>	<b>39</b>
6.1	Blockschaltbild . . . . .	39
6.2	Modulatorkonzepte . . . . .	40
6.2.1	Paralleler Strommodulator . . . . .	40
6.2.2	Serieller Strommodulator . . . . .	41
6.3	Reglerschaltung . . . . .	42
6.3.1	Erfassung der Laserleistung . . . . .	42
6.3.2	Analoge Realisierung . . . . .	45
6.3.3	Verhalten des offenen Kreises . . . . .	48
6.4	Messungen . . . . .	51
6.4.1	Laser ohne Regelung . . . . .	51
6.4.2	Laser mit Regelung . . . . .	52
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>59</b>
<b>A</b>	<b>Ergänzungen</b>	<b>61</b>
A.1	Selbstphasenmodulation . . . . .	61
A.2	Optische Solitonen . . . . .	62
A.3	Zeitdauerbandbreite-Produkt (ZBP) . . . . .	63
A.4	Laserparameter der Simulationen . . . . .	64
<b>B</b>	<b>Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Symbole</b>	<b>65</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Die vier Betriebsarten eines Laseroszillators . . . . .	2
2.1	Energieschema eines Vier-Niveau-Systems . . . . .	4
2.2	Emissions- und Absorptionsspektrum von einem QX Phosphatglas, dotiert mit 15% $Yb_2O_3$ [Hön99]. . . . .	5
2.3	Energieschema des Quasi-Drei-Niveau-Systems . . . . .	6
2.4	Prinzip der Modenkopplung. Es wird die Superposition von 20 Sinusschwingungen abgebildet. Es bildet sich eine pulsförmige Einhüllende heraus. . . . .	8
2.5	Prinzip des sättigbaren Absorbers. Erst ab der Sättigungsintensität wird der Absorber transparent. SA: sättigbarer Absorber; T: Transmission; I: Intensität. . . . .	9
2.6	Pulsausbreitung bei positiver Dispersion. Hohe Frequenzen liegen am Pulsrücken, niedrige Frequenzen an der Pulsfront. Der Puls erfährt einen Chirp. . . . .	11
2.7	Zur Definition der verschiedenen Zeitskalen. Die lokale Zeit $t$ beschreibt ein mitbewegtes Koordinatensystem. $T_R$ : Resonatorumlaufzeit; T: Globale Zeit. . . . .	11
3.1	Der Laser kehrt nach einem leichten Überspringen wieder in den stationären Wert zurück. Kleinsignalgewinn $g_0 = 0.12$ . . .	15
3.2	Der stationärer Zustand wird nach einigen Relaxationsoszillationen wieder erreicht. Der Vorgang dauert bereits länger. Kleinsignalgewinn $g_0 = 0.085$ . . . . .	15
3.3	Der Laser reagiert auf Störungen mit gütegeschalteten Pulsen. Kleinsignalgewinn $g_0 = 0.06$ . . . . .	16
4.1	Dimensionierung der Laserkavität mit WinLase. Strahlradius im Resonator. Horizontale Achse in mm. Vertikale Achse in $\mu\text{m}$ . 20	

## Abbildungsverzeichnis

---

4.2	Laseraufbau mit Pumpoptik. ROC: Radius des Hohlspiegels, GTI: Gires-Tournois-Interferometer; OC: Auskoppler; SESAM: Sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel, 2 Glasplättchen zur Dispersionsfeinabstimmung. $l_1 = 100$ ; $l_2 = 200$ ; $l_3 = 500$ ; $l_4 = 106$ ; $l_5 = 88$ $l_6 = 730$ ; $l_7 : 120$ . Alle Maßangaben in mm. . . . .	21
4.3	Laseraufbau mit Pumpoptik. Bezeichnungen wie in Abb. 4.2. . . . .	22
4.4	Prinzip des sättigbaren Halbleiterabsorberspiegels. Einfallendes Licht wird im Quantentopf (QW) absorbiert. VB: Valenzband; LB: Leitungsband. . . . .	22
4.5	Pulsformung beim langsamen Absorber. Links: Schnelle Gewinnodynamik. Puls entsteht durch Nettogewinnfenster. Rechts: Solitonregime. Pulsformung durch Wechselspiel von SPM und GDD [Kär95]. . . . .	23
4.6	Messung des optischen Spektrums am Laser. $\Delta\lambda = 12$ nm. . . . .	25
5.1	Pole der Übertragungsfunktion bei variablem Kleinsignalgewinn $g_0$ von 0,02..0,1. Der Schnitt mit der imaginären Achse liegt bei $g_0 = 0.07$ . . . . .	29
5.2	Standardregelkreis mit Führungsgröße $w$ , Regelabweichung $e$ , Regelgröße $x$ . $G_R(s)$ : Regler; $G(s)$ : Regelstrecke; $F_0$ : Übertragungsstrecke des offenen Kreises. . . . .	30
5.3	Wurzelortskurve eines zunächst stabilen Regelkreises mit 3 Polstellen. Erhöhung von $K$ führt zu einem instabilen System. . . . .	31
5.4	Wurzelortskurve der Regelstrecke mit Regler. Kleinsignalgewinn $g_0$ : 0.04. Die WOK schneidet mit zunehmender Kreisverstärkung die imaginäre Achse. N: Nullstelle ( $K=0$ ), P:Pol ( $K=0$ ). . . . .	32
5.5	Stabilitätsplot Verstärkung/Reglerbandbreite bei $g_0 = 0.04$ . Ist die Bandbreite zu klein, so lässt sich auch mit großer Kreisverstärkung kein stabiles Verhalten erreichen. . . . .	33
5.6	Regelkreis mit Totzeit. Bezeichnungen wie in Abb. 5.2 . . . . .	34
5.7	Nyquistortskurven eines stabilen (links) und eines instabilen (rechts) Regelkreises. . . . .	35
5.8	Nyquistortskurve des Lasers mit Regler. Kleinsignalgewinn $g_0$ : 0.04; Regelbandbreite: 1.6 MHz; $K=4$ ; $T_t$ : 1 $\mu$ s. Die Nyquistortskurve des offenen Kreises umkreist den kritischen Punkt -1 zweimal im Gegenuhrzeigersinn. Der geschlossenen Regelkreis ist stabil. . . . .	36
5.9	Stabilitätsplot Verstärkung/Totzeit bei $g_0 = 0.06$ ; Reglerbandbreite 40 kHz. . . . .	37

## Abbildungsverzeichnis

---

5.10	Impulsantwort des offenen Regelkreises mit $g_0 : 0.06$ , $K = 4$ , $T_N = 4 \mu s$ . . . . .	38
5.11	Impulsantwort des geschlossenen Regelkreises mit $g_0 : 0.06$ , $K = 4$ , $T_N = 4 \mu s$ . . . . .	38
6.1	Blockschaltbild des Regelkreises mit Führungsgröße $U_S$ , Regelabweichung $U_e$ , Regelgröße $U_{ist}$ . $G_R(s)$ : Regler; Mod: Strommodulator; $G(s)$ : Regelstrecke; PD: Photodetektor. . . . .	39
6.2	Prinzipschaltbild des parallelen Modulators. . . . .	40
6.3	Übertragungsfunktion und Phasenverlauf des parallelen Modulators. . . . .	41
6.4	Prinzipschaltbild des seriellen Modulators. . . . .	42
6.5	Übertragungsfunktion und Phasenverlauf des seriellen Modulators. . . . .	42
6.6	Transimpedanzverstärker mit Offsetstrom- und Frequenzkompensation. . . . .	43
6.7	Rauschspektrum nach dem Transimpedanzverstärker ohne Beleuchtung. . . . .	45
6.8	Reaktion des offenen Regelkreises auf gütegeschaltete Laserpulse. . . . .	48
6.9	Realisierung des Regelkreises mit Operationsverstärkern. . . . .	50
6.10	Optisches Spektrum des Lasers ohne Regler bei einer Ausgangsleistung von 125 mW. $\Delta\lambda = 6.7$ nm. . . . .	51
6.11	Einschaltvorgang ohne Regler. Es entstehen hohe Spitzenleistungen bis der ML-Betrieb schließlich einrastet. . . . .	52
6.12	Optisches Spektrum des Lasers mit Regelung bei einer Ausgangsleistung von 60 mW. $\Delta\lambda = 3.2$ nm. . . . .	53
6.13	Einschaltvorgang mit Regler. Es entsteht eine Relaxationsüberhöhung, der Laser geht aber nach 100 $\mu s$ ohne Intensitätsspitzen in den stabilen Betrieb über. . . . .	53
6.14	RF-Spektrum des Lasers mit Regler bei der 1. Harmonischen der Repetitionsrate und 60 mW Ausgangsleistung. . . . .	54
6.15	RF-Spektrum des Lasers ohne Regler bei 60 mW Ausgangsleistung. . . . .	55
6.16	Übertragungsfunktion Pumpstrom-Laserleistung. . . . .	57
6.17	Übertragungsfunktion Laserleistung-Photodetektor. . . . .	57
6.18	Vollständige Charakterisierung des Regelkreises. Bezeichnungen wie in Abb. 6.1. . . . .	58
A.1	Zeitdauerbandbreite-Produkt bei zentraler Wellenlänge $\lambda_c=1040$ nm. . . . .	63



# Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht und Vergleich einiger Laserparameter von Yb- und Nd-dotierten Materialien [Hön99],[Dru02]. . . . .	7
4.1	Messung von $M^2$ für unterschiedliche Brennweiten der Pumpoptik. $f_k$ : Brennweite Kollimierlinse, $f_f$ : Brennweite Fokussierlinse. . . . .	20
6.1	Messung der Rauschamplituden des Reglersignals für verschiedene Schaltungskonfigurationen. . . . .	49
6.2	Übersicht der Messergebnisse mit und ohne Regler. . . . .	56
A.1	Übersicht über die Laserparameter bei der Simulation des Lasers und der Regelung. . . . .	64



# Kapitel 1

## Einführung

Seit der Erfindung des Lasers im Jahre 1960 sind mittlerweile rund 40 Jahre vergangen. Der Laser hat sich inzwischen in vielen Bereichen des Alltags und den verschiedensten Berufsfeldern etabliert. Obwohl die Idee der Laserpulserzeugung beinahe so alt wie der Laser selbst ist, hat sich in diesem Bereich gerade in den letzten zehn Jahren eine rasante Entwicklung abgezeichnet. Laserpulse mit Pulsdauern in der Größenordnung von nur wenigen fs ( $1 \text{ fs} \equiv 10^{-15} \text{ s}$ ) werden nicht mehr nur in den Forschungslabors aus akademischem Interesse erzeugt, sondern sie finden zunehmend auch Verwendung in der Industrie und in anderen Forschungsgebieten. Exemplarisch wären Anwendungen in der Messtechnik, Medizintechnik und der Materialbearbeitung zu nennen. Ein Meilenstein im Hinblick zur kommerziellen Nutzung der fs-Technologie war das Konzept des diodengepumpten Festkörperlasers, da somit der Preis und die Komplexität eines solchen Systems entscheidend verringert wurde. Es wurden bereits Pulsdauern von nur 10 fs aus einem diodengepumpten Festkörperlaser demonstriert [Wag03].

Ein Problem bei diesen Lasern ist die Stabilität der Pulsform. Abb. 1.1 zeigt die vier grundsätzlichen Betriebsarten eines Lasers. Beim kontinuierlichen Betrieb wird eine konstante Ausgangsleistung emittiert. Für den Fall der kontinuierlichen Güteschaltung (Q-Switching) werden Pulse von der Dauer einiger Resonatorumläufe emittiert. Die kürzesten Pulse mit Pulsdauern deutlich kürzer als der Resonatorumlaufzeit und konstanter Energie entstehen bei der kontinuierlichen Modenkopplung (cw-Mode-Locking). Bei der gütegeschalteten Modenkopplung (QSML=Q-Switched-Mode-Locking) sind die modengekoppelten Pulse unter der Einhüllenden eines gütegeschalteten Riesenpulses. In dieser Betriebsart sind die größten Spitzenleistungen möglich, allerdings schwankt die Energie der einzelnen Pulse stark.

In dieser Diplomarbeit wurde ein diodengepumpter Yb:Glas Laser aufgebaut. Ytterbium hat eine sehr lange Fluoreszenzlebensdauer und neigt daher

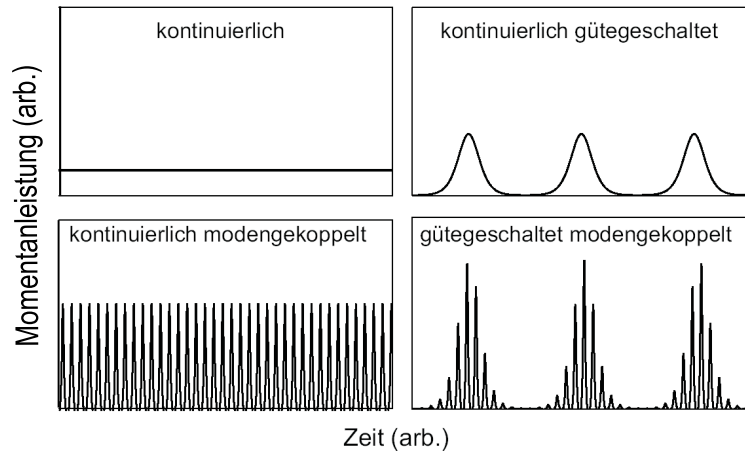


Abbildung 1.1: Die vier Betriebsarten eines Laseroszillators

zu Instabilität. Damit versteht man in diesem Zusammenhang, dass die kontinuierliche Modenkopplung in den QSML-Betrieb übergeht. Dabei können Bauteile des Lasers beschädigt werden. In dieser Arbeit wurde eine Regelung entworfen, die dies verhindern soll (active feedback). Hierbei wird ein ähnlicher Ansatz verfolgt wie es in [Sch01] für einen ps-Laser bereits durchgeführt wurde. Ziel soll sein, den Laser bei geringeren Pumpströmen stabil zu betreiben. Dies führt dazu, dass die Lebensdauer des sättigbaren Absorberspiegels (SESAM=Semiconductor Saturable Absorber Mirror) entscheidend erhöht wird.

In Kapitel 2 wird zunächst auf einige Grundlagen der Laserpulserzeugung eingegangen. Durch Ytterbium als aktives Material ergeben sich dabei einige Besonderheiten, die beachtet werden müssen. In Kapitel 3 folgt eine ausführliche Stabilitätsanalyse, die Einblicke in die Dynamik des Systems und die dafür verantwortlichen Laserparameter liefert. Der Laseraufbau mit Erläuterungen zu den wesentlichen Komponenten (SESAM, GTI=Gires Tournois Interferometer) wird dann in Kapitel 4 besprochen. In Kapitel 5 wird ein Regelungstechnisches Modell entworfen. Dazu werden die klassischen Verfahren der Regelungstechnik (Niquist-, Wurzelortungsverfahren) verwendet. In Kapitel 6 wird die analoge Realisierung des Reglers beschrieben. Messungen belegen schließlich, dass der Laser geregelt und deutlich stabiler betrieben werden kann. Im Anhang sind einige Ergänzungen zu finden, die an den markierten Stellen zum besseren Verständnis beitragen sollen.



# Kapitel 2

## Grundlagen

In diesem Kapitel werden einige wichtige Grundlagen zum Verständnis des Lasers und der Laserpulserzeugung besprochen. Für einen tieferen Einblick sei beispielsweise auf [Sve98] und [Mor03] verwiesen. Die Problematik, die sich durch die Verwendung von Ytterbium als Lasermaterial ergibt, wird in diesem Kapitel ebenso behandelt.

### 2.1 Ratengleichungen

Um den Laser quantitativ beschreiben zu können, muss die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie untersucht werden. Dies geschieht mittels einer halbklassischen Betrachtungsweise. Hierbei wird das elektromagnetische Feld klassisch beschrieben und die Materie quantenmechanisch. Dies führt zu den Blochgleichungen [Mor03] eines Zwei-Niveau-Modells, welche die Wechselwirkung von Inversion und Dipolmoment beschreiben. Aus den Blochgleichungen lassen sich die Ratengleichungen für ein Vier-Niveau-System berechnen. Abb. 2.1 zeigt das Energieschema eines solchen Systems. Ladungsträger werden vom Grundzustand mit der Pumprate  $R_P$  ins Pumpniveau 3 befördert. Diese relaxieren anschließend innerhalb der Zeit  $\tau_{32}$  ins obere Laserniveau 2. Der lichtemittierende Übergang findet dann zwischen den Energieniveaus 2 und 1 statt. Die Frequenz des Lichtquants  $\nu$  ergibt sich aus der fundamentalen Beziehung

$$\Delta E_{21} = h\nu \quad , \quad (2.1)$$

mit der Energiedifferenz  $\Delta E_{21}$  zwischen Niveau 1 und 2. Die Relaxation der Ladungen vom unteren Laserniveau 1 in den Grundzustand 0 erfolgt mit der Zeitkonstanten  $\tau_{10}$ . Wird nun vorausgesetzt, dass die Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau_L$  deutlich größer ist als die Relaxationszeiten  $\tau_{32}$  und  $\tau_{10}$ , was für die meisten Festkörper zutrifft, ist die Anzahl der Ladungsträger

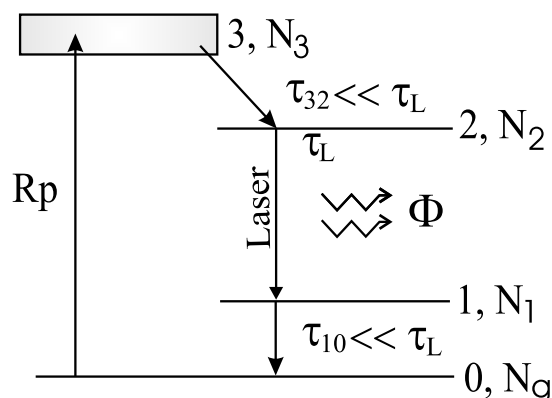


Abbildung 2.1: Energieschema eines Vier-Niveau-Systems

in Niveau 3 und 1 vernachlässigbar, d.h.  $N_3 = N_1 = 0$ . Die Ratengleichung lauten damit

$$\frac{d}{dt}N_2 = R_P - B\Phi N_2 - \frac{N_2}{\tau_L} \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dt}\Phi = V_a B(\Phi + 1)N_2 - \frac{\Phi}{\tau_p} \quad (2.3)$$

mit

$$B = \frac{\sigma c}{V}$$

$N_2$  ist die Anzahl der Ladungsträger im oberen Laserniveau,  $\phi$  die Photonenanzahl im Resonator,  $B$  die stimulierte Übergangsrate pro Photon und Mode.  $\sigma$  ist der Wirkungsquerschnitt,  $R_P$  die Pumprate,  $V_a$  die Modenanzahl im aktiven Medium,  $\tau_p$  die Photonenlebensdauer, die hauptsächlich durch den Auskoppelspiegel bestimmt wird. Gl. (2.2) und Gl. (2.3) sind ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem, welches das Zusammenspiel zwischen Ladungsträgern und Photonen beschreibt. Das obere Laserniveau wird durch Pumpen gefüllt und durch stimulierte und spontane Emission entleert (Gl. (2.2)). Photonen entstehen nach Gl. (2.3) durch stimulierte und spontane (feldunabhängige Anteil) Emission und werden durch Auskopplung vernichtet.

## 2.2 Ytterbium als Lasermaterial

### 2.2.1 Besonderheiten von Ytterbium

Ytterbium gehört zur Gruppe der Seltenen Erden. Es hat einige Eigenschaften, die es für die Verwendung für die ultrakurze Laserpulsenerzeugung sehr

## 2.2 Ytterbium als Lasermaterial

---

interessant macht.

Ytterbium-Laser haben eine große Lasereffizienz. Dies resultiert aus einem kleinen Quantendefekt

$$\frac{(h\nu_p - h\nu)}{h\nu_p} \quad (2.4)$$

Dieser liegt im Bereich von kleiner 10% und ist somit etwa dreimal kleiner als der eines Nd-Lasers. Es wird also der überwiegende Anteil der Pumpenergie in Laserenergie umgewandelt. Die thermische Erwärmung bleibt gering.

Alle Festkörperlaser zeichnen sich durch eine hohe Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_L$  aus. Dies trifft für Ytterbium in ganz besonderer Weise zu. Die Lebensdauern kommen hier in die Größenordnung von ms. Erhöhung der Dotierungsichte hat keinen nennenswerten Einfluss auf  $\tau_L$ , was hochdotierte und dafür kurze Kristalle ermöglicht. Eine hohe Fluoreszenzlebensdauer ist bei einem regenerativen optischen Verstärker von besonderem Interesse. Die Stabilitätsanalyse in Kapitel 3 wird jedoch zeigen, dass ein Laser mit großem  $\tau_L$  stark zu Instabilitäten neigen wird.

Eine Voraussetzung für kurze Pulse ist ein breites Emissionsspektrum (Fourier-Theorem). Ytterbium hat verglichen mit anderen Festkörpermaterialien ein sehr breites Emissionsspektrum. Abb. 2.2 zeigt das Emissions- und Absorptionsspektrum von Yb:Glas.

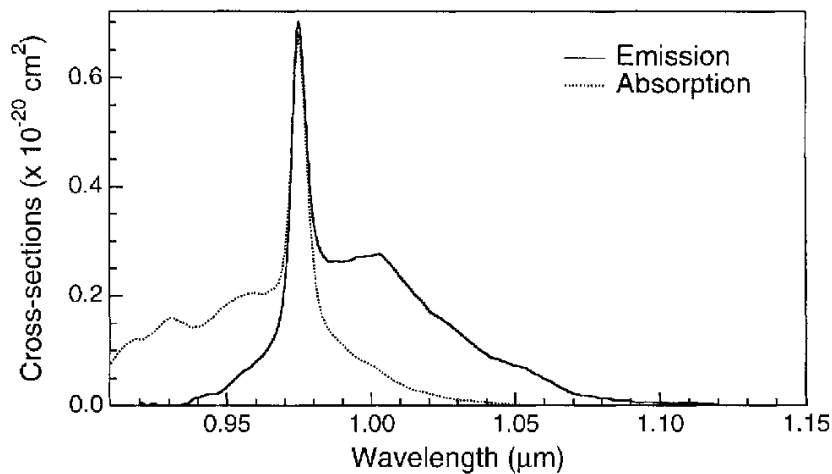


Abbildung 2.2: Emissions- und Absorptionsspektrum von einem QX Phosphatglas, dotiert mit 15%  $Yb_2O_3$  [Hön99].

Abb. 2.2 verdeutlicht aber auch, dass das Absorptionsmaximum nahezu mit dem Emissionsmaximum zusammenfällt. Dies bedeutet, dass ein Photon, das

durch stimulierte Emission entstanden ist quasi instantan wieder reabsorbiert werden kann. Um dies zu vermeiden, muss das Material über die gesamte Ausdehnung gut gesättigt werden. Dies wird später hohe Anforderungen an die Pumpoptik stellen. Der Grund für dieses Verhalten liegt am besonderen Energiebandschema von Ytterbium.

## 2.2.2 Quasi-Drei-Niveau-System

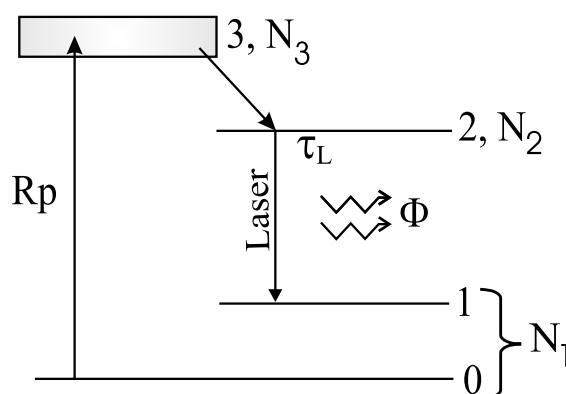


Abbildung 2.3: Energieschema des Quasi-Drei-Niveau-Systems

Beim Quasi-Drei-Niveau-System ist das Grundniveau 0 mit dem unteren Laserniveau 1 über Phononenschwingungen gekoppelt. Dasselbe gilt für das Pumpniveau 3 und das obere Laserniveau 2. Es wird sich nach Boltzmann ein thermisches Gleichgewicht in der Besetzung der einzelnen Energieniveaus einstellen. Das prinzipielle Thermchema ist in Abb. 2.3 dargestellt. Die vereinfachten Annahmen  $N_3 = N_1 = 0$ , wie sie im Abschnitt 2.1 gemacht wurden, treffen nun nicht mehr zu. Dies spiegelt sich dann in den Ratengleichungen für das Quasi-Drei-Niveau-System wie folgt wieder:

$$\frac{d}{dt}N_2 = R_P - \Phi(B_e N_2 - B_a N_1) - \frac{N_2}{\tau_L} \quad (2.5)$$

$$\frac{d}{dt}\Phi = V_a \Phi(B_e N_2 - B_a N_1)N_2 - \frac{\Phi}{\tau_p} \quad (2.6)$$

mit

$$B_e = \frac{\sigma_e c}{V} ; \quad B_a = \frac{\sigma_a c}{V}$$

Die Reabsorptionsterme sind in den Ratengleichungen deutlich zu sehen. Da breitbandige Materialien einen kleinen Emissionswirkungsquerschnitt  $\sigma_e$  haben, macht sich die Reabsorption in der Bilanz stark bemerkbar.

### 2.2.3 Vergleich von Yb mit anderen Lasermaterialien

Parameter	Yb:YAG	Yb:Glass	Nd:YAG
Laserwellenlänge $\lambda_c$ [nm]	1050	1045	1064
Emissionsbandbreite $\Delta\lambda$ [nm]	5.6	62	0.6
$\sigma_e^{(L)}$ [ $10^{-20}\text{cm}^2$ ]	0.31	0.05	33
$\sigma_a^{(L)}$ [ $10^{-20}\text{cm}^2$ ]	0.01	0.001	0
Fluoreszenzlebensdauer $\tau_L$ [ms]	0.95	1.3	0.23
Pumpwellenlänge $\lambda_p$ [nm]	940	970	809
$\sigma_e^{(P)}$ [ $10^{-20}\text{cm}^2$ ]	0.07	0.07	–
$\sigma_a^{(P)}$ [ $10^{-20}\text{cm}^2$ ]	0.75	0.25	8.6
Thermische Leitfähigkeit [W/m/K]	11	0.8	11.4
Brechungsindex n	1.82	1.56	1.82

(L) bei Laserwellenlänge (P) bei Pumpwellenlänge

Tabelle 2.1: Übersicht und Vergleich einiger Laserparameter von Yb- und Nd-dotierten Materialien [Hön99],[Dru02].

In Tabelle 2.1 sind einige wichtigen Kenngrößen eines Lasers aufgelistet. Die im letzten Abschnitt besprochenen Zusammenhänge finden sich darin wieder. Das später verwendete Yb:Glas hat mit 1.3 ms die längste Fluoreszenzlebensdauer aller betrachteten Materialien.

## 2.3 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse

In diesem Abschnitt werden die Vorgänge zur Erzeugung von fs-Laserpulsen behandelt. Grundlage hierzu ist das Konzept der Modenkopplung, auf das zunächst näher eingegangen werden soll.

### 2.3.1 Prinzip der Modenkopplung

In einem Resonator der Länge  $l$  gibt es viele ausbreitungsfähige Schwingungen, die als Moden bezeichnet werden. Innerhalb des Resonators muss ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge Platz haben. Dies führt beim Festkörperlaser auf einige Millionen longitudinale Moden mit einem Frequenzabstand von

$$\Delta f = \frac{c}{2l} \quad . \quad (2.7)$$

Werden diese longitudinalen Moden nun phasensynchron gekoppelt, dann führt diese Superposition zu einer Pulsformung. Dieses Prinzip wird durch Abb. 2.4

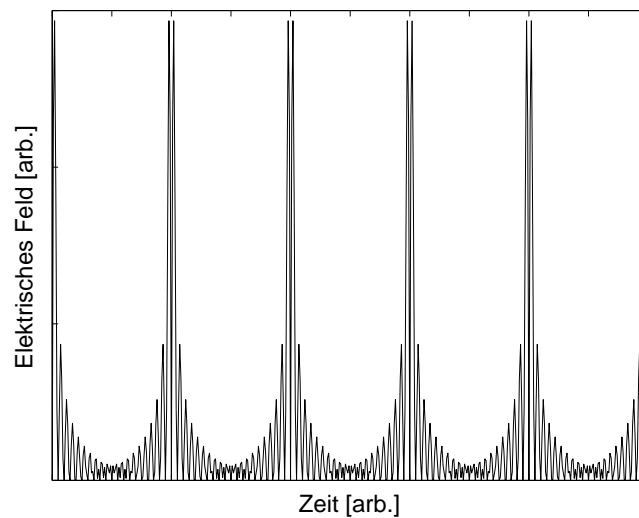


Abbildung 2.4: Prinzip der Modenkopplung. Es wird die Superposition von 20 Sinusschwingungen abgebildet. Es bildet sich eine pulsformige Einhüllende heraus.

verdeutlicht. Hier werden 20 Sinusschwingungen phasenrichtig addiert. Für die Dauer der Pulseinhüllenden findet man

$$\tau = \frac{1}{N\Delta f} \quad . \quad (2.8)$$

Je breitbandiger das Material, desto größer ist die Anzahl  $N$  der longitudinalen Moden und umso kürzer werden die Pulse. Es bleibt nun nur noch die Frage, wie die Moden phasensynchron gekoppelt werden. Dies geschieht durch die Modulation der Resonatorverluste.

### 2.3.2 Sättigbarer Absorber als Verlustmodulator

Bei der aktiven Modenkopplung werden durch einen Modulator (z.B. Pockelszelle) die Verluste mit  $\Delta f$  variiert. Im Falle der passiven Modenkopplung moduliert der Puls seine Verluste selbst. Dadurch sind prinzipiell kürzere Pulsdauern möglich. Als Verlustmodulator wird ein sättigbarer Absorber verwendet, dessen Verluste mit zunehmender Pulsintensität kleiner werden. Je kürzer der Puls ist, desto größer wird diese Intensität. Damit werden also kurze Pulse energetisch bevorzugt und der Laser wird in den Pulsbetrieb übergehen. Als solche sättigbare Absorber kommen Farbstoffe aber auch Halbleitermaterialien in Frage. Die prinzipielle Funktionsweise eines sättigbaren Absorbers wird in Abb. 2.5 schematisch gezeigt.

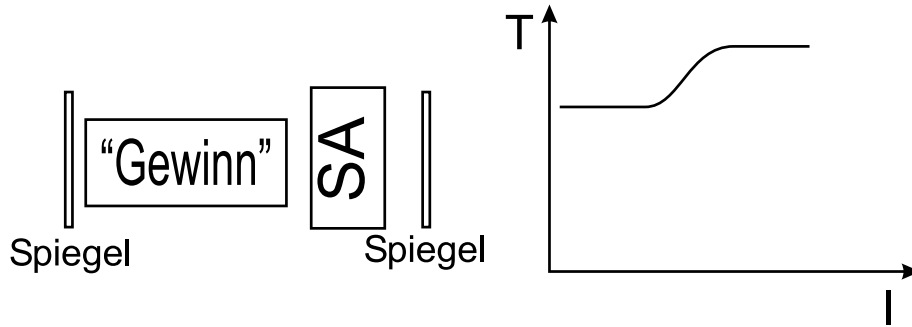


Abbildung 2.5: Prinzip des sättigbaren Absorbers. Erst ab der Sättigungsintensität wird der Absorber transparent. SA: sättigbarer Absorber; T: Transmission; I: Intensität.

### 2.3.3 Pulspropagation

Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert entsteht der Lichtpuls durch die Überlagerung ebener Wellen mit unterschiedlichen Frequenzen und gleicher Phase. Für einen Puls am festen Ort  $z=0$  gilt somit

$$E(t, z = 0) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{E}(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad . \quad (2.9)$$

Der Normierungsfaktor  $2\pi$  wurde gewählt, da Gl. (2.9) dann gerade der Definition der Fouriertransformation entspricht.  $\tilde{E}(\omega)$  ist die Amplitude der ebenen Welle mit der Frequenz  $\omega$  und bestimmt das Spektrum des Lichtpulses. Zur weiteren Beschreibung der Pulsausbreitung ist es nützlich Gl. (2.9) in Pulseinhüllende  $A(t)$  und Träger-oszillation zu trennen.

$$E(t, z = 0) = A(t) e^{j\omega_0 t} \quad \text{mit} \quad A(t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{A}(\Delta\omega) e^{j\Delta\omega t} d\Delta\omega \quad . \quad (2.10)$$

$\Delta\omega$  ist die spektrale Pulsbandbreite. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle ist durch die Dispersionsrelation

$$k(\omega) = \frac{\omega n(\omega)}{c} \quad (2.11)$$

festgelegt.  $k$  wird auch Wellenzahl oder Propagationskonstante genannt. Die Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex wird als Dispersion bezeichnet und kann durch die Sellmeier-Gleichungen [Mor03] bestimmt werden. Gl. (2.11) macht bereits deutlich, dass die unterschiedlichen spektralen Komponenten des Wellenpakets unterschiedlich schnell sind. Somit wird man intuitiv ein Verbreitern des Pulses längs der Propagationsstrecke erwarten.

### Einfluss der Dispersion

Ist nun das Ausbreitungsverhalten des Wellenpakets entlang der Propagationsstrecke  $z$  von Interesse, so wird aus Gl. (2.9)

$$E(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{E}(\omega, 0) e^{j(\omega t - \overbrace{(\phi_0 + k(\omega)z)}^{\phi(\omega, z)})} d\omega \quad . \quad (2.12)$$

Eine Taylorentwicklung der Phase um die Zentralfrequenz führt zu

$$\phi(\omega, z) = \phi(\omega_0) + D_1 \Delta\omega + \sum_{\mu=2}^{\infty} D_{\mu} \frac{(\Delta\omega)^{\mu}}{\mu!} \quad . \quad (2.13)$$

Die Koeffizienten in Gl. (2.13) werden jetzt näher untersucht. Der Koeffizient vor der ersten Ableitung ist die Gruppenlaufzeitverzögerung (group delay).

$$D_1 = GD(\omega_0) = \left. \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} = \frac{z}{v_g} \quad (2.14)$$

Auf die Pulseinhüllende wirkt dieser Term als reine Laufzeitverzögerung.

$$A(t, z) = A\left(t - \frac{z}{v_g}, 0\right) \quad (2.15)$$

Für Dispersion sorgen erst die Terme ab der zweiten Ableitung von Gl. (2.13).

$$D_2 = GDD(\omega_0) = \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = \left. \frac{\partial D_1}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} \quad (2.16)$$

Gl. (2.16) beschreibt die Gruppenlaufzeitdispersion (group delay dispersion) und wird üblicherweise in  $\text{fs}^2$  angegeben. Mit  $t' = t - z/v_g$  folgt für die Einhüllende folgende Differentialgleichung:

$$\frac{\partial A(t', z)}{\partial z} = j \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A(t', z)}{\partial t'^2} \quad . \quad (2.17)$$

Diese Gleichung beschreibt das Zerfließen eines Wellenpakets <sup>1</sup>, wobei

$$k_2 = D_2/z$$

gilt. Dispersionsterme höherer Ordnung sollen hier nicht weiter von Bedeutung sein. Der Puls erfährt durch die Dispersion eine parabolische Phase, er wird also quadratisch gechirpt. Im Fall von positiver Dispersion, bei der langwelliges Licht schneller propagiert als kurzwelliges, kommen die hohen Frequenzen am Pulsrücken und die tieferen Frequenzen an der Pulsfront zu liegen (vgl. Abb. 2.6). Der Puls wird sich somit bei der Propagation längs  $z$  verbreitern.

---

<sup>1</sup>Gl.(2.17) entspricht der Schrödingergleichung eines freien Teilchens in der Quantenmechanik



## 2.3 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse

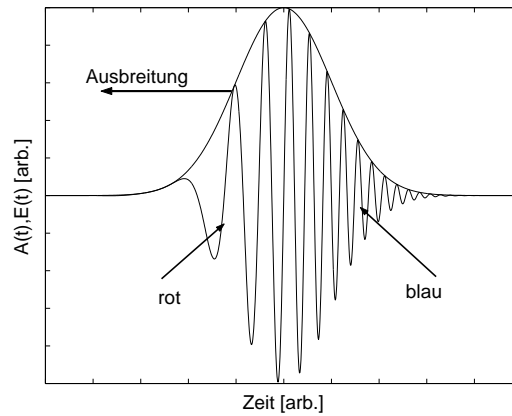


Abbildung 2.6: Pulsausbreitung bei positiver Dispersion. Hohe Frequenzen liegen am Pulsrücken, niedrige Frequenzen an der Pulsfront. Der Puls erfährt einen Chirp.

### 2.3.4 Mastergleichung

Im Abschnitt 2.1 wurden die Ratengleichungen für einen Laser abgeleitet. Diese ermöglichen einen ersten Einblick in die Dynamik. Um die volle Dynamik der Pulserzeugung zu erfassen, müssen jetzt Verlust, Gewinn, Dispersion und auch nichtlineare Effekte mitberücksichtigt werden.

Zunächst soll eine zweite Zeitskala  $T$  eingeführt werden, die sog. globale Zeit, die in der Größenordnung einiger Resonatorumläufe liegt. Die lokale Zeit  $t$  liegt im Bereich der Pulsdauer und realisiert ein lokales mitbewegtes Zeitfenster (siehe Abb. 2.7). Zum Gewinn gelangt man durch Umformung der Ratengleichungen auf etwas greifbarere Größen. Für den Umlaufgewinn  $g$

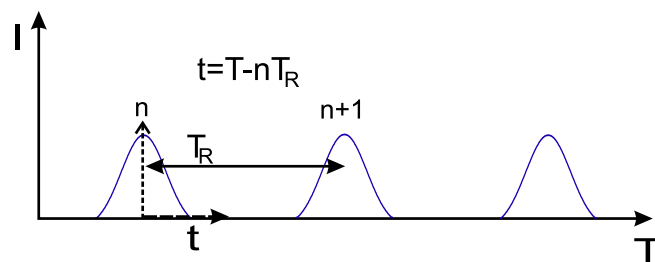


Abbildung 2.7: Zur Definition der verschiedenen Zeitskalen. Die lokale Zeit  $t$  beschreibt ein mitbewegtes Koordinatensystem.  $T_R$ : Resonatorumlaufzeit;  $T$ : Globale Zeit.

folgt aus Gl. (2.2) und Integration über einen Resonatorumlauf

$$\frac{\partial g(T)}{\partial T} = -\frac{g - g_0}{\tau_L} - g \frac{E_P(T)}{T_R E_{sat}} \quad , \quad (2.18)$$

mit der Sättigungsenergie  $E_{sat}$ , dem Kleinsignalgewinn  $g_0$  und der Pulsenergie

$$E_P = \int_{-T_R/2}^{T_R/2} |A(T, t)|^2 dt \quad . \quad (2.19)$$

Es wird davon ausgegangen, dass die Einhüllende  $A(T, t)$  in Gl. (2.19) so normiert wurde, dass  $|A(T, t)|^2$  einer Leistung entspricht.

Weiterhin werden jetzt die linearen Verluste mit  $l$  und die Verluste, die durch einen Absorber verursacht werden, mit  $q(T, t)$  bezeichnet. Zusätzlich wird noch die Gewinnbandbreite  $\Omega_g$  und die Resonatorfilterbandbreite  $\Omega_f$  berücksichtigt:

$$D_{g,f} = \frac{g}{\Omega_g^2} + \frac{1}{\Omega_f^2} \quad (2.20)$$

Gl. (2.20) beschreibt die Gewinn- und Filterdispersion. Alle Einflüsse zusammengefasst führen zur Mastergleichung der Modenkopplung, die die Dynamik der Einhüllenden des Laserpulses beschreibt [Hau75],[Sch00]:

$$\begin{aligned} T_R \frac{\partial A(T, t)}{\partial T} &= -jD_2 \frac{\partial^2 A(T, t)}{\partial t^2} + j\gamma |A(T, t)|^2 A(T, t) \\ &+ [g(T) - l + D_{g,f} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q(T, t)] A(T, t) \quad . \quad (2.21) \end{aligned}$$

In Gl. (2.21) sind mit dem zweiten Term auch noch nichtlineare Effekte durch Selbstphasenmodulation<sup>2</sup> berücksichtigt. Die Mastergleichung gilt für schwache Pulsformung pro Resonatorumlauf und beschreibt dann die Vorgänge der Modenkopplung für viele Lasertypen.

---

<sup>2</sup>siehe Anhang A.1

# Kapitel 3

## Stabilitätsanalyse

In diesem Kapitel werden die in Kapitel 1 bereits diskutierten Instabilitäten nun quantitativ untersucht. Dazu werden die notwendigen Differentialgleichungen hergeleitet und numerisch gelöst. Am linearisierten Modell wird dann eine Stabilitätsbedingung abgeleitet, die für den reinen kontinuierlich modengekoppelten Betrieb eingehalten werden muss.

### 3.1 Bewegungsgleichungen

Zur Untersuchung von Instabilitäten ist es ausreichend, die Wechselwirkung von Nettogewinn und Pulsenergie zu betrachten.

Für den Gewinn wurde bereits in Abschnitt 2.3.4 ausgehend von den Rantengleichungen die Differentialgleichung (2.18) abgeleitet. Die Verluste des sättigbaren Absorbers folgen

$$\frac{dq_A(T, t)}{\partial t} = -\frac{q_A - q_{A0}}{\tau_A} - \frac{|A(T, t)|^2}{E_A} q_A \quad . \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $E_A$  die Sättigungsenergie des Absorbers,  $q_{A0}$  die maximale sättigbare Absorption und  $\tau_A$  die Relaxationszeitkonstante. Die Dynamik der Pulsenergie ergibt sich aus Gl. (2.19) und Anwendung der Produktregel.

$$T_R \frac{\partial E_P}{\partial T} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \left( T_R \frac{\partial A}{\partial T} \right) A^* + A \left( T_R \frac{\partial A^*}{\partial T} \right) \right] dt \quad (3.2)$$

Dies führt nach längerer Rechnung zu

$$T_R \frac{\partial E_P}{\partial T} = G(g, E_P) E_P \quad . \quad (3.3)$$

$G(g, E_P)$  ist der Nettogewinn und berechnet sich durch

$$G(g, E_P) = 2(g - \tilde{q}) \quad , \quad (3.4)$$

mit den Gesamtverlusten

$$\tilde{q} = l + l_f(E_P) + q_A(E_P) \quad . \quad (3.5)$$

$l$  und  $l_f$  sind die linearen bzw. Filterverluste. Die Laserdynamik lässt sich also durch drei, über Pulsenergie, Gewinn und Verluste gekoppelte Differentialgleichungen beschreiben. Für den Fall des langsamen Absorbers können die Zusammenhänge noch etwas vereinfacht werden. Es werde angenommen, dass die Pulsdauer viel kürzer als die Relaxationszeit  $\tau_A$  des Absorbers sei, dieser aber vor dem Eintreffen des nächsten Pulses wieder vollständig relaxiert ist. Dann kann Gl. (3.1) unter Vernachlässigung des Relaxationsterms direkt durch Trennung der Veränderlichen gelöst werden.

$$q_A(t) = q_{A0} \exp \left[ -\frac{E_P}{E_A} \int_{-\infty}^{t'} |f(t')|^2 dt' \right] \quad (3.6)$$

$f(t)$  ist eine Funktion, die die Pulsform beschreibt. Für die weitere Rechnung wird ein sech-förmiger Puls angenommen. Die energieabhängigen Absorber- und Filterverluste berechnen sich nun nach

$$q_A(E_P) = \int_{-\infty}^{\infty} q_A(T, t) |f(t)|^2 dt \quad , \quad (3.7)$$

$$l_f(E_P) = D_{g,f} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\partial f(t)}{\partial t} \right|^2 dt \quad . \quad (3.8)$$

Mit Gl. (3.6) lässt sich nach [Sch01] einen expliziten Ausdruck für die Verluste eines langsamen sättigbaren Absorbers finden:

$$q_A(E_P) = q_{A0} \frac{1 - e^{-\frac{E_P}{E_A}}}{\frac{E_P}{E_A}} \quad . \quad (3.9)$$

Die vollständige Dynamik wird somit durch

$$T_R \frac{\partial E_P}{\partial T} = 2(g - \tilde{q}) E_P \quad , \quad (3.10)$$

$$T_R \frac{\partial g}{\partial T} = -\frac{g - g_0}{T_L} - g \frac{E_P}{E_{sat}} \quad , \quad (3.11)$$

mit der normierten Lebensdauer  $T_L = \tau_L/T_R$  beschrieben.

## 3.2 Numerische Simulation

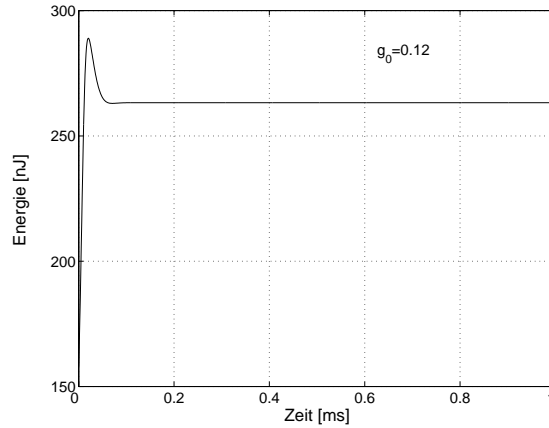


Abbildung 3.1: Der Laser kehrt nach einem leichten Überschwingen wieder in den stationären Wert zurück. Kleinsignalgewinn  $g_0 = 0.12$ .

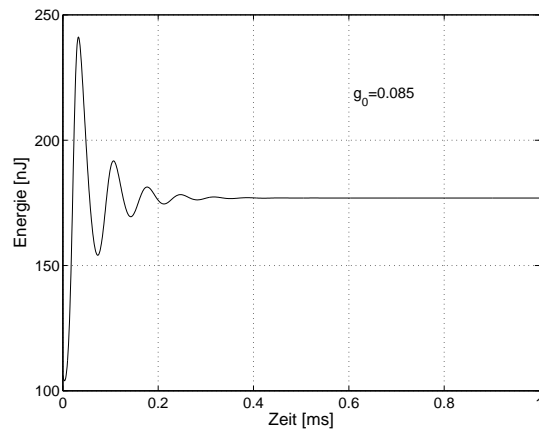


Abbildung 3.2: Der stationärer Zustand wird nach einigen Relaxationsoszillationen wieder erreicht. Der Vorgang dauert bereits länger. Kleinsignalgewinn  $g_0 = 0.085$ .

Um einen Einblick in die Dynamik des Lasers zu bekommen, werden die gekoppelten Gl. (3.10) und Gl. (3.11) mit der Mathematiksoftware Matlab numerisch gelöst. Die Laserparameter zur Simulation sind in Anhang A.4 aufgelistet. Zur Simulation wurde der lineare Verlust vorgegeben und daraus der stationäre Wert berechnet. Anschließend wurde der stationäre Zustand

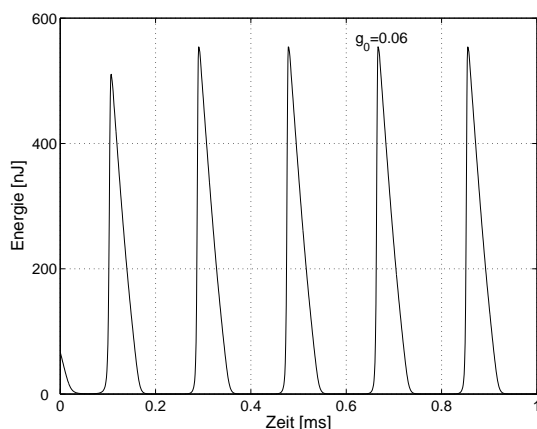


Abbildung 3.3: Der Laser reagiert auf Störungen mit gütegeschalteten Pulsen. Kleinsignalgewinn  $g_0 = 0.06$ .

gestört, indem die Pulsenergie um Faktor 0,6 verringert wurde. Die Reaktion des Systems ist in den Abbildungen 3.1 bis 3.3 abgebildet. Je nach Größe des eingestellten Kleinsignalgewinns  $g_0$  kann das System mit schwachen oder starken Relaxationsoszillationen oder nur noch mit gütegeschalteten Pulsen antworten. Für den letzteren Fall ist das System also instabil. Im Gegensatz zum realen Experiment wird in der Simulation auch für diesen Fall von einem sech-förmigen Puls ausgegangen.

### 3.3 Linearisiertes Modell

Um analytisch weiterrechnen zu können, wird das Differentialgleichungssystem Gl. (3.10), Gl. (3.11) um den stationären Punkt linearisiert, um anschließend eine Stabilitätsanalyse mittels linearer Störungsrechnung durchführen zu können.

$$\begin{aligned} E_P &= E_{Ps} + \Delta E_P, \\ g &= g_s + \Delta g, \end{aligned}$$

$$T_R \frac{\partial E_P}{\partial T} = f_1(g, E_P), \quad T_R \frac{\partial g}{\partial T} = f_2(g, E_P).$$

Es wird das totale Differential gebildet:

$$T_R \frac{\Delta E_P}{\partial T} = \frac{\partial f_1}{\partial g} \Delta g + \frac{\partial f_1}{\partial E_P} \Delta E_P \quad (3.12)$$

### 3.3 Linearisiertes Modell

---

Führt man für den Gewinn die gleichen Rechnungen analog durch, so führt dies nach etwas aufwendiger Umformungen auf ein lineares Gleichungssystem (LGS), welches sich auf folgende Form bringen lässt:

$$T_R \frac{d}{dT} \begin{pmatrix} \Delta E_P \\ \Delta g \end{pmatrix} = \mathbf{A} \begin{pmatrix} \Delta E_P \\ \Delta g \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

mit

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial G}{\partial E_P} E_P & \frac{\partial G}{\partial g} E_P \\ -g \frac{1}{E_{sat}} & -\frac{1}{T_L} - \frac{E_P}{E_{sat}} \end{pmatrix}.$$

$T_L = \tau_L / T_R$  ist die normierte Lebensdauer. Damit dieses System stabil ist, d.h. Störungen nicht anwachsen können, müssen die Eigenwerte der Matrix  $\mathbf{A}$  negativ sein. Diese Bedingung lässt sich dann erfüllen, wenn gilt:

- $\det(\mathbf{A}) < 0$
- $\text{spur}(\mathbf{A}) > 0$  .

Diese beiden Voraussetzungen liefern zwei Ungleichungen, die für Stabilität erfüllt sein müssen. Das wäre zunächst

$$\left| \frac{d\tilde{q}}{dE_P} \right|_{E_{Ps}} < \left| \frac{dg}{dE_P} \right|_{E_{Ps}}. \quad (3.14)$$

Diese Bedingung besagt, dass die Änderung der Verluste am Arbeitspunkt kleiner sein muss als die Änderung des Gewinns. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, dann würde der Laser gar nicht aus der spontanen Emission heraus anschwingen. Für die Stabilitätsbetrachtung bringt sie also keine neuen Erkenntnisse. Die zweite Bedingung führt zu

$$\left| 2E_P \frac{d\tilde{q}}{dE_P} \right|_{E_{Ps}} < \frac{r}{T_L} = r \frac{T_R}{\tau_L}. \quad (3.15)$$

Gl.(3.15) fordert, dass der Gewinn schneller relaxiert als die Verluste. Starke Schwankungen in den Verlusten, wie sie z.B. durch Reabsorption verursacht werden können, führen demnach leicht zu Instabilitäten. Kurze Resonatoren (kleines  $T_R$ ) und große Lebensdauern des oberen Laserniveaus machen die Erfüllung der Ungleichung ebenso problematisch. Um Gl. (3.15) zu erfüllen, kann der Pumpparameter  $r$  vergrößert werden. Der Pumpparameter ist über den Kleinsignalgewinn einstellbar und gibt an, wie oft der Laser über der Schwelle gepumpt wird. Es gilt:

$$r = \frac{g_0}{\tilde{q}}. \quad (3.16)$$

Die analytische Rechnung kommt somit zum gleichen Ergebnis wie die numerischen Simulationen im Abschnitt 3.2.





# Kapitel 4

## Laseraufbau

In diesem Kapitel wird der Laser detailliert beschrieben. Es wird auf die Funktion der wesentlichen Elemente eingegangen und das Prinzip des solitären Lasers erläutert. Zunächst bestand die Aufgabe darin, den Laser auf möglichst hohe Ausgangsleistung zu optimieren.

### 4.1 Pumpkonzept

Wie schon in vorherigen Kapiteln mehrfach erwähnt stellt die Verwendung von Ytterbium eine hohe Anforderung an die Pumpe. Aufgrund der in Abschnitt 2.2 erläuterten Zusammenhänge ist die gute Inversion des Lasermaterials von entscheidender Bedeutung.

Als Pumpe wurde in diesem Fall eine Multiemitter-Laserdiode verwendet. Kenngröße einer solchen Diode ist der sog. Strahlqualitätsfaktor  $M^2$ , der über das Strahlparameterprodukt des Gaußschen Strahls definiert ist:

$$w_0\theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi n} \quad (4.1)$$

Gl. (4.1) besagt, dass das Produkt von Strahlweite  $w_0$  und Divergenzwinkel  $\theta$  konstant ist. Für den idealen Gaußschen Grundmode gilt  $M^2 = 1$ .

Das Pumplicht wird über zwei Linsen zunächst kollimiert und dann in den Kristall fokussiert. Mit dem BeamMaster wurde  $M^2$  für verschiedene Linsenkombinationen gemessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 dokumentiert. Zur Messung wurde der Fresnelreflex der Laserdiode an einem Prisma verwendet, der zusätzlich noch mit einem Filterrad gedämpft wurde. Der Pumpstrom betrug 2.25 A. Der Laser wird longitudinal gepumpt. Um Pump- und Lasermode zu trennen, wird ein dichroitischer Spiegel verwendet, der für das Pumplicht transparent ist und das Laserlicht reflektiert (vgl.

Brennweiten	$M^2(x)$	$M^2(y)$
$f_k = 26.1; f_f = 50$	17.58	21.15
$f_k = 30; f_f = 50$	14.21	14.35

Tabelle 4.1: Messung von  $M^2$  für unterschiedliche Brennweiten der Pumpoptik.  $f_k$  : Brennweite Kollimierlinse,  $f_f$  : Brennweite Fokussierlinse.

Abb. 4.2). Da Pump- und Laserwellenlänge sehr nahe beieinander liegen, muss der dichroitische Spiegel eine scharfe Filterkante besitzen. Die Wellenlängenabhängigkeit der Kante kann durch den Winkel zur Propagationsachse beeinflusst werden. Es muss unbedingt darauf geachtet werden, dass kein Laserlicht aber auch keine Rückreflexe der Laserdiode selbst in die Diode gelangen, da dies zur sofortigen Zerstörung derselben führt. Eine ausführliche Behandlung verschiedener Pumpkonzepte für Yb-Laser findet sich in [Frü03].

## 4.2 Resonatorkonzept

Der Resonator wurde mit dem kommerziellen Programm WinLase dimensioniert, so dass eine Repetitionsrate von etwa 80 MHz resultiert (siehe Abb. 4.1). Die Kavität wird mit den gekrümmten Spiegeln zweimal gefaltet, um

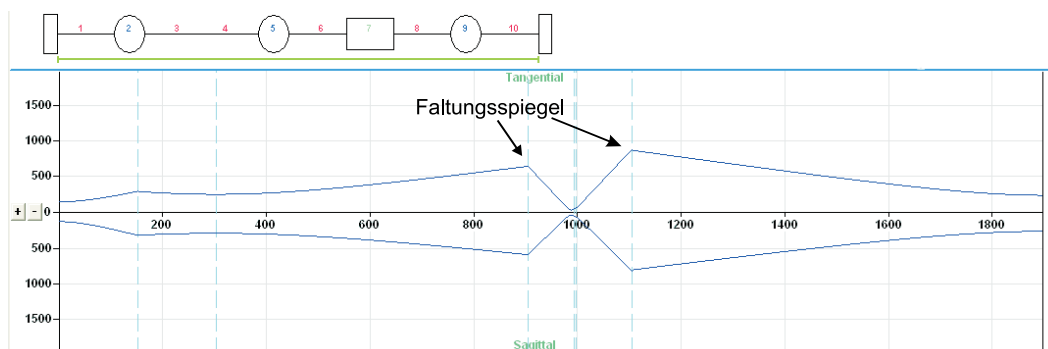


Abbildung 4.1: Dimensionierung der Laserkavität mit WinLase. Strahlradius im Resonator. Horizontale Achse in mm. Vertikale Achse in  $\mu\text{m}$ .

eine ausreichend kleine Strahltaile im Laserglas zu erzeugen. Die Endspiegel des Lasers werden durch den Auskoppler (OC) und den SESAM gebildet. Um den Laser zunächst auf cw-Leistung zu optimieren, wurde der SESAM durch einen dichroitischen Spiegel ersetzt. Die GTI-Spiegel dienen zur Erzeugung

### 4.3 Sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel

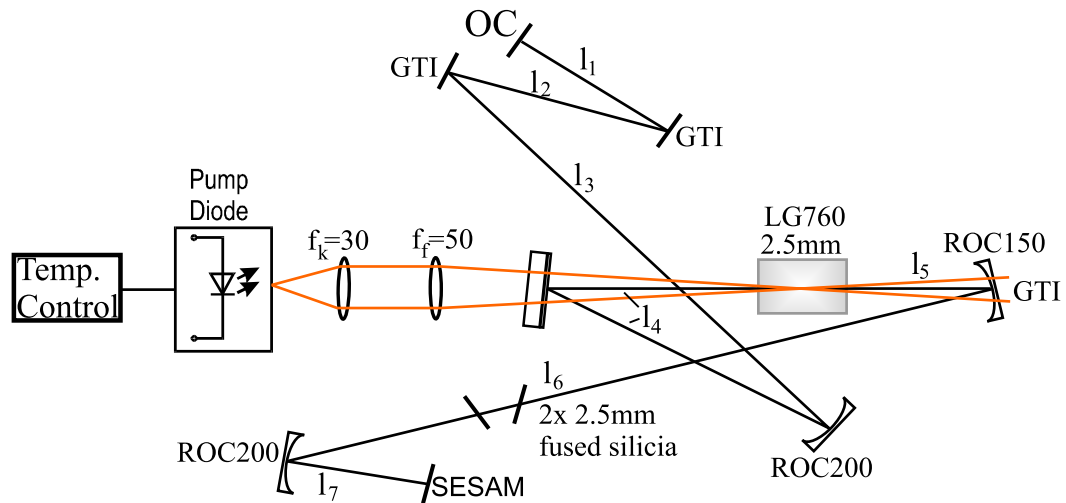


Abbildung 4.2: Laseraufbau mit Pumpoptik. ROC: Radius des Hohlspiegels, GTI: Gires-Tournois-Interferometer; OC: Auskoppler; SESAM: Sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel, 2 Glasplättchen zur Dispersionsfeinabstimmung.  $l_1 = 100$ ;  $l_2 = 200$ ;  $l_3 = 500$ ;  $l_4 = 106$ ;  $l_5 = 88$ ;  $l_6 = 730$ ;  $l_7 : 120$ . Alle Maßangaben in mm.

von negativer Dispersion. Der Grund hierfür wird im weiteren Verlauf deutlich werden. Eine schematische Darstellung des Laserresonators sowie eine Fotografie des Originalaufbaus ist in Abb. 4.2 bzw. 4.3 zu sehen. Zunächst soll die Funktion des SESAMs näher betrachtet werden.

### 4.3 Sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel

Beim SESAM handelt es sich um einen sog. langsamen Absorber. Die Relaxationszeitkonstanten hängen vom verwendeten Halbleitermaterial ab und liegen im Bereich von ns bis ps. Das Prinzip des SESAMs wird durch Abb. 4.4 deutlich. Hier ist das Energiebandschema über dem Ort schematisch skizziert. Solche Strukturen lassen sich unter Verwendung von III-V-Halbleitern erzeugen. Die hochreflektierende Schicht entsteht durch Bragg-Reflexionen an einer AlAs/AlGaAs Struktur. Dieser Schichtstapel wird durch einen dünnen GaAs Quantentopf ergänzt. Läuft nun wie in Abb. 4.4 angedeutet von rechts ein Photonenfeld ein, so wird dieses bei ausreichender Energie im Quantentopf absorbiert und es werden Ladungsträger vom Valenzband ins Leitungsband gehoben. Da dieser Bereich der Absorption räumlich sehr klein ist, wird das Material schnell gesättigt. Weitere Photonen können nicht mehr absor-

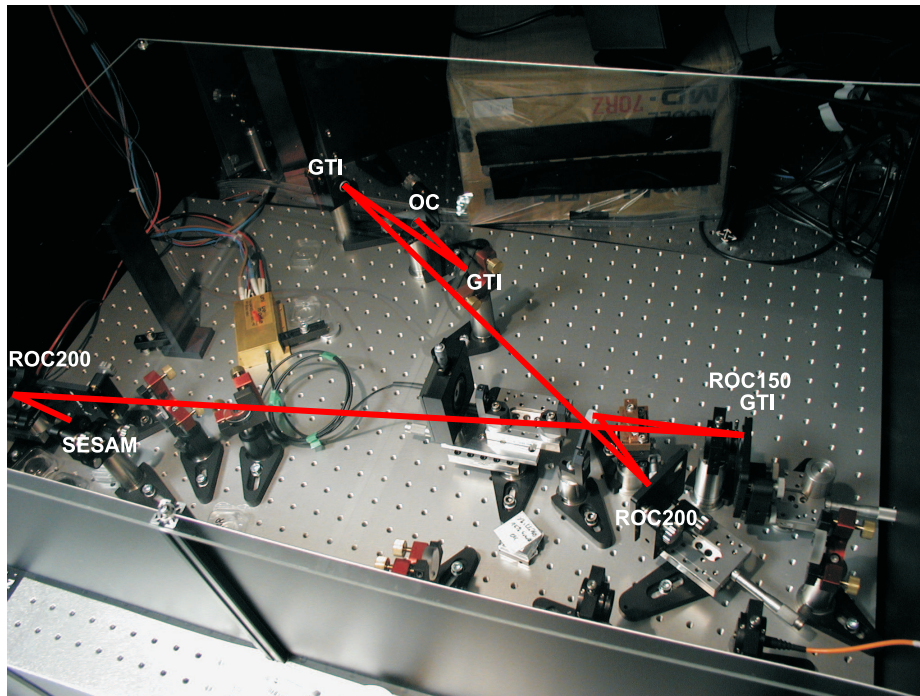


Abbildung 4.3: Laseraufbau mit Pumpoptik. Bezeichnungen wie in Abb. 4.2.

biert werden. Die weitere Schicht ist für die Photonen transparent (Zwei-photonenabsorption bleibt unberücksichtigt) und der SESAM verhält sich bis die Ladungsträger relaxiert sind wie ein idealer Spiegel. Die Vorderflan-

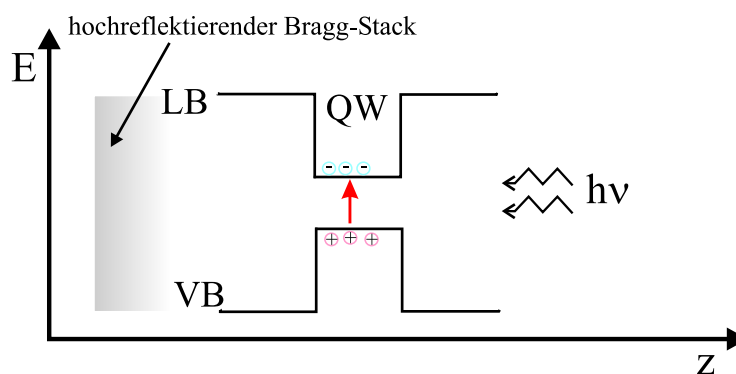


Abbildung 4.4: Prinzip des sättigbaren Halbleiterabsorberspiegels. Einfallendes Licht wird im Quantentopf (QW) absorbiert. VB: Valenzband; LB: Leitungsband.

## 4.4 Der solitäre Laser

---

ke des Pulses reicht zur Sättigung aus, so dass sich der Puls sein eigenes Nettogewinnfenster öffnet. Jetzt bleibt nur noch die Frage, wie man mit einem langsamen Absorber Laserpulse im fs-Bereich erzeugen kann, obwohl die Absorberrelaxationszeit  $\tau_A$  einige ps beträgt.

### 4.4 Der solitäre Laser

Beim solitären Laser beruht die Pulsformung auf dem Zusammenspiel von Kerr-Effekt und Dispersion (GDD). Der SESAM wird nur noch zum Starten und zur Stabilisierung des Pulses benötigt. Die unterschiedlichen pulsformenden Mechanismen für den langsamen Absorber sind in Abb. 4.5 dargestellt. Links ist der Fall für schnelle Gewinndynamik abgebildet, wie sie beispiels-

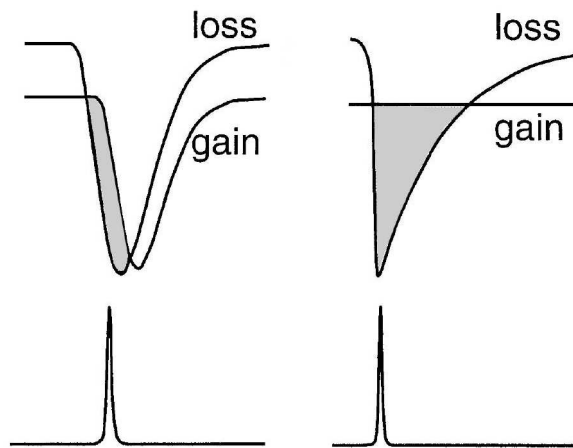


Abbildung 4.5: Pulsformung beim langsamen Absorber. Links: Schnelle Gewinndynamik. Puls entsteht durch Nettogewinnfenster. Rechts: Solitonregime. Pulsformung durch Wechselspiel von SPM und GDD [Kär95].

weise beim Farbstofflaser vorliegt. Unterschreiten die Verluste die Gewinne, so bildet sich der Lichtpuls heraus. Der Gewinn wird abgeräumt und sobald er die Verluste unterschreitet geht der Laser aus. Bei der langsamen Gewinndynamik, wie sie beim Festkörperlaser vorliegt, bleibt der Gewinn näherungsweise konstant (rechte Seite von Abb. 4.5). Wäre der Nettogewinn entscheidend, so müsste der Puls viel länger sein. Durch geeignetes Dispersionsmanagement wird erreicht, dass sich Selbstphasenmodulation (SPM) und negative Dispersion in einem bestimmten Verhältnis befinden. Diese Bedingung führt zum Soliton, d.h. einem sich entlang der Propagationstrecke

nicht verbreiternden Wellenpaket. Im Falle des Solitonregimes gilt

$$f(t) = \sqrt{\frac{1}{2\tau}} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad . \quad (4.2)$$

Aufgrund des Flächentheorems (vgl. Anhang A.2) besteht beim Soliton ein direkter Zusammenhang zwischen Pulsdauer und Pulsenergie. Dies führt zu

$$\tau = \frac{3.53 |D_2|}{\phi_{NL} E_P} \quad . \quad (4.3)$$

Die Pulsdauer wird also nur durch die nichtlineare Phasendrehung  $\phi_{NL}$ , den Betrag der GDD und durch die Pulsenergie bestimmt. Die GTI-Spiegel im Laseraufbau werden dazu verwendet, negative Dispersion zu erzeugen. Pro Spiegel werden etwa  $-200 \text{ fs}^2$  erreicht. Das Prinzip des GTI-Spiegels besteht darin, dass die langwelligen Pulsanteile, die bei normaler Dispersion schneller sind, tiefer in den Spiegel einlaufen und somit eine längere Strecke zurücklegen müssen als kurzwellige Anteile. Damit wird positive Dispersion kompensiert und quasi künstlich negative Dispersion erzeugt.

### Ergebnis

Bei maximalem Pumpstrom von 4.8 A wurde mit einem 5% Auskoppler und einem SESAM mit 1.5% Hub eine mittlere Leistung von 850 mW erreicht. Das dazugehörige Spektrum ist in Abb. 4.6 abgebildet. Die Bandbreite  $\Delta\lambda$  beträgt 12 nm. Dem entspricht nach der Fourriertheorie eine Pulsdauer von  $100 \text{ fs}^1$ . Um diese Pulsdauern zu erreichen, wurden zwei weitere Glasplättchen im Brewsterwinkel im Resonator eingebaut (siehe Abb. 4.2). Damit konnte noch etwas positive Dispersion hinzugefügt werden. Die QSML-Schwelle wurde bei diesem Laser bei einem Strom von 3 A bestimmt. Die Ausgangsleistung betrug dann 490 mW.

War nicht die Pulsdauer, sondern die Leistung Optimierungsgröße, so konnte mit einem Glasplättchen und maximalem Pumpstrom eine Ausgangsleistung von 925 mW erreicht werden. Das zugehörige Spektrum hatte eine Bandbreite von  $\Delta\lambda = 8.7 \text{ nm}$ .

Es wurde weiterhin noch die Verwendung eines längeren Glases untersucht. Das 2.5 mm LG760 Yb:Glas wurde durch ein 3.5 mm Glas ersetzt. Bei den Messungen ging der Laser plötzlich aus und der Spot auf dem SESAM musste neu justiert werden. Hier machen sich bereits die Probleme der Reabsorption bemerkbar. Es ist nicht mehr gelungen, den ganzen Kristall vollständig zu invertieren. Es kommt somit zu Verlustschwankungen, d.h. die linke Seite von

---

<sup>1</sup>siehe Anhang A.3

#### 4.4 Der solitäre Laser

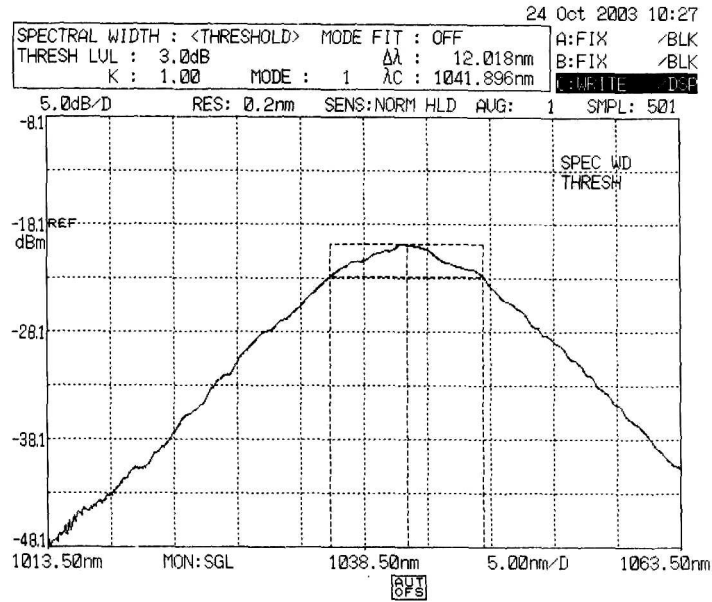


Abbildung 4.6: Messung des optischen Spektrums am Laser.  $\Delta\lambda = 12$  nm.

Gl. (3.15) wird größer und das Stabilitätskriterium ist nicht mehr erfüllbar. Daher konnten sich große gütegeschaltete Pulse aufbauen, die den SESAM zerstört haben.





# Kapitel 5

## Regelungstechnisches Modell

Nachdem in Kapitel 3 die Stabilitätsprobleme erkannt und analysiert wurden, besteht die Aufgabe nun darin eine Regelung zu entwerfen, die Instabilitäten kompensieren soll. Dazu werden die klassischen Methoden der Regelungstechnik verwendet, wie sie in [Föl94] beschrieben werden.

### 5.1 Übertragungsfunktion

Um den Laser regelungstechnisch beschreiben zu können, muss seine Übertragungsfunktion ermittelt werden. Ausgangspunkt ist das linearisierte Modell aus Abschnitt 3.3. Es wird jetzt allerdings noch der Kleinsignalgewinn  $g_0$  als dritte Störgröße hinzugeführt, auf den mit der Stromversorgung der Laserdiode zugegriffen werden kann.

$$g_0 = g_{0s} + \Delta g_0 \quad (5.1)$$

Das LGS aus Gl. (3.13) modifiziert sich dann zu

$$T_R \frac{d}{dT} \begin{pmatrix} \Delta E_P \\ \Delta g \end{pmatrix} = \mathbf{A}' \begin{pmatrix} \Delta E_P \\ \Delta g \\ \Delta g_0 \end{pmatrix} . \quad (5.2)$$

Es empfiehlt sich nun, dieses LGS im Laplace-Bereich zu lösen. Ableitungen nach der Zeit entsprechen dort einer Multiplikation mit der Bildvariablen  $s$  ([Kie98]).

$$\frac{d}{dt} \text{---} \bullet s$$

Die Bildvariable  $s$  ist die komplexe Frequenz mit Dämpfungsanteil  $\delta$ .

$$s = \delta + j\omega \quad (5.3)$$

Aus Gl. (5.2) lässt sich ein expliziter Ausdruck für  $\Delta g$  in Abhängigkeit von  $\Delta g_0$  und  $\Delta E_P$  finden:

$$\Delta g = \frac{\frac{1}{T_L} \Delta g_0 - \frac{g_s}{E_{sat}} \Delta E_P}{T_R s + \frac{1}{T_L}} \quad , \quad (5.4)$$

mit der stimulierten Lebensdauer

$$\frac{1}{T'_L} = \frac{1}{T_L} + \frac{E_{Ps}}{E_{sat}} \quad . \quad (5.5)$$

Mit Gl. (5.4) erhält man durch Einsetzen in Gl. (5.2) die Übertragungsfunktion des Lasers der Form

$$G(s) = \frac{\Delta E_P}{\Delta g_0} = \frac{K}{T s^2 + 2dTs + 1} \quad . \quad (5.6)$$

Gl. (5.6) ist in der Regelungstechnik wohl bekannt. Es handelt sich um die Übertragungsfunktion des  $PT_2$ -Gliedes mit der Zeitkonstanten  $T$  und der normierten Dämpfung  $d$ . Das  $PT_2$ -Glied beschreibt schwingungsfähige Systeme mit zwei Energiereservoirs, wie z.B. einen LC-Schwingkreis in der Elektrotechnik. Im Falle des Lasers stellen die Photonenenergie und die Energie der gebundenen Ladungen die Energiequellen dar.

### 5.1.1 Grundlegendes Stabilitätskriterium

Als grundlegendes Stabilitätskriterium muss gelten, dass die Sprungantwort  $h(t)$  des Systems für  $t \rightarrow \infty$  einem endlichen Wert zustrebt.

Mit  $H(s) \bullet \text{---} \circ h(t)$  und der grundlegenden Beziehung  $H(s) = G(s)/s$  ergibt sich

$$h(t) = \int_0^t g(\tau) d\tau \quad . \quad (5.7)$$

Für stabiles Verhalten des LZI-Gliedes (linear, zeitinvariant) muss das Integral

$$\int_0^\infty g(\tau) d\tau \quad (5.8)$$

konvergent sein. Für rationale Übertragungsglieder (R-Glieder) wie Gl. (5.6), lässt sich das Stabilitätskriterium in eine etwas geläufigere Form bringen. Die Sprungantwort eines R-Gliedes berechnet sich durch Partialbruchzerlegung von  $G(s)/s$ . Nach [Föl94] resultieren für jede Polstelle von  $G(s)$  Summanden in der Sprungantwort der Form

$$\text{konst} \cdot t^k e^{\alpha t} \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad .$$

## 5.1 Übertragungsfunktion

$\alpha = \delta + j\omega$  ist der Pol von  $G(s)$  der Ordnung  $k$ . Damit das R-Glied stabil ist muss gelten:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} |e^{\alpha t} t^k| = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{t^k}{e^{-\delta t}} = 0 \quad . \quad (5.9)$$

Durch k-maliges Anwenden der L'Hopital Regel wird klar, dass diese Bedingung für  $\delta < 0$  erfüllt ist. In anderen Worten:

*Ein R-Glied stellt ein stabiles System dar, wenn alle Pole der Übertragungsfunktion in der negativen Halbebene der komplexen Ebene liegen.*

Letztlich sind die Polstellen die Eigenwerte der Differentialgleichung, die sich hinter der Übertragungsfunktion verbirgt. Es sind somit für Stabilität wie in Kapitel 3 negative Eigenwerte nötig. In Abb. 5.1 sind die Polstellen der Übertragungsfunktion des Lasers dargestellt. Es ist zu sehen, dass die

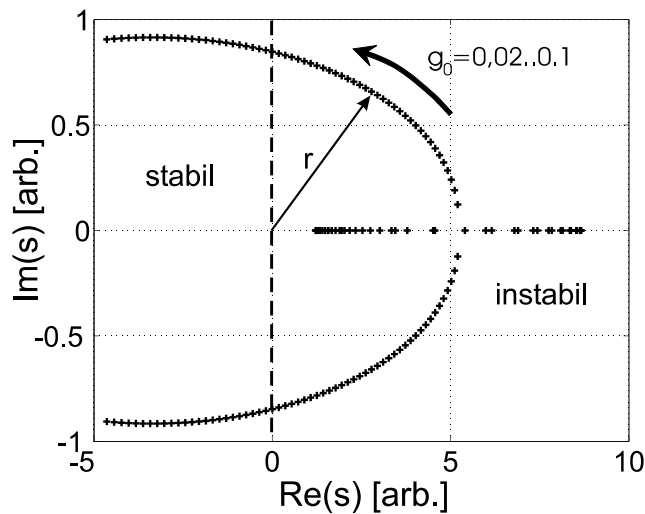


Abbildung 5.1: Pole der Übertragungsfunktion bei variablem Kleinsignalgewinn  $g_0$  von 0,02..0,1. Der Schnitt mit der imaginären Achse liegt bei  $g_0 = 0.07$ .

Pole für kleine  $g_0$  positiv reell sind. Mit zunehmendem Kleinsignalgewinn entsteht ein konjugiert komplexes Polpaar, welches schließlich die imaginäre Achse schneidet. Ab dort liegen die Pole in der negativen Halbebene und das System ist stabil. Die Regelung soll nun dafür sorgen, dass auch im Bereich, wo die Strecke für sich instabil ist, der Regelkreis als Ganzes stabil läuft.

## 5.2 Reglerwahl, Standardregelkreis

Für die Auswahl eines geeigneten Reglers gibt es keine festgelegte Vorgehensweise. Man gibt sich einen sinnvollen Regler vor und muss durch Simulation oder Experiment den Regelkreis auf die richtige Funktion prüfen. Um den Laser zu stabilisieren, müssen seine Polstellen rechts der imaginären Achse kompensiert werden. Zunächst würde es nahe liegen, die Pole der Regelstrecke durch gleiche Nullstellen der Reglerübertragungsfunktion aufzuheben. Dies kann aber nicht funktionieren, da die Laserparameter, die letztlich die Pole bestimmen, gewissen Schwankungen unterworfen sind, die Reglerparameter aber fix sind. Ein erster Ansatz lautet nun: Kompensation der Regelstrecke mit differenzierendem Regler. Die Übertragungsfunktion eines realen PD-Reglers lautet

$$G_R(s) = K \frac{1 + T_{Re}s}{1 + T_Ns} \quad (5.10)$$

Da jeder reale Regler eine endliche Bandbreite hat, wird dies durch den Tiefpass mit der Zeitkonstante  $T_N$  berücksichtigt.  $K$  ist der Proportionalitätsbeiwert bzw. die Kreisverstärkung und  $T_{Re}$  die Reglerzeitkonstante. Regler und Regelstrecke führen zusammen zum Standardregelkreis, der in Abb. 5.2 dargestellt ist. Die Regelabweichung  $e$  entsteht durch Differenzbildung von Sollwert  $w$  und Istwert  $x$ . Die Übertragungsfunktion des geschlossenen Krei-

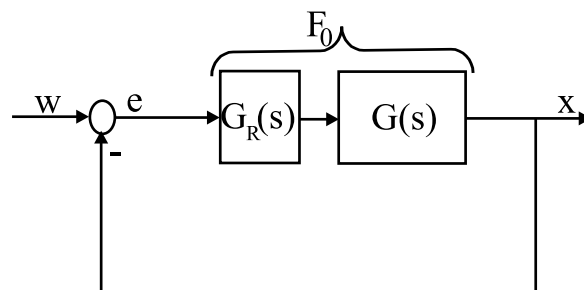


Abbildung 5.2: Standardregelkreis mit Führungsgröße  $w$ , Regelabweichung  $e$ , Regelgröße  $x$ .  $G_R(s)$ : Regler;  $G(s)$ : Regelstrecke;  $F_0$ : Übertragungsstrecke des offenen Kreises.

ses ergibt sich nach Abb. 5.2 durch Superposition zu

$$\frac{X(s)}{W(s)} = \frac{F_0}{1 + F_0} \quad (5.11)$$

mit der Übertragungsfunktion des offenen Kreises

$$F_0 = G_R(s) \cdot G(s) \quad .$$

### 5.3 Wurzelortsverfahren

Die weitere Analyse und der Reglerentwurf erfolgt nun mit den gängigen Verfahren der Regelungstechnik. Zunächst eignet sich für instabile Systeme das Wurzelortsverfahren.

## 5.3 Wurzelortsverfahren

Eine Schlüsselaufgabe beim Entwurf einer Regelung besteht darin, aus dem Verhalten des offenen Kreises, das Verhalten des geschlossenen Kreises zu bestimmen. Hinzu kommt jedoch, dass die Parameter des offenen Kreises noch gar nicht festgelegt sind. Ein Verfahren, das diese Aufgabe bewältigt, ist das Wurzelortsverfahren. Der Vorteil bei diesem Verfahren besteht darin, dass die komplette Übertragungsfunktion des *geschlossenen* Kreises analysiert wird. Man bekommt somit tiefere Einsichten in das System als wenn nur die Frequenzkennlinie  $F_0(j\omega)$  ausgewertet wird. Es müssen jetzt also die Polstellen des geschlossenen Kreises berechnet werden. Die charakteristische Gleichung ergibt sich aus Gl. ( 5.11) zu

$$1 + F_0 = 0 \quad . \quad (5.12)$$

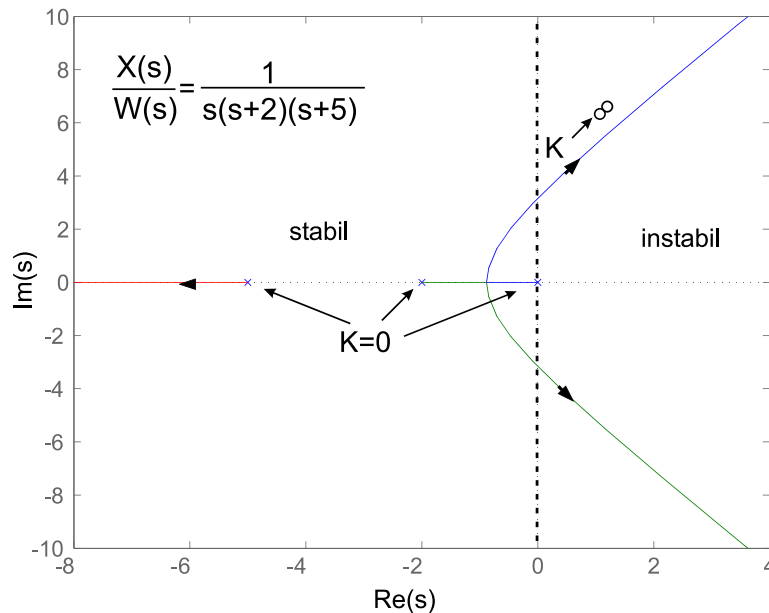


Abbildung 5.3: Wurzelortskurve eines zunächst stabilen Regelkreises mit 3 Polstellen. Erhöhung von  $K$  führt zu einem instabilen System.

Grundlage des Verfahrens ist der Begriff des Wurzelorts (engl. root locus).

Die Wurzelortskurve (WOK) beschreibt die Lage der Pole des geschlossenen Kreises bei Variation der Kreisverstärkung  $K$  von  $0 \dots \infty$  ([Föl94]).

Die Wurzelortskurve beginnt für  $K = 0$  in den Polstellen und läuft für  $K \rightarrow \infty$  in die Nullstellen des geschlossenen Kreises. Die Konstruktion der WOK von Hand ist mühsam. Es gibt zwar asymptotische Näherungen und Konstruktionsregeln, aber einfacher geht es mit einem Rechner. Die Wurzelortskurven in dieser Arbeit wurden mit Matlab berechnet. Abb. 5.3 zeigt zunächst als Beispiel die WOK eines geschlossenen stabilen Regelkreises mit drei Polen. Mit zunehmender Verstärkung laufen zwei Äste in die positive Halbebene und der Regelkreis wird instabil. In Abb. 5.4 ist nun die WOK des Lasers mit Regler dargestellt. Sie hat drei Äste, die von den Polen zu den Nullstellen laufen. Die zwei Nullstellen der Äste 1 und 2 liegen im Unendlichen. Die dritte Polstelle weit links, die in Abb. 5.4 nicht mehr zu sehen ist, entsteht durch die Nennerzeitkonstante  $T_N$  des realen Reglers. Bei einem Kleinsignalgewinn  $g_0$  von 0.04 ist der Laser instabil, seine Pole liegen auf der

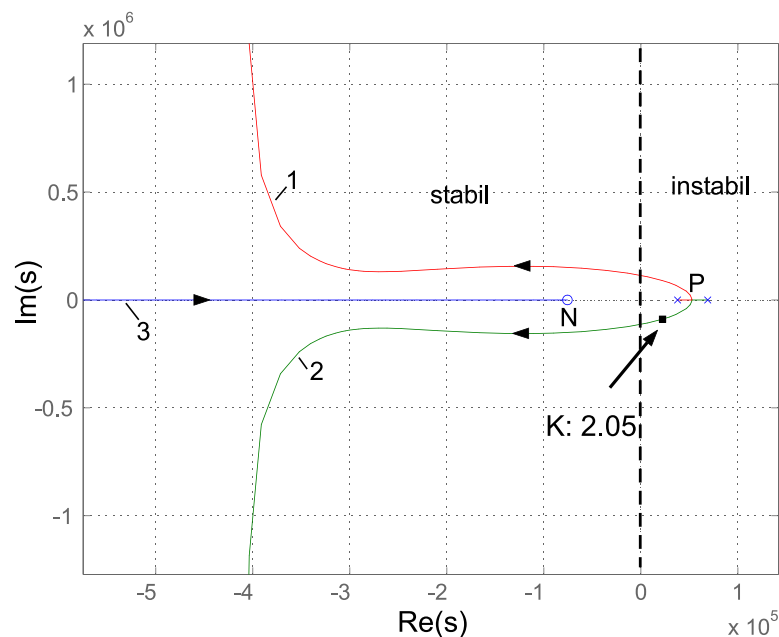


Abbildung 5.4: Wurzelortskurve der Regelstrecke mit Regler. Kleinsignalgewinn  $g_0$ : 0.04. Die WOK schneidet mit zunehmender Kreisverstärkung die imaginäre Achse. N: Nullstelle ( $K=0$ ), P: Pol ( $K=0$ ).

### 5.3 Wurzelortsverfahren

positiven reellen Achse. Durch das Hinzufügen des PD-Reglers entsteht eine Nullstelle links der imaginären Achse. Dies führt dazu, dass mit zunehmender Kreisverstärkung die WOK in den stabilen Bereich gezwungen wird und der geschlossene Regelkreis stabil wird. Die Reglerzeitkonstante  $T_{Re}$ , welche die Nullstelle bestimmt,

$$1 + T_{Re}s = 0 \quad \Rightarrow \quad s = -\frac{1}{T_{Re}} \quad (5.13)$$

wurde zunächst so gewählt, dass  $|1/T_{Re}|$  dem Radius der Ortskurve aus Abb. 5.1 entspricht. Damit werden die konjugiert komplexen Polpaare betragsmäßig kompensiert. Hier steckt wieder eine gewisse Willkür darin, wie es aber in der Regelungstechnik mit einigen Freiheitsgraden beim Entwurf eben typisch ist. Anhand der WOK lässt sich nun die Kreisverstärkung  $K$  bestimmen, die notwendig ist, um den einen stabilen Regelkreis zu bekommen. Mit Hilfe des Wurzelortsverfahrens lassen sich jetzt auch Untersuchungen zur notwendigen Reglerbandbreite machen. Die Nennerzeitkonstante aus Gl. (5.10) wird variiert, und der Schnittpunkt der WOK mit der imaginären Achse kann

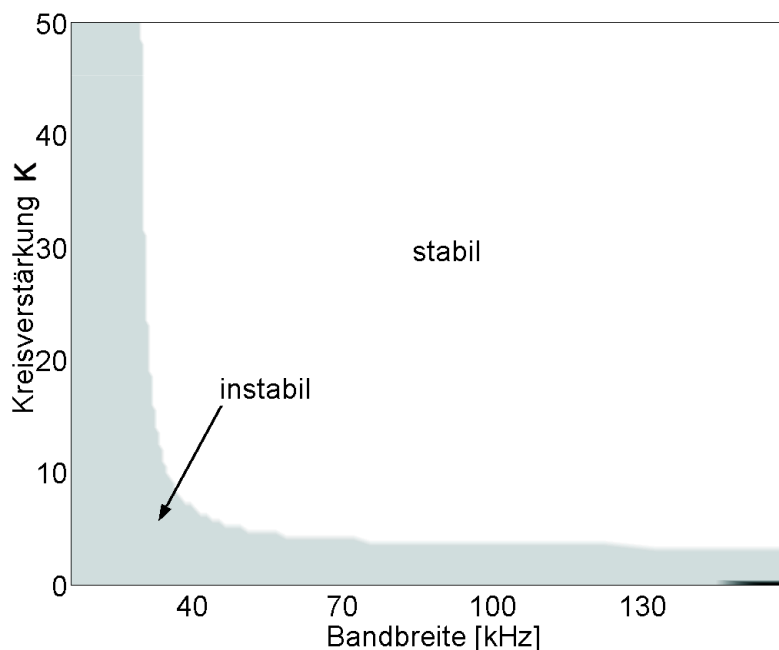


Abbildung 5.5: Stabilitätsplot Verstärkung/Reglerbandbreite bei  $g_0 = 0.04$ . Ist die Bandbreite zu klein, so lässt sich auch mit großer Kreisverstärkung kein stabiles Verhalten erreichen.

numerisch berechnet werden. Dies liefert den minimalen Verstärkungsfaktor, der zur Stabilisierung notwendig ist. Das Ergebnis dieser Berechnung wird in einem Stabilitätsplot in Abb. 5.5 festgehalten. Es wird deutlich, dass die Bandbreite des Reglers sein Verhalten nur in einem gewissen Bereich beeinflusst, dort aber entscheidend. Für Bandbreiten kleiner etwa 40 kHz kann kein noch so großer Verstärkungsfaktor das System stabilisieren, wohingegen bei höheren Frequenzen lediglich ein Mindestwert von etwa  $K = 4$  notwendig ist. Dieses Ergebnis hat Auswirkung auf die Wahl der Regelung. Zunächst war die Idee, zur Regelung einen digitalen Signalprozessor (DSP) zu verwenden. Bei äquidistanter Abtastung mit Interruptroutinen lassen sich allerdings nur Regelfrequenzen bis maximal 20 kHz realisieren. Zur Stabilisierung des Lasers ist dies nicht ausreichend. Mit der Verwendung einer analogen Reglerschaltung sind deutlich höhere Bandbreiten möglich, weswegen dieser Weg später auch verfolgt wird.

Ein weiterer Aspekt sind Verzögerungszeiten durch Leitungen, die es zu untersuchen gilt.

## 5.4 Nyquistverfahren

Bei Regelstrecken mit Totzeit wie in Abb. 5.6 ergibt sich mit dem Wurzelortungsverfahren ein Problem beim Lösen der charakteristischen Gleichung. Eine

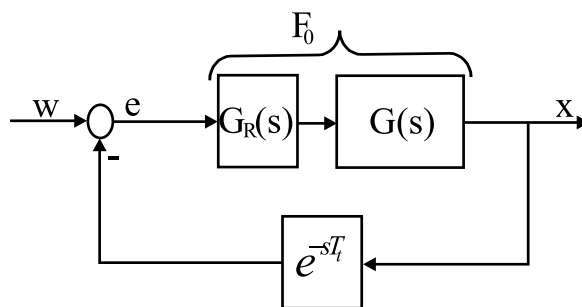


Abbildung 5.6: Regelkreis mit Totzeit. Bezeichnungen wie in Abb. 5.2

zeitliche Verzögerung wird im Laplacebereich zu einer komplexen e-Funktion. Gl. (5.12) wird zu

$$1 + F_0 e^{-sT_t} = 0 \quad . \quad (5.14)$$

Das hinzufügen einer Totzeit macht aus einer algebraischen Gleichung eine transzendente, deren Lösung schwer bis unmöglich wird. Dies liegt daran, dass der Logarithmus einer komplexen Zahl gebildet werden muss. Dabei gibt es aufgrund der Periodizität des komplexen Logarithmus unendlich



## 5.4 Nyquistverfahren

viele Lösungen, was eine numerische Berechnung ausschließt [Bro00]. Ein Verfahren zur Behandlung von Totzeitstrecken ist das Nyquistverfahren. Im Vergleich zur WOK-Darstellung wird der Frequenzgang des offenen Kreises dargestellt. Die imaginäre Achse wird durch die konforme Abbildung

$$z = F_0(j\omega) \quad (5.15)$$

in die Nyquistortskurve transformiert. Die Polstellen werden in den Punkt -1 abgebildet. Da konforme Abbildungen orientierungstreu sind, ist alles was beim Durchlaufen der Nyquistortskurve links liegt die negative Halbebene der ursprünglichen komplexen Frequenzebene. Der geschlossene Kreis ist stabil, falls der kritische Punkt -1 links der Nyquistkurve liegt. Durch diese Plausibilitätsbetrachtungen ist das Nyquistkriterium in seiner einfachsten Form erklärt. In Abb 5.7 ist ein Beispiel eines stabilen und eines instabilen Regel-

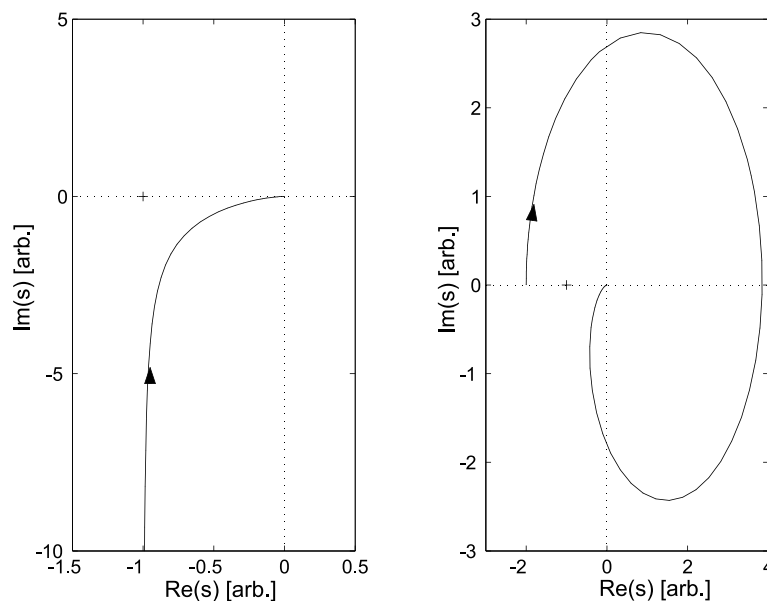


Abbildung 5.7: Nyquistortskurven eines stabilen (links) und eines instabilen (rechts) Regelkreises.

kreises dargestellt. Durch die Anwendung funktionstheoretischer Sätze kann man also aus dem Verhalten des offenen Kreises auf die Eigenschaften des geschlossenen Kreises schließen. Eine exakte Herleitung des Nyquistkriteriums für verschiedene Eigenschaften der Regelstrecke findet sich in [Föl94]. Für

den Fall des instabilen Lasers sind zwei Pole rechts der imaginären Achse. Hier muss eine spezielle Form des Nyquistkriterium angewandt werden:

*Der geschlossene Regelkreis ist genau dann stabil, wenn die Ortskurve des offenen Regelkreises den Punkt -1 zweimal im Gegenuhrzeigersinn umkreist.*

Abb 5.8 zeigt die Nyquistortskurve des geregelten Lasers mit Totzeit. Im

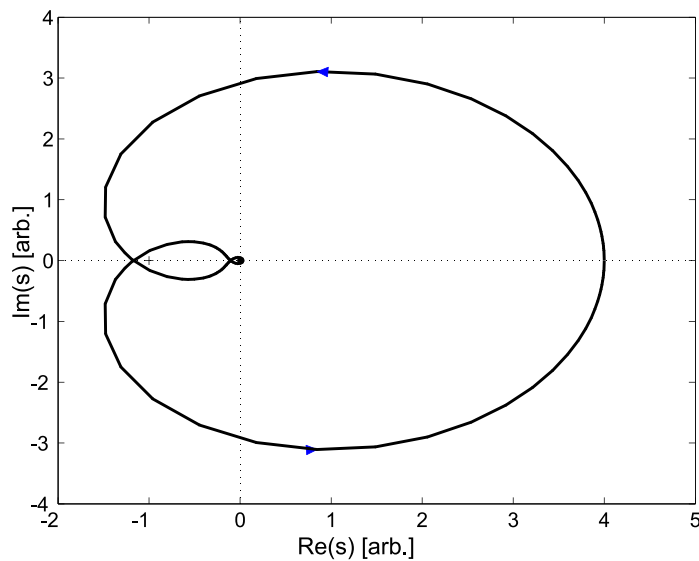


Abbildung 5.8: Nyquistortskurve des Lasers mit Regler. Kleinsignalgewinn  $g_0$ : 0.04; Regelbandbreite: 1.6 MHz;  $K=4$ ;  $T_t$ : 1  $\mu$ s. Die Nyquistortskurve des offenen Kreises umkreist den kritischen Punkt -1 zweimal im Gegenuhrzeigersinn. Der geschlossenen Regelkreis ist stabil.

Vergleich zu den Beispielkurven von Abb. 5.7 ist jetzt die ganze imaginäre Achse transformiert worden. Der kritische Punkt -1 wird zweimal im Gegenuhrzeigersinn umkreist. Nach dem speziellen Nyquistkriterium wäre der Regelkreis somit stabil. Mit Hilfe des Nyquistkriteriums lässt sich jetzt untersuchen, ab welchen Totzeiten das System nicht mehr regelbar wird. Bei der numerischen Simulation wurde zunächst eine Totzeit vorgegeben und anschließend der entsprechende  $K$ -Wert berechnet, der nach dem Nyquistkriterium zur Stabilisierung notwendig ist. Das Ergebnis ist wiederum ein Stabilitätsplot, der für einen Fall exemplarisch in Abb. 5.9 gezeigt ist. Bei Totzeiten kleiner 0.5  $\mu$ s wird die Regelung nicht beeinflusst. Längere Totzeiten können zunächst durch eine größere Verstärkung ausgeglichen werden. Interessant ist, dass bei zu großem  $K$ -Wert das System instabil wird. Bei

## 5.5 Simulation des Reglerentwurfs

---

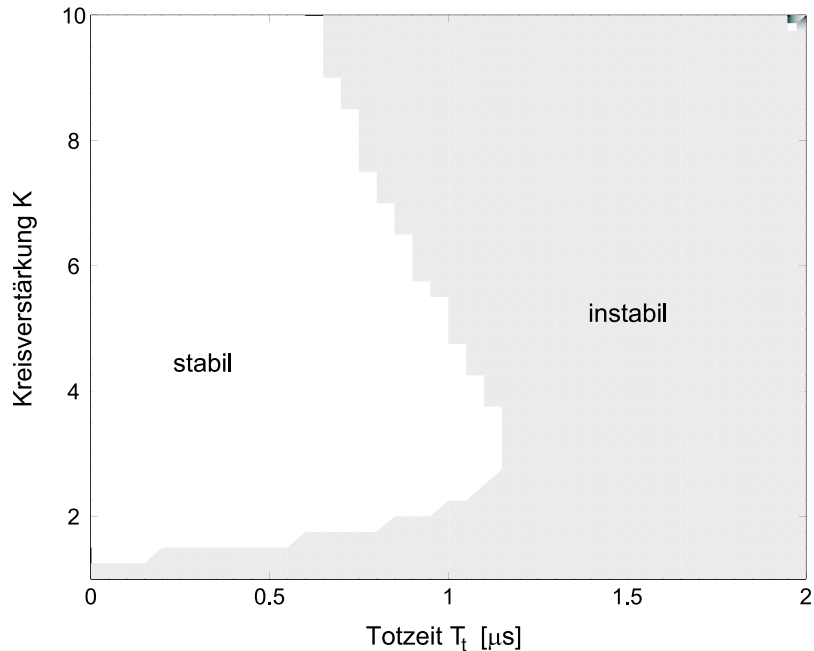


Abbildung 5.9: Stabilitätsplot Verstärkung/Totzeit bei  $g_0 = 0.06$ ; Reglerbandbreite 40 kHz.

Totzeiten  $T_t > 1 \mu\text{s}$  lässt sich der Laser durch eine höhere Kreisverstärkung nicht mehr stabilisieren. Als Resultat ergeben sich somit Totzeiten in einer Größenordnung, die beim experimentellen Aufbau keine Probleme machen sollten.

## 5.5 Simulation des Reglerentwurfs

Der nächste Schritt besteht nun darin, den entworfenen Regler in einer Simulation auf Funktion zu testen. Hierzu wird die Impulsantwort des offenen (ungeregelten) und des geschlossenen (geregelten) Regelkreises berechnet. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.10 bzw. Abb. 5.11. Ohne Regelung schaukelt sich die Impulsantwort allmählich auf. Wird der Regelkreis geschlossen, so klingt die Impulsantwort nach einigen Relaxationsoszillationen ab und strebt also einem endlichen Wert zu. Es besteht somit die Hoffnung, dass der Laser mit diesem Reglerkonzept stabilisiert werden kann. Es sei jedoch daran erinnert, dass der Regler ausgehend vom Kleinsignalmodell entworfen und simuliert wurde. Ob dies zur Verhinderung von gütegeschalteten Pulsen ausreicht wird

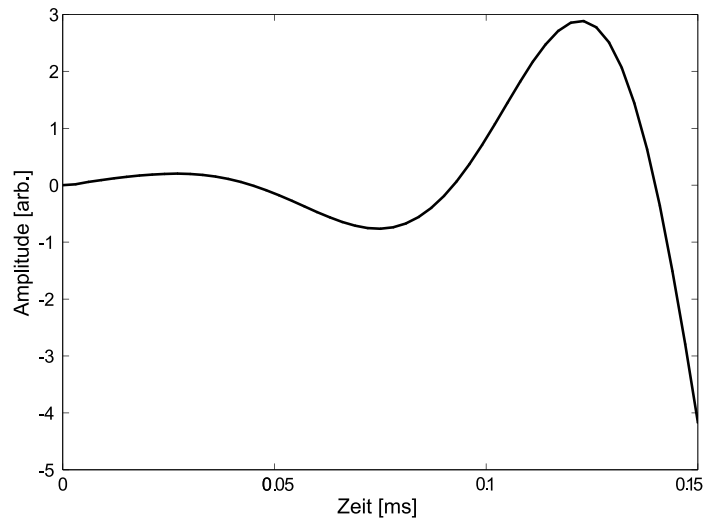


Abbildung 5.10: Impulsantwort des offenen Regelkreises mit  $g_0 : 0.06$ ,  $K = 4$ ,  $T_N = 4 \mu s$ .

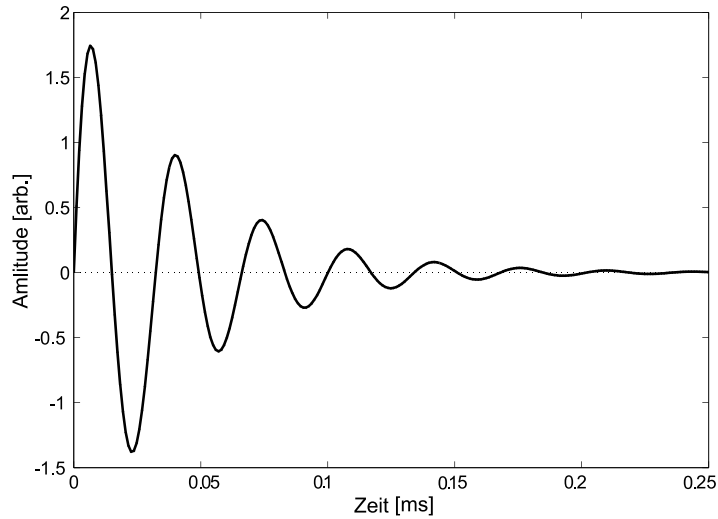


Abbildung 5.11: Impulsantwort des geschlossenen Regelkreises mit  $g_0 : 0.06$ ,  $K = 4$ ,  $T_N = 4 \mu s$ .

erst das reale Experiment zeigen. Einschaltvorgänge sind durch das analytische Modell natürlich genauso wenig beschreibbar.

# Kapitel 6

## Schaltungsentwurf, Messungen

Dieses Kapitel beschreibt die Reglerschaltung. Es wird besonderen Wert auf die Probleme, die sich bei der praktischen Realisierung ergeben, gelegt. Abschließend zeigen einige Messung den Einfluss des Reglers auf den Laser und sein Stabilitätsverhalten.

### 6.1 Blockschaltbild

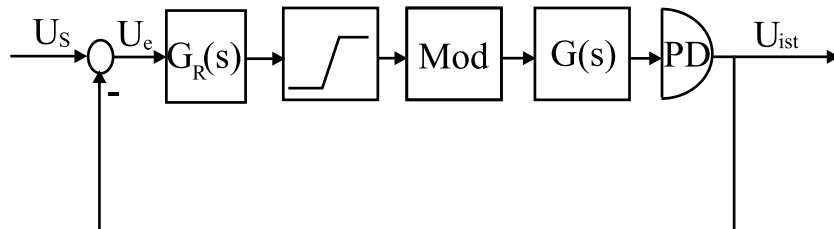


Abbildung 6.1: Blockschaltbild des Regelkreises mit Führungsgröße  $U_s$ , Regelabweichung  $U_e$ , Regelgröße  $U_{ist}$ .  $G_R(s)$ : Regler; Mod: Strommodulator;  $G(s)$ : Regelstrecke; PD: Photodetektor.

Bevor die einzelnen Schaltungselemente der Regelung entworfen werden, wird die Gesamtfunktion zunächst am Blockschaltbild von Abb. 6.1 verdeutlicht. Die momentane Laserleistung wird mit einem Photodetektor erfasst. Hierzu werden die Transmissionsverluste eines GTI-Spiegels verwendet. Dieses Signal wird in eine Spannung umgewandelt, die dann mit der Sollwertvorgabe verglichen wird. Der Regler reagiert auf die Regelabweichung  $U_e$  und liefert eine Spannung die vom Strommodulator in den Pumpstrom der Laserdiode umgewandelt wird. Der Strommodulator wurde von der Firma 'High Q

Lasers Production GmbH, Austria' freundlicherweise zur Verfügung gestellt. Der Modulator wandelt Spannung von 0...1 V in Ströme von 0...3 A. Da der Regler aufgrund seines differenzierenden Verhaltens prinzipiell Spannungen innerhalb der Grenzen der Versorgungsspannung ausgeben kann, wird ein zusätzlicher Begrenzer vor den Modulator eingefügt.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurde der Laseraufbau leicht modifiziert, um den Laser bereits bei kleineren Leistungen auf Stabilität untersuchen zu können. Hierzu wurden die beiden Glasplättchen aus Abb. 4.2 durch ein doppelbrechendes Filter ersetzt, das den Laser in einer definierten Polarisation stabilisiert. Es wird ein SESAM mit einem Hub von 1% und ein 1.6%-Auskoppler verwendet.

## 6.2 Modulatorkonzepte

Die Entwicklung des Strommodulators war nicht Bestandteil dieser Diplomarbeit. Hier konnte auf die Erfahrung von 'High Q Lasers Production GmbH, Austria' zurückgegriffen werden, die zwei Modulatorkonzepte zur Verfügung stellten.

### 6.2.1 Paralleler Strommodulator

Beim Parallelen Strommodulator wird eine zusätzliche Konstantstromquelle zur Versorgung der Laserdiode benötigt. Die Strommodulation erfolgt dann durch den FET-Bypass, der je nach Ansteuerung einen Teil des Laserdiodenstroms umleitet. Die prinzipielle Schaltung ist in Abb. 6.2 zu sehen. Abb. 6.3

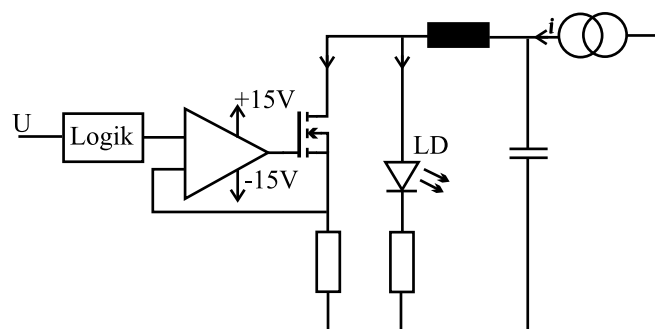


Abbildung 6.2: Prinzipschaltbild des parallelen Modulators.

zeigt die Übertragungsfunktion und den Phasenverlauf des parallelen Modulators. Für niedrige Frequenzen zeigt dieser zunächst differenzierendes Ver-

## 6.2 Modulatorkonzepte

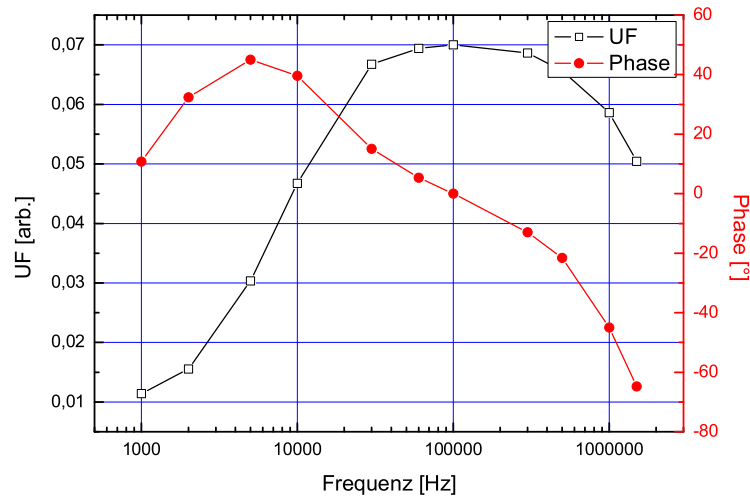


Abbildung 6.3: Übertragungsfunktion und Phasenverlauf des parallelen Modulators.

halten. Der Nachteil dieses Konzepts besteht darin, dass eine zusätzliche Stromquelle benötigt wird. Wird der Modulator ausgeschaltet fließt der volle Strom über die Laserdiode. Es muss also darauf geachtet werden, dass für diesen Fall der maximale Strom nicht überschritten wird. Soll der Laser bei hohen Leistungen betrieben und geregelt werden, könnte der maximale Strom ohne Bypass überschritten werden und die Laserdiode zerstört werden.

### 6.2.2 Serieller Strommodulator

Bei diesem Konzept erfolgt die Modulation mit einem FET in Reihe zur Laserdiode. Ohne Modulatorspannung sperrt der FET und es kann kein Strom fließen (siehe Abb. 6.4). Für die Laserdiode besteht somit zu keinem Zeitpunkt eine Gefahr. Ein Vorteil bei dieser Methode ist auch darin zu sehen, dass keine weitere Stromquelle erforderlich ist. Der serielle Strommodulator ist eine spannungsgesteuerte Stromquelle und wandelt Spannungen von 0...1 V in Ströme von 0...3 A um. Die Logik am Eingang bildet den Betrag der Eingangsspannung, so dass negative Spannungen keinen schädlichen Einfluss auf die Laserdiode haben. Für die spätere Reglerrealisierung ist dies allerdings zu berücksichtigen. Die Übertragungsfunktion und der Phasenverlauf des seriellen Modulators ist in Abb. 6.5 abgebildet.

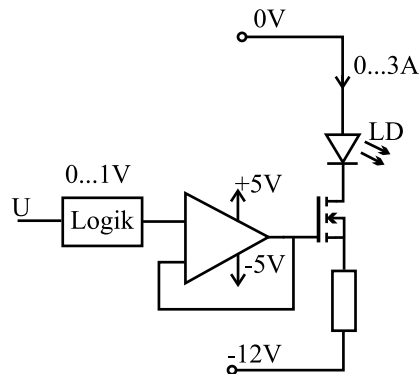


Abbildung 6.4: Prinzipschaltbild des seriellen Modulators.

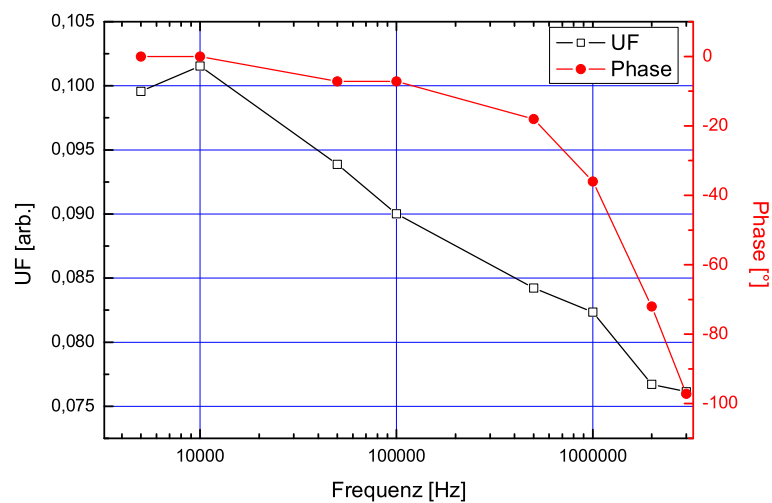


Abbildung 6.5: Übertragungsfunktion und Phasenverlauf des seriellen Modulators.

## 6.3 Reglerschaltung

### 6.3.1 Erfassung der Laserleistung

Als Photodetektor wurde eine InGaAs PIN Photodiode G8378-03 von Hamamatsu verwendet. Die Empfindlichkeit beträgt etwa  $1\text{A/W}$ . Um Spannungen detektieren zu können, wird ein Transimpedanzverstärker nach Abb. 6.6



### 6.3 Reglerschaltung

---

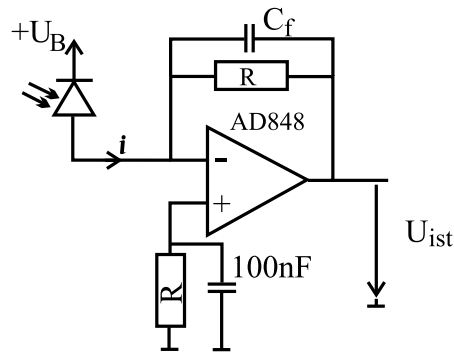


Abbildung 6.6: Transimpedanzverstärker mit Offsetstrom- und Frequenzkompensation.

verwendet. Hierbei handelt es sich um eine invertierende, gegengekoppelte Operationsverstärkerschaltung (OPA). Der positive Eingang ist über einen Widerstand auf Masse gelegt. Wird dieser Widerstand gleich groß gewählt wie der Rückkoppelwiderstand, so werden die Ruhestrome des OPAs kompensiert, da beide Eingänge gleich belastet sind und der OPA eine hohe Gleichtaktunterdrückung besitzt. Der negative Eingang liegt aufgrund der sehr geringen Differenzspannung zwischen beiden Eingängen auf sog. virtueller Masse. Die Photodiode ist somit in Sperrichtung gepolt. Weil die Eingangsströme beim OPA vernachlässigbar klein sind, fließt der volle Photostrom über den Rückkoppelwiderstand und die Ausgangsspannung berechnet sich zu

$$U_{ist} = -i \cdot R \quad . \quad (6.1)$$

Die Kapazität im Rückkoppelzweig dient zur Frequenzkompensation. Sie beschränkt die Bandbreite des verwendeten OPAs. Erreicht die Phaseverschiebung zwischen Ein- und Ausgangssignal  $-180^\circ$ , geht die Gegenkopplung in die Mitkopplung über. Es muss dafür gesorgt werden, dass für diesen Fall die Verstärkung kleiner 1 ist, da die Schaltung sonst schwingt.

#### Bandbreite des Transimpedanzverstärkers

Die Bandbreite lässt sich nicht einfach aus dem Datenblatt des OPAs entnehmen, da dort normalerweise die frequenzabhängige Spannungsverstärkung aufgetragen wird. Zunächst bildet der Rückkoppelwiderstand  $R$  mit der Sperrschichtkapazität  $C_D$  der Photodiode einen Tiefpass mit der Grenzfrequenz

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi RC_D} \quad . \quad (6.2)$$

Die Eingangskapazität des OPAs wird an dieser Stelle vernachlässigt. Mit der Transitfrequenz  $f_t$ , bei der die Verstärkung auf den Wert 1 abgesunken ist, ergibt sich nach [Hob00] eine Faustregel für die Bandbreite des Transimpedanzverstärkers:

$$f_{-3dB} \approx \frac{\sqrt{f_{RC} f_t}}{2} \quad . \quad (6.3)$$

Die Sperrschichtkapazität der verwendeten Photodiode beträgt 5 pF. Mit einem Widerstandswert von 8 k $\Omega$  muss der verwendete OPA eine Transitfrequenz von mindestens 10 MHz besitzen.

Es hat sich herausgestellt, dass die Schaltung in Verbindung mit dem Regler zum Schwingen neigt. Dies konnte durch ein geeignetes  $C_f$  verhindert werden. Als Richtwert gilt

$$C_f = \frac{1}{2\pi R \sqrt{f_t f_{RC}}} \quad . \quad (6.4)$$

In der Schaltung wurde ein  $C_f$  von 20 pF eingesetzt.

### Rauschverhalten

Abb. 6.7 zeigt das Rauschspektrum nach dem Transimpedanzverstärker ohne Beleuchtung der Photodiode. Es wurde bis 2 MHz aufgenommen, da höhere Frequenzen vom Modulator nicht mehr verarbeitet werden. Als Rauschquellen kommen thermisches Rauschen, Spannungsrauschen, Stromrauschen und Rauschen der Spannungsquelle in Betracht. Es ist üblich das Rauschen in Effektivwerten anzugeben. Es gilt der Zusammenhang:

$$U_{rms} = \sqrt{\int u^2(f) df} \quad . \quad (6.5)$$

Für das thermische Rauschen gilt:

$$u_{th} = \sqrt{4k_B T R} \quad . \quad (6.6)$$

Das Spannungs- und Stromrauschen berechnet sich nach [Kil02] :

$$u_v = u_n \frac{Z_D + Z_F}{Z_D} \quad , \quad (6.7)$$

$$u_c = -i_n Z_F \quad . \quad (6.8)$$

$Z_F$  und  $Z_D$  sind die Impedanzen der Rückkopplung bzw. der Photodiode. Das Datenblatt des AD848 liefert ferner für das Eingangsrauschen:  $u_n = 5\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ;  $i_n = 1.5\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Das gesamte effektive Spannungsrauschen ergibt sich dann zu

$$U_{rms} = \sqrt{U_{rms,th}^2 + U_{rms,v}^2 + U_{rms,c}^2} \quad . \quad (6.9)$$

## 6.3 Reglerschaltung

---

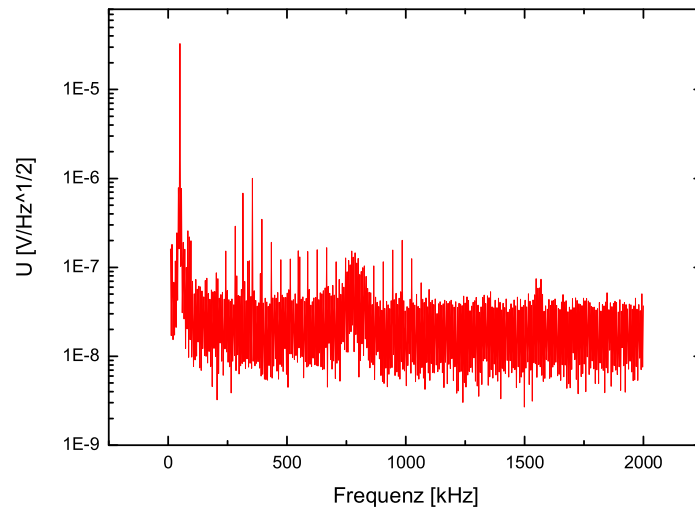


Abbildung 6.7: Rauschspektrum nach dem Transimpedanzverstärker ohne Beleuchtung.

Bei den verwendeten Bauteilen resultiert für eine Bandbreite von 20 MHz als untere Grenze ein theoretischer Wert für  $U_{rms}$  von  $103,7 \mu\text{V}$ . Eine Messung innerhalb der Bandbreite von 20 MHz ergab einen Wert von  $307 \mu\text{V}$ . Um die Qualität der verwendeten Spannungsversorgung zu testen wurde die gleiche Messung noch mit einer Batterie durchgeführt. Hier wurde ein  $U_{rms}$  von  $270 \mu\text{V}$  gemessen.

### 6.3.2 Analoge Realisierung

Die eigentliche Reglerschaltung wird mit Operationsverstärkern realisiert. Der Schaltplan ist in Abb. 6.9 zu sehen. Ein Problem bei Operationsverstärkerschaltungen ist, dass sie zum selbständigen Schwingen neigen. Das ist bei der Dimensionierung der Schaltung zu berücksichtigen.

#### Spannungsversorgung

Die Betriebsspannung wird am Eingang der Platine zunächst durch einen großen Glättungskondensator gesiebt ( $\sim$  einige  $100 \mu\text{F}$ ). Trotzdem sollte möglichst nahe am eigentlichen Bauteil ein weiterer Stützkondensator vor-

gesehen werden. Zusätzlich werden die OPAs über einen kleinen Widerstand an die Spannungsversorgung angeschlossen. Im HF-Ersatzschaltbild ist eine Gleichspannungsquelle als Kurzschluss aufzufassen. Durch den Widerstand sind die OPAs nun gegenseitig entkoppelt. Damit soll verhindert werden, dass sie sich über die Versorgung gegenseitig anregen können. Die Beschaltung ist ebenso in Abb. 6.9 abgebildet.

### Sollwertvorgabe

Um eine möglichst stabile Führungsgröße vorgeben zu können, wird der Sollwert mit einer Z-Dioden-Stabilisierung erzeugt. Hier wurde eine Diode mit einer Durchbruchspannung  $U_Z$  von 0.8 V verwendet. Um die maximale Verlustleistung der Diode nicht zu überschreiten, muss ein geeignet gewählter Vorwiderstand verwendet werden. Die Wahl ist vom minimalen und maximalen Laststrom  $I_L$  abhängig. Aus Abb. 6.9 wird deutlich, dass durch Verwendung des Mittelabgriffs von  $P_1$  die Last konstant ist. Für diesen Fall ergibt sich für den Vorwiderstand nach [Beu92]:

$$R_1 = \frac{U_B - U_Z}{2I_L} = \frac{U_B - U_Z}{2U_Z} P_1 \quad (6.10)$$

Da durch den invertierenden Transimpedanzverstärker negative Istwerte resultieren (Gl. (6.1)), wird die Z-Diode ebenfalls an die negative Betriebsspannung angeschlossen. Durch  $C_1$  und  $C_2$  wird die Spannung nochmals geglättet.

### Soll-Ist-Vergleich

Der Soll-Ist-Vergleich wird mit einem Differenzverstärker realisiert. Falls

$$\frac{R_4}{R_3} = \frac{R_6}{R_5}$$

gilt, ist sein Übertragungsverhalten durch

$$U_e = \frac{R_4}{R_3} (U_s - U_{ist}) \quad (6.11)$$

bestimmt. Um die Bandbreite des nachfolgenden PD-Reglers nicht durch einen hohen Rückkopplungswiderstand zu begrenzen, wurde der P-Anteil der Regelung gleich durch ein entsprechendes Widerstandsverhältnis am Differenzverstärker eingestellt. Es hat sich beim Aufbau gezeigt, dass der Differenzverstärker nicht zu hochohmig dimensioniert werden darf, da sonst die Gesamtschaltung selbstoszillierend war. Widerstandswerte kleiner 5 k $\Omega$  sind zu empfehlen. Der 50  $\Omega$  Widerstand am Ausgang dient zur HF-Entkopplung. Zur Stabilisierung wird noch ein 1 k $\Omega$  Widerstand gegen Masse geschaltet, damit der OPA nicht nur gegen virtuelle Masse belastet wird.

### PD-Regler

Der PD-Regler wird mit einem invertierendem OPA realisiert. Seine Übertragungsfunktion ergibt sich zu

$$G_R = -\frac{R_{10}}{R_9 \parallel Z_{C_4}} = -\frac{R_{10}}{\frac{R_9 \frac{1}{j\omega C_4}}{R_9 + \frac{1}{j\omega C_4}}} = -\frac{R_{10}}{R_9} (1 + j\omega R_9 C_4) \quad . \quad (6.12)$$

Ein Vergleich mit Gl. (5.10) zeigt, dass mit der verwendeten Beschaltung tatsächlich ein PD-Regler verwirklicht wird. Die Nennerzeitkonstante von Gl. (5.10) wird durch die Bandbreite des OPAs bestimmt. Die charakteristischen Größen des Reglers ergeben sich nun durch

$$K = \frac{R_{10}}{R_9} \quad \text{und} \quad T_{Re} = R_9 C_4 \quad . \quad (6.13)$$

Das negative Vorzeichen in Gl. (6.12) wird durch den invertierenden Transimpedanzverstärker wieder kompensiert. Wie im letzten Abschnitt bereits erwähnt, wird  $K = 1$  gewählt und der P-Anteil am Differenzverstärker eingestellt. Die Reglerzeitkonstante  $T_R$  beträgt bei den verwendeten Komponenten  $47 \mu\text{s}$ , was einer Knickfrequenz im Bodediagramm von 3.4 kHz entspricht.

### Begrenzer

Der nach dem Regler folgende Modulator verarbeitet Eingangsspannungen im Bereich 1...3 V. Negative Spannungen werden von der Modulatorlogik im Vorzeichen gedreht. Damit der Regler den Laser in geeigneter Weise beeinflussen kann, müssen korrekte Spannungspegel gewährleistet werden. Dies geschieht mit den Dioden  $D_1 \dots D_3$ . Die Reihenschaltung aus  $D_1$  und  $D_3$  begrenzt die Ausgangsspannung von  $N_2$  auf die zweifache Flussspannung von +1.2 V. Die gegengepolte Diode  $D_3$  begrenzt negative Spannungen auf -0.6 V. Prinzipiell hätten die Dioden auch gegen Masse beschaltet werden können. Dann wäre die Spannungsbegrenzung für den nachfolgenden Modulator genauso gewährleistet gewesen. Die Spannung am OPA hätte aber beliebig große Werte annehmen können, was sich nachteilig für die Dynamik auswirken würde. Damit nun negative Spannungen gänzlich eliminiert werden, wird eine zusätzliche Endstufe  $N_3$  verwendet, die nur mit positiver Spannung versorgt wird (vgl. Abb. 6.9). Die Endstufe ist als Impedanzwandler (Elektrometerverstärker) mit dem Verstärkungsfaktor 1 beschaltet. Die Endstufe zeigte eine hohe Offsetspannung, die durch die zusätzliche Last  $R_{12}$  kompensiert werden konnte.

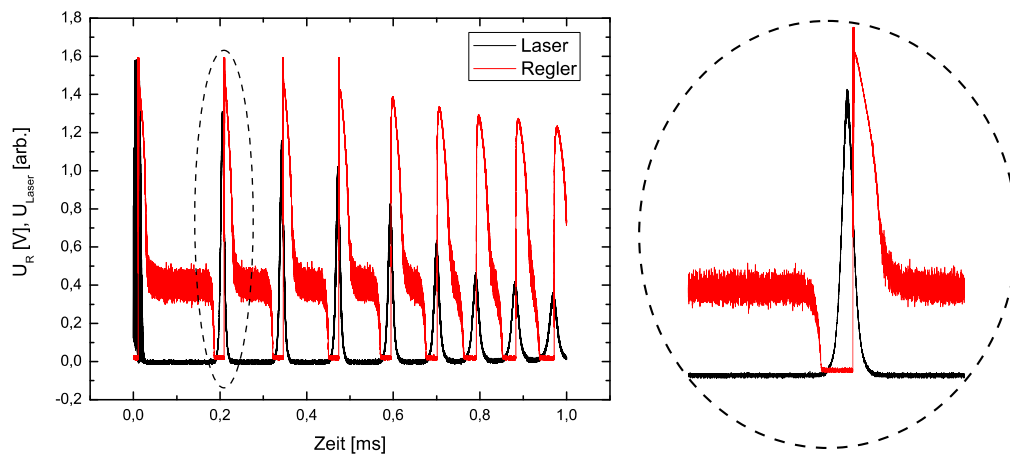


Abbildung 6.8: Reaktion des offenen Regelkreises auf gütegeschaltete Laserpulse.

### 6.3.3 Verhalten des offenen Kreises

Um einen ersten Eindruck über das Verhalten des Reglers zu bekommen, wurde zunächst der offene Regelkreis untersucht. Es wurde ein Strom vorgegeben, bei dem sich der Laser im QSML-Betrieb befindet. Die Laserleistung wird detektiert und auf den Regler gegeben. Die Laserleistung und das Reglersignal sind in Abb. 6.8 dargestellt. Um die Wechselwirkung zwischen den Signalen besser zu erkennen, wurde die Laserleistung nicht maßstäblich aufgetragen. Sobald die Laserleistung ansteigt, reagiert der Regler durch Absenken der Spannung und umgekehrt. In Abb. 6.8 wird deutlich, dass der Regler ein sehr verrauschtes Signal liefert. Es hat sich schnell herausgestellt, dass die Endstufe das Rauschen stark beeinflusst. Die Verwendung einer solchen Endstufe ist sicherlich nicht die eleganteste Möglichkeit, sich negativer Spannungen zu entledigen, zumal Eingangsspannungen nicht kleiner  $-0.3\text{ V}$  sein sollten. Dies wird durch die verwendete Diodenbegrenzung nicht gewährleistet. Der OPA befindet sich also unter Umständen in einem nicht spezifizierten Betriebspunkt. Durch das Hinzufügen eines Tiefpassfilters am Eingang konnte das Rauschen aber auf akzeptable Werte reduziert werden. Das Filter wurde auf die Grenzfrequenz des Modulators von  $2\text{ MHz}$  abgestimmt. Die einzelnen Messergebnisse sind in Tabelle 6.1 festgehalten. Ein prinzipielles Problem bezüglich des Rauschen, entsteht durch den D-Regler.

### 6.3 Reglerschaltung

---

Schaltungsaufbau	Rauschamplitude
ohne Endstufe, ohne Filter	$80 \text{ mV}_{SS}$
mit Endstufe, ohne Filter	$200 \text{ mV}_{SS}$
ohne Endstufe, mit Filter	$40 \text{ mV}_{SS}$
mit Endstufe, mit Filter	$80 \text{ mV}_{SS}$

Tabelle 6.1: Messung der Rauschamplituden des Reglersignals für verschiedene Schaltungskonfigurationen.

#### Verstärkung von Rauschen durch D-Glied

Um die Problematik zu verdeutlichen, wird die Übertragungsfunktion des reinen D-Glieds betrachtet:

$$G(j\omega) = j\omega \quad (6.14)$$

Das Rauschen wird nun als harmonische Sinusschwingung mit kleiner Rauschamplitude  $A_R$  und hoher Frequenz  $\omega_R$  moduliert. Am Ausgang des D-Glieds erhält man dann

$$A_R \sin(\omega_R t) \cdot j\omega = \omega_R A_R \sin\left(\omega_R t + \frac{\pi}{2}\right) = \omega_R A_R \cos(\omega_R t) \quad . \quad (6.15)$$

Durch das D-Glied wird die Rauschamplitude mit  $\omega_R$  verstärkt. Um das Rauschen weiter zu minimieren, könnte der D-Regler nach den Umformungsregeln im Blockschaltbild nach Abb. 6.1 auch direkt in die Rückführung und vor den Soll-Ist-Vergleich gesetzt werden. Somit würde das Rauschen vom Differenzverstärker nicht noch zusätzlich verstärkt werden.

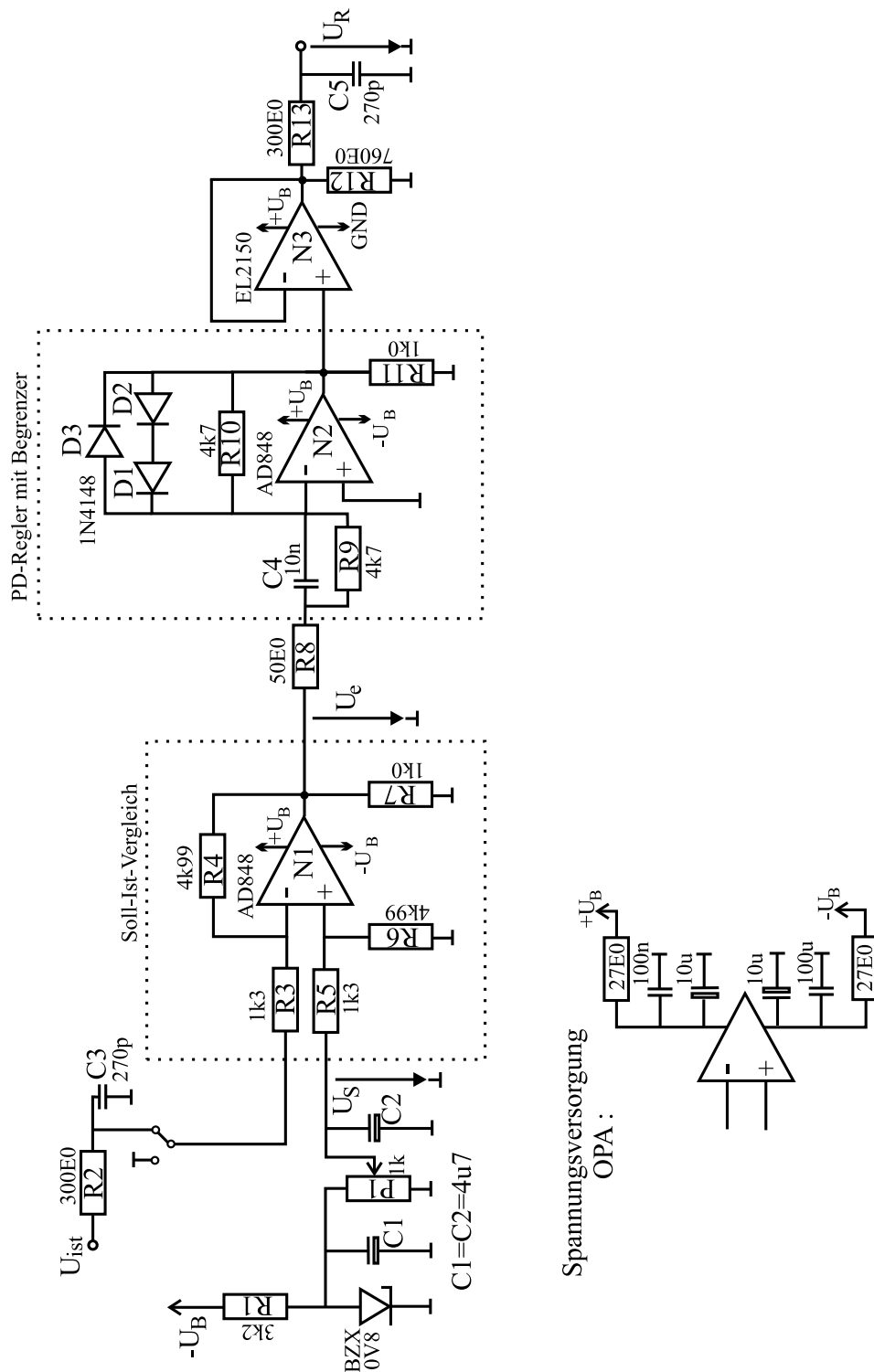


Abbildung 6.9: Realisierung des Regelkreises mit Operationsverstärkern.



## 6.4 Messungen

### 6.4.1 Laser ohne Regelung

Um Vergleichsdaten zu haben, wurden zunächst einige Messungen am Laser ohne Regelung durchgeführt. Alle Messungen wurden mit einem 1.6% Auskoppler durchgeführt. Die Laserdiode wurde mit einer Konstantstromquelle versorgt. Damit der ML-Betrieb (Mode-Locking) selbststartend war, wurde eine Ausgangsleistung von 125 mW eingestellt. Das zugehörige optische Spektrum ist in Abb. 6.10 zu sehen. Die Bandbreite beträgt 6.7nm. Dem entspricht eine Pulsdauer<sup>1</sup> von 170 fs. Um die Schwelle zur Instabilität zu finden, wurde

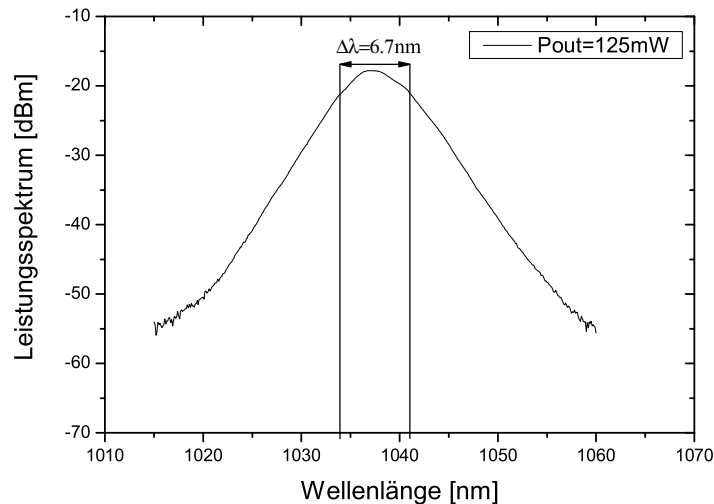


Abbildung 6.10: Optisches Spektrum des Lasers ohne Regler bei einer Ausgangsleistung von 125 mW.  $\Delta\lambda = 6.7$  nm.

der Strom nun langsam heruntergefahren und die detektierte Laserleistung am Oszilloskop beobachtet. Bei einer Ausgangsleistung von 75 mW ging der Laser zur Güteschaltung über. Wurde der Strom wieder erhöht, so konnte der Laser bei etwa 110 mW wieder in den ML-Betrieb wechseln. Ein interessanter Punkt ist der Einfluss des Reglers auf Einschaltvorgänge. Deswegen wurde auch ein typischer Einschaltvorgang des unregulierten Lasers aufgenommen, der in Abb. 6.11 zu sehen ist. Es entstehen einige QSML-Pulse, bis der

<sup>1</sup>siehe Anhang A.3

Laser in den stabilen ML-Betrieb übergeht. Die Spitzenleistungen sind viel höher als im stabilen Betrieb und werden hier vermutlich durch Sättigung des Photodetektors und Aliasing-Effekte zusätzlich begrenzt. Es liegt auf der Hand, dass dies die Lebensdauer des SESAMs nicht gerade erhöht.

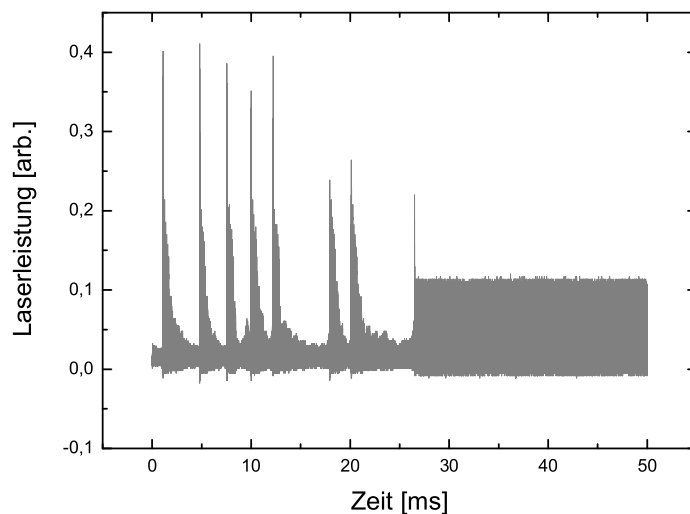


Abbildung 6.11: Einschaltvorgang ohne Regler. Es entstehen hohe Spitzenleistungen bis der ML-Betrieb schließlich einrastet.

### 6.4.2 Laser mit Regelung

Bei der Inbetriebnahme der Regelung wurde so vorgegangen, dass zunächst am offenen Kreis und mit der Konstantstromquelle eine Ausgangsspannung eingestellt wurde, die nach dem Modulator einen Strom von etwa 2 A erzeugt, was dann einer Ausgangsleistung von ca. 120 mW entspricht. Anschließend wurde der Sollwert mit dem Trimmer  $P_1$  langsam erniedrigt. Der Laser war nun bis zu Ausgangsleistungen von 35 mW stabil und ging dann direkt oder nach einem kurzen Überschwinger in den cw-Betrieb über. Selbständiges Starten war ab Leistungen von 45 mW möglich. Abb. 6.12 zeigt das optische Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 60 mW. Die Bandbreite beträgt nun 3,2 nm, was einer Pulsdauer von 355 fs entspricht. Der Vergleich von Abb. 6.10 und Abb. 6.12 zeigt, dass der Zusammenhang zwischen Pulsdauer und Pulsenergie beim solitären Laser nach Gl. (4.3) gut erfüllt ist. Durch

## 6.4 Messungen

---

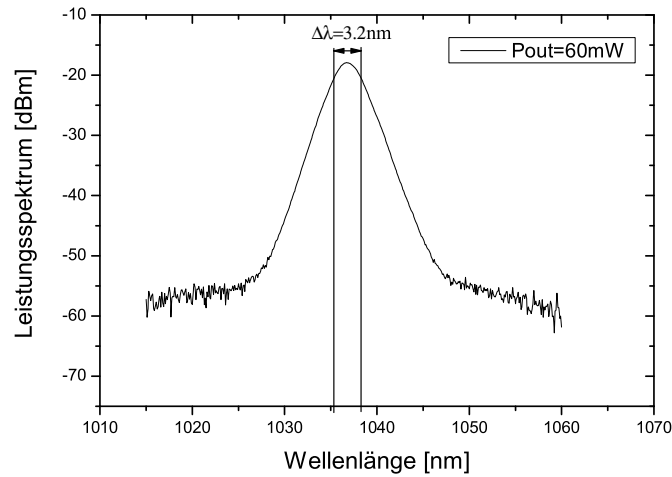


Abbildung 6.12: Optisches Spektrum des Lasers mit Regelung bei einer Ausgangsleistung von 60 mW.  $\Delta\lambda = 3.2 \text{ nm}$ .

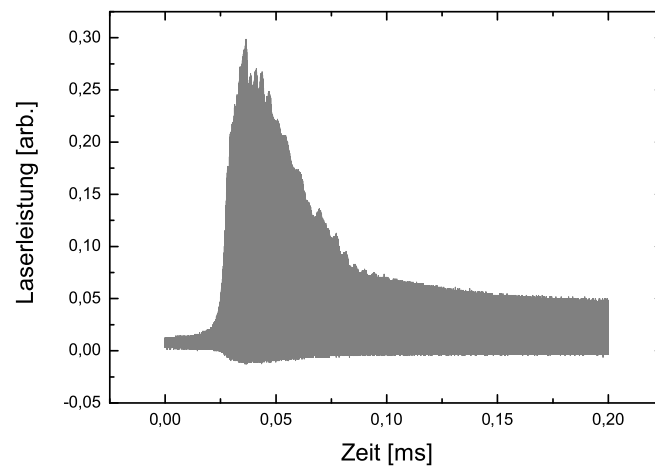


Abbildung 6.13: Einschaltvorgang mit Regler. Es entsteht eine Relaxationsüberhöhung, der Laser geht aber nach 100  $\mu\text{s}$  ohne Intensitätsspitzen in den stabilen Betrieb über.

Verwendung des Reglers kann der Laser also mit deutlich kleineren Leistungen noch stabil betrieben werden.

Als nächstes wurden Einschalttransienten untersucht. Da der Regler mit dem Kleinsignalmodell entworfen wurde, waren hier die Erwartungen nicht besonders hoch. Umso überraschender war, dass der Regler auch die Einschaltvorgänge entscheidend verbessert, was in Abb. 6.13 deutlich wird. Die hohen Intensitätsspitzen beim Einschalten sind gänzlich verschwunden. Der Laser geht nach ca.  $100 \mu\text{s}$  in den stabilen ML-Betrieb. Die Relaxationsüberhöhung ist vorhanden, aber kleiner als in Abb. 6.11 ohne Regelung.

### RF-Spektrum des Lasers

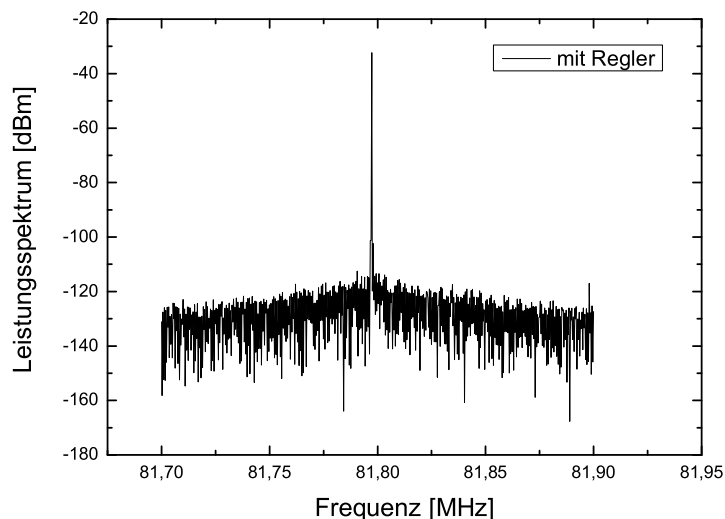


Abbildung 6.14: RF-Spektrum des Lasers mit Regler bei der 1. Harmonischen der Repetitionsrate und 60 mW Ausgangsleistung.

Um einen Eindruck über die Signalqualität zu bekommen, wurde das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) der 1. Harmonischen der Repetitionsrate bei einer Ausgangsleistung von 60 mW gemessen. Die Repetitionsrate beträgt 81,8 MHz. Wie aus Abb. 6.14 abgelesen werden kann, ergibt sich für das SNR ein Wert von 90 dBc. Zum Vergleich zeigt Abb. 6.15 die gleiche Messung ohne Regler. Der Laser ist nicht mehr stabil. Es ist kein Signal mehr zu erkennen, sondern nur noch ein undefiniertes Schwanken aufgrund

## 6.4 Messungen

---

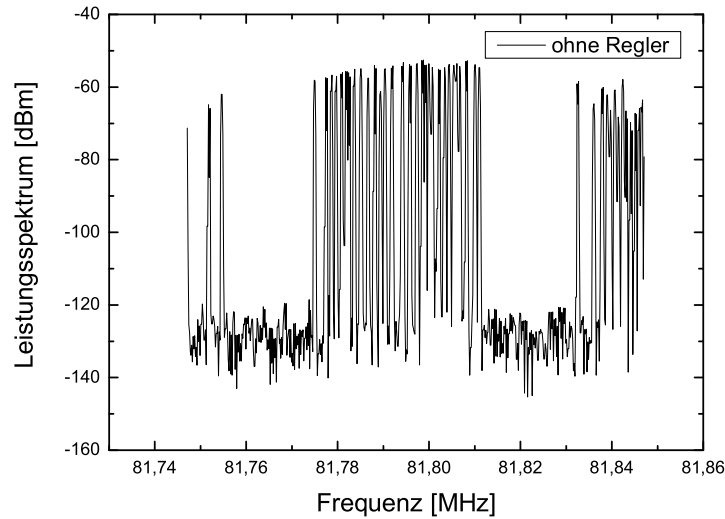


Abbildung 6.15: RF-Spektrum des Lasers ohne Regler bei 60 mW Ausgangsleistung.

der Amplitudenmodulation, die durch die Güteschaltung hervorgerufen wird. Hierbei handelte es sich nicht um den reinen QSML-Betrieb, sondern um ein nichtperiodisches „Spiking“.

### Rauschbetrachtungen

Um den Einfluss des Reglers auf das Rauschen zu untersuchen, wurde der Laser einmal im gepulsten Betrieb und im cw-Betrieb untersucht. Hierzu wurden die Transmissionsverluste eines Spiegels mit einem Photodetektor detektiert und mit einem Oszilloskop mit Mathematikmodus ausgewertet. Die effektive Rauschspannung kann über mehrere Sweepzeiten gemittelt abgelesen werden, so dass nach Messung des Signalpegels eine prozentuale Rauschzahl angegeben werden kann.

$$R_{\%} = \frac{\text{effektive Rauschspannung}}{\text{Signalpegel}} 100\% \quad (6.16)$$

Die Messungen wurden bei 80 mW Ausgangsleistung durchgeführt, damit sowohl der geregelte und unregelte Laser bei gleicher Leistung untersucht werden konnte. Im Fall des unregulierten Lasers ergibt sich für als Rauschzahl

im cw-Betrieb 0.29% und im gepulsten Betrieb 0.12%. Mit der Verwendung des Reglers verschlechtert sich die Rauschzahl im gepulsten Betrieb auf 0.17%. Im cw-Betrieb verbessert sie sich jedoch auf 0.2%.

### Ergebnisse im Überblick

	ohne Regler	mit Regler
QSML-Schwelle	75 mW	35 mW
Selbststartender ML-Betrieb	110 mW	45 mW
cw – Rauschen <sup>†</sup>	0.29%	0.2%
ML – Rauschen <sup>††</sup>	0.12%	0.17%

†:  $P_{\text{out}} = 25\text{mW}$       ††:  $P_{\text{out}} = 85\text{mW}$

Tabelle 6.2: Übersicht der Messergebnisse mit und ohne Regler.

### Einfluss der Reglerbandbreite

In Kapitel 5 wurden theoretische Untersuchungen zur erforderlichen Reglerbandbreite durchgeführt. Dabei wurde die Bandbreitenbegrenzung als Tiefpass 1. Ordnung modelliert. Um die dort berechneten Ergebnisse zu überprüfen, wurde an den Ausgang des Reglers ein Filter mit variablen Grenzfrequenzen eingefügt (Stanford Research Mod. 560). Die Filterkante wurde auf -6 dB/Okt. eingestellt, was den -20 dB/Dek. eines Tiefpasses 1. Ordnung entspricht. Die Messungen wurden bei 70 mW Ausgangsleistung durchgeführt. Bei einer Grenzfrequenz von 100 kHz war noch kein Einfluss der Regelbandbreite zu erkennen. Bei der nächst kleineren Grenzfrequenz von 30 kHz konnte der Laser nicht mehr stabilisiert werden. Dieses Ergebnis bestätigt die theoretischen Ergebnisse aus Abschnitt 5.3 und macht nochmals deutlich, dass ein DSP zur Stabilisierung des Lasers nicht geeignet ist. Bei diesen Untersuchungen wurde ebenso deutlich, dass der Regler durch eine zusätzliche Bandbreitenbegrenzung deutlich stabiler läuft. Deswegen wurde an den Ausgang der Reglerschaltung ein 2 MHz Tiefpass gelötet. Da das Lasersignal bereits auf diese Bandbreite begrenzt war, sind höherfrequente Signale durch Rauschen der Schaltung entstanden und beinhalten keine Informationen über das Lasersignal.

### Vollständige Charakterisierung

Um den Regelkreis nach Abb. 6.1 vollständig charakterisieren zu können, muss noch das Übertragungsverhalten des Lasers und des Photodetektors

## 6.4 Messungen

---

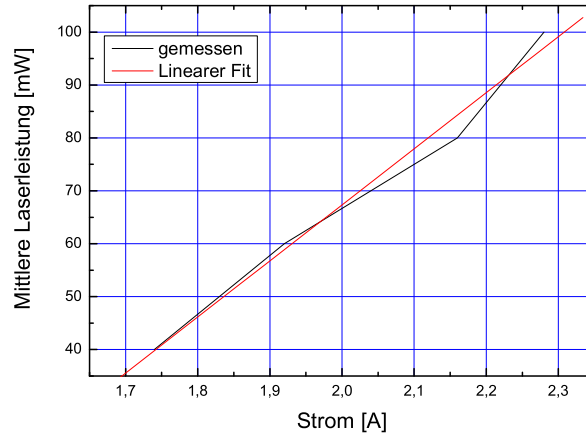


Abbildung 6.16: Übertragungsfunktion Pumpstrom-Laserleistung.

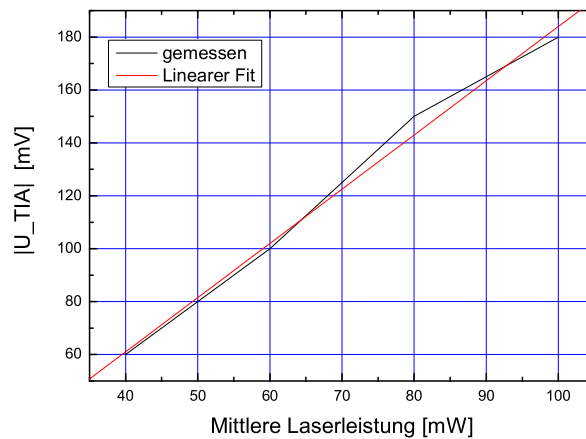


Abbildung 6.17: Übertragungsfunktion Laserleistung-Photodetektor.

ausgemessen werden. Der Zusammenhang von Laserdiodenstrom und mittlere Ausgangsleistung ist in Abb. 6.16 zu sehen. Es ergibt sich als Übertragungsfunktion  $G = \bar{P}/I = 108 \text{ mW/A}$ .

Die Messung der mittleren Laserleistung und der Spannung nach dem Transimpedanzverstärker ergibt ebenfalls einen näherungsweise linearen Zusammen-

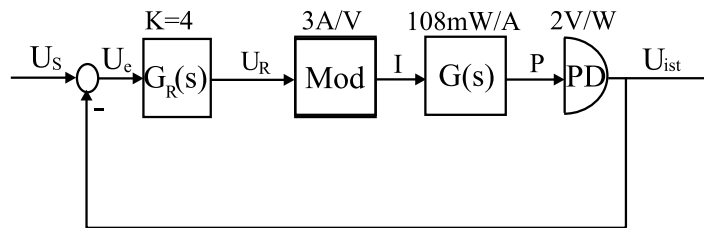


Abbildung 6.18: Vollständige Charakterisierung des Regelkreises. Bezeichnungen wie in Abb. 6.1.

menhang, der in Abb. 6.17 gezeigt ist. Hier lautet die funktionale Beziehung:  $G = U/\overline{P} = 2 \text{ V/W}$ . Der Regelkreis wird nun also durch Abb. 6.18 vollständig beschrieben.

### **Einfluss der Kreisverstärkung**

Der P-Anteil des Reglers betrug bis jetzt etwa 4 und war am Soll-Ist-Vergleicher durch das entsprechende Widerstandsverhältnis eingestellt. Da die Bandbreite des Reglers durch die verwendeten OPAs weit größer als erforderlich ist, wurde der P-Anteil durch Hinzufügen einer Verstärkung am Differenzierer auf den Faktor 15 erhöht. Der Fangbereich des Reglers konnte somit nochmals erhöht werden. Der Laser war bis zu Ausgangsleistungen von 15 mW stabil. Es ist sogar einmal gelungen, Pulse mit einer mittleren Leistung von nur 8 mW zu emittieren. Dieses Ergebnis ist allerdings je nach Laborbedingungen nicht immer reproduzierbar. Bei höheren Sollwertvorgaben ist der Laser irgendwann in den Doppelpulsbetrieb übergegangen. Instabilitäten aufgrund des Reglers sind aber keine aufgetreten.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde ein Yb:Glas Laser aufgebaut und bzgl. des modengekoppelten Betriebs stabilisiert. Dazu wurde zunächst auf einige Grundlagen zum Laser und zum Pulsbetrieb, gerade im Hinblick auf die Verwendung von Yb als aktives Material, eingegangen. Yb mit seiner großen Fluoreszenzlebensdauer neigt zu Instabilitäten, d.h. der kontinuierlich modengekoppelte Betrieb wird durch Güteschaltung gestört. Hierzu wurde eine Stabilitätsanalyse gemacht, um einen Einblick zu bekommen, welche Parameter des Lasers Instabilitäten vermindern oder begünstigen können. Numerische Simulationen haben das Ergebnis der Analyse bestätigt. Ein erster Laseraufbau hatte zunächst zum Ziel, möglichst viel Leistung zu erreichen. Hier war bei maximalem Strom der Laserdiode eine Ausgangsleistung von 925 möglich. Für spätere Untersuchungen wurde der Laser dahingehend modifiziert, dass Instabilitäten bereits bei kleineren Leistungen auftreten. Damit wurden die Resonatorkomponenten bei späteren Untersuchungen etwas geschont.

Um einen Regler entwerfen zu können, wurde die Übertragungsfunktion des Lasers berechnet. Damit konnten die klassischen Ingenieursverfahren der Regelungstechnik benutzt werden. Theoretische Analysen des Systems haben schnell gezeigt, dass zur erfolgreichen Stabilisierung recht hohe Regelbandbreiten von größer 30 kHz erforderlich sind. Einer Realisierung des Reglers durch analoge Schaltungstechnik wurde deshalb gegenüber einer digitalen Regelung mit einem DSP der Vorzug gegeben. Als Regler wurde ein PD-Glied gewählt, was sich durch Analysen und nachträgliche Simulationen als recht vielversprechend erwies. Im Anschluss wurde auf die technische Realisierung des Regelkreises eingegangen. Die Funktion der einzelnen Schaltungskomponenten wurde ausführlich und gerade im Hinblick auf praktische Realisierungsprobleme besprochen. Messungen am geregelten und ungeregelten System haben schließlich den positiven Einfluss der Regelung eindrücklich bewiesen. War die Schwelle zur Instabilität des Lasers ohne Regelung bei 75

mW, so lag sie beim geregelten Laser bei 35 mW. Durch eine größere Reglerverstärkung, konnte die Schwelle sogar noch auf 15 mW erniedrigt werden. Auch die Schwelle zum Selbststarten wird durch den Regler erniedrigt. Erfreulicherweise beeinflusst der Regler, der am Kleinsignalmodell entworfen wurde, auch die Einschaltvorgänge. Die typischen hohen Intensitätsspitzen, die beim unregulierten Laser entstehen, verschwanden beim geschlossenen Regelkreis. Es entstand noch ein Überschwinger, der Laser gelangte aber deutlich schneller in den stabilen gepulsten Betrieb.

In dieser Diplomarbeit konnte somit gezeigt werden, dass sich auch ein Yb Laser, trotz seiner hohen Lebensdauer, mit aktiver Rückkopplung stabilisieren lässt.

# Anhang A

## Ergänzungen

### A.1 Selbstphasenmodulation

Die Selbstphasenmodulation (SPM) beruht auf dem nichtlinearen Kerr-Effekt

$$n(\omega, |A|^2) = n_0(\omega) + n_2^I |A|^2 \quad . \quad (\text{A.1})$$

Der Brechungsindex hat einen intensitätsabhängigen Anteil. Dieser Anteil  $n_2^I$  liegt im Bereich von  $10^{-20} \frac{\text{m}^2}{\text{W}}$  und kommt erst bei hohen Intensitäten zum tragen. Die hohen Intensitäten des Pulses bewirken eine Änderung des Brechungsindex der Materie, die der Puls dann anschließend durchläuft. Er moduliert sich somit selbst. Wie in [Mor02] gezeigt, gilt für die Einhüllende

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = j\gamma |A|^2 A(z, t) \quad , \quad (\text{A.2})$$

mit dem Selbstphasenmodulationskoeffizienten

$$\gamma = \frac{k n_2^I}{A_{eff}} \quad . \quad (\text{A.3})$$

Die Einhüllende bleibt im Zeitbereich konstant, lediglich die Phase ändert sich proportional zur Intensität.

$$\frac{\partial}{\partial z} |A(z, t)| = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_{NL}(z, t) = \gamma |A(z, t)|^2 \quad (\text{A.5})$$

Diese Phasenmodulation führt zu einer Verbreiterung des optischen Spektrums. Die akkumulierte Phase längs einer Propagationsstrecke der Länge  $l$  und Pulsspitzenleistung  $\hat{P}$  ergibt sich aus Gl. (A.5) zu

$$\phi_{NL}(l) = \gamma \hat{P} l \quad . \quad (\text{A.6})$$

## A.2 Optische Solitonen

In Abschnitt 2.3.3 ist mit Gl. (2.17) eine Bewegungsgleichung der Einhüllenden unter dem Einfluss der Dispersion angegeben worden. Ist das Feld jetzt sowohl Dispersion und SPM ausgesetzt, dann folgt die Einhüllende der Nichtlinearen Schrödinger Gleichung (NSG):

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -j \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + \gamma |A(z, t)|^2 A(z, t) \quad (\text{A.7})$$

Der Vergleich von Gl. (A.7) mit Gl. (2.21) macht deutlich, dass die NSG in der Mastergleichung bereits mit eingearbeitet ist. Wie im letzten Abschnitt erläutert bewirkt SPM eine Verbreiterung des optischen Spektrums. Dieser Effekt kann nun durch negative Dispersion ausgeglichen werden. Halten sich beide Effekte die Waage, dann hat Gl. (A.7) das Soliton als Lösung:

$$A(z, t) = A_0 \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) e^{-j\phi_{NL}} ; \quad \phi_{NL} = \gamma A_0^2 z \quad (\text{A.8})$$

Das Soliton propagiert längs  $z$  ohne Verbreiterung des Pulses. Die Pulsfläche wird lediglich durch Dispersion und SPM bestimmt, was durch das folgende Flächentheorem ausgedrückt wird:

$$\int |A(z, t)| dt = \pi A_0 \tau = \pi \sqrt{\frac{|k_2|}{\gamma}} = \text{konst.} \quad , \quad (\text{A.9})$$

wobei die Bedingung für das fundamentale Soliton

$$|k_2| = \gamma A_0^2 \tau^2 \quad (\text{A.10})$$

gleich mit verwendet wurde.

## A.3 Zeitdauerbandbreite-Produkt (ZBP)

Für das Soliton gilt:

$$\tau \cdot \Delta f = 0.315 \quad . \quad (\text{A.11})$$

Aus der grundlegenden Beziehung zwischen Frequenz und Wellenlänge folgt:

$$\Delta f = \frac{c}{\lambda_c^2} \Delta \lambda \quad . \quad (\text{A.12})$$

Aus Gl. (A.12) und Gl. (A.11) erhält man die nützliche Abb. A.1.

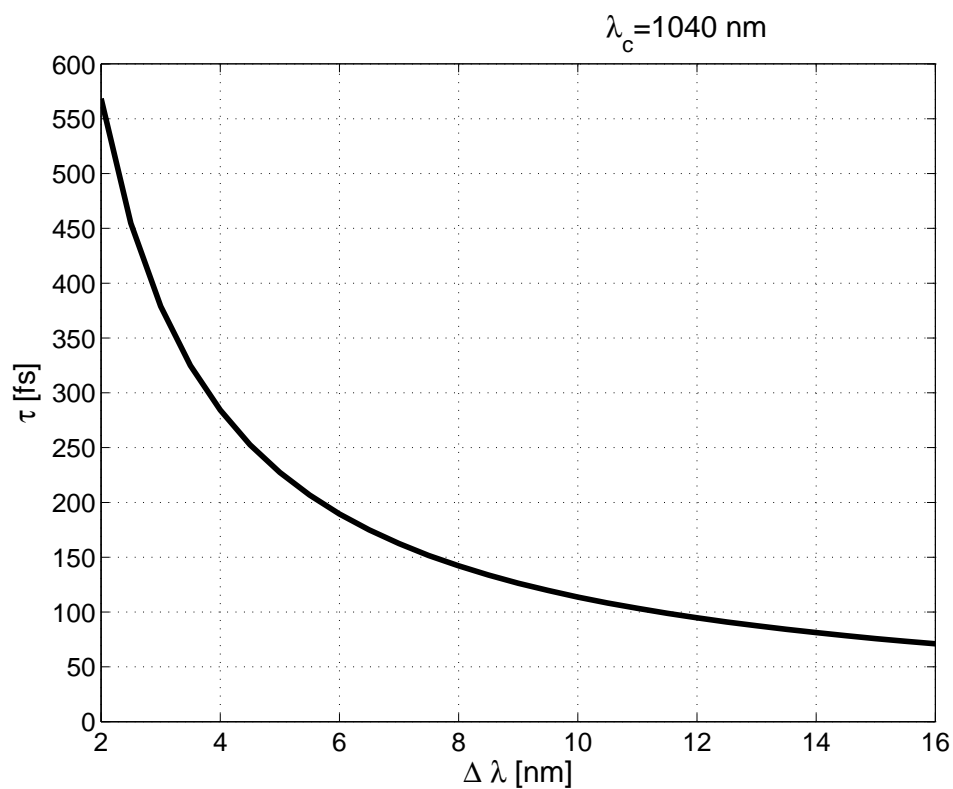


Abbildung A.1: Zeitdauerbandbreite-Produkt bei zentraler Wellenlänge  $\lambda_c=1040$  nm.

## A.4 Laserparameter der Simulationen

Größe	Bezeichnung	Wert	Einheit
$T_R$	Resonatorumlaufzeit	12.5	ns
$l$	linearen Verluste	0.016	-
$l_f(g_0 = 0.12)$	Filterverluste	6.94e-4	-
$l_f(g_0 = 0.085)$	Filterverluste	3.09e-4	-
$l_f(g_0 = 0.06)$	Filterverluste	1.23e-4	-
$w_0$	Strahlradius	55	$\mu\text{m}$
$\lambda_c$	Zentrale Wellenlänge	1045	nm
$\sigma_e$	Wirkungsquerschnitt	2e-25	$\text{m}^2$
$\tau_L$	Lebensdauer	1.3	ms
$L_K$	Kristalllänge	2.5	mm
$n_2^I$	nichtlin. Brechungsindex	2.8e-20	$\text{m}^2/\text{W}$
$D_2$	Gruppenlaufzeitdispersion	1.25e-27	$\text{s}^2$
$\Omega_g$	Gewinnbandbreite	$2\pi \cdot 6\text{e}12$	Hz
$w_{q0}$	Strahlradius auf SESAM	100	$\mu\text{m}$
$q_{A0}$	Modulationstiefe SESAM	0.0025	-
$E_{Sat}$	Sättigungsenergie	0.0045	Ws
$E_A$	Sättigungsenergie des Absorbers	3.14e-8	Ws

Tabelle A.1: Übersicht über die Laserparameter bei der Simulation des Lasers und der Regelung.

# Anhang B

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Symbole

<i>DSP</i>	Digitaler Signalprozessor
<i>GD</i>	Gruppenlaufzeitverzögerung (group delay)
<i>GDD</i>	Gruppenlaufzeitdispersion (group delay dispersion)
<i>HWHM</i>	Half Width Half Maximum
<i>LB</i>	Leitungsband
<i>LGS</i>	Lineares Gleichungssystem
<i>OPA</i>	Operationsverstärker
<i>PT<sub>2</sub></i>	Verzögerungsstrecke 2. Ordnung
<i>QSML</i>	gütegeschaltete Modenkopplung (Q-Switched-Mode-Locking)
<i>QW</i>	Quantentopf (quantum well)
<i>SA</i>	Sättigbarer Absorber
<i>SESAM</i>	Sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel (Semiconductor Saturable Absorber Mirror)
<i>SPM</i>	Selbstphasenmodulation
<i>SNR</i>	Signal-Rausch-Verhältnis
<i>VB</i>	Valenzband
<i>A<sub>eff</sub></i>	Modenfläche
<i>B</i>	Übergangsrate pro Mode und Volumen
<i>C<sub>D</sub></i>	Sperrschichtkapazität der Photodiode
<i>c</i>	Lichtgeschwindigkeit, $c = 2,997 \cdot 10^8 \text{m/s}$
<i>D<sub>1</sub></i>	Gruppenlaufzeitverzögerung
<i>D<sub>2</sub></i>	Gruppenlaufzeitdispersion
<i>D<sub>f</sub></i>	Filterdispersion
<i>D<sub>g</sub></i>	Gewinndispersion

## Kapitel B: Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Symbole

---

$d$	Dämpfung des $PT_2$ – Glieds
$E$	Elektrisches Feld
$E_A$	Sättigungsenergie des Absorbers
$E_P$	Pulsenergie
$E_{P_s}$	Pulsenergie im stationären Punkt
$E_{Sat}$	Sättigungsenergie
$e$	Regelabweichung
$G(g, E_P)$	Nettogewinn
$G(s)$	Übertragungsfunktion des Lasers
$g$	Umlaufgewinn
$g_s$	Umlaufgewinn im stationären Punkt
$g_0$	Kleinsignalgewinn
$g_{0s}$	Kleinsignalgewinn im stationären Punkt
$h$	Plancksches Wirkungsquantum, $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2$
$h(t)$	Impulsantwort
$I$	Intensität
$K$	Kreisverstärkung, Proportionalitätsbeiwert
$k$	Wellenzahl, Propagationskonstante
$k_B$	Boltzmannkonstante, $k_B = 1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/K}$
$k_2$	2. Ableitung der Wellenzahl, entspricht Gruppenlaufzeitdispersion
$l$	Linearen Verluste
$l_f$	Filterverluste
$M^2$	Strahlqualitätsfaktor
$n$	Brechungsindex
$n_2^I$	Intensitätsabhängiger Anteil des Brechungsindizes
$N_i$	Anzahl der Ladungsträger im $i$ -ten Energieniveau
$\hat{P}$	Pulsspitzenleistung
$q_A$	Verluste des sättigbaren Absorbers
$q_{A0}$	Maximal sättigbaren Verluste
$R_P$	Pumprate
$R\%$	Prozentuale Rauschzahl
$r$	Pumpparameter
$T$	Transmission
$T$	globale Zeit
$T$	Zeitkonstante des $PT_2$ – Glieds
$T_L$	Normierte Lebensdauer $\tau_L/T_R$
$T'_L$	stimulierte Lebensdauer
$T_N$	Nennerzeitkonstante des realen Reglers
$T_{Re}$	Reglerzeitkonstante
$U_B$	Betriebsspannung



---

$U_e$	Regelspannung
$U_{ist}$	Ist-Wert der Laserleistung nach Transimpedanzverstärker
$U_S$	Führungsgröße (Sollwert) der Regelung
$u_c$	Stromrauschen
$u_i$	Eingangsstromrauschen des OPAs
$u_n$	Eingangsspannungsrauschen des OPAs
$u_{th}$	Thermisches Rauschen
$u_v$	Spannungsrauschen
$V_a$	Modenanzahl im aktiven Material
$v_g$	Gruppengeschwindigkeit
$w$	Führungsgröße
$w_0$	Strahltaile
$x$	Regelgröße
$Z_D$	Impedanz der Photodiode
$Z_F$	Impedanz der Rückkopplung
$z$	Ausbreitungscoordinate
$\gamma$	Selbstphasenmodulationskoeffizient
$\delta$	Realteil der komplexen Frequenz
$\theta$	Divergenzwinkel
$\Phi$	Photonenanzahl
$\phi_0$	beliebige Anfangsphase
$\phi_{NL}$	Nichtlineare Phasendrehung
$\phi(\omega, z)$	Phase
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt
$\sigma_a$	Absorptionswirkungsquerschnitt
$\sigma_e$	Emissionswirkungsquerschnitt
$\tau$	Pulsdauer
$\tau_A$	Relaxationszeitdauer des Absorbers
$\tau_L$	Lebensdauer oberes Laserniveau
$\tau_p$	Photonenlebensdauer
$\Omega_f$	Filterbandbreite (HWHM)
$\Omega_g$	Gewinnbandbreite (HWHM)
$\omega$	Kreisfrequenz $2\pi f$
$\Delta\omega$	Spektrale Pulsbandbreite



# Literaturverzeichnis

- [Beu92] K. Beuth, W. Schmusch, *Grundsaltungen* (Vogel Buchverlag, Würzburg, 1992).
- [Bro00] I. N. Bronstein, K. A. Smendjajev, *Taschenbuch der Mathematik* (Harri Deutsch, Thun, 2000).
- [Dru02] F. Druon, S. Chénais, P. Balembois, P. Georges, et.al, *Diode-pumped Yb : Sr<sub>3</sub>Y(BO<sub>3</sub>)<sub>3</sub> femtosecond laser*, Opt. Lett. **27**(3), 197–199 (Februar 2002).
- [Föll94] O. Föllinger, *Regelungstechnik, Einführung in die Methoden und ihre Anwendung* (Hüthig, Heidelberg, 1994).
- [Frü03] J. Früchtenicht, *Neuartige Diodenpumpkonzepte für Ytterbium-dotierte Femtosekundenlaser*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2003).
- [Hau75] H. Haus, *Theory of mode locking with a slow saturable absorber*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **QE 11**, 736–46 (1975).
- [Hob00] P. C. D. Hobbs, *Building Electro-Optical Systems* (John Wiley, New York, 2000).
- [Hön99] C. Hönninger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber, U. Keller, *Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers*, Appl. Phys. **B 69**, 3–17 (1999).
- [Kär95] F. X. Kärtner, U. Keller, *Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber*, Opt. Lett. **20**, 16–18 (1995).
- [Kie98] U. Kiencke, *Signale und Systeme* (Oldenbourg Verlag, München, 1998).

- [Kil02] A. Killi, *Coherent Superposition of Mode-Locked Lasers*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2002).
- [Mor02] U. Morgner, *Nichtlineare Optik* (Vorlesungsmanuskript, IHQ, Universität Karlsruhe (TH), 2002).
- [Mor03] U. Morgner, *Erzeugung und Propagation optischer Laserpulse – Optische Nachrichtentechnik IV* (Vorlesungsmanuskript, IHQ, Universität Karlsruhe (TH), 2003).
- [Sch00] T. Schibli, E. Thoen, F. Kärtner, E. Ippen, *Suppression of Q-switched mode locking and break-up into multiple pulses by inverse saturable absorption*, Appl. Phys. **B S70**, S41–9 (2000).
- [Sch01] T. Schibli, *Modenkopplung von Festkörperlasern mit hoher Repetitionsrate*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2001).
- [Sve98] O. Svelto, *Principles of Lasers* (Plenum Press, New York, 1998), 4. Auflage.
- [Wag03] P. Wagenplast, R. Ell, U. Morgner, F. Grawert, F. Kärtner, *10-fs, diode-pumped Cr<sup>3+</sup> : LiCAF laser*, Opt. Lett. **28** (2003).