

Kontrolle der Pulsdynamik in  
modengekoppelten  
Hochenergie-Festkörperlasern

-

Control of the pulse-dynamics of a  
mode-locked high energy solid state  
laser

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

**Hauke Magnus Bensch, M.Sc.**  
geboren am 29.09.1982 in Hildesheim

2018

Referent: Professor Dr. Uwe Morgner  
Korreferent: Professor Dr. Detlev Ristau  
Tag der Promotion: 20.09.2018

*Für Mila Luise Bensch*

\*2014





*“Quidquid agis, prudenter agas et respice finem.”*

— Äsops



# Kurzfassung

Hauke M. Bensch

## Kontrolle der Pulsdynamik in modengekoppelten Hochenergie-Festkörperlasern

Kurzpuls laser werden aufgrund ihrer extrem hohen Spitzenleistungen bei gleichzeitig geringer mittlerer Leistung als hochpräzises Werkzeug sowohl in der Industrie als auch in der Forschung eingesetzt. Die energiereichen kurzen Laserpulse werden in Verstärkersystemen erzeugt, welche einen erheblichen technischen und finanziellen Aufwand mit sich bringen. Daher ist es von enormem Interesse, diese direkt im Laseroszillator ohne Reduzierung der spektralen Bandbreite erzeugen zu können, dessen Limitierung in der Pulsaufspaltung durch die Zwei-Photonen-Absorption im Absorber liegt.

Im Rahmen dieser Dissertation wird die Auswirkung einer größeren Modenfläche auf dem Absorber untersucht, wodurch die Spitzenintensität im Fokus und damit der Einfluss der Zwei-Photonenabsorption reduziert werden soll. Da die reduzierte Puls-Energieflussdichte dazu führen kann, dass der Laser in den Bereich der Güteschaltung fällt, wird die Auswirkung einer Stabilisierung durch eine Regelelektronik auf das System untersucht. Dazu wird ein diodengepumpter Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> (Yb:CALGO) Laser aufgebaut, dessen Eigenschaften sowohl experimentell als auch durch numerische Simulationen untersucht werden. Bei den Experimenten haben sich schließlich der cw-Durchbruch im optischen Spektrum sowie die Fokusgröße im Verstärkungsmedium als begrenzende Größen bei der Skalierung der Pulsenergie herausgestellt, welche zusätzlich durch numerische Ergebnisse bestätigt werden.

Darüber hinaus wird die harmonische Modenkopplung als alternative Technik untersucht, um ultrakurze Pulse sowohl mit hoher Spitzenintensität als auch hoher Repetitionsrate zu erzeugen. Hierbei wird sowohl die Teilung eines Einzelpulses und die anschließende Bewegung der Pulse gegeneinander als auch die Qualität und die Langzeitstabilität des harmonisch modengekoppelten Betriebs betrachtet. Um die Dynamik dieses Betriebs besser zu verstehen, wird die Bewegung zweier Pulse anhand eines numerischen Modells beschrieben.

**Schlagwörter:** Zwei-Photonen-Absorption, ultrakurze Laserpulse, fundamentales Verständnis des Modenkoppelprozesses und der Laserdynamik, numerische Berechnungen und Analysen, modengekoppelter Laser, diodengepumpter Festkörperlaser, harmonische Modenkopplung



# Abstract

Hauke M. Bensch

## **Control of the pulse-dynamics of a mode-locked high energy solid state laser**

Due to their extremely high peak power and low average power, short pulse lasers are used as high-precision tools in industry and research. The high energy short laser pulses are generated in amplifier systems, which entail considerable technical and financial expenditure. It is therefore of enormous interest to be able to generate these directly in the laser oscillator without reducing the spectral bandwidth, the limitation of which results from the pulse splitting due to the two-photon absorption in the absorber.

In this dissertation the effect of a larger mode area on the absorber is investigated, whereby the peak intensity in focus and thus the influence of two-photon absorption is to be reduced. Since the reduced pulse energy flux density can lead the laser to fall into the area of Q-switching, the effect of stabilization by control electronics on the system is investigated. For this purpose a diode-pumped Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> (Yb:CALGO) laser is built, which properties are investigated both experimentally and by numerical simulations. In the experiments, the cw breakthrough in the optical spectrum and the focus size in the gain medium finally turned out to be the limiting variables for scaling the pulse energy, which is additionally confirmed by numerical results.

Furthermore, the harmonic mode locking is investigated as an alternative technique to generate ultra-short pulses with both high peak intensity and high repetition rate. Here both the splitting of a single pulse and the subsequent movement of the pulses against each other as well as the quality and the long-term stability of the harmonically mode locked operation are considered. To better understand the dynamics of this operation, the motion of two pulses is described using a numerical model.

**Key words:** Two-photon absorption, ultra-short laser pulses, fundamental understanding of the mode coupling process and laser dynamics, numerical approximation and analysis, mode-locked lasers, diode-pumped solid-state laser, harmonically mode-locking



---

# Inhaltsverzeichnis

---

Abkürzungen und Symbole	1
Einleitung	5
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
1.1 Betriebszustände eines Lasers . . . . .	9
1.2 Dynamik der Modenkopplung . . . . .	10
1.2.1 Beschreibung der Pulse . . . . .	10
1.2.2 Dispersion . . . . .	12
1.2.3 Selbstphasenmodulation . . . . .	15
1.2.4 Mastergleichung . . . . .	16
1.2.5 Gewinndynamik . . . . .	17
1.2.6 Gewinnmodulation durch aktive Rückkopplung . . . . .	17
1.2.7 Sättigbarer Absorber . . . . .	18
1.2.8 Mastergleichung der solitären Modenkopplung . . . . .	21
1.3 Numerische Beschreibung der Modenkopplung . . . . .	23
1.3.1 Split-Step-Fouriermethode . . . . .	23
1.3.2 Diskretisierung der Ratengleichung . . . . .	24
<b>2 Längenvariabler Yb:CALGO Oszillator</b>	<b>29</b>
2.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	29
2.1.1 Yb:CALGO Laserkristall . . . . .	30
2.1.2 Pumpmodul mit aktiver Regelung . . . . .	31
2.1.3 Resonatorspiegel . . . . .	35
2.1.4 Sättigbarer Absorberspiegel . . . . .	36
2.1.5 Planung des Resonators . . . . .	37
2.2 Einzelpulsbetrieb . . . . .	40
2.2.1 Numerisch berechnete Übersicht der Betriebsregime . . . . .	40
2.2.2 Experimentelle Vergrößerung der Absorbermodenfläche . . . . .	44

2.2.3	Einfluss der Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ auf den Laserbetrieb	57
2.2.4	Einfluss der Regelelektronik . . . . .	63
2.2.5	Fazit zum Einzelpulsbetrieb . . . . .	66
2.3	Harmonisch modengekoppelter Betrieb . . . . .	67
2.3.1	Harmonische Modenkopplung bei $f_{\text{Rep}} = 94$ MHz . . . . .	67
2.3.2	Harmonische Modenkopplung mit längeren Resonatoren . . . . .	74
2.3.3	Theoretisches Modell . . . . .	79
2.3.4	Fazit zur harmonischen Modenkopplung . . . . .	82
<b>3</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>
3.1	Zusammenfassung . . . . .	83
3.2	Ausblick . . . . .	85
3.3	Fazit . . . . .	86
	Literaturverzeichnis	89
	Abbildungsverzeichnis	97
	Tabellenverzeichnis	101
<b>A</b>	<b>Formeln, Komponenten und numerische Ergebnisse</b>	<b>103</b>
A.1	Sellmeier-Gleichung . . . . .	103
A.2	Snellius'sches Gesetz . . . . .	104
A.3	Fresnel-Formeln . . . . .	104
A.4	Beschichtungen von Komponenten . . . . .	104
A.5	Yb:CALGO-Kristall . . . . .	105
A.6	Auswirkung größerer Modenflächen . . . . .	106
A.7	Stabilität bei einer Regelbandbreite von 100 kHz . . . . .	107
A.8	Simulationen $A_{\text{eff,L}}$ - $A_{\text{eff,A}}$ -Raum . . . . .	108
	Publikationen	113
	Lebenslauf	115



---

## Abkürzungen und Symbole

---

### Abkürzungen

$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_0$	$2,99792458 \cdot 10^8 \text{m/s}$ Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$h$	$6,62607004 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ Plancksche Wirkungsquantum
<b>cw</b>	kontinuierlich (cw, engl.: <i>Continuous Wave</i> )
<b>cwML</b>	kontinuierlich modengekoppelt (cwML, engl.: <i>Continuous Wave Mode-Lock</i> )
<b>FSR</b>	freier Spektralbereich (FSR, engl.: <i>Free Spectral Range</i> )
<b>FWHM</b>	Halbwertsbreite (FWHM, engl.: <i>Full Width at Half Maximum</i> )
<b>GD</b>	Gruppenverzögerung (GD, engl.: <i>Group Delay</i> )
<b>GDD</b>	Gruppenverzögerungsdispersion (GDD, engl.: <i>Group Delay Dispersion</i> )
<b>GTI</b>	Gires-Tournoise-Interferometer
<b>HML</b>	harmonisch modengekoppelt (HML, engl.: <i>harmonic mode-locking</i> )
<b>HR</b>	hochreflektierend
<b>HWHM</b>	halbe Breite bei halbem Maximum (HWHM, engl.: <i>Half Width at Half Maximum</i> )
<b>MOSFET</b>	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (MOSFET, engl.: <i>Metal-Oxid-Semiconductor-Field-Effect-Transistor</i> )
<b>OC</b>	Auskoppler (OC, engl.: <i>Output Coupler</i> )
<b>PBS</b>	Polarisationsstrahlteiler (PBS, engl.: <i>Polarization Beam Splitter</i> )
<b>QS</b>	kontinuierlich gütegeschaltet (QS, engl.: <i>Q-Switching</i> )
<b>QSML</b>	gütegeschaltet modengekoppelt (QSML, engl.: <i>Q-Switching Mode-Lock</i> )
<b>SESAM</b>	sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel (SESAM, engl.: <i>Semiconductor Saturable Absorber Mirror</i> )
<b>SPM</b>	Selbstphasenmodulation (SPM, engl.: <i>Self Phase Modulation</i> )

<b>TOD</b>	Dispersion dritter Ordnung (TOD, engl.: <i>Third Order Dispersion</i> )
<b>TPA</b>	Zwei-Photonen-Absorption (TPA, engl.: <i>Two-Photon Absorption</i> )

## Symbole

### Laser

$\beta(\omega)$	Propagationskonstante
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_c$	Zentralwellenlänge eines optischen Spektrums
$\Delta\lambda_{\text{las}}$	Gewinnbandbreite
$\lambda_{\text{las}}$	Laserwellenlänge
$\nu$	Frequenz
$\phi_{\text{CEO}}$	CEO-Phase (engl.: <i>Carrier Envelope Offset</i> )
$\sigma_L$	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt des Gewinnmaterials
$\tau$	Pulsdauer
$\tau_A$	Relaxationszeit des Absorbers
$\tau_{\text{FWHM}}$	Halbwertsbreite der Pulsdauer
$\tau_L$	Fluoreszenzlebensdauer
$\phi(z, \omega)$	spektrale Phase
$\Omega_f$	Bandbreite resonatorinterner Filterelemente
$\Omega_g$	Gewinnbandbreite
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_0$	Zentralfrequenz eines Pulses
$A(T, t)$	langsam veränderliche Einhüllende eines elektrischen Feldes
$A_{\text{eff}}$	effektive Modenfläche
$A_{\text{eff,A}}$	effektive Modenfläche auf dem Absorber
$A_{\text{eff,L}}$	effektive Modenfläche im Laserkristall
$C_2$	Chirpparameter
$D_{2,\text{ges}}$	Gesamtdispersion zweiter Ordnung
$D_{g,f}$	Gewinn und resonatorinterne Filterdispersion
$E_0(\omega)$	spektrale Amplitude des elektrischen Feldes
$E_A$	Sättigungsenergie des Absorbermaterials
$E_{\text{int}}$	resonatorinterne Pulsenergie
$\Delta f$	spektrale Halbwertsbreite
$f_{\text{Rep}}$	Repetitionsrate
$F_{\text{sat,A}}$	Sättigungsfluenz des Absorbers

---

$F_{\text{sat,L}}$	Sättigungsfluenz des Laserkristalls
$g_0$	Kleinsignalgewinn
$g_{0,\text{AFB}}$	Modulation des Kleinsignalgewinns
$g_{0,\text{ges}}$	gesamter Kleinsignalgewinn mit Modulation
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$\hat{I}$	mittlere Intensität
$I(t)$	zeitabhängiger Intensitätsverlauf
$\hat{I}_0$	zentrale Spitzenintensität
$\hat{I}_{0,\text{A}}$	zentrale Spitzenintensität am Absorber
$\hat{I}_{0,\text{L}}$	zentrale Spitzenintensität im Kristall
$K$	Pulsform-Konstante
$l$	Länge
$n(\omega)$	frequenzabhängiger Brechungsindex
$n_0(\omega)$	linearer Brechungsindex
$n_2$	nichtlinearer Brechungsindex
$P$	mittlere resonatorinterne Leistung
$P_{\text{max,int}}$	resonatorinterne Pulsspitzenleistung
$P_{\text{out}}$	Ausgangsleistung
$t$	Zeit
$T$	Zeit
$T_{\text{OC}}$	Transmission des Auskoppelspiegels
$T_{\text{R}}$	Resonatorumlaufzeit
$v_{\text{gr}}$	Gruppengeschwindigkeit
$W$	resonatorinterne Pulsenergie
$w_{0,\text{A}}$	Strahlradius am Absorber
$w_{0,\text{L}}$	Strahlradius im Fokus des Verstärkungsmaterials



---

## Einleitung

---

Sowohl in der Forschung als auch in der Industrie haben sich Kurzpulslaser als hochpräzises Werkzeug etabliert. Zur Erzeugung dieser kurzen Pulse werden meist Lasersysteme verwendet, die mit einer Kerrlinse [Sti95, Mor99, Rau09, Sév14] oder einem sättigbaren Halbleiterabsorberspiegel (SESAM) [Klo02, Süd09, Agn12, Die13] modengekoppelt werden. Diese Systeme liefern kurze Pulse mit einer Energie von einigen Nanojoule. Jedoch werden zur Materialbearbeitung oder für spezielle Anwendungen in der Forschung vermehrt Lasersysteme mit hohen Pulsenergien bei Pulsdauern im Femtosekundenbereich benötigt [Chi96, Mei04, Qi09, Phi15]. Um diese Anforderungen erfüllen zu können, werden die zuvor erwähnten kurzen Pulse aus dem Lasersystem anschließend um mehrere Größenordnungen verstärkt. Da diese Verstärkersysteme einen erheblichen technischen und finanziellen Aufwand mit sich bringen, besteht der Wunsch, hohe Pulsenergien direkt im Laseroszillator erzeugen zu können. Eine Möglichkeit dies zu erreichen, ist die Reduzierung der Repetitionsrate, was bei gleichbleibender mittlerer Leistung zu höheren Pulsenergien führt. Diese Erhöhung der Pulsenergie hat jedoch den Nachteil, dass sich die spektrale Bandbreite der Pulse verringert und sich immer weiter von der durch das Gewinnmedium möglichen Bandbreite entfernt. Daher haben energiereiche Pulse, die durch das gleiche Medium verstärkt werden, wesentlich längere Pulsdauern als bei niedrigen Energien. Dieses Problem konnte bei diversen Versuchen mit SESAM modengekoppelten Systemen beobachtet werden (siehe z.B. [Neu08, Mar08, Süd09, Bau11, Süd11]). Zusätzlich können diese hohen Pulsenergien auch zu weiteren energieabhängigen Effekten (wie Zwei- bzw. Multiphotonenprozessen oder Kerrlinsen) führen, welche die Skalierung begrenzen und zu einer Pulsaufspaltung führen können. Da Techniken, die dieser Entwicklung entgegen wirken, bisher nicht bekannt oder thematisiert worden sind, soll dies im Rahmen dieser Arbeit für solitär modengekoppelte Systeme untersucht werden.

## Ziele dieser Arbeit

Nach [Tho99, Sch00] liegt die Ursache der Pulsaufspaltung in der Zwei-Photonen-Absorption (TPA) im sättigbaren Absorber. Dadurch geht nach [Sch00] der Laser bei sehr hohen Energieflussdichten in einen Doppelpulsbetrieb über. Ein Lösungsansatz, die TPA am Absorber zu verringern, ist die Spitzenintensität durch einen größeren Fokus zu reduzieren. Dadurch wird die Pulsenergieflussdichte gesenkt, was dazu führen kann, dass der Laser in den Bereich der Güteschaltung fällt. Nach [Sch01a] ist es möglich, dieses Betriebsregime für resonatorinterne Pulsenergien im Bereich von 50 nJ durch eine aktive Regelung des Pumpstroms der Pumpdiode zu unterdrücken. In dieser Arbeit soll dieses Prinzip sowohl experimentell als auch durch numerische Simulationen auf höhere Ausgangsleistungen übertragen werden. Für die Modulation müssen hierbei jedoch wesentlich höhere Stromstärken geschaltet werden, was durch eine entsprechende Regelung mit gleichzeitig ausreichender Regelbandbreite realisiert werden muss. Hierfür wird ein Lasersystem aufgebaut, mit dem es sowohl möglich ist, die effektive Modenfläche auf dem SESAM stufenlos zu variieren als auch die Resonatorlänge zu ändern, um unterschiedliche Repetitionsraten bei gleichbleibenden Modenflächen untersuchen zu können.

Da es sowohl in der Industrie für eine schnellere Bearbeitungszeit als auch in der Forschung für ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis vorteilhaft ist, kurze Pulse mit einer hohen Spitzenintensität zu nutzen, soll im Rahmen dieser Arbeit auch die Methode der harmonischen Modenkopplung betrachtet werden. Bei dieser stabilisieren sich Doppel- oder Multipulse äquidistant im Resonator, sodass sich die Wiederholrate des Lasers gegenüber des Einzelpulsbetriebs verdoppelt bzw. vervielfacht. Diese Technik ist bei Faserlasern bekannt [Gru93, Gru97], bei denen die Pulse entweder aktiv durch Modulation der resonatorinternen Phase [Yu00], durch Modulation der Amplitude [Car94] oder passiv durch die sogenannte „colliding-pulse“-Methode [Den04] auf ihre äquidistanten Abstände gebracht werden. In Festkörperlasern wurde die harmonische Modenkopplung schon aktiv durch resonatorinterne Phasenmodulation in einem Nd:YAG-Stablasers [Bec72] oder passiv bei diodengepumpten und SESAM-modengekoppelten Lasersystemen [Pek10, Zho17] sowie durch Nutzung eines Etalons [Che13] oder durch gekoppelte Resonatoren [Wu14] gezeigt. In dieser Arbeit soll harmonische Modenkopplung ohne aktive Stabilisierung demonstriert und dessen Lagzeitstabilität untersucht werden. Da die Langzeitstabilität für viele Applikationen von essentieller Bedeutung ist, wird auch diese im harmonisch modengekoppeltem Betrieb untersucht. Um die Dynamik der harmonischen Modenkopplung besser zu verstehen, wird ein numerisches Modell entwickelt, das die Bewegung zweier Pulse bis zu ihrem äquidistanten Abstand anhand der Gewinn-

dynamik beschreibt. Diese Entwicklung, vom Aufspalten eines Einzelpulses bis zur abstandsgleichen Position im Resonator, wird zusätzlich mit einem Echtzeitoszilloskop aufgenommen und das Ergebnis mit dem numerischen Modell verglichen. Abschließend wird experimentell gezeigt, dass diese Technik unabhängig von der verwendeten Resonatorlänge funktioniert. Die vorgestellten Resultate verdeutlichen somit den Mechanismus der harmonischen Modenkopplung und bilden die Grundlage für die Entwicklung eines Festkörperlaser, der sowohl in der Leistung als auch in der Repetitionsrate skalierbar ist.

Ziel dieser Arbeit ist es, sowohl für den Einzelpuls- als auch für den harmonisch modengekoppelten Betrieb zu untersuchen, ob es möglich ist, kurze Pulse mit gleichzeitig hohen Pulsenergien direkt im Resonator zu erzeugen.

## Gliederung der Arbeit

In Kapitel 1 werden zunächst unterschiedliche Betriebsregime eines Lasers vorgestellt. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen für einen solitär modengekoppelten Laser vorgestellt, die für das Verständnis der Dynamik und die numerischen Modelle benötigt werden. Am Ende von Kapitel 1 wird die Numerik vorgestellt, mit deren Hilfe die Simulationen durchgeführt werden. In Kapitel 2 wird zunächst der experimentelle Aufbau des verwendeten Yb:CALGO-Lasersystems mit seinem modularen Aufbau und den verwendeten Komponenten beschrieben. Dabei werden die Konzepte für einen stufenlos variierbaren Fokus auf dem Absorber und die Änderung der Repetitionsrate durch eine stufenweise Verlängerung des Resonators vorgestellt. Anschließend werden sowohl die experimentellen als auch numerischen Ergebnisse zum Einzelpulsbetrieb vorgestellt. Zum Abschluss des Experimentalteils wird die Methode der harmonischen Modenkopplung sowie die Ergebnisse zur Stabilität dieses Betriebsregimes vorgestellt. Abschließend fasst Kapitel 3 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf mögliche praktische Anwendungen der Ergebnisse.





# KAPITEL 1

---

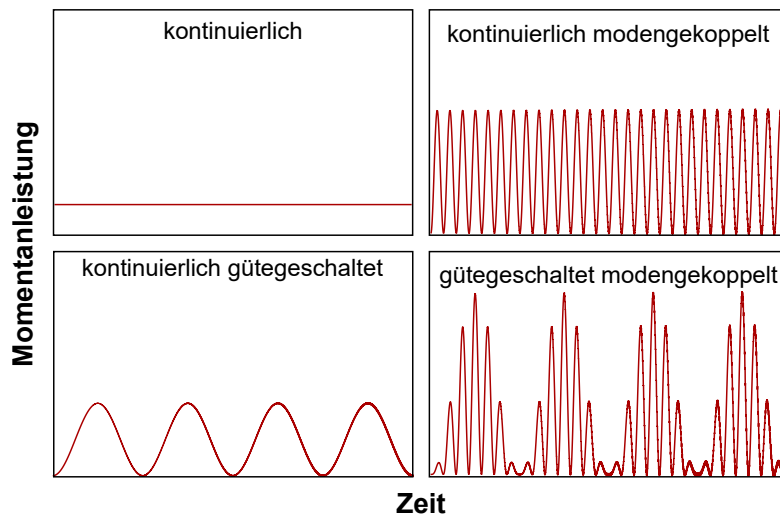
## Theoretische Grundlagen

---

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Theorie von modengekoppelten Lasersystemen und enthält alle Grundlagen, anhand derer die Planung des Yb:CALGO Oszillators durchgeführt werden können. Weiterhin wird die Numerik vorgestellt, mit der die Dynamik dieser Systeme simuliert werden kann.

### 1.1 Betriebszustände eines Lasers

Laseroszillatoren, die mit einem sättigbaren Absorber betrieben werden, zeigen prinzipiell vier Betriebsregime. Der schematische zeitliche Verlauf der Momentanleistungen für diese vier Betriebszustände ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Zunächst gibt es den kontinuierlichen (cw) Betrieb, bei welchem der Laser eine zeitlich konstante Leistung emittiert. In diesem Fall wird meist nur die longitudinale Mode verstärkt, die den größten Nettogewinn nach einem Resonatorumlauf erfährt. Beim kontinuierlich gütegeschalteten (QS) Betrieb wird durch schnelles Schalten der Resonatorgüte die im Verstärkungsmedium gespeicherte Energie in einem Riesepuls abgestrahlt. Die Pulslänge ist dabei größer als die Resonatorumlaufzeit. Die Modulation der Resonatorgüte kann hierbei durch verschiedene Mechanismen induziert werden, wie zum Beispiel durch einen rotierenden Spiegel, einem sättigbaren Absorberspiegel sowie einem elektrooptischen oder akustooptischen Modulator. Im kontinuierlich modengekoppelten (cwML) Regime werden viele longitudinale Resonatormoden, die einen Nettogewinn abhängig vom Verstärkungsmedium erfahren, phasenstabil gekoppelt. Dadurch können Pulse mit einer wesentlich kleineren Pulsdauer als der Resonatorumlaufzeit entstehen, welche mit gleicher Amplitude und Pulsdauer emittiert werden. Das vierte Regime ist der gütegeschaltet modengekoppelte (QSML) Betrieb, bei dem die modengekoppelten Pulse mit einer Amplitudeneinhüllenden moduliert werden. Dieser Betrieb ist im Allgemeinen unerwünscht,



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung der Momentanleistung und des zeitlichen Verlaufs der vier möglichen Betriebszustände eines Lasers.

da es zu Pulsspitzenleistungen kommen kann, die einzelne Resonatorbestandteile zerstören können.

## 1.2 Dynamik der Modenkopplung

Nachdem die verschiedenen Emissionsarten für den Laserbetrieb eingeführt wurden, soll nun detailliert auf die Modenkopplung eingegangen werden. Da im Rahmen dieser Arbeit primär der kontinuierlich modengekoppelte Betrieb untersucht wird, werden in diesem Abschnitt die Grundlagen für dieses Betriebsregime vorgestellt.

### 1.2.1 Beschreibung der Pulse

Um die Kopplung mehrerer Moden verstehen zu können, soll zunächst die Bedingung, die jede einzelne erfüllen muss, beschrieben werden. Damit sich eine einzelne Mode nach einem Resonatorumlauf reproduzieren kann, muss sie zum einen durch das Gewinnmedium, welches später genauer beschrieben wird, verstärkt werden und zum anderen die Bedingung

$$2l = m\lambda \Leftrightarrow \nu = m \frac{c}{2l} \quad (1.1)$$

erfüllen, wobei  $\lambda$  für die Wellenlänge bzw.  $\nu$  für die Frequenz der Mode steht. Die Variable  $l$  gibt die Länge eines linearen Resonators wieder, woraus resultiert, dass die Länge für einen Umlauf  $2l$  ist.  $c = c_0/n(\omega)$  repräsentiert die Lichtgeschwindigkeit, wobei  $c_0$  für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $n(\omega)$  für den Brechungsindex

steht, und  $m \in \mathbb{N}_0$  eine natürliche Zahl. Zusätzlich kann aus Gleichung (1.1) der freie Spektralbereich  $\text{FSR} \hat{=} c/2l$  des Laserresonators bestimmt werden.

Bei der Modenkopplung wird eine konstante Phasenbeziehung der axialen Moden aus Gleichung (1.1) zueinander erzeugt, sodass sich die einzelnen Feldstärkeamplituden nach einem Resonatorumlauf konstruktiv überlagern. Der umlaufende Laserpuls kann nun durch das resultierende elektrische Feld und dessen zeitlich Einhüllende beschrieben werden. Wird nur der Realteil der linear polarisierten Moden in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  und dem Ort  $z$  betrachtet, kann die aus der Überlagerung resultierende Feldstärkeamplitude

$$E(z,t) = e^{i\phi_{\text{CEO}}} \underbrace{e^{iz(\omega_0 t + k(\omega_0))}}_{\text{Träger}} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}(\omega_0 + \Delta\omega) e^{i(\Delta k(\omega)z - \omega t)} d\Delta\omega}_{\text{Einhüllende}} \quad (1.2)$$

definiert werden. Dabei steht in Gleichung (1.2)  $k$  für die Propagationskonstante,  $\omega$  für die Kreisfrequenz der Moden um die Zentralfrequenz  $\omega_0$  und  $\hat{E}$  für die jeweilige Feldamplitude. Der Abstand zwischen der maximalen Amplitude der Einhüllenden und dem Träger ist die sogenannte CEO-Phase  $\phi_{\text{CEO}}$ . Im Allgemeinen ist die Gruppengeschwindigkeit von der Phasengeschwindigkeit verschieden, wodurch sich die CEO-Phase während der Propagation ändert.

Aus Gleichung (1.2) kann zusätzlich abgeleitet werden, dass die Pulsdauer von der Anzahl miteinander gekoppelter Lasermoden abhängt. Aus der Halbwertsbreite des Spektrums  $\Delta f$  und der Dauer  $\tau$  eines Pulses kann das Zeit-Bandbreite-Produkt

$$\Delta f \tau \geq K \quad (1.3)$$

formuliert werden, wobei die Konstante  $K$  von der Pulsform abhängt. Für einen gaußförmigen Puls gilt zum Beispiel  $K = 0,44$  während für einen  $\text{sech}^2$ -förmigen Puls  $K = 0,31$  ist. Diese Eigenschaft ist über die Fouriertransformation des Spektrums verknüpft, sodass bei einer konstanten Phasenbeziehung der Moden für die Ungleichung (1.3) das Gleichheitszeichen gilt. In diesem Fall wird die kürzest mögliche Pulsdauer erreicht und diese Pulse werden als Fourierlimitiert bezeichnet.

Da der in Gleichung (1.2) beschriebene Puls im Resonator propagiert, wird dieser nach jedem Umlauf emittiert, woraus die Repetitionsrate

$$f_{\text{Rep}} = \frac{c}{2l} = \frac{1}{T_{\text{R}}} \quad (1.4)$$

mit der Resonatorumlaufzeit  $T_R$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Resonatorlänge  $l$  resultiert. Mit Hilfe von Gleichung (1.4) und der mittleren resonatorinternen Leistung  $P$  kann die resonatorinterne Pulsenergie  $W$

$$W = \frac{P}{f_{\text{Rep}}} = PT_R \quad (1.5)$$

bestimmt werden. Wenn die Pulsdauer  $\tau$  und die Transmission am Auskoppelspiegel  $T_{\text{OC}}$  bekannt sind, kann nun sowohl die resonatorinterne als auch -externe Pulsspitzenleistung mit

$$P_{\text{max}} = \frac{W}{\tau} \quad \text{und} \quad P_{\text{max,out}} = P_{\text{max}} T_{\text{OC}} \quad (1.6)$$

berechnet werden. Soll nun die Pulsspitzenleistung in einem Lasersystem erhöht werden, kann direkt aus den Gleichungen (1.5) und (1.6) abgeleitet werden, dass entweder die Repetitionsrate durch einen längeren Resonator reduziert oder die mittlere Leistung gesteigert werden muss. Weiterhin kann mit Hilfe von Gleichung (1.6) die Pulsspitzenintensität  $\hat{I}_0$  und die mittlere Intensität  $\hat{I}$  durch

$$\hat{I}_0 = \frac{2P_{\text{max}}}{A_{\text{eff}}} \quad \text{und} \quad \hat{I} = \frac{1}{2} \hat{I}_0 \quad (1.7)$$

berechnet werden.

## 1.2.2 Dispersion

### Dispersionsursache

Da für die Erzeugung von ultrakurzen Laserpulsen nach dem Zeit-Bandbreite-Produkt möglichst viele Frequenzen phasengleich sein müssen, ist es wichtig, dass sich die Phase pro Pulsumlauf im Resonator nicht ändert. Für elektro-magnetische Wellen, die durch ein Medium propagieren, ändert sich jedoch die Ausbreitungsgeschwindigkeit frequenzabhängig, sodass der Brechungsindex  $n(\omega)$  von der momentanen optischen Frequenz  $\omega$  abhängt. Dadurch kann ein Phasengang (Chirp) entstehen, wodurch sich die Pulseinhüllende verbreitert und somit die Pulsdauer vom Fourierlimit abweicht. Durch den Chirp ändert sich zwar die Phase, jedoch bleibt die Intensität der einzelnen Spektralkomponenten erhalten. Somit ergibt sich für einen in  $z$ -Richtung propagierenden Puls die Feldstärke

$$E(z,t) = \int E_0(\omega) \cdot e^{i(\omega t - \beta(\omega)z)} d\omega = \int E_0(\omega) \cdot e^{i(\omega t - \phi(z,\omega))} d\omega, \quad (1.8)$$

mit der Propagationskonstante  $\beta(\omega) = \frac{\omega \cdot n(\omega)}{c}$ , der daraus resultierenden spektralen Phase  $\phi(z, \omega)$  und der spektralen Amplitude des elektrischen Feldes  $E_0(\omega)$ . Die Phase  $\phi(z, \omega)$  kann durch eine Taylor-Entwicklung [Trä12, Mes05, Koe06, Rul05] um die Zentralfrequenz  $\omega_0$  dargestellt werden:

$$\phi(z, \omega) = \phi(z, \omega_0) + \left. \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots + \left. \frac{\partial^m \phi}{\partial \omega^m} \right|_{\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \quad (1.9)$$

Durch die einzelnen Koeffizienten aus Gleichung (1.9) können die Dispersionsterme beliebiger Ordnung bestimmt werden.

$$\text{GD}(\omega) = \left. \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} = \beta_1 \cdot z = \frac{z}{v_{\text{gr}}} \quad (1.10)$$

gibt die Gruppenverzögerung (GD) mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_{\text{gr}}$  wieder, die die zeitliche Verzögerung der Pulseinhüllenden bei der Transmission durch ein Medium beschreibt.

$$\text{GDD}(\omega) = \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = \beta_2 \cdot z \quad (1.11)$$

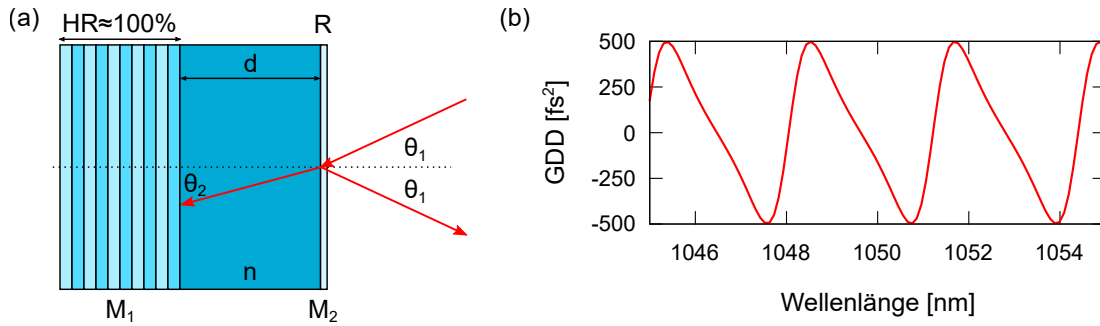
stellt die Gruppenverzögerungsdispersion (GDD) dar, welche die Verzögerung der einzelnen Frequenzkomponenten gegenüber der Zentralfrequenz  $\omega_0$  angibt.

$$\text{TOD}(\omega) = \left. \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} \right|_{\omega_0} = \beta_3 \cdot z \quad (1.12)$$

beschreibt die Dispersion dritter Ordnung (TOD). Da die TOD und Dispersionsanteile höherer Ordnung sich erst bei Pulsdauern unter 100 fs auswirken, können sie für längere Pulse vernachlässigt werden.

### Dispersionskompensation

Da alle Gläser und Laserkristalle im nahen Infrarotbereich normal dispersiv sind (d. h. kürzere Wellenlängen propagieren langsamer als lange), erfährt ein Puls bei der Propagation im Resonator entsprechend des vorherigen Abschnittes einen positiven Chirp. Es gibt verschiedene Methoden, um diesem Phasenverlauf entgegen zu wirken. Es kann zum Beispiel eine Prismen- oder Gittersequenz so angeordnet werden, dass die langwelligen spektralen Komponenten einen längeren optischen Weg durchlaufen als der kurzwellige Anteil des Spektrums. Beim Durchlauf dieser Sequenzen erfährt ein Puls somit einen negativen Phasenverlauf, welcher der nor-



**Abbildung 1.2:** (a) zeigt schematisch die Struktur eines GTI-Spiegels, wobei  $\theta_1$  und  $\theta_2$  entsprechend Gleichung (A.2) dargestellt sind. In (b) ist der Verlauf der Dispersion eines GTI-Spiegels als Funktion der Wellenlänge nach Gleichung (1.13) bei senkrechtem Einfall mit  $n = 1,4498$  und  $d = 120 \mu\text{m}$  dargestellt.

malen Dispersion entgegen wirkt. Für eine detailliertere Betrachtung dieser Technik sei auf weiterführende Literatur verwiesen [Mar89, Bac98, Rul05, Koe06, Trä12].

Eine weitere Methode, um die positive Dispersion zu kompensieren, sind „gechirpte“ Spiegel (engl: *chirped mirror*) oder Gires-Tournoise-Interferometer (GTI) Spiegel. Bei den gechirpten Spiegeln wird eine dielektrische Schichtstruktur so auf die Oberfläche eines Substrates aufgebracht, dass kurzwellige Spektralanteile an der Oberfläche und langwellige an der innen liegenden Schichtstruktur reflektiert werden [Trä12, Koe06]. Da im Rahmen dieser Arbeit GTI-Spiegel verwendet werden, beschreibt der folgende Abschnitt diese detaillierter. Ein GTI-Spiegel ist prinzipiell ein Spezialfall eines Fabry-Pérot-Interferometers, der in Abbildung 1.2 (a) schematisch dargestellt ist. Im ersten Bereich der Komponente ist eine dielektrische Schichtstruktur [Eic06], die den hochreflektierenden Spiegel  $M_1$  bildet, aufgetragen. Darauf ist ein Medium mit dem Brechungsindex  $n$  und der Dicke  $D$  aufgebracht. Den zweiten Spiegel des Interferometers bildet die oberste Schicht  $M_2$  mit einer geringeren Reflektivität  $R$  (meist Fresnel-Reflex) von nur wenigen Prozenten. Die GDD von einem GTI-Spiegel ist dann nach [Gir64, Trä12] gegeben durch

$$D_2 = \frac{d^2 \phi_{\text{GTI}}}{d\omega^2} = \frac{-2t_0^2(1-R)\sqrt{R}\sin(\omega t_0)}{(1+R-2\sqrt{R}\cos(\omega t_0))^2} \quad (1.13)$$

mit der Zeitkonstanten  $t_0 = \frac{2dn}{c} \cos \theta_2$  und der Reflektivität  $R$  nach Anhang A.3. Wird ein Lichtfeld mit senkrechtem Einfall, der Wellenlänge  $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$  und  $n = 1,4498$  für Quarzglas betrachtet, resultiert nach Gleichung (1.13) ein GDD-Verlauf entsprechend der Abbildung (1.2) (b).

### 1.2.3 Selbstphasenmodulation

Nach [Rei04, Koe06, Trä12] kann der Brechungsindex  $n(\omega)$  bei hohen Intensitäten nichtlinear werden, sodass die Anteile der höheren Ordnungen von  $n(\omega)$  nicht mehr vernachlässigt werden können. Die dritte Ordnung der Nichtlinearität des Brechungsindex führt zur Selbstphasenmodulation (SPM), die auch zeitlicher Kerr-Effekt genannt wird. Sowohl die Frequenz- als auch die Zeit- bzw. Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex kann durch

$$n(\omega, t) = n_0(\omega) + n_2 \cdot I(t) \quad (1.14)$$

beschrieben werden, wobei nach [Trä12]  $n_0(\omega)$  den linearen und

$$n_2 = \frac{2\pi}{n_0(\omega)^2} \chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \quad (1.15)$$

den nichtlinearen Anteil des Brechungsindex wiedergeben.  $\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$  ist die Suszeptibilität dritter Ordnung und  $I(t)$  der zeitabhängige Intensitätsverlauf des Laserpulses.

Durch die Intensitätsabhängigkeit nach Gleichung (1.14) ändert sich somit bei hohen Strahlungsfeldstärken nicht nur die Amplitudenverteilung, was räumlicher Kerr-Effekt (Selbstfokussierung) genannt wird, sondern es entsteht durch die zeitliche Struktur des Strahlungsfeldes auch eine zeitliche Änderung der Brechzahl. Hierdurch ändert sich die zeitliche Verteilung der Spektralanteile unter der Pulseinhüllenden, jedoch bleibt in diesem Fall die Form der Einhüllenden im Gegensatz zu der in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen Dispersion unverändert. Durchläuft nun ein Puls mit der zentralen Frequenz  $\omega_0$  ein Medium der Länge  $l_m$  und einem Brechungsindex entsprechend Gleichung (1.14), so ändert sich die Phase  $\phi(\omega, t)$  der Amplitude wie folgt:

$$\phi(\omega, t) = \omega_0 \left( t - \frac{l_m \cdot n(\omega, t)}{c_0} \right). \quad (1.16)$$

Bei hohen Intensitäten und ausreichender Materiallänge werden durch die SPM somit sowohl die Frequenzanteile spektral verschoben als auch neue Spektralanteile durch Vierwellenmischung in den vorderen und hinteren Pulsflanken erzeugt, wodurch sich das Spektrum des Pulses verbreitert. Nach [Nie04] kann die Momentanfrequenz dann mit Hilfe von Gleichung (1.16) wie folgt bestimmt werden:

$$\omega(t) = -\frac{\partial \phi(\omega, t)}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0 l_m n_2(\omega)}{c_0} \frac{\partial I(t)}{\partial t}, \quad (1.17)$$

woraus sich mit der Spitzenintensität  $I_0$  und der Pulsdauer  $\tau$  die spektrale Verbreiterung

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0 l_m n_2(\omega) I_0}{c_0 \tau} \quad (1.18)$$

bestimmen lässt. Nach Gleichung (1.17) sind somit die roten Spektralanteile in der vorderen Pulsflanke, während sich die blauen in der hinteren befinden. Die nicht-lineare Phasenverschiebung kann nun entsprechend [Trä12, Pal09] durch

$$\Delta\phi_{\text{NL}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} l_m \hat{I}_0 = \gamma l_m \hat{P}_0 \quad (1.19)$$

mit dem nichtlinearen SPM-Koeffizienten

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{\text{eff}}}, \quad (1.20)$$

der Spitzenintensität  $\hat{I}_0$ , der Pulsspitzenleistung  $\hat{P}_0 = \hat{I}_0 A_{\text{eff}}$ , der effektiven Modenfläche  $A_{\text{eff}}$ , der Zentralwellenlänge  $\lambda_0 = \frac{2\pi c_0}{\omega_0}$  und dem nichtlinearen Brechungsindex  $n_2$  berechnet werden. Durchläuft nun ein fourierlimitierter Puls nach Gleichung (1.3) ein solches Kerr-Medium, ändert sich nicht die Pulsbreite sondern das Fourierlimit, da sich die spektrale Bandbreite vergrößert. Die SPM induziert somit einen Chirp entsprechend Abschnitt 1.2.2. Wird nun die entstandene GDD kompensiert, kann der Puls dadurch eine kürzere Dauer erreichen.

#### 1.2.4 Mastergleichung

Um die zeitliche Entwicklung eines Laserpulses zu beschreiben, wird die von Haus [Hau75a] entwickelte Mastergleichung der Modenkopplung verwendet, die wie folgt dargestellt werden kann:

$$\begin{aligned} T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = & \left[ g(T) - l - q(T, t) + D_{g,f} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] A(T, t) \\ & + \left[ i \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\beta_n}{n!} \left( -i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n + i\delta |A(T, t)|^2 \right] A(T, t). \end{aligned} \quad (1.21)$$

In Gleichung (1.21) steht  $T_R$  für die Resonatorumlaufzeit, während  $t$  den zeitlichen Verlauf eines Laserpulses innerhalb der Resonatorumlaufzeit und  $T$  die Entwicklung über mehrere Resonatorumläufe beschreibt. Die langsam veränderliche Einhüllende des elektrischen Feldes wird durch  $A(T, t)$  repräsentiert.  $A(T, t)$  ist dabei so normiert, dass sich für die Leistung  $P(T, t) = |A(T, t)|^2$  ergibt. Der gesättigte Gewinn pro Resonatorumlauf wird durch  $g$  sowie der Gewinn und die resonatorinterne Filter-



dispersion durch  $D_{g,f} = \frac{g}{\Omega_g^2} + \frac{1}{\Omega_f^2}$  bestimmt.  $\Omega_g$  steht dabei für die Gewinnbandbreite und  $\Omega_f$  für die Bandbreite resonatorinterner Filterelemente bei der halben Breite bei halben Maximum (HWHM). Die Verluste werden absorberabhängig durch  $q(T,t)$  und frequenzunabhängig durch  $l$  beschrieben.  $\beta_n$  steht jeweils für den Beitrag der Dispersion und  $\delta$  für den der SPM, wobei mit der Propagationslänge durch das Lasermedium pro Resonatorumlauf  $l_L$  entsprechend nach Gleichung (1.20)

$$\delta = \gamma \cdot l_L \quad (1.22)$$

gilt. Mit der Normierung von  $A(T,t)$  ergibt sich für die Pulsenergie  $W$ :

$$W(T) = \int_{-\frac{T_R}{2}}^{\frac{T_R}{2}} |A(T,t)|^2 dt . \quad (1.23)$$

### 1.2.5 Gewinndynamik

Die zeitliche Änderung des Gewinns  $g(t)$  kann nach [Hön99, Sch01b] durch

$$\frac{\partial g(T,t)}{\partial T} = -\frac{g(T) - g_0}{\tau_L} - g(T) \frac{E(T,t)}{E_L} \quad (1.24)$$

bestimmt werden. Dabei steht  $g_0$  für den Kleinsignalgewinn des Verstärkermediums, der proportional zur Pumpleistung ist, und  $\tau_L$  ist die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus. Die Sättigungsenergie des Lasermaterials ist gegeben durch:

$$E_L = \frac{hcA_{\text{eff,L}}}{m\lambda_0\sigma_L}. \quad (1.25)$$

Dabei steht  $A_{\text{eff,L}}$  für die effektive Modenfläche im Verstärkermaterial,  $\lambda_0$  für die Zentralwellenlänge,  $\sigma_L$  für den effektiven Emissionswirkungsquerschnitt,  $h$  für das Plancksche Wirkungsquantum und  $m$  ist die Anzahl der Durchläufe durch das Gewinnmedium.

### 1.2.6 Gewinnmodulation durch aktive Rückkopplung

Da im Rahmen dieser Arbeit eine Rückkopplungsschleife für den Pumplaser verwendet wird, die den Pumpstrom und somit den Kleinsignalgewinn im Lasermedium moduliert, soll an dieser Stelle dessen Einfluss erläutert werden. Für eine detailliertere Beschreibung sei an dieser Stelle auf [Sch01b, Sch01a] verwiesen. Da nach Gleichung (1.24) der Kleinsignalgewinn als zeitliches Integral die Dynamik des Laser-

systems beeinflusst, können schnelle Änderungen in der Laserdynamik durch einen Differentialregler (D-Glied) kompensiert werden.

Der Einfluss des Differentialreglers und seine technischen Limitierungen auf das Ausgangssignal  $u_a$  hängen vom Eingangssignal  $u_e$  folgendermaßen ab:

$$u_a = -RC \frac{du_e}{dt}. \quad (1.26)$$

In der Betrachtung von Gleichung (1.26) wird der Fall für ein D-Glied betrachtet, das durch einen Operationsverstärker, einer Kapazität  $C$  und einen Widerstand  $R$  nach [Her05] realisiert wird. Bei der Betrachtung der Regelung sind die wesentlichen Größen die gesamte Laufzeitverzögerung des Regelsignals  $\tau_{\text{Prop}}$  und die endliche Bandbreite einer Regelelektronik, die von  $R$  und  $C$  abhängt. Die Laufzeitverzögerung wirkt dabei wie ein Proportionalglied (P-Glied), das um  $\tau_{\text{Prop}}$  verzögert wirkt, und das  $RC$  Glied wie ein Tiefpass. Die Wirkung der Modulation auf den gesamten Kleinsignalgewinn  $g_{0,\text{ges}}$  ist dann durch

$$g_{0,\text{ges}} = g_0 + g_{0,\text{AFB}} \quad (1.27)$$

gegeben, wobei  $g_0$  der konstant gewählte Kleinsignalgewinn und  $g_{0,\text{AFB}} \propto u_a g_{0,\text{ges}}$  die Modulation des Kleinsignalgewinns ist.

### 1.2.7 Sättigbarer Absorber

In sättigbaren Absorbern ist die Transmission abhängig von der Intensität des eingestrahnten Lichtfeldes. Somit werden die Verluste im Pulsbetrieb reduziert, sodass die Modenkopplung energetisch begünstigt wird. Diese zeitliche Änderung des Absorbers kann nach [Hau75b, Hau75c, Kär96] durch die Differentialgleichung

$$\frac{\partial q(T,t)}{\partial t} = -\frac{q(T,t) - q_0}{\tau_A} - \frac{|A(T,t)|^2}{E_A} q(T,t) \quad (1.28)$$

beschrieben werden, wobei  $E_A$  die Sättigungsenergie,  $\tau_A$  die Relaxationszeit und  $q_0$  die nichtsättigbaren Verluste des Absorbers beschreibt. Prinzipiell wird abhängig von  $\tau_A$  und der Pulsdauer  $\tau$  (bzw. der Halbwertsbreite FWHM) zwischen langsamen ( $\tau_A > \tau$ ) und schnellen ( $\tau_A < \tau$ ) sättigbaren Absorbern unterschieden.

### Langsamer sättigbarer Absorber

Wird nun der zeitliche Verlauf für  $q(T,t)$  aus Gleichung (1.28) unter der Annahme, dass  $\tau_A$  wesentlich länger ist als  $\tau$ , betrachtet, so ergibt sich für die zeitabhängige Absorption nach [Sch00]

$$q_{\text{langsam}}(T,t) = q_0 e^{\left(-\frac{1}{E_A} \int_{-\infty}^t |A(T,t)|^2 dt\right)}. \quad (1.29)$$

### Schneller sättigbarer Absorber

Bei einem schnellen sättigbaren Absorber geht  $\tau_A \rightarrow 0$ , sodass der Absorber instantan auf den eingestrahnten Energiefluss antwortet. Für diesen Fall werden die Verluste beschrieben durch:

$$q_{\text{schnell}}(T,t) = \frac{q_0}{1 + \frac{|A(T,t)|^2 \tau_A}{E_A}}. \quad (1.30)$$

### Zwei-Photonen-Absorption

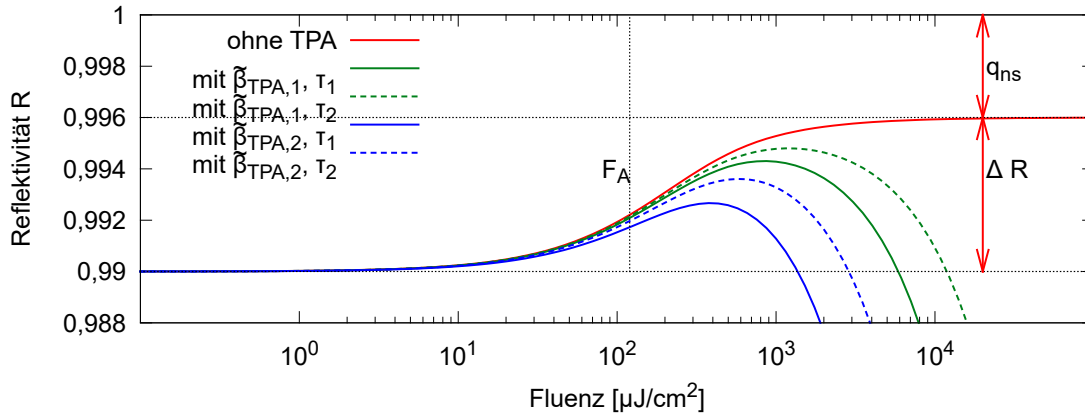
Da die Sättigung der zuvor vorgestellten Absorber von der pro Fläche eingestrahlenen Pulsenergie abhängt, verringern sich die Verluste bei der Steigerung dieser sogenannten Fluenz. Bei realen Absorbern verhält sich diese Eigenschaft jedoch nur bis zu einer vom Material abhängigen maximalen Fluenz, ab der sich entsprechend [Tho99, Gra05] die TPA invers sättigend auf den Absorber auswirkt. Zum einen kann die TPA den kontinuierlich modengekoppelten Betrieb gegen den gütegeschalteten Betrieb stabilisieren, jedoch verursacht sie zum anderen auch bei hohen Pulsleistungen ungewollte Verluste.

Werden nun die zeitabhängigen Verluste  $q(T,t)$  aus Gleichung (1.21) um den invers sättigbaren Teil  $q_I$  entsprechend [Kär96, Sch00] erweitert, so ergibt sich mit dem sättigbaren Teil  $q_A$  für die Verluste

$$q(T,t) = q_A(T,t) - q_I(T,t). \quad (1.31)$$

Für den Fall von TPA können diese inverssättigbaren Verluste durch

$$q_I(T,t) = \beta_{\text{TPA}} l_{\text{TPA}} \frac{|A(T,t)|^2}{A_{\text{eff,A}}} \quad (1.32)$$



**Abbildung 1.3:** Berechnete Reflektivität eines SESAMs in Abhängigkeit von der Fluenz entsprechend [Tho99] ohne TPA (rote Linie), mit  $\tilde{\beta}_{\text{TPA},1} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  und einer Pulsdauer von  $\tau_1 = 200 \text{ fs}$  (grüne Linie) bzw.  $\tau_2 = 400 \text{ fs}$  (grün gestrichelte Linie) und mit  $\tilde{\beta}_{\text{TPA},2} = 8 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  bei  $\tau_1 = 200 \text{ fs}$  (blaue Linie) bzw.  $\tau_2 = 400 \text{ fs}$  (blau gestrichelte Linie). Die weiteren verwendeten Parameter des SESAMs sind die Modulationstiefe  $q_0 = 0,006$ , die nichtsättigbaren Verluste  $q_{\text{ns}} = 0,004$  und die Sättigungsfluenz  $F_A = 120 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

bestimmt werden, wobei  $A_{\text{eff},A}$  für die effektive Modenfläche und  $\beta_{\text{TPA}}$  für den Zwei-Photonen-Absorptionskoeffizienten des Materials mit der effektiven Dicke  $l_{\text{TPA}}$  steht. Häufig werden diese beiden Größen auch in einen TPA-Faktor

$$\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = \beta_{\text{TPA}} l_{\text{TPA}} \quad (1.33)$$

zusammengefasst.

Abbildung 1.3 zeigt die berechnete Reflektivität eines für den experimentellen Teil verwendeten sättigbaren Absorbers in Abhängigkeit der eingestrahltten Fluenz. Der rote Graph zeigt die Reflektivität für die Betrachtung, dass keine inverse Sättigung wirkt. In diesem Fall steigt die Reflektivität mit der Fluenz an und nähert sich dem maximalen Wert an, der durch die nichtsättigbaren Verluste  $q_{\text{ns}}$  vorgegeben ist. Wird nun die inverse Sättigung mitberücksichtigt, steigt zunächst die Reflektivität mit der Fluenz an und ab dem Maximum überwiegt der inverssättigbare Anteil und die Reflektivität des Absorbers nimmt stark ab. In Abbildung 1.3 ist in grün der Fall für  $\tilde{\beta}_{\text{TPA},1} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  und in blau für  $\tilde{\beta}_{\text{TPA},2} = 8 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  dargestellt. Da die inverse Sättigung nach Gleichung (1.32) vom zeitlichen Profil des Pulses abhängt, wird bei den durchgezogenen Linien eine Pulsdauer von  $\tau_1 = 200 \text{ fs}$  und bei den gestrichelten von  $\tau_2 = 400 \text{ fs}$  verwendet. Dies verdeutlicht, dass die maximal nutzbare Fluenz auf dem Absorber zum einen von der TPA und zum anderen von der Pulsdauer abhängig ist.

### 1.2.8 Mastergleichung der solitären Modenkopplung

Wird nun der Fall betrachtet, bei dem sich der Gewinn und die Verluste ausgleichen, das Verstärkermedium nicht in Sättigung ist und nur die Dispersion zweiter Ordnung sowie die Selbstphasenmodulation berücksichtigt wird, reduziert sich Gleichung (1.21) entsprechend nach Kärtner [Kär95, Kär96] auf

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \left[ -iD_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |A(T, t)|^2 \right] A(T, t). \quad (1.34)$$

Gleichung (1.34) wird *nichtlineare Schrödingergleichung* genannt, wobei  $D_2 = \frac{\beta_2}{2}$  entsprechend Gleichung (1.11) für die GDD steht und  $\delta$  entsprechend Gleichung (1.22) definiert ist. Nach [Hau93] kann aus Gleichung (1.34) für optische Solitonen die Lösung

$$A(T, t) = A_0 \operatorname{sech} \left( \frac{\kappa t}{\tau_{\text{sech}}} \right) e^{i\phi \frac{T}{T_R}} \quad (1.35)$$

hergeleitet werden. In Gleichung (1.35) definiert  $\tau_{\text{sech}} = \frac{\tau}{\kappa}$  die Solitonpulsdauer mit dem Formfaktor  $\kappa = \cosh^{-1} \sqrt{2}$ ,  $\phi = -\frac{|D_2|}{\tau_{\text{sech}}} = -\frac{\delta A_0^2}{2}$  die Phasenverschiebung pro Resonatorumlauf und  $A_0 = \sqrt{\frac{W\kappa}{2\tau_{\text{sech}}}}$  die Amplitude.

Da die Pulsfläche des fundamentalen Solitons nur durch die Effekte der GDD und der SPM bestimmt ist und sich diese gegenseitig aufheben, muss die Pulseinhüllende das *Flächentheorem*

$$|A_0| \tau_{\text{sech}} = \kappa \sqrt{\frac{2|D_2|}{\delta}} \quad (1.36)$$

erfüllen. Dieses sagt nach Gleichung (1.36) aus, dass das Produkt aus Feldamplitude  $A_0$  und Pulsdauer  $\tau_{\text{sech}}$  nur von den Materialparametern  $D_2$  und  $\delta$  abhängt und somit konstant ist. In der Praxis wird häufig auch die daraus abgeleitete Beziehung zwischen Pulsenergie und Pulsdauer

$$W \tau_{\text{sech}} = \frac{3,53 D_2}{\delta} \quad (1.37)$$

verwendet, die auch *Solitonenbedingung* genannt wird. Mit Gleichung (1.37) kann nach [Bra91] die Pulsdauer in Abhängigkeit von der Pulsenergie  $W$  sowie den Parametern  $D_2$  und  $\delta$  bestimmt werden. Mit Hilfe von Gleichung (1.37) kann somit der Chirpparameter  $C_2$  durch

$$C_2(W, \tau_{\text{sech}}) = \frac{W \tau_{\text{sech}} \delta}{3,53} \quad (1.38)$$

eingeführt werden, mit dem der Phasengang bestimmt werden kann. Dieser gibt die notwendige Dispersion  $D_2$  an, die für die Ausbildung eines Solitons mit der angegebenen Pulsbreite nötig ist.

### Doppel- und Multipulse

Wenn die Pulsenergie bei einem solitären Laser, der mit einem sättigbaren Absorber mit inverser Sättigung betrieben wird, erhöht wird, kann es zur Pulsteilung kommen. Die Erklärung dazu kann anhand von Abbildung 1.3 gegeben werden. Übersteigt die Fluenz des Pulses das Maximum der Reflexionskurve, erfährt dieser höhere Verluste. Diese können kompensiert werden, indem sich der Puls in zwei Pulse mit geringerer Pulsenergie und längerer Pulsdauer teilt. Dadurch sinkt die Fluenz auf dem Absorber und jede Pulskopie erfährt für sich genommen geringere Verluste. Bei weiterer Erhöhung der mittleren Leistung kommt es dann zu weiteren Pulsteilungen. Diese Mehrfachpulse werden dann Solitonen höherer Ordnung genannt. Diese Solitonen erfüllen zusammengenommen das Flächentheorem aus Gleichung (1.36). In diesem Fall entstehen mehrere Solitonen mit geringerer Pulsenergie und längerer Pulsdauer, deren Summe ist gleich dem Flächentheorem für einen kürzeren Einzelpuls mit höherer Pulsenergie. Durch die längere Pulsdauer verkleinert sich entsprechend Gleichung (1.3) das optische Spektrum, das nun im Verstärkermedium einen größeren Gewinn erfährt, wodurch die mittlere Ausgangsleistung sprunghaft ansteigt. Zu beachten ist dabei, dass diese Übergänge ein Hystereseverhalten haben. Daher liegt der Übergang zu einem Regime mit mehreren Pulsen bei einer höheren resonatorinternen Leistung, als der Übergang von dem höheren Pulsbetrieb in einen niedrigen. Die Anzahl der zu erreichenden Solitonen im Multipulsbetrieb ist dabei nach [Gra05, SC99, Led99] nur durch die maximale Verstärkung beschränkt.

Wenn sich die Pulse im Mehrfachpulsbetrieb äquidistant zu einander stabilisieren, wird von sogenannter *harmonischer Modenkopplung* gesprochen. In diesem Fall erhöht sich die fundamentale Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}}$  um den Faktor  $m$ , der sowohl der Anzahl an Pulsen als auch der harmonischen Ordnung entspricht, jedoch nicht der Resonatorumlaufzeit  $T_{\text{R}}$  für jeden einzelnen Puls. Bei der harmonischen Modenkopplung kann nun die Repetitionsrate für jede harmonische Ordnung durch

$$f_{m\text{th-harm}} = m f_{\text{Rep}} \quad (1.39)$$

bestimmt werden. Die detailliertere Behandlung der harmonischen Modenkopplung erfolgt später im zugehörigen experimentellen Kapitel.

## 1.3 Numerische Beschreibung der Modenkopplung

In diesem Abschnitt soll der Algorithmus vorgestellt werden, mit dem die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Dazu wurde in C++ ein Programm geschrieben, mit dessen Hilfe das im Folgenden vorgestellte numerische Modell eines solitären, passiv modengekoppelten Oszillators berechnet werden kann. Über eine grafische Oberfläche können sämtliche Material-, Numerik- und Pulsparameter vor jedem Simulationsdurchlauf eingestellt werden.

### 1.3.1 Split-Step-Fouriermethode

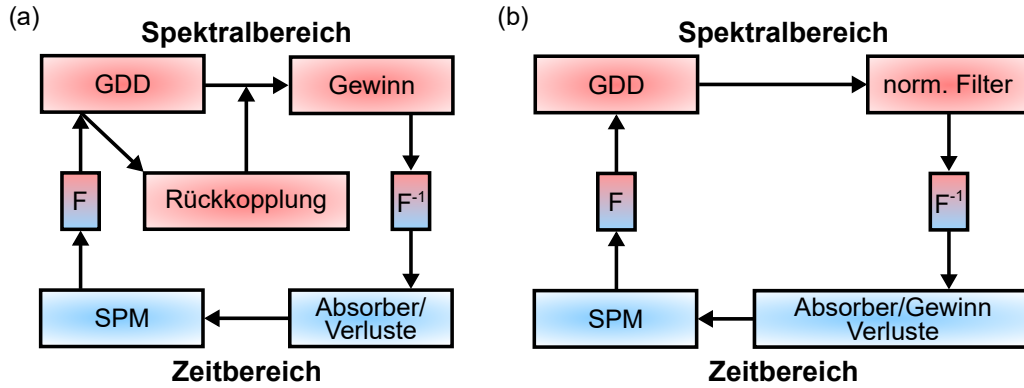
Die Split-Step-Fouriermethode wird in der numerischen Analysis verwendet, um nichtlineare, partielle Differentialgleichungen zu lösen. Die Lösung der Gleichung wird in kleinen Segmenten durchgeführt, bei denen die linearen und nichtlinearen Schritte jeweils separat berechnet werden. Bei der Berechnung der Segmente ist es notwendig, die Fourier- und deren Rücktransformation zu verwenden, sodass die linearen Segmente im Frequenz- und die nichtlinearen im Zeitraum berechnet werden. Mit Hilfe dieser Methode kann nach [Agr01] die nichtlineare Schrödingergleichung gelöst werden. Dazu wird diese in die Form

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = (\hat{D} + \hat{N}) A(T, t) \quad (1.40)$$

umgeschrieben. Der lineare Operator  $\hat{D}$  berücksichtigt die Dispersion und der nichtlineare Operator  $\hat{N}$  die SPM. Prinzipiell wirken Dispersion und SPM gleichzeitig, jedoch können mit Hilfe der Split-Step-Fouriermethode und der Annahme von kleinen Propagationsschritten  $\Delta T$  des optischen Feldes die linearen und nichtlinearen Effekte unabhängig voneinander berechnet werden. Dazu wird zunächst im Zeitraum ein Segment berechnet, bei dem nur der nichtlineare Anteil berücksichtigt wird, wobei in Gleichung (1.40)  $\hat{D} = 0$  gilt. Danach wird im Frequenzraum ein Segment mit dem linearen Anteil berechnet, bei dem in Gleichung (1.40) entsprechend  $\hat{N} = 0$  gilt. Wird Gleichung (1.40) formell integriert, ergibt dies

$$A(T + \Delta T, t) = \exp \left[ (\hat{D} + \hat{N}) \frac{\Delta T}{T_R} \right] A(T, t). \quad (1.41)$$

Da  $\hat{D}$  und  $\hat{N}$  in Gleichung (1.41) nicht kommutierende Operatoren sind, kann die Exponentialfunktion nach [Agr01, Wei62] wie folgt faktorisiert werden



**Abbildung 1.4:** Flussdiagramm der Simulation für den Fall (a) mit aktiver Rückkopplung und (b) bei dem Gewinn und Verlust gemeinsam berechnet werden.

$$A(T + \Delta T, t) = \left[ \exp\left(\hat{D} \frac{\Delta T}{T_R}\right) \exp\left(\hat{N} \frac{\Delta T}{T_R}\right) + O\left(\frac{\Delta T^2}{T_R^2}\right) \right] A(T, t), \quad (1.42)$$

sodass die Genauigkeit der Split-Step-Fouriermethode in der zweiten Ordnung der Schrittweite  $\Delta T$  liegt. Mit Hilfe von Gleichung (1.42) kann nun der lineare exponentielle Operator  $\exp\left(\hat{D} \frac{\Delta T}{T_R}\right)$  im Frequenz- und der nichtlineare Operator  $\exp\left(\hat{N} \frac{\Delta T}{T_R}\right)$  im Zeitraum berechnet werden.

### 1.3.2 Diskretisierung der Ratengleichung

In diesem Abschnitt wird das numerische Modell vorgestellt, das mit Hilfe der zuvor beschriebenen Split-Step-Fouriermethode berechnet wird. Dieses Modell basiert auf den theoretischen Grundlagen, die in Abschnitt 1.2 vorgestellt wurden. Die Vorgehensweise des Modells kann mit Hilfe von Abbildung 1.4 verdeutlicht werden. Hierbei entspricht ein Umlauf in Pfeilrichtung einem Resonatorumlauf des solitären Laserpulses. In Abbildung 1.4 (a) ist das Flussdiagramm für den Fall mit aktiver Rückkopplung dargestellt. Hierbei werden zunächst im Spektralbereich die Einflüsse von GDD und frequenzabhängigen Gewinn berechnet und anschließend im Zeitbereich die zeitunabhängigen sowie die sättigbaren Absorberverluste und die SPM bestimmt. Zusätzlich wird die zeitliche Änderung der Leistung berücksichtigt und entsprechend eine Regelschleife für den Gewinn implementiert.

Abbildung 1.4 (b) zeigt das Flussdiagramm für den Fall, dass der Gewinn zusammen mit den Verlusten im Zeitbereich bestimmt wird und im Frequenzbereich die Energie spektral normiert wird. Dadurch kann der Einfluss der abgebauten Inversion durch den ersten Puls auf den Gewinn des zweiten Pulses berücksichtigt werden.



Diese Variante wird dazu verwendet, die Pulsdynamik und die Relativbewegung im Doppelpulsbetrieb zu berechnen.

Da im Rahmen dieser Arbeit sowohl große Parameterräume als auch große Zeitbereiche mit hoher Auflösung simuliert werden, werden alle Quellen der einzelnen Einflussgrößen wie GDD oder SPM jeweils für einen Umlauf zusammengefasst, um so den Rechenaufwand zu minimieren. Da im Rahmen dieser Arbeit nur Pulsdauern größer als 100 fs behandelt werden, kann die Berechnung mit der sogenannten Näherung der Pulseinhüllenden (engl: *carrier envelope approximation*) aus Gleichung (1.2) durchgeführt werden. Die Diskretisierung der einzelnen Einflussgrößen wird im Folgenden detailliert behandelt. Dazu werden die durchlaufenden Indizes  $j \in \mathbb{N}$  für die Resonatorumläufe und  $k \in \mathbb{N}$  für die Zeit- bzw. Frequenzabstände definiert.  $N \in \mathbb{N}$  gibt dabei die Anzahl der Diskretisierungspunkte an, für die bei der verwendete Simulation  $N = 2^n$  mit  $n \in \mathbb{N}_0$  gilt.

### Zeit- und Frequenzfenster

Die Grundlage für die numerische Lösung ist die Diskretisierung des Zeitfensters durch  $\Delta T$  und dadurch auch des Frequenzfensters durch  $\Delta\omega$  mit  $N$  Punkten. Die einzelnen Zeitschritte können dann durch

$$t_k = k\Delta T, \quad -\frac{N}{2} \leq k \leq \frac{N}{2} \quad (1.43)$$

berechnet werden. Sollte die erwartete Halbwertsbreite der Pulsdauer ( $\tau_{\text{FWHM}}$ ) bekannt sein, empfiehlt es sich, diese für die Diskretisierung durch  $\Delta T = \sqrt{\frac{3}{N}}\tau_{\text{FWHM}}$  vorzugeben, um eine gleichmäßige Auflösung im Zeit- und Frequenzraum zu erhalten. Die Frequenzschritte können nun mit Hilfe von Gleichung (1.43) und  $\Delta\omega = \frac{2\pi}{N\Delta t}$  durch

$$\omega_k = k\Delta\omega, \quad -\frac{N}{2} \leq k \leq \frac{N}{2}, \quad (1.44)$$

berechnet werden.

### Dispersion

Um den Einfluss der spektralen Phase nach Gleichung (1.9) für den gesamten Resonator zu ermitteln, wird die Summe aus den Phasen  $\phi_i(\omega)$  der einzelnen Elemente

$$\phi(\omega) = \sum_i \phi_i(\omega) \quad (1.45)$$

gebildet. Der Einfluss dieser Phase wird in der Simulation durch

$$A_{j+1}(\omega_k) = A_j(\omega_k) \exp[-i\phi(\omega_k)] \quad (1.46)$$

bestimmt. Wird nun, wie oben beschrieben, nur die GDD berücksichtigt, ist die Gesamtphase  $\phi(\omega)$  nur noch von  $\beta_2$  und  $\omega_k$  abhängig. Prinzipiell kann durch diese Betrachtung auch der Einfluss von der Dispersion bis zu einer beliebigen Ordnung betrachtet werden.

### Verlust

Für den Fall von frequenzunabhängigen Verlusten  $l = -\ln \sqrt{1 - l_A}$  mit dem Amplitudenverlust  $l_A$  können die Verluste sowohl im Zeit- als auch im Frequenzraum durch

$$A_{j+1}(t_k) = A_j(t_k) \exp[-l] \quad \text{bzw.} \quad A_{j+1}(\omega_k) = A_j(\omega_k) \exp[-l] \quad (1.47)$$

berücksichtigt werden. Für den Fall, dass die Verluste frequenzabhängig sind, werden diese im Frequenzraum berechnet, wodurch sich der Parameter  $l$  zu  $l(\omega_k)$  ändert.

### Sättigbarer Absorber

Der Einfluss des sättigbaren Absorbers ist durch

$$A_{j+1}(t_k) = A_j(t_k) \exp[-q(t_k)] \quad (1.48)$$

gegeben, wobei  $q(t_k)$  von der Art des sättigbaren Absorbers (entsprechend Abschnitt 1.2.7) abhängt. Wird Gleichung (1.28) für die exakte Berechnung diskretisiert, so folgt

$$\frac{\partial q(t_k)}{\partial t} = \frac{q(t_k) - q(t_{k-1})}{\Delta t} \quad (1.49)$$

und

$$\frac{q(t_k) - q(t_{k-1})}{\Delta t} = -\frac{q(t_k) - q_0}{\tau_A} - \frac{q(t_k) |A(t_k)|^2}{E_A}. \quad (1.50)$$

Um nun  $q(t_k)$  zu erhalten, wird Gleichung (1.50) wie folgt umgeschrieben:

$$q(t_k) = \frac{q(t_{k-1})\tau_A + q_0\Delta t}{\tau_A + \Delta t + \Delta t\tau_A \frac{|A(t_k)|^2}{E_A}}, \quad (1.51)$$

wobei  $q(t_{-N/2}) = q_0$  gilt. Gleichung (1.29) wird für den langsamen sättigbaren Absorber entsprechend

$$q(t_k) = q_0 \exp \left[ - \sum_{l=-N/2}^k \frac{\Delta t |A(t_l)|^2}{E_A} \right] \quad (1.52)$$

verwendet. Wird der schnelle sättigbare Absorber betrachtet, so kann dieser entsprechend Gleichung (1.30)

$$q(t_k) = \frac{q_0}{1 + \frac{|A(t_k)|^2 \tau_A}{E_A}} \quad (1.53)$$

berechnet werden. Wird bei der Berechnung des sättigbaren Absorbers die Zwei-Photonen-Absorption berücksichtigt, wird die inverse Sättigung  $q_{\text{I}}(T, t)$  analog zu Gleichung (1.31) zusammen mit den zuvor behandelten Absorbertypen verwendet. In diesem Fall wird  $q_{\text{I}}(T, t)$  gemäß Gleichung (1.32) durch

$$q_{\text{I}}(t_k) = \beta_{\text{TPA}} l_{\text{TPA}} \frac{|A(t_k)|^2}{A_{\text{eff,A}}} \quad (1.54)$$

diskretisiert, sodass sich die Exponentialfunktion in Gleichung (1.48) entsprechend zu  $\exp[-(q(t_k) - q_{\text{I}}(t_k))]$  ändert.

### Selbstphasenmodulation

Um die zeitliche Phase zu berücksichtigen, wird nach Gleichung (1.19) wie zuvor bei der Dispersion die globale Phase für den gesamten Resonator durch

$$\Delta\phi_{\text{NL,ges}} = \sum_i \Delta\phi_{\text{NL},i} = \sum_i \gamma_i l_{\text{m},i} \hat{I}_0 \approx \gamma_{\text{ges}} l_{\text{m,ges}} \hat{I}_0 \quad (1.55)$$

berechnet. Die Näherung von  $\gamma_{\text{ges}}$  und  $l_{\text{m,ges}}$  kann angewendet werden, solange die mittlere Leistung innerhalb eines Resonatorumlafs sich nicht wesentlich ändert, sodass sich für die Berechnung des Einflusses der SPM folgender Zusammenhang ergibt:

$$A_{j+1}(t_k) = A_j(t_k) \exp \left[ -i\gamma_{\text{ges}} l_{\text{m,ges}} |A_j(t_k)|^2 \right] . \quad (1.56)$$

### Gewinn

Für den Fall, dass der Gewinn entsprechend Abbildung 1.4 (a) im Spektralbereich berechnet wird, ergibt sich für die Diskretisierung der Gleichung (1.24)

$$\frac{\partial g(T)}{\partial T} = \frac{g_j - g_{j-1}}{T_{\text{R}}} . \quad (1.57)$$

Durch Umformen dieser Gleichung ergibt sich

$$g_j = \frac{\tau_L g_{j-1} + (g_0 + g_{0,\text{AFB}}) T_R}{\tau_L + T_R + \tau_L \frac{E_{j-1}}{E_L}}. \quad (1.58)$$

In Gleichung (1.58) repräsentiert  $g_{0,\text{AFB}}$  entsprechend Gleichung (1.27) die Modulation des Gewinns durch die Regelelektronik analog zu [Sch01b]. Die Laufzeitverzögerung kann dadurch berücksichtigt werden, dass das aktuelle Ausgangssignal nicht direkt ausgegeben wird, sondern für die Zeit  $\tau_{\text{Prop}}$  zwischengespeichert wird. Somit wird das Signal um  $N_V = \frac{\tau_{\text{Prop}}}{T_R}$  Resonatorumläufe verzögert ausgegeben, wobei  $N_V$  Speicherstellen verwendet werden, damit keine Informationen verloren gehen. Die Bandbreitebegrenzung wird durch die Einbindung eines RC-Tiefpasses realisiert. Dieser ist entsprechend Abschnitt 1.2.5 gegeben durch

$$\frac{du_a(t)}{dt} = \frac{u_e(t) - u_a(t)}{RC}. \quad (1.59)$$

Durch die Diskretisierung

$$u_{a,j+1} = \frac{T_R (u_{e,j+1} - u_{a,j})}{RC} + u_{a,j} \quad (1.60)$$

wird die Gleichung (1.59) implementiert. Da Gleichung (1.60) in Abständen von  $T_R$  ausgewertet wird, muss nach [Sch00]  $T_R (u_{e,j+1} - u_{a,j}) \ll RC u_{a,j}$  gelten.

Abschließend wird eine Proportionalitätskonstante an das Regelsignal multipliziert, sodass das Verhältnis zwischen Regelsignal und Gewinnmodulation  $g_{0,\text{AFB}}$  passt. Um den nun bestimmten Gewinn im Frequenzbereich zu berechnen, wird

$$A_{j+1}(\omega_k) = A_j(\omega_k) \exp [g_j g_f(\omega_k)] \quad (1.61)$$

verwendet, wobei  $g_f(\omega_k)$  einer Lorentzkurve mit Bandbreite  $\Omega_f$  als Gewinnfilter entspricht.

Bei der Berechnung des Gewinns im Zeitraum wird zunächst im Frequenzraum eine Gewinnnormierung entsprechend Gleichung (1.61) ohne  $g_j$  durchgeführt. Anschließend wird Gleichung (1.58) für den Zeitraum entsprechend [Ben17a] durch

$$g_j = \frac{g_{j-1} \tau_L + g_0 \Delta t}{\tau_L + \Delta t + \tau_L \Delta t \frac{|A(t_k)|^2}{E_L}} \quad (1.62)$$

bestimmt und zusammen mit den Absorberverlusten entsprechend Gleichung (1.48) berechnet.

# KAPITEL 2

---

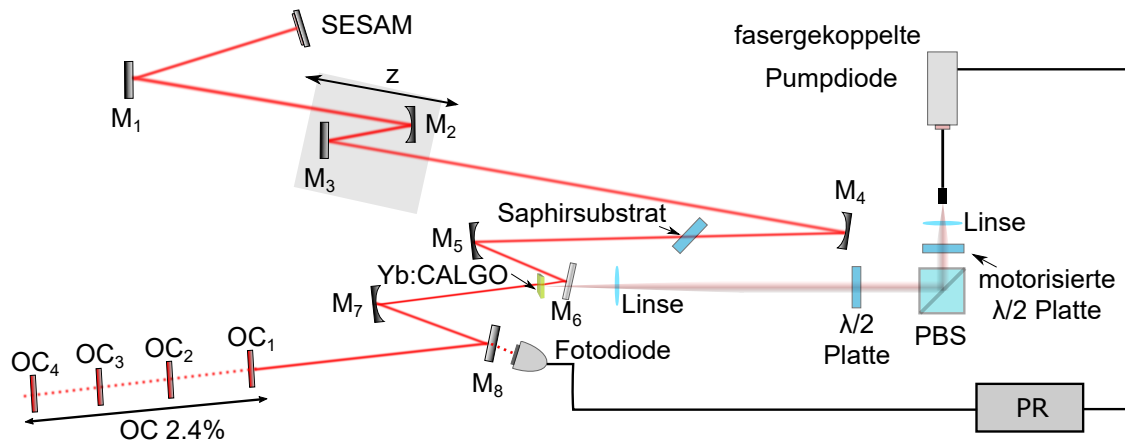
## Längenvariabler Yb:CALGO Oszillator

---

Dieses Kapitel enthält zunächst einen Überblick über das aufgebaute Lasersystem. Zu Beginn wird der Aufbau des längenvariablen Laserresonators beschrieben, danach die Eigenschaften des verwendeten Yb:CALGO Lasermaterials und die Pumpoptik mit der rückgekoppelten Pumpregelung. Anschließend werden die experimentellen und numerischen Ergebnisse für dessen Einzelpulsbetrieb vorgestellt. Abschließend wird das Konzept und die experimentellen Ergebnisse der harmonischen Modenkopplung für dieses Lasersystem gezeigt. Zusätzlich wird ein theoretisches Modell vorgestellt, das die Bewegung von Mehrfachpulsen in Lasersystemen beschreiben kann.

### 2.1 Experimenteller Aufbau

In Abbildung 2.1 ist der Aufbau des diodengepumten Yb:CALGO-Lasersystems mit aktiver Pumpregelung schematisch dargestellt. Das Pumpmodul besteht aus einem fasergekoppelten Diodenlaser mit einer maximalen Ausgangsleistung von 30 W. Dieser Pumpstrahl wird mit einer 1:1-Abbildung über einen Polarisationsstrahlteiler (PBS) in den Kristall fokussiert. Die Regelelektronik, die den Pumpstrom der Laserdiode moduliert, ist direkt an die Stromkontakte der Laserdiode angeschlossen. Das Signal für die Regelung wird mit einer Fotodiode aufgenommen, welche die transmittierte Leckstrahlung hinter  $M_8$  detektiert. Der Oszillator besteht aus einem linearen Resonator, dessen Strahlengang mit hochreflektierenden (HR) und GTI-Spiegeln mehrfach gefaltet aufgebaut wird. Durch die  $z$ -Kombination der Spiegel  $M_2$  und  $M_3$  kann die Fokusgröße auf dem SESAM, der das eine Ende des Resonators bildet, stufenlos variiert werden. Da der Laserkristall senkrecht zum Resonatorstrahl steht, wird ein Saphirsubstrat im Brewsterwinkel verwendet, um so einen p-polarisierten Ausgangsstrahl zu erhalten. Die Position des Auskopplers kann so verändert werden,

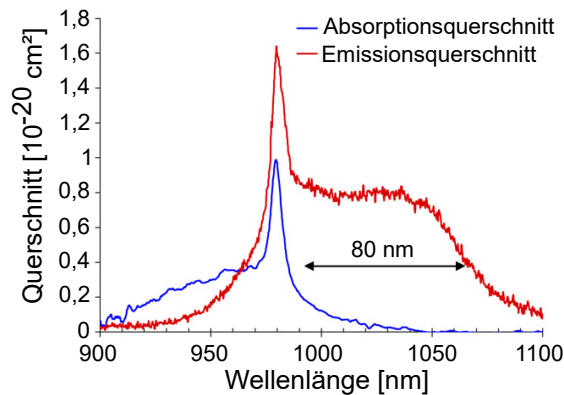


**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Der Laseroszillator ist ein durch HR- und GTI-Spiegel mehrfach gefalteter linearer Resonator mit einem Yb:CALGO-Kristall als Verstärkungsmedium. Der Laserkristall wird seitlich durch einen dichroitischen Spiegel gepumpt. Um die Polarisation vorzugeben, wird ein Saphirsubstrat im Brewsterwinkel verwendet. Ein SESAM wird als fixer Endspiegel genutzt, während ein Auskoppler (OC) mit 2,4% Transmission als zweiter Endspiegel dient. Dessen Position kann für unterschiedliche Repetitionsraten verändert werden. Die Fokussierung auf dem SESAM kann durch die  $z$ -Position von der Spiegelkombination  $M_2$  und  $M_3$  stufenlos variiert werden. Die Pumpregelung PR kann zur Modulation des Pumpstroms verwendet werden.

dass unterschiedliche Resonatorlängen entstehen, wodurch eine Repetitionsrate von 94 MHz, 53,9 MHz, 37,4 MHz oder 27,8 MHz gewählt werden kann. In Abbildung 2.1 ist daher nur der Basisresonator für 94 MHz dargestellt und alle weiteren Längen nur durch die Auskoppler  $OC_i$  angedeutet. Im Folgenden werden die einzelnen Module und Komponenten detaillierter beschrieben.

### 2.1.1 Yb:CALGO Laserkristall

Als laseraktives Material wird im Rahmen dieser Arbeit ein a-cut Yb:CaGdAlO<sub>4</sub>-Kristall (kurz Yb:CALGO) verwendet. Der Kristall hat eine Dicke von 1,5 mm auf einer Fläche von  $4 \times 1,5 \text{ mm}^2$ . Der Kristall ist in Richtung des Resonatorstrahls auf beiden Oberflächen mit einer Antireflexbeschichtung von 980 nm bis 1 030 nm versehen, sodass der Kristall mit minimalen Verlusten orthogonal zu dieser Fläche ausgerichtet werden kann. Die Dotierung des Kristalls mit dreiwertigem Yb<sup>3+</sup> beträgt 5%, wobei dieses als aktives Ion für die Erzeugung der kohärenten Strahlung wirkt. Die optischen Übergänge bei Yb<sup>3+</sup> dotierten Wirtskristallen, die für die Erzeugung des Laserlichtfeldes verwendet werden, sind nach [Koe06] der entartete  $^2F_{7/2}$  Grundzustand und der angeregte  $^2F_{5/2}$ . Hier wird innerhalb der Kristall-



**Abbildung 2.2:** Absorptions- (blau) und Emissionsspektrum des Yb:CALGO-Kristalls aus [Dru07].

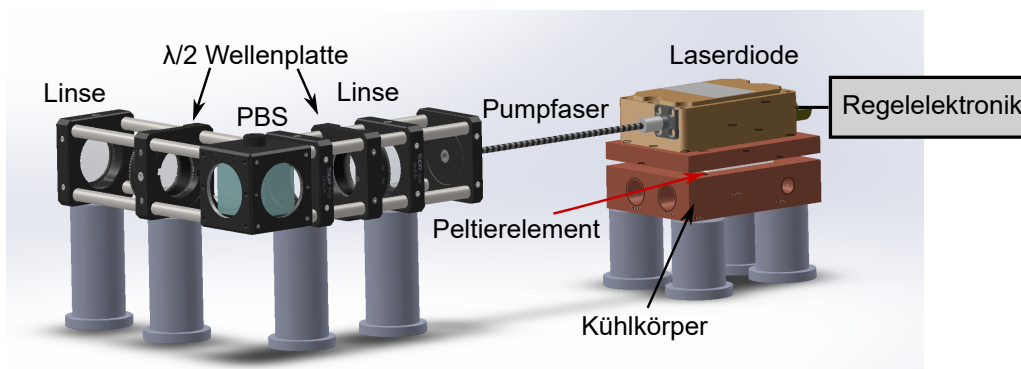
struktur die Entartung durch die Stark-Verschiebung so aufgehoben, dass weitere Absorptions- und Emissionsübergänge erzeugt werden und damit ein Quasi-3-Level-System [DeL93] entsteht. Ein Nachteil, den dieses Quasi-3-Level-System bei Raumtemperatur hat, ist die thermische Besetzung des Grundniveaus. Nach [Koe06] muss dieses erst durch Reabsorption angeregt werden, bevor sich eine Inversion der Zustände ausbilden kann. Wird jedoch das Absorptionsspektrum von Yb:CALGO aus Abbildung 2.2 betrachtet, zeigt dieses, dass für den Pumpprozess kommerzielle Hochleistungslaserdioden über einen breiten Wellenlängenbereich verwendet werden können. Die Nutzung von Pumpstrahlung beim Absorptionsmaximum von 979 nm [Süd09, Pet08b, Bou07] ermöglicht zudem durch den geringen Quantendefekt zum Emissionsspektrum aus Abbildung 2.2, dass das Lasersystem so effizient gepumpt werden kann. Dieses breite Emissionsspektrum von Yb:CALGO mit einem Plateau von 1 000 nm bis 1 050 nm ermöglicht zudem Pulsdauern von unter 32 fs [Zao06, Agn12, Sév14], sodass dieses Material sich hervorragend für Kurzpulslaser im Wellenlängenbereich von einem Mikrometer eignet. Die für diese Arbeit wesentlichen Eigenschaften von Yb:CALGO sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

### 2.1.2 Pumpmodul mit aktiver Regelung

Der in Abschnitt 2.1.1 beschriebene Yb:CALGO-Kristall wird durch das eingangs erwähnte Diodenlasermodul gepumpt, welches nun detailliert beschrieben werden soll. Der Aufbau des L-förmigen Pumpmoduls ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Als Pumpquelle wird eine fasergekoppelte 30 W Laserdiode der Firma JENOPTIK (JOLD-30-FC-12-980) mit einem Kerndurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  verwendet. Da die Laserdiode über keinerlei interne Stabilisierung verfügt, wird die emittierte Zentralwellenlänge der Laserdiode mit Hilfe eines wassergekühlten Peltierelements auf ma-

Eigenschaften von Yb:CaGdAlO <sub>4</sub> (Yb:CALGO)	
Absorptionsmaximum [nm]	979
Linienbreite (FWHM) des Absorptionsmaximums [nm]	>5
Absorptionsquerschnitt $\sigma_a$ [cm <sup>2</sup> ]	$2,7 \cdot 10^{-20}$ ( $\pi$ -Polarisation bei 979 nm)
Emissionsmaximum $\lambda_{\text{las}}$ [nm]	1 050 (bei 2% Dotierung)
Emissionsquerschnitt $\sigma$ [cm <sup>2</sup> ]	$0,75 \cdot 10^{-20}$ ( $\sigma$ -Polarisation von ca 1 000 nm bis 1 050 nm)
Verstärkungsbandbreite $\Delta\lambda_{\text{las}}$ [nm]	50 (1 000 nm–1 050 nm)
Fluoreszenzlebensdauer $\tau_L$ [ms]	0,42 (bei 2% Dotierung); 0,38 (bei 5% Dotierung)
Brechungsindex $n$	1,85
nichtlinearer Brechungsindex $n_2$ [m <sup>2</sup> /W]	$9 \cdot 10^{-20}$ (bei 2% Dotierung)
Dispersion GVD [fs <sup>2</sup> /mm]	108

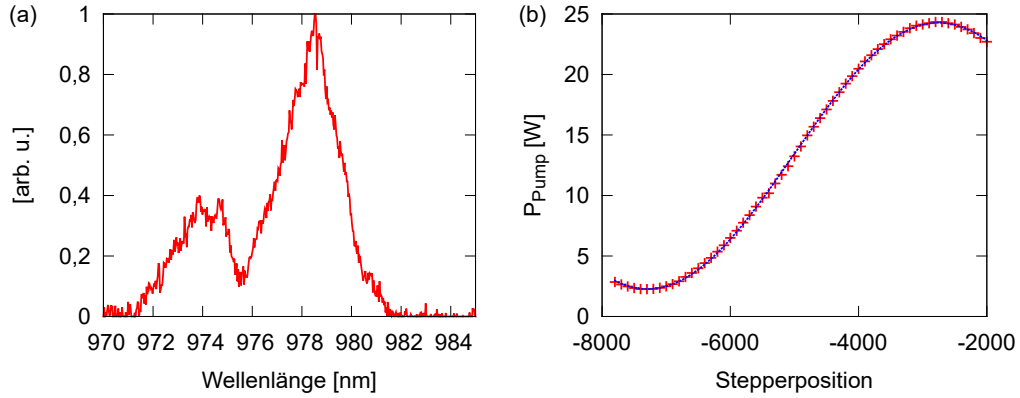
**Tabelle 2.1:** Materialeigenschaften von Yb:CALGO bei Raumtemperatur (295 K) nach [Pet05, Zao06, Bou07, Pet08a, Pet08b, Süd09, Bei13, Kle14].



**Abbildung 2.3:** Aufbau des Pumpmoduls.

ximale Absorption (979 nm) stabilisiert, um so eine optimale Absorption der Pumpstrahlung zu erhalten. In Abbildung 2.4 (a) ist das gemessene Spektrum der Laserdiode dargestellt. Das Emissionsmaximum liegt entsprechend Abbildung 2.2 bei ca. 979 nm im Absorptionsmaximum des Yb:CALGO-Kristalls. Obwohl das Spektrum der Laserdiode ein Nebenmaximum bei etwa 974 nm hat, trägt aufgrund des breiten Absorptionsbereichs des Kristalls auch dieser Teil zur Besetzungsinversion bei. Da es im Rahmen dieser Arbeit jedoch notwendig ist, die Pumpleistung stark zu variieren, sich aber durch die Änderungen des Pumpstroms die thermischen Gegebenheiten der Laserdiode ändern würden, wird die Diode zunächst bei annähernd maximaler Leistung über die Temperatur optimiert. Damit die Pumpleistung im Kristall dennoch verändert werden kann, wird der Ausgangsstrahl 1:1 in den 138  $\mu\text{m}$  Resonatorstrahl im Kristall abgebildet. Dazu wird der Strahl zunächst mit einer





**Abbildung 2.4:** (a) optisches Spektrum und (b) gemessene Pumpleistung (Messung: rote Kreuze, Regression nach Gleichung 2.1: blaue Linie) des Pumpmoduls.

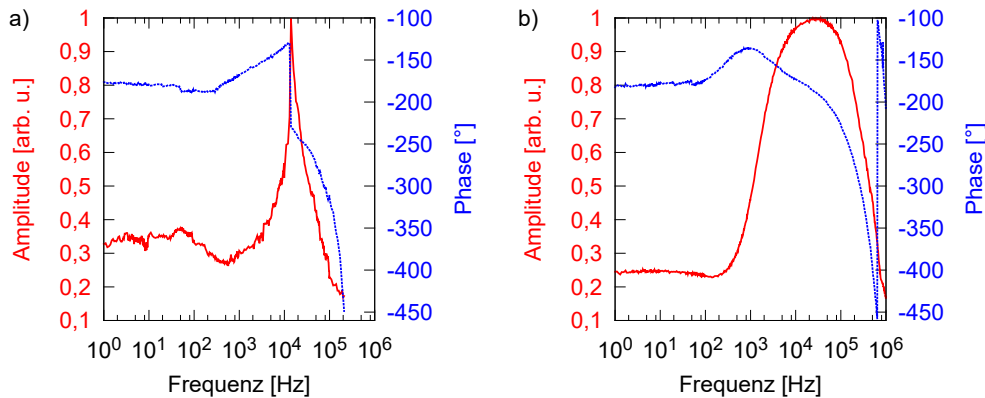
Linse kollimiert und anschließend die Polarisation mit Hilfe einer motorisierten  $\lambda/2$ -Wellenplatte gedreht. Danach passiert der Strahl einen PBS, der die Pumpstrahlung entsprechend der Polarisation in zwei Arme aufteilt. Der transmittierte Anteil wird durch einen wassergekühlten Kupferblock absorbiert, während der reflektierte Anteil eine zweite  $\lambda/2$ -Wellenplatte passiert. Mit dieser kann die Absorption im Kristall maximiert werden. Anschließend wird mit einer weiteren Linse durch einen dichroitischen Resonatorspiegel in den Kristall fokussiert, um so das Pumplicht mit dem Resonatorstrahl im Fokus zu überlagern.

Um die Abhängigkeit der Pumpleistung von der Stepperposition der motorisierten Wellenplatte zu ermitteln, wird im Pumpmodul ein Silberspiegel zwischen der zweiten Wellenplatte und der Pumplinse in einem Winkel von  $45^\circ$  positioniert und die reflektierte Leistung vermessen. In Abbildung 2.4 (b) zeigen die roten Kreuze die gemessene Leistung abhängig von der Stepperposition. Die blaue durchgezogene Linie zeigt die entsprechend nach dem Malusschen Gesetz

$$P(\theta) = P_0 \cos^2(\theta) + P_1 \quad (2.1)$$

angepasste Kurve. In Gleichung (2.1) steht  $P_0$  für die maximale Leistung und  $\theta = a \cdot x + b$  für den Winkel der Wellenplatte, wobei  $a$  den Einfluss auf die Frequenz und  $b$  auf die horizontale Verschiebung der  $\cos^2$ -Funktion abhängig von der einheitenlosen Stepperposition  $x$  wiedergeben. Der konstante Anteil  $P_1$  gibt den unpolarisierten Anteil des Pumplichts wieder, der durch die Propagation durch die Pumpfaser entstanden ist. Mit Hilfe dieser Regression kann nun die Pumpleistung  $P_{\text{Pump}}$  abhängig von der Stepperposition durch

$$P_{\text{Pump}}(x) = 22 \text{ W} \cos^2(0,00035x + 0,95287) + 2,272 \text{ W} \quad (2.2)$$

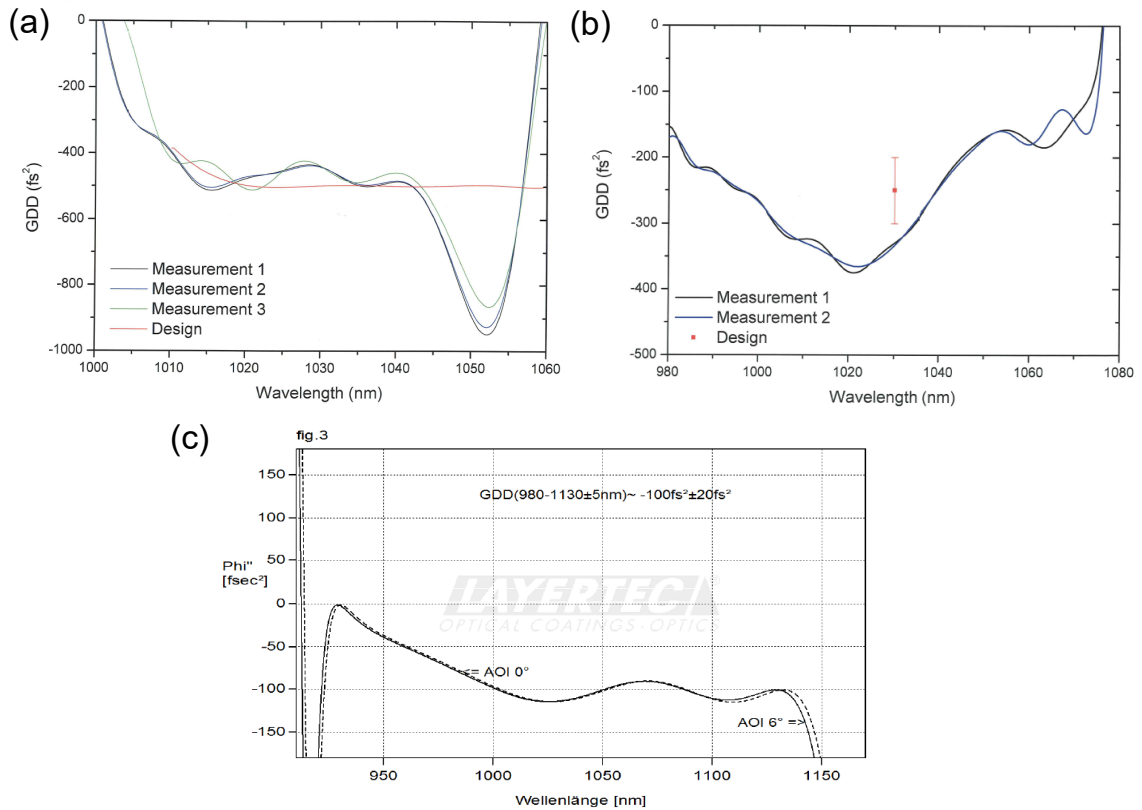


**Abbildung 2.5:** In (a) ist das Bode-Diagramm der Pumpregelung für die Pumpdiode aus Abbildung 2.3 und 2.4 sowie in (b) für die Laserdiode der Firma LIMO (HLU20C10x2-980) aus [Ben13] dargestellt.

bestimmt werden. Bei der Berechnung wurde die Reflektivität des Silberspiegels unter  $45^\circ$  von 98,2 % bei 979 nm berücksichtigt.

Um den in Abschnitt 1.1 vorgestellten gütegeschaltet modengekoppelten Betrieb unterdrücken zu können, wird äquivalent zu [Sch01a] der Pumpstrom der Laserdiode geregelt. Dadurch kann der Kleinsignalgewinn entsprechend Gleichung (1.58) moduliert werden, ohne zusätzliche optische Komponenten im Resonator verwenden zu müssen. Da der Kleinsignalgewinn entsprechend Gleichung (1.24) mit dem Integral der Ratengleichung korreliert, ist es somit ausreichend, wenn das System entsprechend Abschnitt 1.2.6 mit einem D-Glied geregelt wird, das den Gewinn auf einer kleineren Zeitskala als die der Fluoreszenzlebensdauer des Lasermediums moduliert. Um auch bei hohen Stromstärken eine ausreichende Bandbreite modulieren zu können, wurden MOSFET-Transistoren direkt an den elektrischen Kontakten der Laserdiode verwendet, um abhängig vom Modulationssignal einen Kurzschlussstrom zu erzeugen.

In Abbildung 2.5 ist in (a) das Bode-Diagramm für die vorgestellte Laserdiode der Firma JENOPTIK und in (b) für eine Laserdiode der Firma LIMO (HLU20C10x2-980) entsprechend [Ben13] dargestellt. Diese Diagramme geben sowohl den Amplituden- als auch den Phasengang nach Durchlauf einer Regelstrecke abhängig von der Frequenz wieder [Her05]. Für diese Messungen wird die Regelstrecke vom Eingang der Rückkoppelelektronik bis zum optischen Ausgang der Laserdiode verwendet, der mit Hilfe einer Fotodiode detektiert wird. Da die Detektion mit einer Photodiode nur qualitativ die Amplitude nach der Regelstrecke wiedergibt, wird diese bei den Messungen normiert. In Abbildung 2.5 (a) zeigt der Verlauf des Amplituden- und Phasengangs, dass die Regelung für die verwendete Laserdiode der Firma JENOPTIK scheinbar bei ca. 15 kHz eine Polstelle aufweist und dort die Regelbandbreite

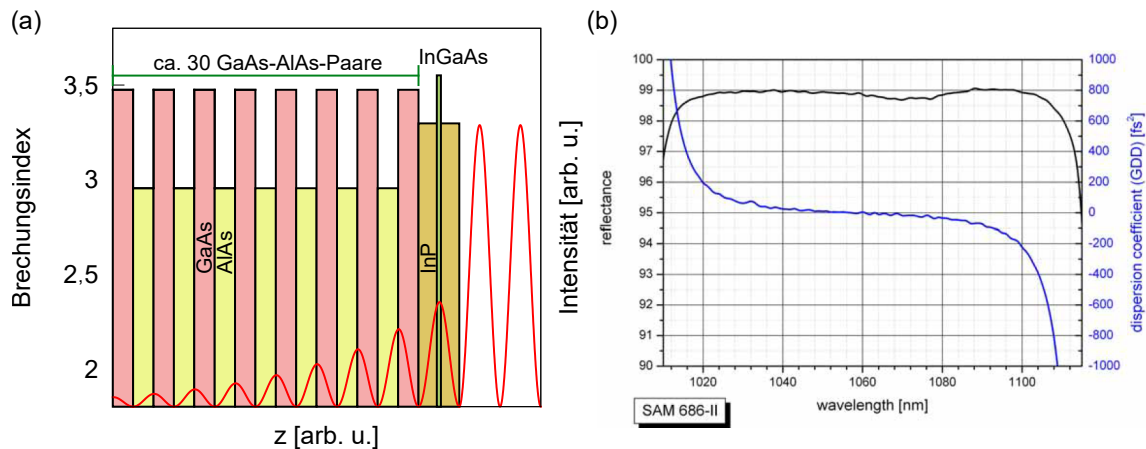


**Abbildung 2.6:** Designer und gemessener GDD-Verlauf der verwendeten GTI-Spiegel (a) NanoLayers DACO5 ( $-500 \text{ fs}^2$ ) [Nan], (b) Layertec A0903052 ( $-250 \text{ fs}^2$ ) [Layb] und (c) Layertec 101848 ( $-100 \text{ fs}^2$ ) [Laya] aus den jeweiligen Datenblättern.

begrenzt. Die Messung in (b) wurde mit der gleichen Elektronik durchgeführt und weist eine Regelbandbreite von über 200 kHz auf. Bei diesen Messungen konnte in [Ben13] nachgewiesen werden, dass die Regelelektronik den gütegeschalteten Betrieb unterdrücken und den kontinuierlich modengekoppelten stabilisieren konnte. Daher scheint die begrenzende Komponente bei der Messung in (a) die Laserdiode selbst zu sein. Um eine größere Regelbandbreite erreichen zu können, müsste daher die Elektronik angepasst werden. Für die folgenden Versuche kann zunächst diese Regelung verwendet werden, um einen Einfluss der Regelung auf das Lasersystem nachweisen zu können.

### 2.1.3 Resonatorspiegel

Der Resonator aus Abbildung 2.1 wird aus planen und gekrümmten hochreflektierenden Spiegeln aufgebaut, welche durch eine Vielschichtstruktur entsprechend Abschnitt A.4 Reflektivitäten von  $R > 99,9999\%$  erreichen können. Für den 2,4% Auskoppler wird diese Vielschichtstruktur jedoch so designt, dass nur 97,6% des



**Abbildung 2.7:** (a) zeigt schematisch den Aufbau eines SESAMs und den Verlauf der Intensität des elektrischen Feldes (rote Linie) entsprechend [Rip03, Sch01b]. In (b) ist die Reflektivität (schwarz) und der Verlauf der GDD (blau) aus Datenblatt des verwendeten SESAMs SAM-1040-1-500fs-x (BATOP,[BATA]) dargestellt.

einfallenden Lichts reflektiert und 2,4% transmittiert werden. Da das System im solitären Regime bei negativer GDD betrieben wird, muss die Dispersion im Lasersystem entsprechend eingestellt werden. Dazu werden einzelne HR-Spiegel durch GTI-Spiegel getauscht, deren Funktionsweise in Abschnitt 1.2.2 beschrieben wurde. Der Vorteil dieser GTI-Spiegel gegenüber Gitter- oder Prismenkompensatoren liegt in ihrer Kompaktheit und den geringen Verlusten, da sie neben ihrer dispersionskompensierenden Eigenschaft wie ein normaler HR-Spiegel wirken. In Abbildung 2.6 sind die Dispersionskurven der verwendeten GTI-Spiegel (a) DACO5 von der Firma NanoLayers mit dem Design für  $GDD = -500 \text{ fs}^2$  sowie (b) von der Firma Layertec mit  $GDD = -250 \text{ fs}^2$  und (c) mit  $GDD = -100 \text{ fs}^2$  dargestellt. Mit Hilfe unterschiedlicher Kombinationen und Anzahlen dieser Spiegel ist es nun möglich, die Gesamtdispersionen des Lasersystems zu variieren, was für die später beschriebenen Experimente nötig ist.

#### 2.1.4 Sättigbarer Absorberspiegel

Als Absorber (entsprechend Abschnitt 1.2.7) wird für das verwendete Lasersystem ein SESAM verwendet. Da die Relaxationszeit der verwendeten und getesteten SESAMs größer als 500 fs ist, wird dieser bei den in dieser Arbeit angestrebten kurzen Pulsdauern in die Gruppe der langsam sättigbaren Absorber eingeordnet.

In Abbildung 2.7 (a) ist der schematische Aufbau für die Schichtstruktur eines SESAMs entsprechend [Rip03, Sch01b] dargestellt. Zunächst ist der SESAM wie ein Bragg-Spiegel, vergleichbar mit denen nach Abschnitt A.4, aufgebaut, der mit GaAs-

(rot) und AlAs-Schichten (gelb) strukturiert wird. Auf diesen Spiegel wird die Absorberschicht aus InGaAs, welche in eine InP-Schicht eingebettet ist, aufgebracht. Dieser Quantenfilm wird so in die Schichtstruktur eingebettet, dass er sich mit dem Maximum des einfallenden elektrischen Feldes (rot) überlagert, damit eine maximale Sättigung des Absorbers erreicht werden kann. Trifft nun ein kurzer Laserpuls auf den Quantenfilm, werden die Elektronen von der vorderen Flanke des Laserpulses so angeregt, dass sie die Bandlücke im Halbleitermaterial überwinden können und so vom Valenz- in das Leitungsband gelangen und die Absorberschicht dadurch für den restlichen Pulszug transparent wird. Die Elektronen verweilen im Leitungsband für die Dauer der Relaxationszeit und gehen dann wieder in das Valenzband über, wodurch die Reflektivität des SESAMs sich wieder reduziert. Abhängig vom verwendeten Halbleiter beträgt diese Relaxationszeit einige Pikosekunden, kann aber auch Werte im Subpikosekundenbereich annehmen. In Abbildung 2.7 (b) ist die Reflektivität (schwarz) und der Verlauf der GDD (blau) in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den SAM-1040-1-500fs-x (BATOP,[BATA]) dargestellt, wobei beide Größen bei 1050 nm einen flachen Verlauf aufweisen. Die Werte für die Modulationstiefe  $\Delta R$ , die nichtsättigbaren Verluste  $q_{ns}$ , die Sättigungsfluenz  $F_A$ , die Relaxationszeit  $\tau_A$  sowie der Zerstörschwelle  $\Phi$  der verwendeten Absorber sind in Tabelle 2.2 gelistet.

SAM-1040-	$\Delta R$ [%]	$q_{ns}$ [%]	$F_A$ [ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ]	$\tau_A$ [ps]	$\Phi$ [ $\text{mJ}/\text{cm}^2$ ]
1-500fs-x	0,6	0,4	120	0,5	4
2.5-1ps-x	1,4	1,1	50	1	4

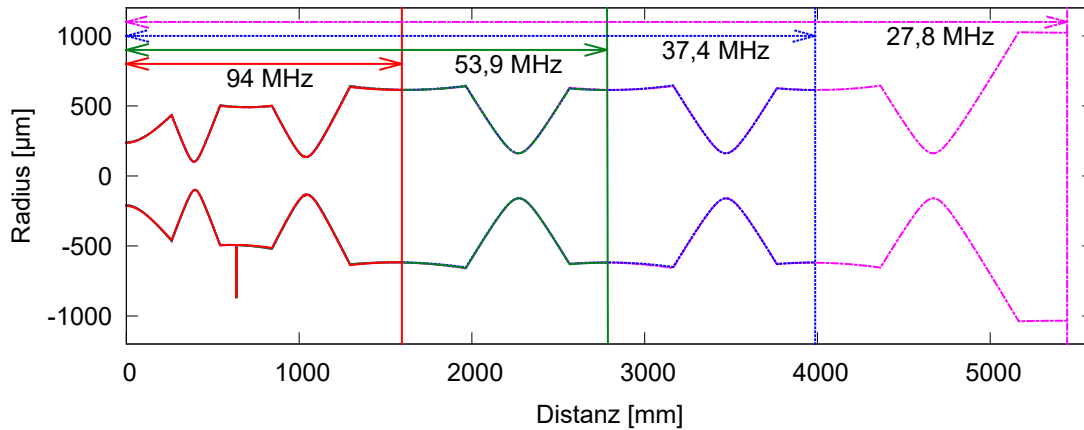
**Tabelle 2.2:** Parameter der verwendeten SESAMs SAM-1040-1-500fs-x und SAM-1040-2.5-1ps-x aus den Datenblättern [BATA, BATb]

### 2.1.5 Planung des Resonators

Bei der Planung des Resonators wird darauf geachtet, dass zwei Kriterien erfüllt werden. Zum einen soll die Position des Auskopplers so veränderbar sein, dass unterschiedlich lange Resonatoren realisiert werden können, die jeweils die gleiche Fokussierung im Kristall und auf dem SESAM haben. Zum anderen soll für jede dieser Resonatorlängen die Fokusgröße auf dem SESAM variierbar sein, ohne die Gesamtlänge des Resonators zu ändern.

#### Längenvariabler Resonator

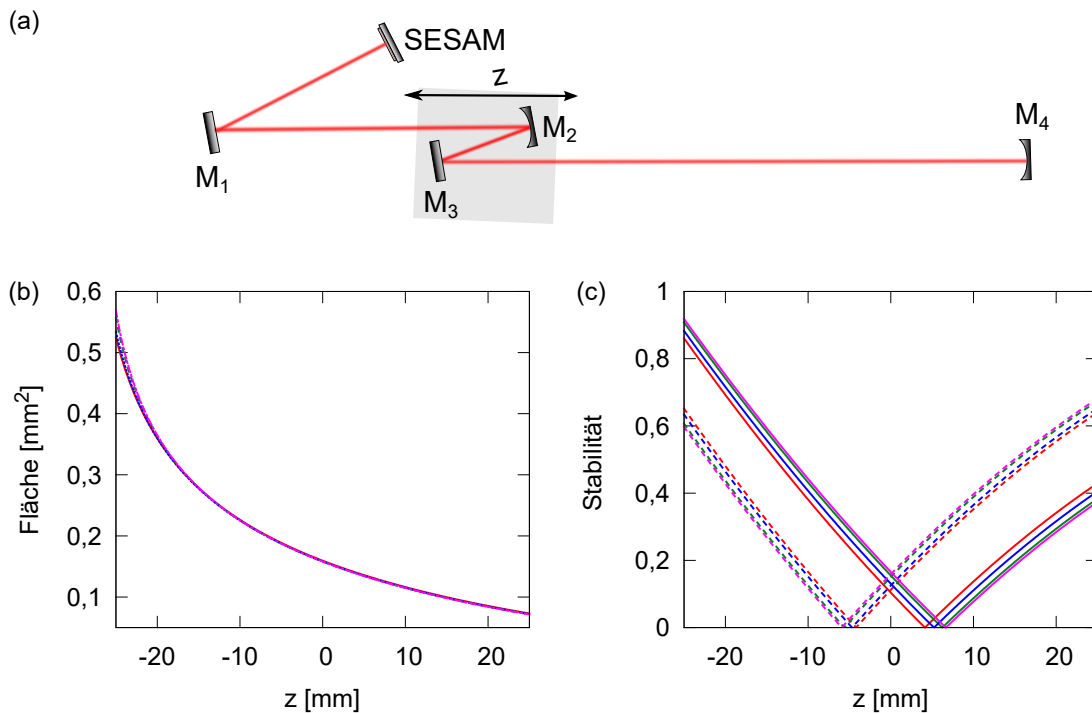
Zur Planung der Resonatoren wird die Software vWaistWatcher verwendet, die mit Hilfe des ABCD-Matrizenformalismus sowohl den Strahlradius als auch die daraus resultierenden Eigenschaften, wie die Stabilität eines Resonators, simulieren kann.



**Abbildung 2.8:** Design der Resonatoren mit der Software vWaisWatcher. Der positive Bereich zeigt den Strahlradius in sagitaler und der negative in tangentialer Richtung jeweils in  $\mu\text{m}$  für die Resonatoren mit einer Repetitionsrate von 94 MHz (rot), 53,9 MHz (grün), 37,4 MHz (blau) und 27,8 MHz (magenta).

Als Basis für die Planung der verschiedenen Resonatorlängen dient die 94 MHz-Variante, die in Abbildung 2.1 vollständig dargestellt ist. Hierzu wird beginnend mit dem SESAM der Resonator mit gekrümmten und planen Spiegeln so designt, dass er möglichst stabil ist und somit wenig Verluste erfährt. Der Verlauf des Strahlradius für die unterschiedlichen Resonatorlängen ist in Abbildung 2.8 dargestellt, wobei im positiven Bereich der Strahlradius in sagitaler und im negativen in tangentialer Richtung jeweils in Mikrometern gezeigt ist. Da es sich bei allen Varianten um lineare Resonatoren handelt, beginnt jeweils der Strahl bei 0 mm, welches die Position des SESAMs ist. Die jeweiligen senkrechten Strichen markieren die Position des Auskopplers, wobei  $\text{OC}_1$  in Abbildung 2.1 für die 94 MHz,  $\text{OC}_2$  für die 53,9 MHz,  $\text{OC}_3$  für 37,4 MHz und  $\text{OC}_4$  für die 27,8 MHz Variante steht. An diesen Stelle wird der Resonatorstrahl in sich selbst zurück reflektiert und wieder auf dem SESAM abgebildet.

Der Strahlverlauf für die Basisvariante ist im Bereich von 0 bis 1 595 mm in rot dargestellt, woraus sich eine Gesamtlänge von 3 190 mm und somit eine Repetitionsrate von 94 MHz ergibt. Die verwendeten gekrümmten Spiegel entsprechend Abbildung 2.1 haben die Krümmungsradien von  $\text{ROC}_{M_2} = -200 \text{ mm}$ ,  $\text{ROC}_{M_4} = -300 \text{ mm}$ ,  $\text{ROC}_{M_5} = -400 \text{ mm}$  und  $\text{ROC}_{M_7} = -500 \text{ mm}$  und sind so positioniert, dass ein Fokus auf dem SESAM, einer im Yb:CALGO-Kristall so wie ein Zwischenfokus entsteht. Für die 53,9 MHz (grün) Variante wird ein Spiegelteleskop aus zwei gekrümmten Spiegeln mit  $\text{ROC} = -600 \text{ mm}$  so verwendet, dass der rückreflektierte Strahl vom Auskoppler an der Position 2 787 mm direkt auf den Basisresonator abgebildet wird. Durch ein weiteres Spiegelteleskop mit  $\text{ROC} = -600 \text{ mm}$



**Abbildung 2.9:** (a) zeigt den Ausschnitt der Fokussiereinheit aus Abbildung 2.1, (b) die berechnete Fokusgröße und (c) die berechnete Stabilität in sagittaler (Linie) und tangentialer (Striche) Richtung für die Repetitionsraten 94 MHz (rot), 53,9 MHz (grün), 37,4 MHz (blau) und 27,8 MHz (magenta).

kann die Position des Auskopplers auf 3987 mm (blau) verändert werden, sodass eine Resonatorlänge von 7974 mm entsteht und sich damit eine Repetitionsrate von 37,4 MHz ergibt. Als vierte Variante kann der Auskoppler an der Position 5445 mm (magenta) verwendet werden, sodass sich eine Repetitionsrate von 27,8 MHz ergibt. Hierfür wird ein Spiegelteleskop mit einem Spiegel  $\text{ROC} = -600$  mm und einem  $\text{ROC} = -1000$  mm verwendet.

Mit Hilfe dieses Designs ist es möglich, die Repetitionsrate und damit auch bei gleicher mittlerer Leistung die Pulsenergie des Resonators zu variieren. Hierfür muss lediglich die Position des Auskopplers verändert werden, wobei jedoch die Strahlradianen auf dem SESAM und im Kristall annähernd konstant bleiben.

### Variable Fokusgröße auf dem SESAM

Um die Modenfläche auf dem SESAM stufenlos variieren zu können, ohne dabei die Resonatorlänge ändern oder Komponenten austauschen zu müssen, wird eine spezielle Fokussiereinheit verwendet. Dazu werden der gekrümmte fokussierende Spiegel  $M_2$  und der plane Spiegel  $M_3$  in einer  $z$ -Anordnung auf einen Verschiebetisch montiert, der parallel zum Resonatorstrahl ausgerichtet ist. In Abbildung 2.9 (a)

ist dieser Ausschnitt der Fokussiereinheit aus Abbildung 2.1 dargestellt. Mit Hilfe einer Mikrometerschraube kann nun der Verschiebetisch in  $z$ -Richtung fein justiert werden, sodass die gewünschte Fokusgröße eingestellt werden kann.

In Abbildung 2.9 (b) ist die berechnete Fokusfläche in  $\text{mm}^2$  abhängig von der Position  $z$  der Fokussiereinheit aufgetragen. Gut zu erkennen ist, dass für alle vier Resonatorlängen die Fokusflächen auf dem SESAM abhängig von  $z$  nahezu identisch sind, wobei die 94 MHz Variante in rot, die 53,9 MHz in grün, die 37,4 MHz in blau und die 27,8 MHz in magenta dargestellt ist. In Abbildung 2.9 (c) ist die dazugehörige Stabilität in sagittaler Richtung in durchgezogenen und in tangentialer mit gestrichelten Linien dargestellt. Aus dieser Berechnung geht hervor, dass zwar die Stabilität des Resonators beim Verschieben der Fokussiereinheit in beide Richtungen abnimmt, jedoch immer unterhalb von eins bleibt, was bedeutet, dass der Laser über die komplette Variationsstrecke betrieben werden kann. Die zentrale Position  $z = 0 \text{ mm}$  in den Graphen wird so definiert, dass sie dem Schnittpunkt der beiden Stabilitäten des Basisresonators entsprechen, wodurch sich für den zentralen Bereich eine annähernd gleichbleibende Stabilität ergibt.

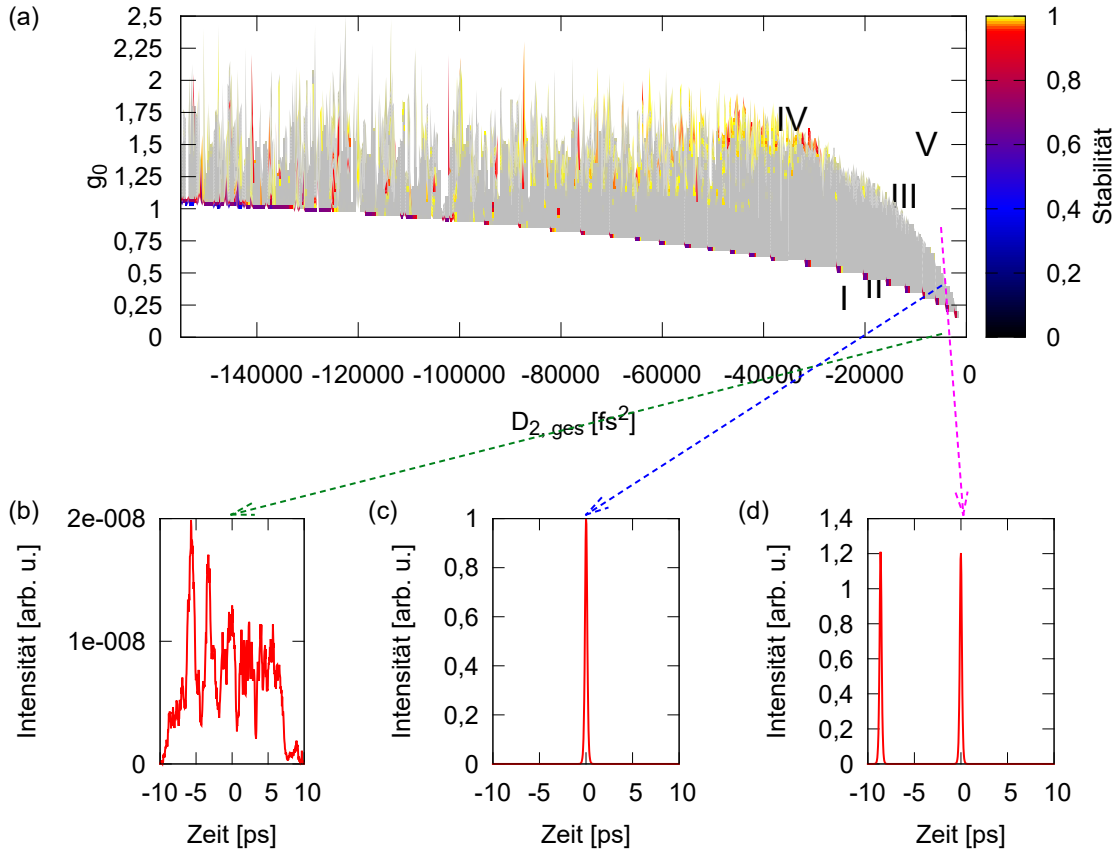
## 2.2 Einzelpulsbetrieb

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der TPA auf die Dynamik des Yb:CALGO-Oszillators untersucht werden. Hierzu werden zunächst die numerischen Berechnungen vorgestellt und die daraus resultierenden Ergebnisse diskutiert. Anschließend werden die experimentellen Resultate präsentiert, die den Einfluss auf das Aufbrechen der Pulse abhängig von der Fokusgröße auf dem SESAM zeigen sollen. Hierzu werden Messungen der Ausgangsparameter für alle in Abbildung 2.8 vorgestellten Resonatorlängen durchgeführt. Danach wird die Auswirkung unterschiedlicher Modenflächen von  $A_{\text{eff,L}}$  im Kristall und  $A_{\text{eff,A}}$  auf dem Absorber auf den modenkoppelten Betrieb gezeigt. Abschließend wird in diesem Abschnitt der Effekt der Regelelektronik auf das Lasersystem untersucht.

### 2.2.1 Numerisch berechnete Übersicht der Betriebsregime

Um einen Überblick über die verschiedenen Betriebsregime des in Abschnitt 2.1 vorgestellten Yb:CALGO Oszillators zu bekommen, wird eine numerische Berechnung durchgeführt, bei der sowohl die Dispersion  $D_{2,\text{ges}}$  im Bereich von  $-155\,000 \text{ fs}^2$  bis  $0 \text{ fs}^2$  als auch der Gewinn  $g_0$  von 0 bis 2.5 variiert werden. Für diese Berechnungen werden die Parameter so gewählt, dass sie dem Resonator bei 94 MHz mit den zuge-

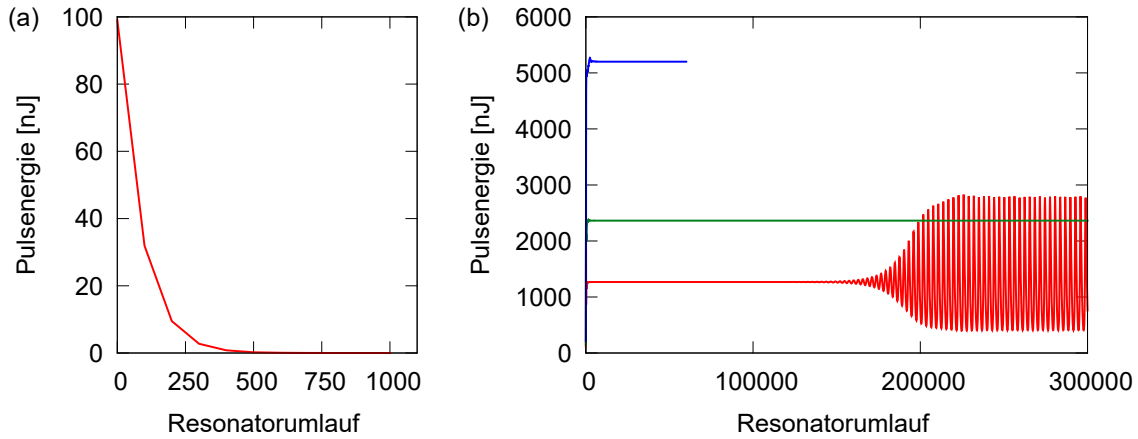




**Abbildung 2.10:** (a) zeigt die Stabilität des Einzelpulsbetriebs in Abhängigkeit von der Gesamtdispersion  $D_{2,ges}$  und dem Gewinn  $g_0$ , wobei grau für den stabilen kontinuierlich modengekoppelten Betrieb steht. In Bereich I ist kein Pulsbetrieb möglich, II zeigt den gütegeschalteten bzw. gütegeschaltet modengekoppelten Betrieb, III den stabilen kontinuierlich modengekoppelten Bereich und IV den Doppelpulsbereich. (b) zeigt einen nicht-stabilen auseinanderlaufenden Puls, (c) einen stabilen Einzelpuls und (d) einen Doppelpulsbetrieb bei je  $D_{2,ges} = -5\,000\text{ fs}^2$ .

hörigen Materialeigenschaften aus Tabelle 2.1 und 2.2 entsprechen:  $T_R = 10,64\text{ ns}$ ,  $E_{sat,L} = 7,5\text{ mJ}$ ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20}\text{ m}^2/\text{W}$ ,  $A_{eff,L} = 5,98 \cdot 10^{-8}\text{ m}^2$ ,  $\lambda = 1\,050\text{ nm}$ ,  $\tau_L = 380\text{ }\mu\text{s}$ ,  $\Omega_g = 2,1 \cdot 10^{13}\text{ 1/s}$ ,  $E_{sat,A} = 235,6\text{ nJ}$ ,  $\tau_A = 500\text{ fs}$ ,  $q_0 = 0,6\%$  und  $l = 2,8\%$ . Da für die Ergebnisse nur der stabile Einzelpulsbetrieb interessant ist, werden für jede Kombination von  $g_0$  und  $D_{2,ges}$  nach einer Einschwingphase zwei Abbruchkriterien angewendet. Zum einen wird ab 1 000 Resonatorumläufen bei einer resonatorinternen Pulsenergie von  $< 1\text{ nJ}$  und zum anderen ab 60 000 Resonatorumläufen beim Eintreten von Doppelpulsen der laufende Simulationsdurchgang beendet. Wenn keins der Abbruchkriterien erfüllt wird, werden jeweils 1 000 000 Resonatorumläufe simuliert.

Abbildung 2.10 (a) zeigt die Stabilität der Pulse als Flächenplot in Abhängigkeit von  $D_{2,ges}$  und  $g_0$ , wobei in den weißen Bereichen die Abbruchkriterien angewen-

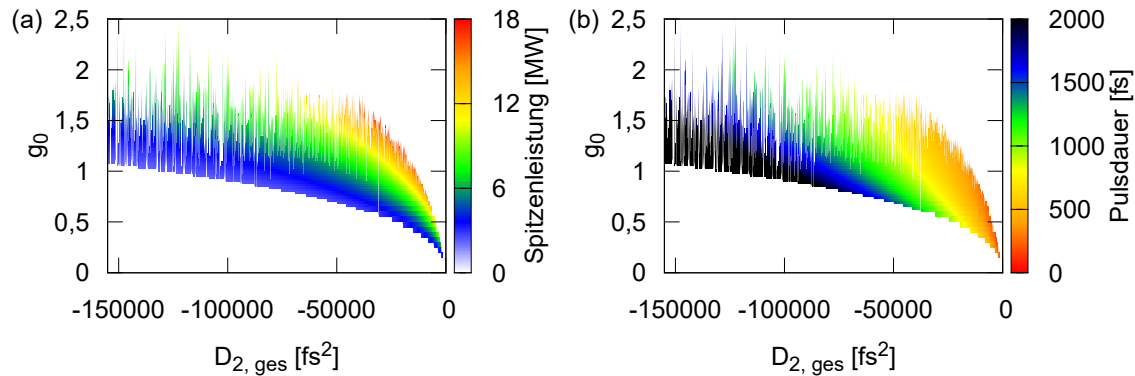


**Abbildung 2.11:** (a) zeigt die Pulsenergie abhängig vom Resonatorumlauf  $g_0 = 0,025$  und  $D_{2,\text{ges}} = -5\,000\text{ fs}^2$ . In (b) ist die Entwicklung für  $g_0 = 0,225$  (rot),  $g_0 = 0,4$  (grün) und  $g_0 = 0,85$  (blau) bei jeweils  $D_{2,\text{ges}} = -5\,000\text{ fs}^2$  dargestellt.

det wurden und die Farbskala minimale durch maximale Pulsenergie eines Simulationsdurchlaufs wiedergibt. Somit ist in Bereich I ein kontinuierlicher Betrieb, da dort kein Pulsbetrieb aufgebaut wird. Hier läuft ein vorgegebener Startpuls zeitlich solange auseinander, bis er an den Rand des Simulationsfensters stößt. In Abbildung 2.10 (b) ist dieser „Puls“, der auf die Energie aus (c) normiert ist, für  $g_0 = 0,025$  und  $D_{2,\text{ges}} = -5\,000\text{ fs}^2$  dargestellt. In den Bereiche II und IV findet ein gütegeschaltet modengekoppelter Betrieb statt, was durch den farbliche Verlauf am unteren und oberen Rand der grauen Fläche dargestellt wird. In diesen Regionen schwankt die Pulsenergie periodisch zwischen einem maximalen und einem minimalen Wert. In der grauen Fläche, die mit III markiert ist, findet stabiler kontinuierlich modengekoppelter Einzelpulsbetrieb statt, bei dem die Pulsenergie und -dauer konstant bleibt. In Abbildung 2.10 (c) ist exemplarisch für  $D_{2,\text{ges}} = -5\,000\text{ fs}^2$  und  $g_0 = 0,4$  der normierte Puls dargestellt, der zeigt, dass er nicht zeitlich auseinander driftet und keine Nebenpulse aufweist. In dem mit V markierten Bereich wurde das Abbruchkriterium für Doppelpulse angewendet. Hier hat sich der Einzelpuls aufgespalten und es propagieren zwei Pulse im Oszillator, was exemplarisch in Abbildung 2.10 (d) für  $D_{2,\text{ges}} = -5\,000\text{ fs}^2$  und  $g_0 = 0,85$  dargestellt ist. Werden die jeweiligen Grenzen der einzelnen Betriebsregime betrachtet, fällt der Bereich für  $D_{2,\text{ges}} < -40\,000\text{ fs}^2$  besonders auf. Hier ist die Grenze des Übergangs vom kontinuierlichen zum modengekoppelten Betrieb klar zu erkennen, jedoch weist der Bereich mit stabilem kontinuierlich modengekoppeltem Betrieb hier weder eine zusammenhängende Fläche noch eine klar definierte Grenze zum Doppelpulsbetrieb auf. Die Ursache der nicht klar definierten Grenze scheint hier in der Numerik zu liegen, die in dieser instabilen Region nicht ausreichend präzise ist.

In der Abbildung 2.11 ist der Verlauf der Pulsenergie abhängig von den Resonatorumläufen für  $D_{2,\text{ges}} = -5\,000\text{ fs}^2$  dargestellt, deren Darstellung vergleichbar zu den Einhüllenden aus Abbildung 1.1 ist. (a) zeigt den Verlauf für  $g_0 = 0,025$ , der sich von der Startenergie von 100 nJ innerhalb von 500 Resonatorumläufen der Null nähert, woraus resultiert, dass im Bereich I der Abbildung 2.10 (a) bzw. (b) somit kein Pulsbetrieb realisierbar ist. Dort ist entweder ein kontinuierlicher oder kein Laserbetrieb möglich. In (b) ist rot der Verlauf für  $g_0 = 0,225$  aufgetragen, der zunächst konstant ist, jedoch ab etwa 120 000 Umläufen zu schwingen beginnt. Da diese Darstellung der Einhüllenden der Einzelpulse entspricht, zeigt dieser Fall den gütegeschaltet modengekoppelten Betrieb, bei dem die Pulshöhen dem Verlauf der Kurve folgen. Die Pulsenergie für  $g_0 = 0,4$  ist in grün aufgetragen. In diesem Fall ist die Pulsenergie durchgehend konstant, was bedeutet, dass jeder emittierte Puls gleich ist. Dies entspricht dem kontinuierlich modengekoppelten Betrieb, der für den kompletten grauen Bereich in Abbildung 2.10 (a) gilt. Der blaue Graph zeigt die Pulsenergieentwicklung für  $g_0 = 0,85$ , bei der nach 60 000 Umläufen das Abbruchkriterium für Doppelpulse angewendet wurde. Dies zeigt zusammen mit Abbildung 2.10 (d), dass sich im Bereich V ein stabiler Doppelpulsbetrieb einstellt.

Abschließend zu diesem Abschnitt wird sowohl die resonatorinterne Pulsspitzenleistung ( $P_{\text{max,int}}$ ) als auch die Pulsdauer ( $\tau$ ) für die vorgestellten Simulationsergebnisse betrachtet. Da für Anwendungen nur der Bereich interessant ist, bei dem der Laser im stabilen Pulsbetrieb operiert, wird nur der Bereich aus Abbildung 2.10 (a) betrachtet, bei dem die Stabilität  $> 0,999$  beträgt. In Abbildung 2.12 (a) ist die Pulsspitzenleistung und in (b) die Pulsdauer jeweils als Flächenplot in Abhängigkeit von  $D_{2,\text{ges}}$  und  $g_0$  aufgetragen. Gut zu erkennen ist, dass mit steigendem  $g_0$  sowohl die Pulsspitzenleistung ansteigt als auch die Pulsdauer sich verkürzt. Dieses Verhalten ist nach der Solitonenbedingung nach Gleichung 1.37 zu erwarten, wonach sich die energiereicheren Pulse kurz vor dem Übergang in den Doppelpulsbereich befinden. Gut zu erkennen ist auch, dass die kürzesten Pulse in (b) bei Dispersionswerten gegen Null auftreten und bei geringerem  $D_{2,\text{ges}}$  und kleineren  $g_0$ -Werten länger werden. Werden beide Farbverläufe miteinander verglichen, so ist ersichtlich, dass die größten Spitzenleistungen nicht zwingend bei den kürzesten Pulsen auftreten. Da nun durch die numerischen Ergebnisse ein Überblick über die verschiedenen Betriebsbereiche des Laser gegeben ist, zeigt sich, dass der graue Bereich aus Abbildung 2.10 (a) für größere  $g_0$  auf die Regionen der Doppelpulse erweitert werden muss, um so eine Erhöhung der Pulsspitzenleistung und die Verkürzung der Pulsdauer erreichen zu können. Da dieser Übergang auf die TPA zurückgeführt wird, soll dieser Einfluss durch eine Vergrößerung der Modenfläche auf dem Absorber reduziert werden.



**Abbildung 2.12:** (a) zeigt die Pulsspitzenleistung und (b) die Pulsdauer für den stabilen Bereich aus Abbildung 2.10 (a) jeweils in Abhängigkeit von  $D_{2,\text{ges}}$  und  $g_0$ .

In den folgenden Abschnitten wird untersucht, ob dadurch die Pulsspitzenleistung erhöht werden kann und welche Auswirkung dies auf die Pulsdauer hat.

### 2.2.2 Experimentelle Vergrößerung der Absorbermodenfläche

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, welche Auswirkung die Vergrößerung der Modenfläche auf dem SESAM hat. Dazu werden zunächst die Konfigurationen für die experimentellen Aufbauten erläutert und anschließend die Ergebnisse der Messungen vorgestellt.

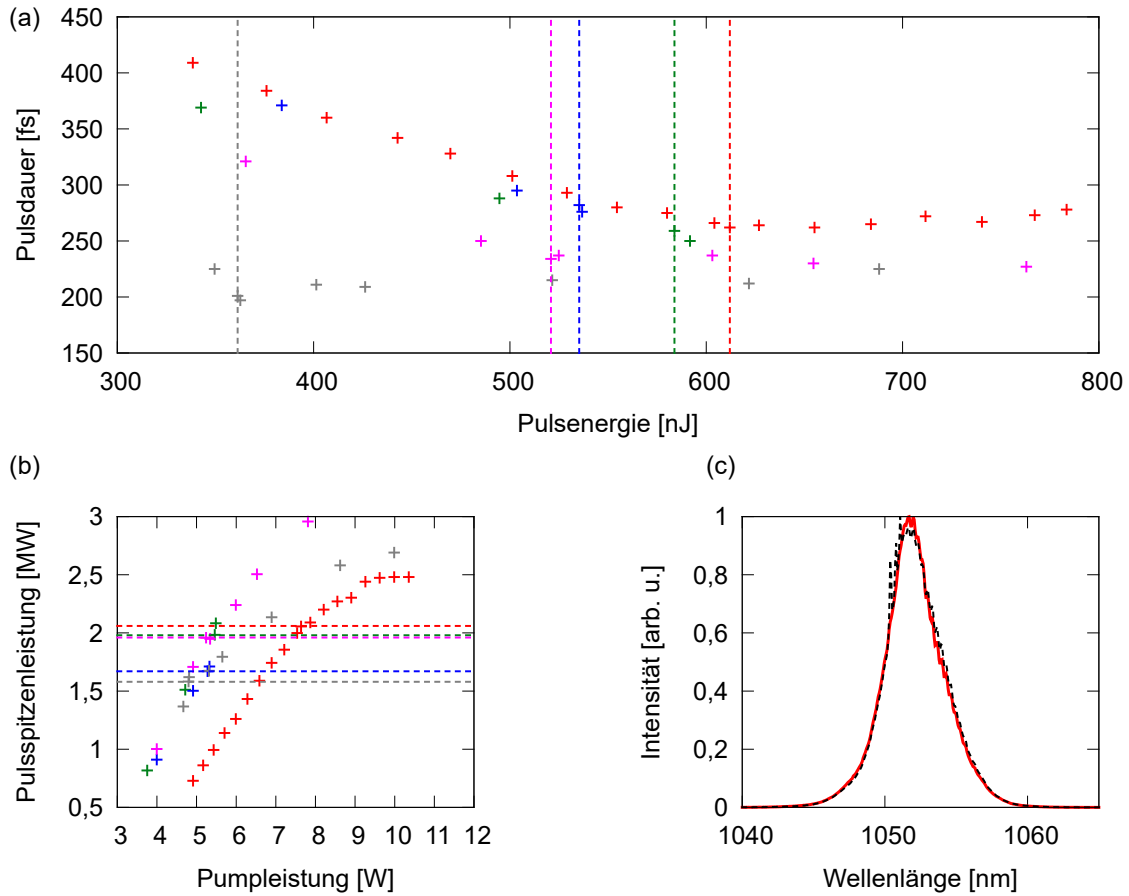
#### Konfiguration des Aufbaus

Für die Analyse der Auswirkung unterschiedlicher Modenflächen  $A_{\text{eff},A}$  auf den Laserbetrieb für die Repetitionsraten 94 MHz, 53,9 MHz, 37,4 MHz und 27,8 MHz wird der Aufbau entsprechend Abbildung 2.1 und Abbildung 2.8 aus Kapitel 2.1 verwendet. Um den Einfluss der Modenfläche zu untersuchen, wird  $A_{\text{eff},A}$  bei den Messungen mittels der Fokussiereinheit nach Abbildung 2.9 verändert. Als Absorber wird der SESAM SAM-1040-1-500fs-x entsprechend Tabelle 2.2 eingebaut. Zur Kompensation der Dispersion wird für die folgenden Messungen auf der Position  $M_1$  der Spiegel der Firma Layertec mit  $\text{GDD} = -100 \text{ fs}^2$  entsprechend Abbildung 2.6 (c) und für  $M_8$  ein DACO5 Spiegel mit  $\text{GDD} = -500 \text{ fs}^2$  entsprechend (a) verwendet. Die restlichen Spiegel für alle Resonatorlängen sind HR-Spiegel, welche die Dispersion nicht wesentlich beeinflussen.

### Experimentelle Ergebnisse bei 94 MHz

Damit der Einfluss der Modenfläche auf dem SESAM auf die Grenze zum Doppelpulsbetrieb untersucht werden kann, wird bei jeder Resonatorlänge für verschieden große  $A_{\text{eff,A}}$  die Pumpleistung schrittweise bis zum Aufbrechen der Pulse erhöht. Um die Pulseigenschaften abhängig von der Pumpleistung bestimmen zu können, werden folgende Größen experimentell gemessen: die mittlere resonatorinterne Leistung, die Pulsdauer mittels eines Autokorrelators der Firma APE, das optische sowie das Radiofrequenzspektrum und mit einer Fotodiode das zeitliche Signal des Pulszuges. Um eine Einschätzung für die Modenfläche auf dem SESAM zu erhalten, wird der transmittierte Strahl, die Leckstrahlung (engl.: *leakage*), von  $M_1$  im gleichen optischen Abstand wie der SESAM mit einer Strahldiagnose (BeamMaster, Coherent) vermessen.

In den Abbildungen 2.13 (a)–(c) sind die Messungen für  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz abgebildet. In (a) ist die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie für die Modenflächen  $A_{\text{eff,A}} = 0,548 \text{ mm}^2$  (grau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,327 \text{ mm}^2$  (magenta),  $A_{\text{eff,A}} = 0,215 \text{ mm}^2$  (blau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,184 \text{ mm}^2$  (grün) und  $A_{\text{eff,A}} = 0,142 \text{ mm}^2$  (rot) dargestellt. In (b) ist entsprechend die resonatorinterne Pulsspitzenleistung abhängig von der Pumpleistung aufgetragen. Die in (a) senkrecht bzw. in (b) waagrecht gestrichelten Linien zeigen für jede Messreihe die maximalen resonatorinternen Pulsenergien bzw. Pulsspitzenleistungen an, bei denen kein cw-Durchbruch im optischen Spektrum zu erkennen ist. In (c) ist exemplarisch für die Modenfläche  $A_{\text{eff,A}} = 0,142 \text{ mm}^2$  das optische Spektrum ohne cw-Durchbruch bei  $P_{\text{out}} = 1,38 \text{ W}$  in rot und mit bei  $P_{\text{out}} = 1,41 \text{ W}$  in schwarz gestrichelt abgebildet. Ab diesem cw-Durchbruch überlagert ein kontinuierlicher Betrieb den gepulsten, sodass ein Teil der Leistung in dieser Mode liegt und nicht zur Pulsenergie beiträgt. Dies erklärt auch, weshalb die Messpunkte links von den Markierungen der Solitonenbedingung folgen, während die Pulsdauer rechts davon zunächst stagniert und anschließend langsam wieder ansteigt bis schließlich der Einzelpuls aufbricht und sich ein Doppelpulsbetrieb einstellt. Daher sind die berechneten Pulsspitzenleistungen in Abbildung 2.13 (b) ab den zur Übersicht mit eingezeichneten gestrichelten Linien nicht mehr aussagekräftig, da die Leistung in der kontinuierlichen Betriebsmode dort mit einfließt und somit die tatsächliche Pulsenergie nicht widerspiegelt. Da die Einzelpulse erst bei  $P_{\text{int},-15\text{mm}} = 64,6 \text{ W}$ ,  $P_{\text{int},-5\text{mm}} = 82,6 \text{ W}$ ,  $P_{\text{int},5\text{mm}} = 50,4 \text{ W}$ ,  $P_{\text{int},15\text{mm}} = 113,9 \text{ W}$  bzw.  $P_{\text{int},25\text{mm}} = 76,5 \text{ W}$  zu Doppel- bzw. Multipulsen aufbrechen und diese Grenze für äußere Störungen sehr anfällig ist, werden die gestrichelten Linien als Grenze für den stabilen Einzelpulsbetrieb betrachtet.



**Abbildung 2.13:** (a) zeigt die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie. In (b) ist die resonatorinterne Pulsspitzenleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung für  $A_{\text{eff,A}} = 0,548 \text{ mm}^2$  (grau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,327 \text{ mm}^2$  (magenta),  $A_{\text{eff,A}} = 0,215 \text{ mm}^2$  (blau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,184 \text{ mm}^2$  (grün) und  $A_{\text{eff,A}} = 0,142 \text{ mm}^2$  (rot) bei  $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$  dargestellt. (c) zeigt das optische Spektrum für  $A_{\text{eff,A}} = 0,142 \text{ mm}^2$  bei  $P_{\text{out}} = 1,38 \text{ W}$  (rot) und  $P_{\text{out}} = 1,41 \text{ W}$  (schwarz gestrichelt).

In Tabelle 2.3 sind die gemessene Modengröße  $A_{\text{eff,A}}$ , die Ausgangsleistung  $P_{\text{out}}$ , die resonatorinterne Pulsenergie  $E_{\text{int}}$ , die resonatorinterne Pulsspitzenleistung  $P_{\text{max,int}}$ , die zentrale Spitzenintensität am Absorber  $\hat{I}_{0,A}$ , die Pulsdauer  $\tau_{\text{FWHM}}$ , die Zentralwellenlänge  $\lambda_c$  und der nach Gleichung (1.38) bestimmte Chirpparameter  $C_2$  für die Grenzen der verschiedenen Fokuspositionen  $z$  zusammengefasst. Wie theoretisch erwartet, wird mit steigendem  $z$  die gemessene Modenfläche  $A_{\text{eff,A}}$  kleiner. Wird jedoch die Ausgangsleistung  $P_{\text{out}}$  bzw. die resonatorinterne Pulsenergie  $E_{\text{int}}$  mit  $A_{\text{eff,A}}$  verglichen, so zeigt sich ein Trend, welcher der eingangs erwähnten These widerspricht, dass mit steigender Modenfläche auf dem SESAM höhere Pulsenergien erreicht werden können. Werden die Pulsspitzenleistungen ergänzend verglichen, zeigt sich hier kein eindeutiger Trend. Der direkte Vergleich der Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,A}$  bestätigt dieses Verhalten. Obwohl die Fläche  $A_{\text{eff,A}}$  vergrößert wird, reduziert sich die maximal

$z$	$A_{\text{eff,A}}$	$P_{\text{out}}$	$E_{\text{int}}$	$P_{\text{max,int}}$	$\hat{I}_{0,A}$	$\tau_{\text{FWHM}}$	$\lambda_c$	$C_2$
[mm]	[mm <sup>2</sup> ]	[W]	[nJ]	[MW]	[MW/mm <sup>2</sup> ]	[fs]	[nm]	[fs <sup>2</sup> ]
-15	0,548	0,81	361	1,58	5,8	201	1 051,6	-617
-5	0,327	1,05	521	1,96	12	234	1 052,6	-898
5	0,215	1,21	535	1,67	15,5	282	1 051,6	-1 061
15	0,184	1,18	584	1,98	21,5	259	1 052,8	-1 069
25	0,142	1,38	612	2,06	29	262	1 052,1	-1 193

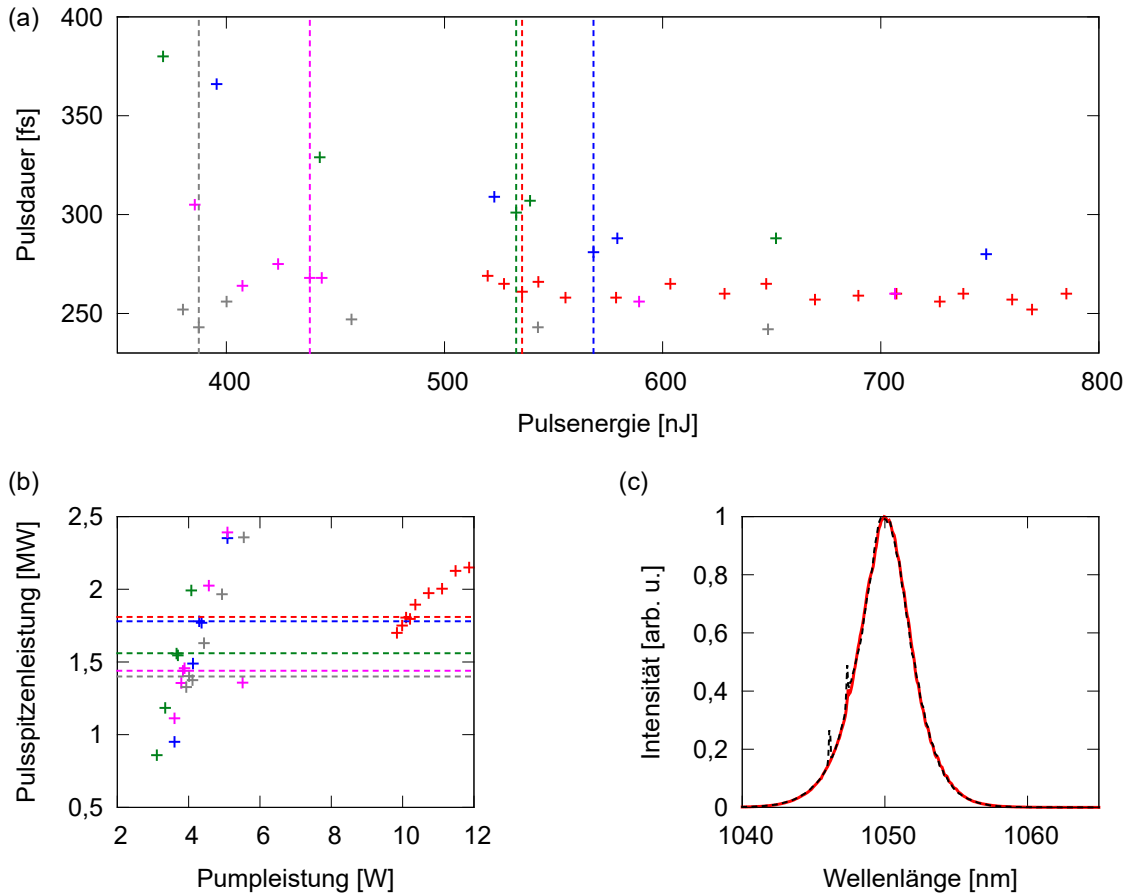
**Tabelle 2.3:** Gemessene Pulsparameter für unterschiedliche Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  auf dem SESAM für den kontinuierlich modengekoppelten Betrieb bei der Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz.

erreichbare Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,A}$ , statt konstant zu bleiben. Die cw-Durchbrüche im optischen Spektrum treten jedoch immer in der Größenordnung von 1,58 MW bis 2,06 MW auf. Ein Blick auf die Pulsdauer zeigt wiederum, dass sich diese mit steigender Modenfläche bei annähernd konstanter Zentralwellenlänge  $\lambda_c$  verkürzt. Im Folgenden soll untersucht werden, ob für die weiteren Resonatorlängen die Ergebnisse einen ähnlichen Trend aufweisen.

### Experimentelle Ergebnisse bei 53,9 MHz

Die Abbildungen 2.14 (a)–(c) zeigen die Messungen für  $f_{\text{Rep}} = 53,9$  MHz. In (a) ist erneut die Entwicklung der Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie für die Modenflächen  $A_{\text{eff,A}} = 0,374$  mm<sup>2</sup> (grau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,321$  mm<sup>2</sup> (magenta),  $A_{\text{eff,A}} = 0,217$  mm<sup>2</sup> (blau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,175$  mm<sup>2</sup> (grün) und  $A_{\text{eff,A}} = 0,157$  mm<sup>2</sup> (rot) dargestellt. Für Modenflächen größer als  $A_{\text{eff,A}} = 0,274$  mm<sup>2</sup> konnte kein stabiler Einzelpulsbetrieb erzeugt werden. In der Abbildung 2.14 (b) ist die Pulsspitzenleistung abhängig von der Pumpleistung aufgetragen, wobei die farbliche Darstellung den Fokuspositionen aus (a) entspricht. Die in (a) senkrecht bzw. (b) waagrecht gestrichelten Linien zeigen entsprechend der Messungen für  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz die Grenze zum cw-Durchbruch im optischen Spektrum an. In (c) ist wieder exemplarisch für die Modenfläche  $A_{\text{eff,A}} = 0,157$  mm<sup>2</sup> das optische Spektrum ohne cw-Durchbruch bei  $P_{\text{out}} = 0,69$  W in rot und mit bei  $P_{\text{out}} = 0,70$  W in schwarz gestrichelt abgebildet. Da auch bei dieser Resonatorlänge die Einzelpulse erst bei  $P_{\text{int,-8mm}} = 35,0$  W,  $P_{\text{int,-5mm}} = 38,1$  W,  $P_{\text{int,5mm}} = 55,7$  W,  $P_{\text{int,15mm}} = 110,4$  W bzw.  $P_{\text{int,25mm}} = 53,3$  W in Doppel- bzw. Multipulse aufbrechen, werden wieder die gestrichelten Linien als Grenze für den stabilen Einzelpulsbetrieb verwendet.

In Tabelle 2.4 sind für  $f_{\text{Rep}} = 53,9$  MHz wieder die gemessenen Parameter entsprechend der Tabelle 2.3 für  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz zusammengefasst. Auch für diese Resonator-



**Abbildung 2.14:** (a) zeigt die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie. In (b) ist die resonatorinterne Pulsspitzenleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung für  $A_{\text{eff},A} = 0,374 \text{ mm}^2$  (grau),  $A_{\text{eff},A} = 0,321 \text{ mm}^2$  (magenta),  $A_{\text{eff},A} = 0,217 \text{ mm}^2$  (blau),  $A_{\text{eff},A} = 0,175 \text{ mm}^2$  (grün) und  $A_{\text{eff},A} = 0,157 \text{ mm}^2$  (rot) bei  $f_{\text{Rep}} = 53,9 \text{ MHz}$  dargestellt. (c) zeigt das optische Spektrum für  $A_{\text{eff},A} = 0,157 \text{ mm}^2$  bei  $P_{\text{out}} = 0,69 \text{ W}$  (rot) und  $P_{\text{out}} = 0,70 \text{ W}$  (schwarz gestrichelt).

länge nimmt wieder, wie nach Kapitel 2.1.5 erwartet, die gemessene Modenfläche  $A_{\text{eff},A}$  mit größer werdender Fokusposition  $z$  ab. Jedoch zeigt diese Messung erneut, dass bei größerer Modenfläche  $A_{\text{eff},A}$  der Trend der Ausgangsleistung  $P_{\text{out}}$  bzw. die resonatorinterne Pulsenergie  $E_{\text{int}}$  dem der  $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$  Variante entspricht, bei der mit steigender Modenfläche auf dem SESAM die Pulsenergie kleiner wird. Der Vergleich der Pulsspitzenleistungen zeigt auch hier keinen eindeutigen Trend und die Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,A}$  nimmt abermals mit steigender Modenfläche ab. Die cw-Durchbrüche im optischen Spektrum treten für diese Repetitionsrate in der Größenordnung von 1,40 MW bis 1,81 MW auf. Dieser Bereich liegt somit etwas unterhalb der in Tabelle 2.3 gezeigten Werte. Ein Blick auf die Pulsdauer zeigt wieder, dass sie sich mit steigender Modenfläche bei annähernd konstanter Zentralwellenlänge  $\lambda_c$



$z$	$A_{\text{eff,A}}$	$P_{\text{out}}$	$E_{\text{int}}$	$P_{\text{max,int}}$	$\hat{I}_{0,A}$	$\tau_{\text{FWHM}}$	$\lambda_c$	$C_2$
[mm]	[mm <sup>2</sup> ]	[W]	[nJ]	[MW]	[MW/mm <sup>2</sup> ]	[fs]	[nm]	[fs <sup>2</sup> ]
-8	0,374	0,501	387	1,40	7,5	243	1 052,0	-728
-5	0,321	0,567	438	1,44	9	268	1 052,6	-870
5	0,217	0,735	568	1,78	16,4	281	1 052,5	-1 129
15	0,175	0,689	533	1,56	17,8	301	1 052,8	-1 146
25	0,157	0,693	536	1,81	23,1	261	1 050,0	-1 059

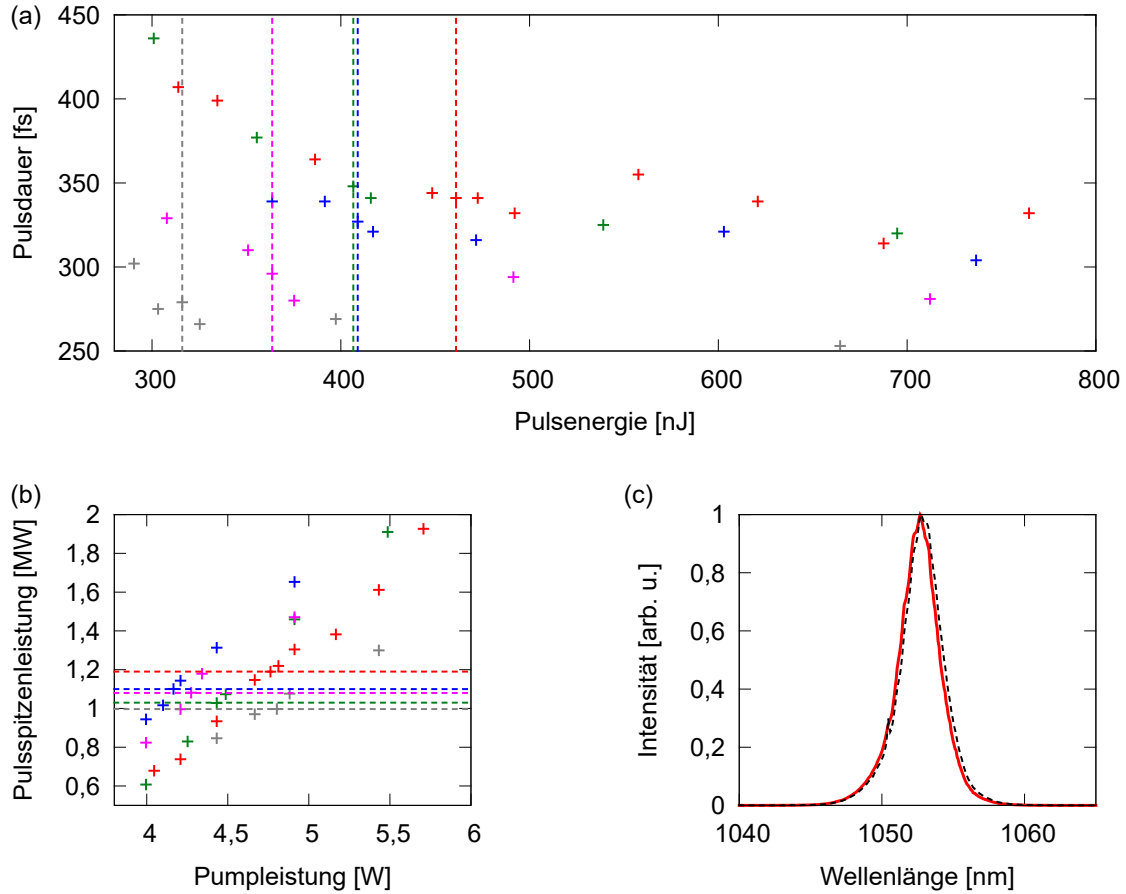
**Tabelle 2.4:** Gemessene Pulsparameter für unterschiedliche Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  auf dem SESAM für den kontinuierlich modengekoppelten Betrieb bei der Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 53,9$  MHz.

verkürzt, wobei hier die Modenfläche  $A_{\text{eff,A}} = 0,157 \text{ mm}^2$  von diesem Trend etwas abweicht.

### Experimentelle Ergebnisse bei 37,4 MHz

Als nächstes sollen die Ergebnisse für den Resonator mit der Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 37,4$  MHz betrachtet werden, die in Abbildung 2.15 (a)–(c) dargestellt sind. In (a) ist wieder die Entwicklung der Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie für die Modenflächen  $A_{\text{eff,A}} = 0,430 \text{ mm}^2$  (grau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,348 \text{ mm}^2$  (magenta),  $A_{\text{eff,A}} = 0,224 \text{ mm}^2$  (blau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,175 \text{ mm}^2$  (grün) und  $A_{\text{eff,A}} = 0,137 \text{ mm}^2$  (rot) dargestellt. Bei dieser Repetitionsrate konnte kein stabiler Einzelpulsbetrieb für Modenflächen größer als  $A_{\text{eff,A}} = 0,430 \text{ mm}^2$  erzeugt werden, da der Laser aus dem kontinuierlichen direkt in den Multipulsbetrieb gesprungen ist. Abbildung 2.15 (b) zeigt die Entwicklung der Pulsspitzenleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung mit der gleichen farblichen Darstellung aus (a). Die gestrichelten Linien in (a) bzw. (b) markieren wieder für die jeweiligen Messreihen die Grenze zum cw-Durchbruch im optischen Spektrum. Für diese Resonatorlänge brechen die Einzelpulse erst bei  $P_{\text{int,-9mm}} = 59,6 \text{ W}$ ,  $P_{\text{int,-5mm}} = 68,8 \text{ W}$ ,  $P_{\text{int,5mm}} = 74,8 \text{ W}$ ,  $P_{\text{int,15mm}} = 96,5 \text{ W}$  bzw.  $P_{\text{int,25mm}} = 66,5 \text{ W}$  auf, sodass erneut die gestrichelten Linien als Grenze für den stabilen Einzelpulsbetriebs betrachtet werden können. Abbildung 2.15 (c) zeigt für die Modenfläche  $A_{\text{eff,A}} = 0,137 \text{ mm}^2$  wieder exemplarisch das optische Spektrum ohne cw-Durchbruch bei  $P_{\text{out}} = 0,41 \text{ W}$  in rot und mit bei  $P_{\text{out}} = 0,42 \text{ W}$  in schwarz gestrichelt.

In Tabelle 2.5 sind erneut die gemessenen Größen für die in Abbildung 2.15 (a) und (b) eingezeichneten Grenzlinien zusammengefasst. Die gemessene Modenfläche  $A_{\text{eff,A}}$  reduziert sich für diese Resonatorlänge mit größer werdender Position  $z$  der Fokussiereinheit. Auch diese Resonatorvariante zeigt wieder das Verhalten der vorherigen



**Abbildung 2.15:** (a) zeigt die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie. In (b) ist die resonatorinterne Pulsspitzenleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung für  $A_{\text{eff},A} = 0,430 \text{ mm}^2$  (grau),  $A_{\text{eff},A} = 0,348 \text{ mm}^2$  (magenta),  $A_{\text{eff},A} = 0,224 \text{ mm}^2$  (blau),  $A_{\text{eff},A} = 0,175 \text{ mm}^2$  (grün) und  $A_{\text{eff},A} = 0,137 \text{ mm}^2$  (rot) bei  $f_{\text{Rep}} = 37,4 \text{ MHz}$  dargestellt. (c) zeigt das optische Spektrum für  $A_{\text{eff},A} = 0,137 \text{ mm}^2$  bei  $P_{\text{out}} = 0,41 \text{ W}$  (rot) und  $P_{\text{out}} = 0,42 \text{ W}$  (schwarz gestrichelt).

Messungen, indem mit größer werdender Modenfläche  $A_{\text{eff},A}$  sowohl die Ausgangsleistung  $P_{\text{out}}$  als auch die resonatorinterne Pulsenergie  $E_{\text{int}}$  abnehmen. Ein Blick auf die Grenzlinien in Abbildung 2.15 (b) sowie der dazugehörigen Pulsspitzenleistungen in Tabelle 2.5 zeigt für diese Messungen erneut keinen eindeutigen Trend, jedoch steigt die Grenze zu kleineren Modenflächen  $A_{\text{eff},A}$  etwas an. Die Grenzen befinden sich hier im Bereich von 1,00 MW bis 1,19 MW und liegen damit näher zusammen als bei den vorherigen Resonatorvarianten. Dies weist erneut darauf hin, dass es keinen eindeutigen Trend bei dieser Messung gibt. Auch bei diesen Messungen nimmt die Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,A}$  mit steigender Modenfläche  $A_{\text{eff},A}$  ab. Die Pulsdauern an den Grenzlinien werden wieder mit steigender Modenfläche kürzer, wobei die Zentralwellenlänge tendenziell auch kürzer wird. Der berechnete Chirpparameter  $C_2$  hingegen steigt mit größer werdendem  $A_{\text{eff},A}$  deutlich an.

$z$	$A_{\text{eff,A}}$	$P_{\text{out}}$	$E_{\text{int}}$	$P_{\text{max,int}}$	$\hat{I}_{0,A}$	$\tau_{\text{FWHM}}$	$\lambda_c$	$C_2$
[mm]	[mm <sup>2</sup> ]	[W]	[nJ]	[MW]	[MW/mm <sup>2</sup> ]	[fs]	[nm]	[fs <sup>2</sup> ]
-9	0,430	0,284	316	1,00	4,7	279	1 050,4	-680
-5	0,348	0,326	364	1,08	6,2	296	1 051,7	-796
5	0,224	0,367	409	1,10	9,8	327	1 052,0	-944
15	0,175	0,365	407	1,03	11,8	348	1 051,7	-1 008
25	0,137	0,401	461	1,19	17,4	341	1 052,5	-1 182

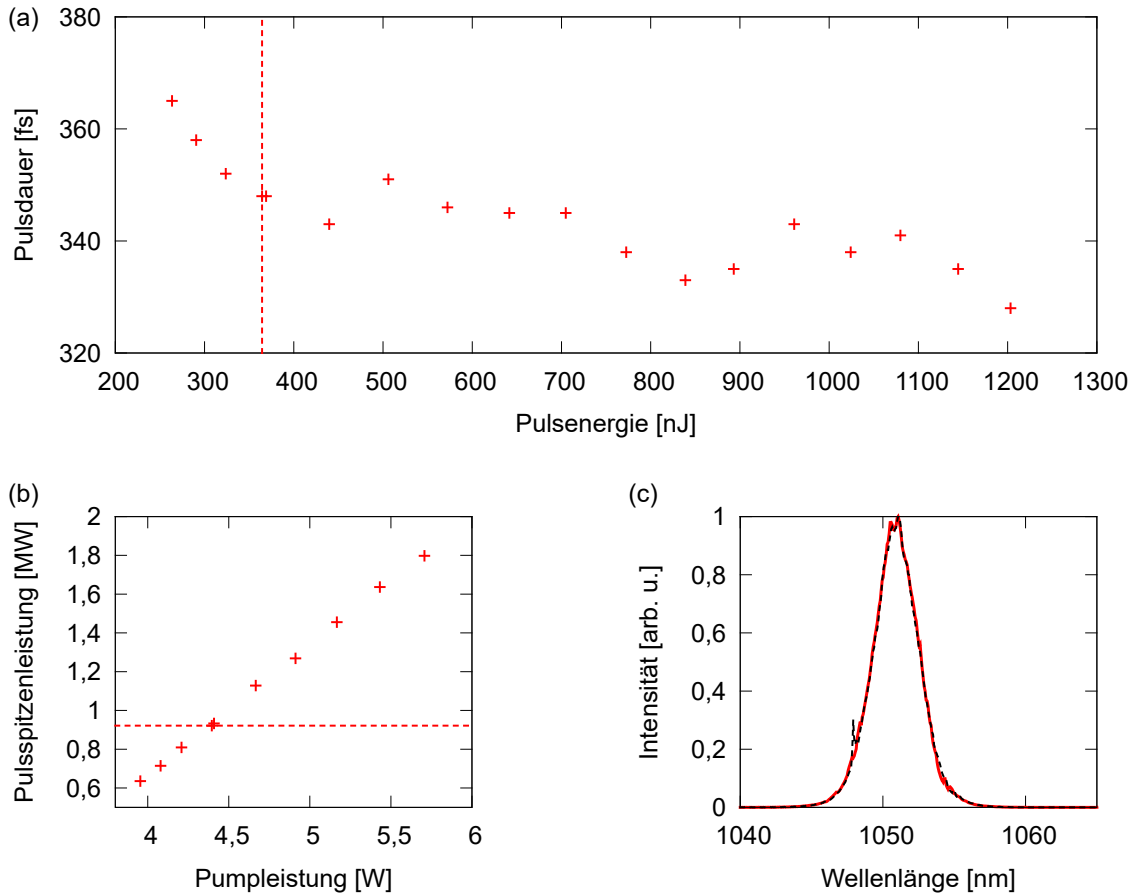
**Tabelle 2.5:** Gemessene Pulsparameter für unterschiedliche Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  auf dem SESAM für den kontinuierlich modengekoppelten Betrieb bei der Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 37,4$  MHz.

### Experimentelle Ergebnisse bei 27,8 MHz

Abschließend zu dieser Messreihe werden die Ergebnisse für die Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 27,8$  MHz dargelegt, die Abbildung 2.16 (a)–(c) zu entnehmen sind. Für diese Resonatorvariante konnte ein stabiler Einzelpulsbetrieb nur für die Modenfläche  $A_{\text{eff,A}} = 0,143$  mm<sup>2</sup> realisiert werden, dessen Entwicklung der Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie in (a) rot aufgetragen ist. Da für lange Resonatoren schon bei geringen Ausgangsleistungen hohe Pulsenergien erreicht werden und der Laser zusätzlich eine gewisse mittlere Leistung für den stabilen modengekoppelten Betrieb benötigt, ist der Bereich für Einzelpulsbetrieb relativ schmal. Aufgrund dessen kommt es beim Erhöhen der Pumpleistung dazu, dass der Laser direkt in einem Doppel- oder Multipulsbetrieb startet oder durch hohe Spitzenleistungen im Bereich des gütegeschaltet modengekoppelten Betriebs Komponenten beschädigt. In (b) ist erneut die Pulsspitzenleistung gegen die Pumpleistung aufgetragen. Die gestrichelten Linien in (a) bzw. (b) markieren wieder die Grenze zum cw-Durchbruch im optischen Spektrum. Der Übergang zum Multipulsbetrieb liegt bei  $P_{\text{int},25\text{mm}} = 33,5$  W, was dem letzten aufgetragenen Punkt in (a) bei  $E_{\text{int}} = 1 203$  nJ entspricht. Abbildung 2.16 (c) zeigt wieder exemplarisch das optische Spektrum ohne cw-Durchbruch bei  $P_{\text{out}} = 0,24$  W in rot und mit bei  $P_{\text{out}} = 0,25$  W in schwarz gestrichelt.

$z$	$A_{\text{eff,A}}$	$P_{\text{out}}$	$E_{\text{int}}$	$P_{\text{max,int}}$	$\hat{I}_{0,A}$	$\tau_{\text{FWHM}}$	$\lambda_c$	$C_2$
[mm]	[mm <sup>2</sup> ]	[W]	[nJ]	[MW]	[MW/mm <sup>2</sup> ]	[fs]	[nm]	[fs <sup>2</sup> ]
25	0,143	0,243	364	0,92	12,9	348	1 050,9	-955

**Tabelle 2.6:** Gemessene Pulsparameter für die Modenfläche von  $A_{\text{eff,A}} = 0,143$  mm<sup>2</sup> auf dem SESAM für den kontinuierlich modengekoppelten Betrieb bei der Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 27,8$  MHz.

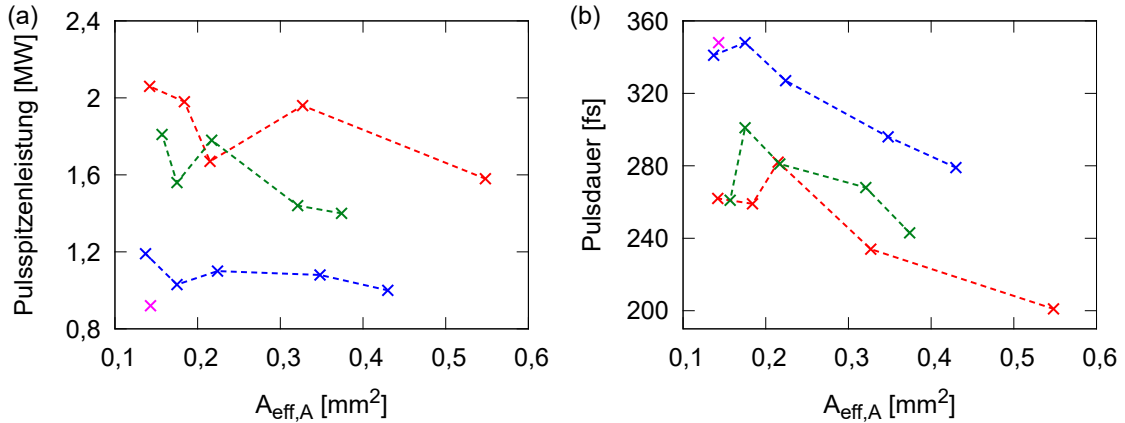


**Abbildung 2.16:** (a) zeigt die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie. In (b) ist die resonatorinterne Pulsspitzenleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung für  $A_{\text{eff,A}} = 0,143 \text{ mm}^2$  (rot) bei  $f_{\text{Rep}} = 27,8 \text{ MHz}$  dargestellt. (c) zeigt das optische Spektrum für  $A_{\text{eff,A}} = 0,143 \text{ mm}^2$  bei  $P_{\text{out}} = 0,24 \text{ W}$  (rot) und  $P_{\text{out}} = 0,25 \text{ W}$  (schwarz gestrichelt).

Tabelle 2.6 zeigt die gemessenen Größen für die in Abbildung 2.15 (a) und (b) eingezeichneten Grenzlinien. Weil für diese Resonatorlänge nur eine Messreihe vorhanden ist, kann hier keine Aussage über das Verhalten bei unterschiedlichen Fokussgrößen getroffen werden.

### Vergleich der experimentellen Ergebnisse

In Abbildung 2.17 ist in (a) die Entwicklung der maximalen Pulsspitzenleistung und in (b) die der minimalen Pulsdauer in Abhängigkeit von der Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  auf dem SESAM für  $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$  (rot),  $f_{\text{Rep}} = 53,9 \text{ MHz}$  (grün),  $f_{\text{Rep}} = 37,4 \text{ MHz}$  (blau) und  $f_{\text{Rep}} = 27,8 \text{ MHz}$  (magenta) dargestellt. Nun werden diese Ergebnisse aller vier Messreihen unter Berücksichtigung der Tabellen 2.3, 2.4, 2.5 und 2.6 miteinander verglichen.



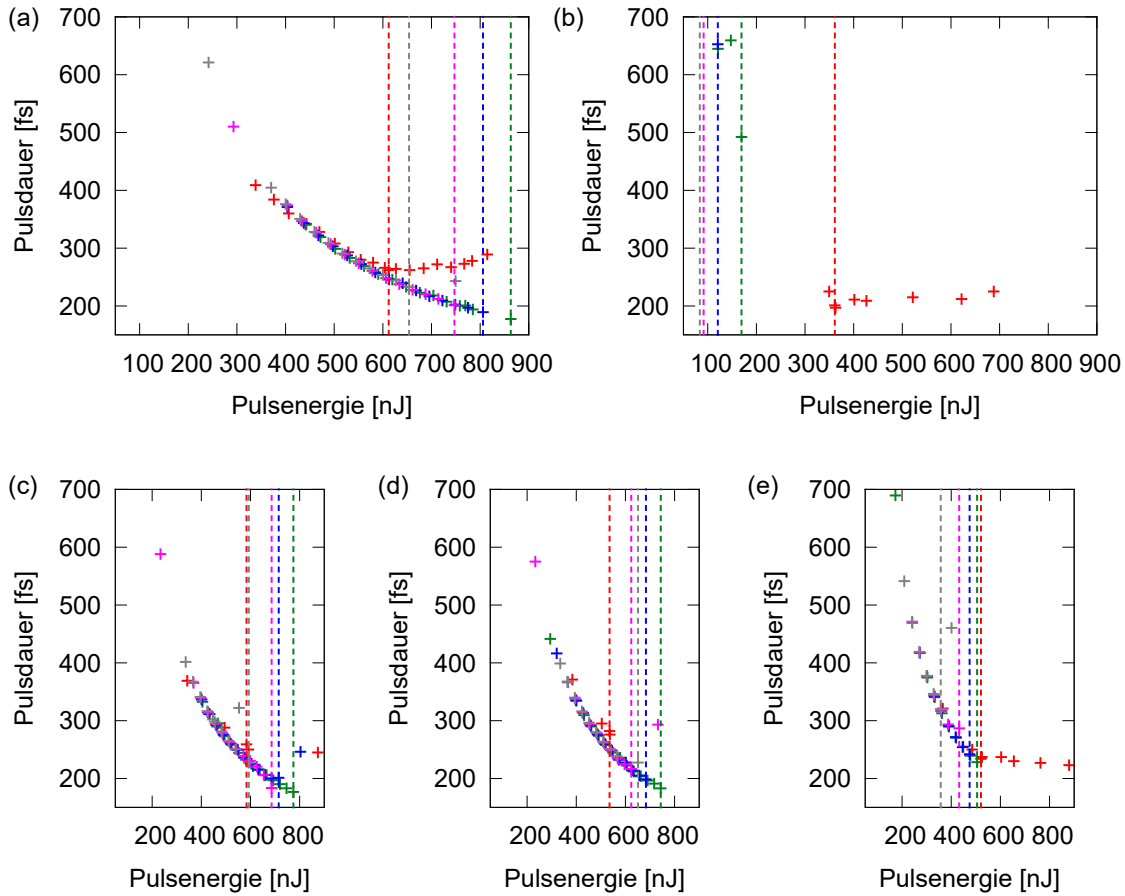
**Abbildung 2.17:** (a) zeigt die Entwicklung der maximalen Pulsspitzenleistung und (b) die der minimalen Pulsdauer abhängig von der Modenfläche  $A_{\text{eff,A}}$  auf dem SESAM für  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz (rot),  $f_{\text{Rep}} = 53,9$  MHz (grün),  $f_{\text{Rep}} = 37,4$  MHz (blau) und  $f_{\text{Rep}} = 27,8$  MHz (magenta).

Hierbei weisen die Grenzen zum cw-Durchbruch für jeder Messung den Trend auf, dass sich die Pulsenergie und Pulsdauer mit größer werdender Modenfläche reduziert, wobei die Pulsspitzenleistung tendenziell abnimmt. Die Entwicklung der Spitzenintensität am Absorber für jede Repetitionsrate zeigt, dass diese sich wider Erwarten mit steigender Modenfläche stark reduziert. Ein Vergleich der vier Messreihen bei  $z = 25$  mm zeigt zusätzlich, dass mit steigender Repetitionsrate sich zum einen die Pulsenergie und Pulsspitzenleistung verringern während sich die Pulsdauer vergrößert. Da der berechnete Chirpparameter  $C_2$  hier keinen eindeutigen Trend zeigt, kann dies nicht nur auf eine Steigerung der positiven Dispersion durch die verlängerte Resonatorstrecke zurückgeführt werden.

### Einfluss der Zwei-Photonen-Absorption

Um den Einfluss der TPA des Absorbers auf den Pulsbetrieb zu verdeutlichen, werden exemplarisch die Messergebnisse für die Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz aus Abbildung 2.13 (a) mit Simulationen bei unterschiedlichen TPA-Faktoren  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}}$  entsprechend Gleichung (1.33) verglichen. Folgende Parameter werden bei allen Simulationen konstant gehalten:  $T_R = 10,64$  ns,  $E_{\text{sat,L}} = 7,5$  mJ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W,  $A_{\text{eff,L}} = 5,7 \cdot 10^{-8}$  m<sup>2</sup>,  $\lambda = 1052$  nm,  $\tau_L = 380$   $\mu$ s,  $\Omega_g = 2,1 \cdot 10^{13}$  1/s,  $F_{\text{sat,A}} = 1,2$  J/m<sup>2</sup>,  $\tau_A = 500$  fs,  $q_0 = 0,6\%$  und  $l = 2,8\%$ . Als Startpuls wird eine Pulsdauer von  $\tau = 2000$  fs mit einer Pulsenergie von  $E_{\text{int}} = 2$  nJ verwendet.

In Abbildung 2.18 sind die Pulsdauern in Abhängigkeit von den resonatorinternen Pulsenergien für (a)  $A_{\text{eff,A}} = 0,142$  mm<sup>2</sup>, (b)  $A_{\text{eff,A}} = 0,548$  mm<sup>2</sup>, (c)  $A_{\text{eff,A}} = 0,184$  mm<sup>2</sup>, (d)  $A_{\text{eff,A}} = 0,215$  mm<sup>2</sup> und (e)  $A_{\text{eff,A}} = 0,327$  mm<sup>2</sup> aufgetragen. In den



**Abbildung 2.18:** Dargestellt ist die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie bei (a)  $A_{\text{eff,A}} = 0,142 \text{ mm}^2$ , (b)  $A_{\text{eff,A}} = 0,548 \text{ mm}^2$ , (c)  $A_{\text{eff,A}} = 0,184 \text{ mm}^2$ , (d)  $A_{\text{eff,A}} = 0,215 \text{ mm}^2$  und (e)  $A_{\text{eff,A}} = 0,327 \text{ mm}^2$  für die gemessenen Werte (rot) sowie jeweils simulierte Ergebnisse für die TPA-Faktoren  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (grün),  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 6 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (blau),  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 7 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (magenta) und  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 8 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (grau).

einzelnen Graphen sind die Messergebnisse jeweils durch rote Kreuze mit dem zugehörigen Übergang zum cw-Durchbruch im optischen Spektrum durch eine gestrichelte Linie dargestellt. Für die Simulationen werden die Werte für  $A_{\text{eff,A}}$  und  $D_{2,\text{ges}}$  entsprechend Tabelle 2.3 gewählt sowie die TPA-Faktoren  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (grün),  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 6 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (blau),  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 7 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (magenta) und  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 8 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  (grau). Die jeweilige gestrichelte Linie zeigt die Grenze zum stabilen solitären Betrieb an, ab der die Pulse entweder zu Doppelpulsen aufbrechen oder nach einer Million Umläufen einen instabilen Pulsbetrieb aufweisen.

Bei allen Fokusgrößen  $A_{\text{eff,A}}$  zeigt sich beim Vergleich zwischen den Messungen und den Simulationsergebnissen das gleiche Verhalten. Bis zum cw-Durchbruch im optischen Spektrum stimmen die Messwerte gut mit den Simulationsergebnissen überein. Der Übergang vom gütegeschaltet modengekoppelten Betrieb in Bereich II

zum stabilen kontinuierlich modengekoppelten Betrieb im Bereich III entsprechend Abbildung 2.10 (a) sowie der Übergang zu Doppelpulsen verschieben sich hier für größere  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}}$  Werte wie erwartet zu immer kleineren Pulsenergien. Werden diese jeweiligen Grenzen jedoch mit den Messergebnissen verglichen, liegen diese für die kleineren Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  aus Abbildung 2.18 (a), (b) und (c) für alle TPA-Werte bei größeren Pulsenergien als die Grenze zum cw-Durchbruch bzw. Doppelpulsübergang. Hingegen sind bei den größeren Flächen  $A_{\text{eff,A}}$  in (b) und (e) diese Grenzen bei kleineren Pulsenergien positioniert. Zusätzlich zeigt sich in (b) keine Übereinstimmung mehr mit den Messergebnissen, da nur ein kleiner Bereich mit stabilen Pulsen ohne cw-Durchbruch gemessen werden konnte.

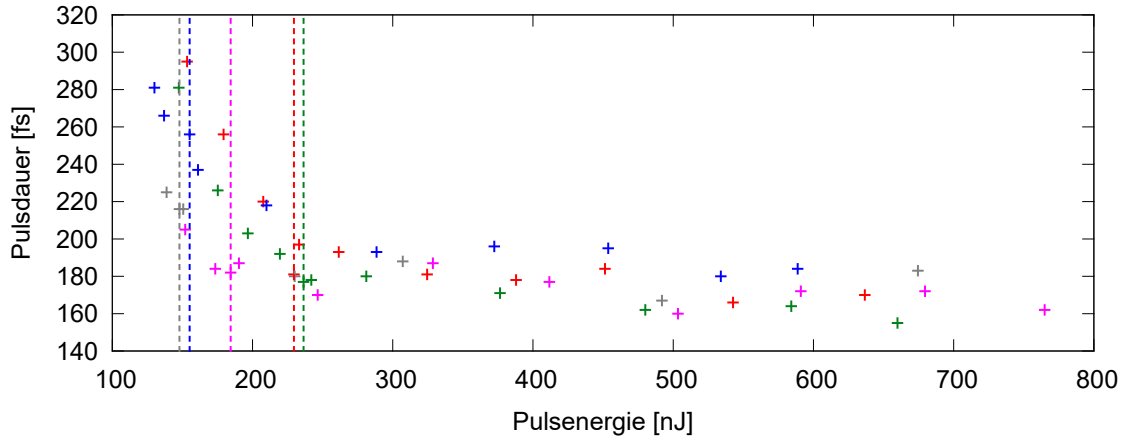
Dieses Verhalten wiederum zeigt, dass bei diesen Messungen nicht nur die eingangs erwähnte TPA die begrenzende Größe für den Übergang zum Multipulsbetrieb bzw. dem cw-Durchbruch im optischen Spektrum bilden kann. Da die nach Gleichung (1.37) berechnete Gesamtdispersion  $D_{2,\text{ges}}$  bei annähernd gleichbleibender Zentralwellenlänge in allen Messreihen stark ansteigt, sich aber die Materialparameter zwischen den einzelnen Messungen nicht geändert haben, soll diese Änderung im Fokus der weiteren Untersuchungen stehen. Eine Ursache dafür kann die Dispersionskurve des DACO5 Spiegels aus Abbildung 2.6 (a) sein, die um 1050 nm von einer steilen Flanke zu einem Minimum übergeht. Da die Zentralwellenlänge sich in diesem Bereich minimal ändert, soll im Folgenden eine Spiegelkombination ohne DACO5 untersucht werden.

### Einfluss der dispersiven Spiegel

Für diese Untersuchung werden an den Positionen  $M_1$  und  $M_3$  Spiegel der Firma Layertec mit  $\text{GDD} = -250 \text{ fs}^2$  entsprechend Abbildung 2.6 (b) und an Position  $M_8$  mit  $\text{GDD} = -100 \text{ fs}^2$  entsprechend (c) verwendet. Der restliche Aufbau entspricht dem der vorherigen Messung für die Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$ .

In Abbildung 2.19 ist wieder die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie für die Positionen  $A_{\text{eff,A}} = 0,348 \text{ mm}^2$  (grau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,278 \text{ mm}^2$  (magenta),  $A_{\text{eff,A}} = 0,189 \text{ mm}^2$  (blau),  $A_{\text{eff,A}} = 0,155 \text{ mm}^2$  (grün) und  $A_{\text{eff,A}} = 0,117 \text{ mm}^2$  (rot) mit den zugehörigen Grenzen zum cw-Durchbruch im optischen Spektrum (gestrichelte Linien) dargestellt. Auch bei diesen Messreihen fällt auf, dass die Einzelpulse erst bei viel höheren internen Leistungen als die eingezeichneten Grenzlinien aufbrechen, sodass hier wiederum nicht die TPA die begrenzende Größe zu sein scheint.

In Tabelle 2.7 sind wieder die gemessenen Parameter für die in Abbildung 2.19 eingezeichneten Grenzen aufgelistet. Entsprechend der vorherigen Messungen wird die



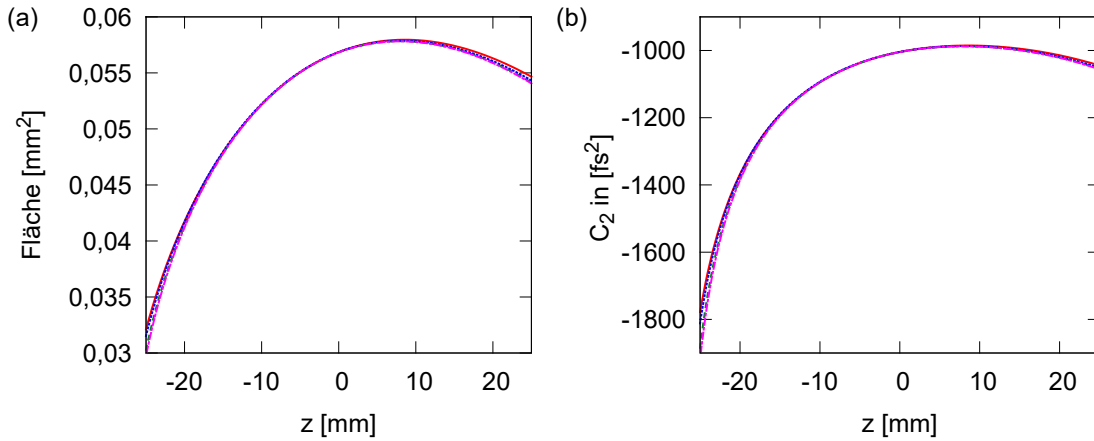
**Abbildung 2.19:** In (a) ist die Pulsdauer abhängig von der resonatorinternen Pulsenergie für  $A_{\text{eff},A} = 0,348 \text{ mm}^2$  (grau),  $A_{\text{eff},A} = 0,278 \text{ mm}^2$  (magenta),  $A_{\text{eff},A} = 0,189 \text{ mm}^2$  (blau),  $A_{\text{eff},A} = 0,155 \text{ mm}^2$  (grün) und  $A_{\text{eff},A} = 0,117 \text{ mm}^2$  (rot) bei  $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$  ohne DACO5-Spiegel dargestellt.

$z$ [mm]	$A_{\text{eff},A}$ [mm <sup>2</sup> ]	$P_{\text{out}}$ [W]	$E_{\text{int}}$ [nJ]	$P_{\text{max,int}}$ [MW]	$\hat{I}_{0,A}$ [MW/mm <sup>2</sup> ]	$\tau_{\text{FWHM}}$ [fs]	$\lambda_c$ [nm]	$C_2$ [fs <sup>2</sup> ]
-10	0,348	0,333	148	0,60	3,45	216	1 051,5	-249
-5	0,278	0,416	184	0,89	6,4	182	1 052,3	-248
5	0,189	0,350	155	0,53	5,61	256	1 051,0	-280
15	0,155	0,533	236	1,18	15,23	177	1 052,8	-296
25	0,117	0,517	230	1,12	19,15	181	1 052,6	-309

**Tabelle 2.7:** Gemessene Pulsparameter für unterschiedliche Modengrößen  $A_{\text{eff},A}$  auf dem SESAM für den kontinuierlich modengekoppelten Betrieb bei der Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$  ohne DACO5-Spiegel.

gemessene Modenfläche mit steigendem  $z$  wieder kleiner, während die mittlere Ausgangsleistung und somit auch die resonatorinterne Pulsenergie sowie die Pulsspitzenleistung zunehmen. Im Gegensatz zu den vorherigen Messungen ist bei der Pulsdauer kein eindeutiger Trend zu erkennen, obwohl auch hier die Zentralwellenlänge  $\lambda_c$  sich nicht wesentlich ändert, was darauf hinweist, dass der Einfluss der Spiegel für den Trend des Chirpparameters scheinbar nur eine untergeordnete Rolle spielt. Werden die Ergebnisse für  $A_{\text{eff},A} = 0,278 \text{ mm}^2$  mit denen bei  $A_{\text{eff},A} = 0,117 \text{ mm}^2$  verglichen, unterscheiden sich die gemessenen Chirpparameter  $C_2$  bei annähernd gleicher Pulsdauer  $\tau_{\text{FWHM}}$  und Zentralwellenlänge  $\lambda_c$  voneinander. Beim Vergleich der resonatorinternen Pulsenergie  $E_{\text{int}}$  fällt sofort auf, dass sich diese voneinander unterscheiden. Ein Blick auf Gleichung (1.38) zeigt, dass der Chirpparameter  $C_2$  bei gleicher Pulsdauer nur noch von der Pulsenergie und dem nichtlinearen Parameter  $\delta$  abhängt. Da sich die Pulsenergie abhängig von den Materialparametern entwickelt, kann die





**Abbildung 2.20:** (a) berechnete effektive Modenfläche im Kristall  $A_{\text{eff,L}}$  und (b) die daraus bestimmte Dispersion mit  $E_{\text{int}} = 500 \text{ nJ}$ ,  $\tau = 250 \text{ fs}$ ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $l = 1,5 \text{ mm}$  und  $\lambda_0 = 1052 \text{ nm}$  für die Repetitionsraten 94 MHz (rot), 53,9 MHz (grün), 37,4 MHz (blau) und 27,8 MHz (magenta).

Ursache nur an einem sich ändernden  $\delta$  liegen. Dieses wiederum hängt von  $\gamma$  entsprechend Gleichung (1.20) und der Materiallänge  $l$  ab. Da der wesentliche Einfluss auf  $\delta$  im vorgestellten Resonator von dem Kristall ausgeht, sind somit der nichtlineare Brechungsindex  $n_2$ , die Zentralwellenlänge  $\lambda_c$ , die effektiven Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  und die Kristalllänge  $l$  die zu untersuchenden Parameter. Weil der nichtlineare Faktor  $n_2$  und die Länge  $l$  feste Materialparameter sind, hängt der Chirpparameter somit nur noch von  $\lambda_c$  und  $A_{\text{eff,L}}$  ab. Da  $\lambda_c$  annähernd konstant ist, folgt daraus, dass der wesentliche Einfluss auf den Phasengang von der Modenfläche im Kristall abhängt, was im folgenden Abschnitt untersucht wird.

### 2.2.3 Einfluss der Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ auf den Laserbetrieb

Im folgenden Abschnitt wird zunächst der Einfluss der Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  im Kristall auf den Chirpparameter  $C_2$  des Resonators verdeutlicht, wofür die Änderung von  $A_{\text{eff,L}}$  abhängig von der Position  $z$  der Fokussiereinheit betrachtet wird. Anschließend wird numerisch der Einfluss der Modenfläche sowohl von  $A_{\text{eff,L}}$  als auch von  $A_{\text{eff,A}}$  auf die erreichbare resonatorinterne Pulsspitzenleistung  $P_{\text{max,int}}$  untersucht.

Abbildung 2.20 (a) zeigt die aus dem Resonatordesign nach Abbildung 2.8 berechneten Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  im Yb:CALGO-Kristall für die Repetitionsraten 94 MHz (rot), 53,9 MHz (grün), 37,4 MHz (blau) und 27,8 MHz (magenta). Alle Graphen weisen hier für die Modenfläche die gleiche Entwicklung auf. Innerhalb des dargestellten Bereichs steigt zunächst  $A_{\text{eff,L}}$  stark an bis der Verlauf um  $z = 0 \text{ mm}$  erst abflacht und dann wieder abfällt. Nach diesen Berechnungen ändert sich die Modenfläche

innerhalb des untersuchten Bereichs beinahe um den Faktor zwei. Diese Änderung von  $A_{\text{eff,L}}$  wirkt sich damit nach Gleichung (1.20) und (1.38) direkt auf den Chirpparameter aus. Die Konsequenz für den Chirpparameter in dem Resonator ist nach Gleichung (1.37) in Abbildung 2.20 (b) dargestellt. Dazu werden folgende Größen konstant gehalten: die Pulsenergie bei  $E_{\text{int}} = 500 \text{ nJ}$ , die Pulsdauer  $\tau = 250 \text{ fs}$ , der nichtlineare Brechungsindex bei  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , die Kristalllänge bei  $l = 1,5 \text{ mm}$  und die Wellenlänge bei  $\lambda_0 = 1052 \text{ nm}$ . Die Farben der einzelnen Graphen sowie die Modenfläche entsprechen denen aus der Abbildung 2.20 (a). Aus (b) ist sofort ersichtlich, dass für kleinere Modenflächen im Kristall aufgrund des Chirpparameters mehr negative Dispersion benötigt wird, um den Puls zu komprimieren. Umgekehrt bedeutet dies, dass bei gleichbleibender Dispersionkompensation durch die SPM der Chirpparameter  $C_2$  größer wird. Wird  $C_2$  für die unterschiedlichen Repetitionsraten aus den Tabellen 2.3, 2.4, 2.5, 2.6 und 2.7 abhängig von der Position  $z$  betrachtet, so stimmt dieses Verhalten weitestgehend mit den experimentellen Ergebnissen überein. Für  $z > 0 \text{ mm}$  ändert sich der Chirpparameter nur minimal, während bei den Messungen für  $z < 0 \text{ mm}$  der Chirpparameter  $C_2$  verhältnismäßig stark ansteigt. Weiterhin erklärt die kleinere Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  im Kristall, dass trotz einer größeren Modenfläche auf dem SESAM der cw-Durchbruch im optischen Spektrum bei kleineren Pulsenergien auftritt. Da es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist, den Resonator so umzubauen, dass die Auswirkung unterschiedlicher Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  im Kristall experimentell untersucht werden kann, soll diese Analyse im Folgenden numerisch stattfinden. Hierfür werden Simulationen mit steigender Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$  entsprechend Tabelle 2.8 durchgeführt, wobei sowohl die Pulsspitzenleistung als auch die Pulsdauer abhängig von der Gesamtdispersion  $D_{2,\text{ges}}$  und dem Kleinsignalgewinn  $g_0$  bestimmt wird. Alle weiteren verwendeten Parameter werden wie folgt konstant gehalten:  $T_{\text{R}} = 10,64 \text{ ns}$ ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $F_{\text{sat,L}} = 0,131 \text{ J}/\text{mm}^2$ ,  $\lambda = 1050 \text{ nm}$ ,  $\tau_{\text{L}} = 380 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $\Omega_{\text{g}} = 2,1 \cdot 10^{13} \text{ 1/s}$ ,  $F_{\text{sat,A}} = 1,2 \text{ J}/\text{m}^2$ ,  $\tau_{\text{A}} = 500 \text{ fs}$ ,  $q_0 = 0,6 \%$ ,  $l = 2,8 \%$  und  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Für den Startpuls wird jeweils die Pulsdauer von  $\tau = 2000 \text{ fs}$  mit einer Pulsenergie von  $E_{\text{int}} = 2 \text{ nJ}$  verwendet. In Tabelle 2.8 sind zu den jeweiligen Kombinationen von  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$  zum einen für die größte Pulsspitzenleistung (max.  $P_{\text{max,int}}$ ) und zum anderen für den kürzesten Puls (min.  $\tau$ )  $P_{\text{max,int}}$ ,  $\hat{I}_{0,\text{A}}$ ,  $\hat{I}_{0,\text{L}}$ ,  $\tau$ ,  $D_{2,\text{ges}}$  und  $g_0$  aufgeführt.

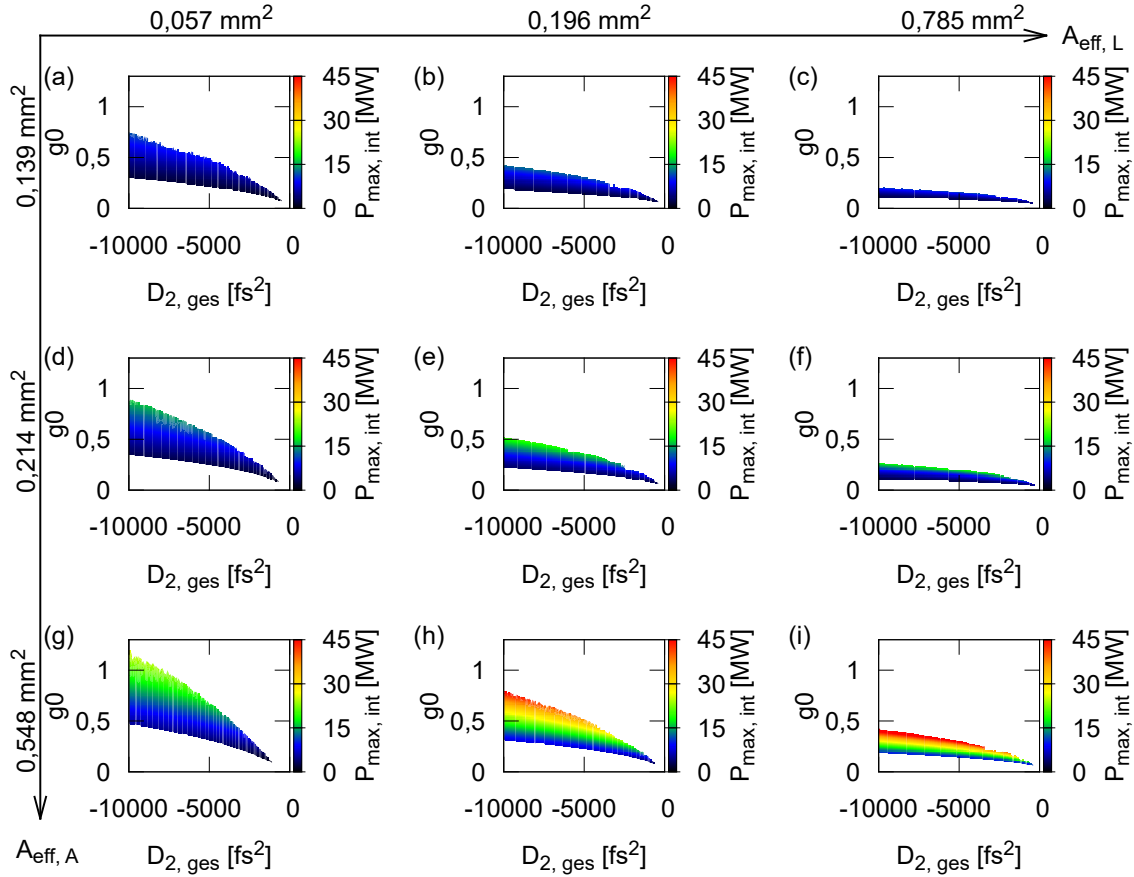
In Abbildung 2.21 (a)–(i) sind die Ergebnisse dieser Simulationen abgebildet, die nach einer Million berechneter Umläufe einen stabilen Pulsbetrieb aufweisen. Die Farbkarten zeigen jeweils die Pulsspitzenleistung abhängig von der Gesamtdispersion und dem Kleinsignalgewinn. Diese entwickelt sich innerhalb der jeweiligen Simulationen entsprechend Abbildung 2.12 (a), sodass die Pulsspitzenleistung von

	$A_{\text{eff,A}}$	$A_{\text{eff,L}}$	$P_{\text{max,int}}$	$\hat{I}_{0,A}$	$\hat{I}_{0,L}$	$\tau$	$D_{2,\text{ges}}$	$g_0$
	[mm <sup>2</sup> ]	[mm <sup>2</sup> ]	[MW]	[MW/mm <sup>2</sup> ]	[MW/mm <sup>2</sup> ]	[fs]	[fs <sup>2</sup> ]	
max. $P_{\text{max,int}}$								
(a)	0,139	0,057	12,1	87,1	435	309	-9 900	0,75
(b)	0,139	0,196	13,4	94,4	136,7	533	-10 000	0,43
(c)	0,139	0,785	12,8	92,1	32,6	661	-3 700	0,15
(d)	0,214	0,057	16,5	77,1	579	269	-9 800	0,89
(e)	0,214	0,196	20,2	94,4	206,1	433	-9 900	0,52
(f)	0,214	0,785	20,1	93,9	51,2	492	-3 200	0,17
(g)	0,548	0,057	26,8	48,9	940	229	-9 800	1,22
(h)	0,548	0,196	45,8	83,6	467,3	291	-9 600	0,78
(i)	0,548	0,785	53,7	98	136,8	532	-10 000	0,43
min. $\tau$								
(a)	0,139	0,057	4,8	34,5	168	182	-1 400	0,20
(b)	0,139	0,196	6,3	45,3	64,3	220	-800	0,11
(c)	0,139	0,785	4,9	35,3	12,5	255	-200	0,05
(d)	0,214	0,057	4,3	20,1	151	178	-1 200	0,18
(e)	0,214	0,196	7,1	33,2	72,4	195	-700	0,11
(f)	0,214	0,785	8,3	38,8	21,1	236	-300	0,06
(g)	0,548	0,057	14,3	26,1	502	176	-3 700	0,52
(h)	0,548	0,196	15,6	28,5	159,2	179	-1 300	0,19
(i)	0,548	0,785	25,1	45,8	63,9	222	-800	0,11

**Tabelle 2.8:** Für die numerischen Berechnungen aus Abbildung 2.21 und Abbildung 2.22 verwendeten Modenflächen  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$ . Zusätzlich sind für jede Simulation  $P_{\text{max,int}}$ ,  $\hat{I}_{0,A}$ ,  $\hat{I}_{0,L}$ ,  $\tau$ ,  $D_{2,\text{ges}}$  und  $g_0$  zum einen für die maximale Pulsspitzenleistung und zum anderen für den kürzesten Puls aufgetragen.

kleinen Gesamtdispersionen und der Kleinsignalgewinn von unten links mit steigenden Werten nach oben rechts hin zunehmen. Die Farbkarten sind entsprechend nach Tabelle 2.8 von links nach rechts mit steigender Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  und von oben nach unten mit größer werdendem  $A_{\text{eff,A}}$  aufgetragen.

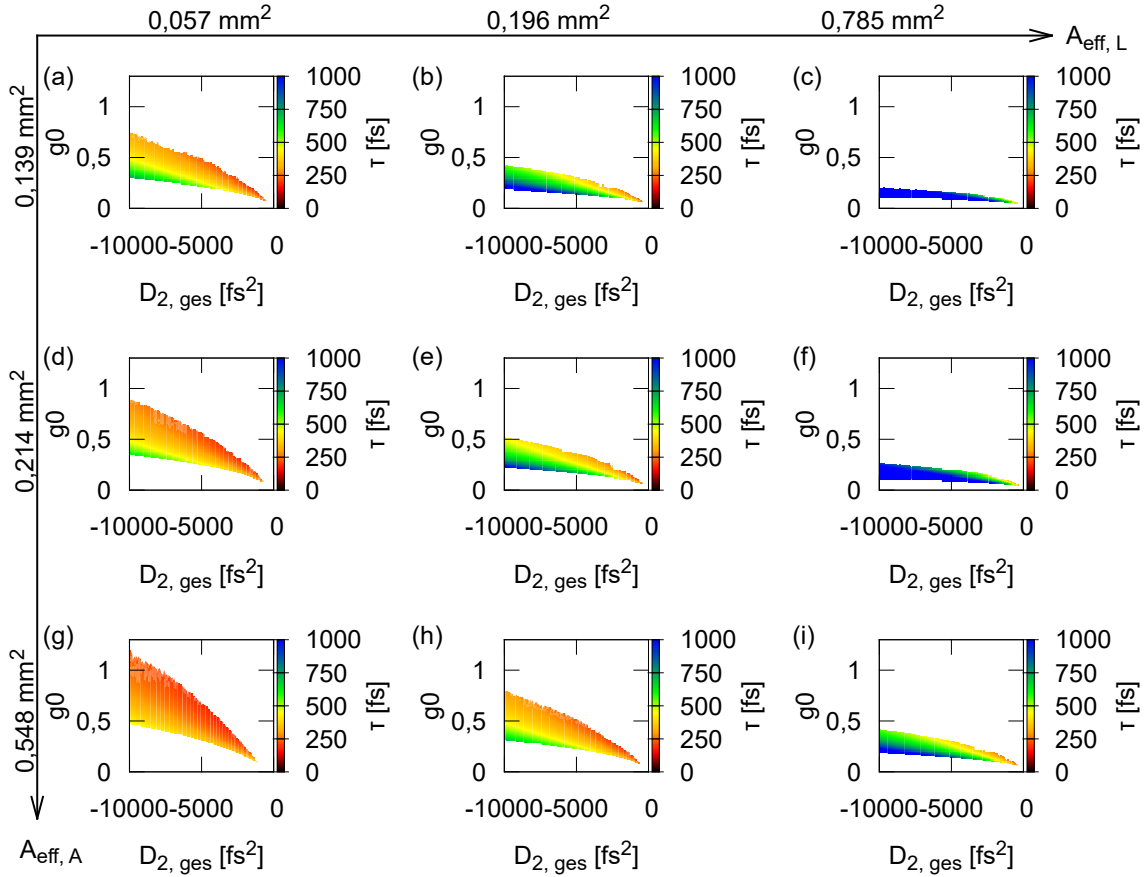
Werden diese Ergebnisse miteinander verglichen, so ist bei der Vergrößerung beider Modenflächen ein eindeutiger Trend zu erkennen. Wird die erreichbare Pulsspitzenleistung zeilenweise betrachtet, so ändert sich der maximal erreichbare Wert für  $P_{\text{max,int}}$  in (a) mit  $P_{\text{max,int}} = 12,1 \text{ MW}$  zu (c)  $P_{\text{max,int}} = 12,8 \text{ MW}$  kaum. Für größeren Modenflächen im Kristall wird sie jedoch schon bei kleineren Werten für den Kleinsignalgewinn erreicht. Spaltenweise ändert sich  $P_{\text{max,int}}$  jedoch von (a) zu (g) auf  $P_{\text{max,int}} = 26,8 \text{ MW}$  um mehr als den Faktor zwei. Die größte Pulsspitzenleistung wird in (i) mit  $P_{\text{max,int}} = 53,7 \text{ MW}$  erreicht. Da es Ziel dieser Analyse ist,



**Abbildung 2.21:** (a)–(i) zeigt die numerischen Ergebnisse für die resonatorinterne Pulsspitzenleistung  $P_{\max, \text{int}}$  abhängig von der Gesamtdispersion  $D_{2, \text{ges}}$  und dem Kleinsignalgewinn  $g_0$  für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen  $A_{\text{eff}, L}$  und  $A_{\text{eff}, A}$  entsprechend Tabelle 2.8.

nicht nur den Bereich für hohe Pulsspitzenleistungen sondern diese auch bei kurzen Pulsdauern zu erzeugen, wird ergänzend dessen Entwicklung betrachtet.

Abbildung 2.22 (a)–(i) stellt die zu Abbildung 2.21 (a)–(i) zugehörige Entwicklung der Pulsdauern dar, wobei die kürzesten Pulse jeweils bei größeren Gesamtdispersionen und hohem Kleinsignalgewinn bzw. Pulsenergien erreicht werden. Hier zeigt sich, dass die kürzesten Pulsdauern, die erreicht werden können, mit größer werdender Modenfläche im Kristall immer länger werden. Dies ist auf die größer werdende Fläche von  $A_{\text{eff}, L}$  zurückzuführen, wodurch die Selbstphasenmodulation abnimmt und daher weniger neue Spektralanteile erzeugt werden. Wird die Entwicklung der Pulsdauer spaltenweise betrachtet, so können mit steigender Modenfläche  $A_{\text{eff}, A}$  kürzere Pulsdauern erreicht werden. Hierbei vergrößert sich zusätzlich der Stabilitätsbereich und damit auch die Region mit den kürzesten Pulsdauern. Durch diese vergrößerten Regionen wird ein reproduzierbarer Betrieb bei kurzen Pulsdauern er-



**Abbildung 2.22:** (a)–(i) zeigt die numerischen Ergebnisse für die Pulsdauer  $\tau$  abhängig von der Gesamtdispersion  $D_{2,\text{ges}}$  und dem Kleinsignalgewinn  $g_0$  für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$  entsprechend Tabelle 2.8.

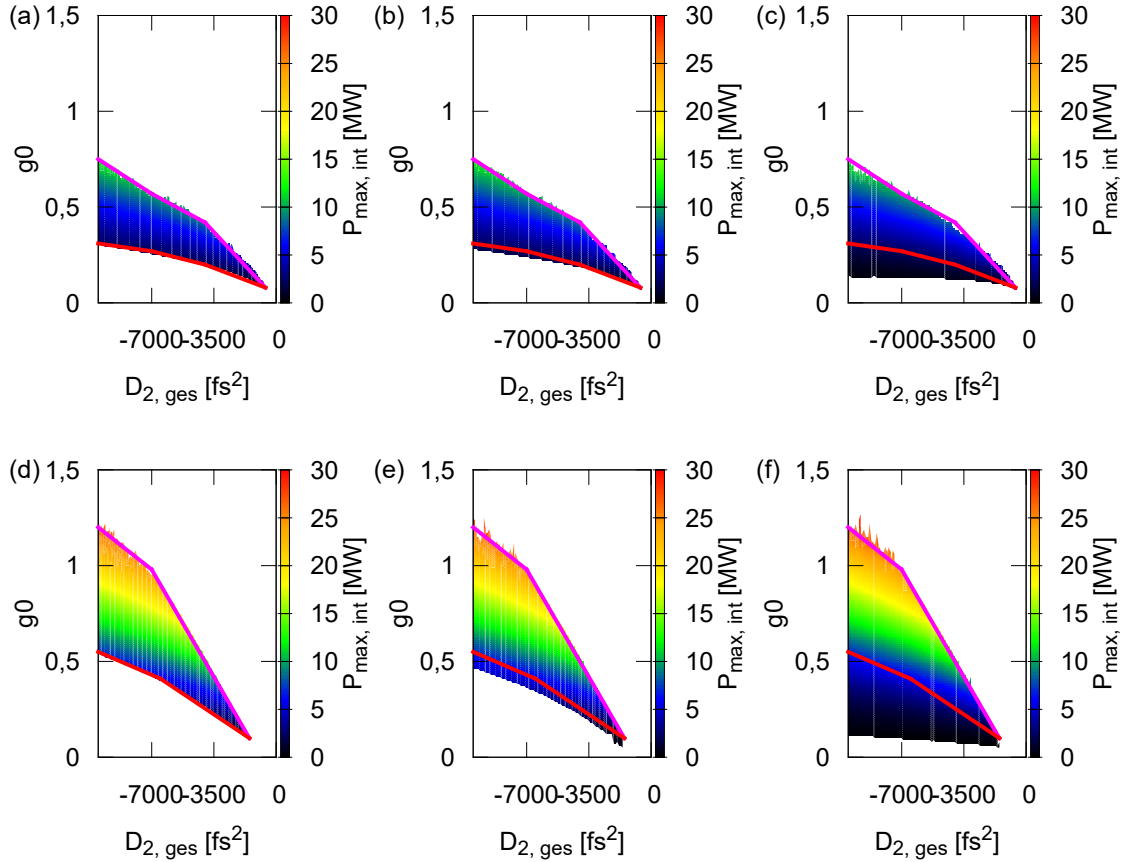
möglichst, da der Oszillator nicht direkt an einer Stabilitätsgrenze betrieben werden muss.

Werden (c), (f) und (i) in Tabelle 2.8 miteinander verglichen, werden die Pulse mit der größten Pulsspitzenleistung schon bei größeren Gesamtdispersionen erreicht. Erst wenn die Pulsenergie durch eine größere Modenfläche auf dem SESAM nicht mehr durch die TPA begrenzt ist, werden Pulsenergien mit ausreichender Energie erzeugt, um bei großen Modenflächen  $A_{\text{eff,L}}$  sowohl größere Pulsspitzenleistungen als auch kürzere Pulse erzeugen zu können. Werden ergänzend die zentralen Spitzenintensitäten am Absorber  $\hat{I}_{0,A}$  für die Ergebnisse der maximalen Pulsspitzenleistung  $P_{\text{max,int}}$  aus Tabelle 2.8 betrachtet, so liegen diese überwiegend im Bereich von ca.  $94 \text{ MW/mm}^2$ . Die Abweichung in (a), (d), (g) und (h) von diesem Wert kann direkt mit einem Blick auf die Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,L}$  erklärt werden, die jeweils mit  $\hat{I}_{0,L} > 400 \text{ MW/mm}^2$  weit über den anderen Spitzenintensitäten liegen. Somit wird der

Einfluss der SPM bei größeren Intensitäten immer mehr zur begrenzenden Größe und deckt sich mit den zuvor gezeigten experimentellen Ergebnissen.

Aus Tabelle 2.8 ist somit ersichtlich, dass durch die Maximierung von  $A_{\text{eff,A}}$ , wie eingangs angenommen, kürzere Pulsdauern mit höheren Energien erzeugt werden können. Da die Simulation nur die Selbstphasenmodulation und die Dispersion im Verstärkungsmedium berechnet und keine weiteren Nichtlinearitäten wie Selbstfokussierung, welche den Strahlengang im Resonator ändert, oder den cw-Durchbruch im optischen Spektrum berücksichtigt, zeigt der Vergleich mit den vorherigen Messungen, dass diese Größen die Skalierung eines Laseroszillators limitieren.

An dieser Stelle können die Ergebnisse für größere Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  als Grundlage dienen, das Skalierungsproblem zu lösen. Um die Skalierbarkeit und den Einfluss des SESAMs SAM-1040-2.5-1ps-x aus Tabelle 2.2 zu untersuchen, werden ergänzend zu den bisher gezeigten numerischen Ergebnissen in Abschnitt A.8 die Berechnungen entsprechend Tabelle A.3 durchgeführt. In Abbildung A.4 sind die Resultate für die Pulsspitzenleistungen und in Abbildung A.5 die dazugehörigen Pulsdauern dargestellt. Aus Tabelle A.3 ist ersichtlich, dass bei diesen Berechnungen Pulsspitzenleistungen von bis zu 4966 MW erreicht werden können. An dieser Stelle muss jedoch angemerkt werden, dass die verwendete Simulation keinerlei Zerstörschwellen von Komponenten berücksichtigt, sodass diese Pulsspitzenleistung bei einer Modenfläche von  $A_{\text{eff,A}} = 28,3 \text{ mm}^2$  und einer resonatorinternen Pulsenergie von  $E_{\text{int}} = 2,5 \text{ mJ}$  eine Intensität von  $8,98 \text{ mJ/cm}^2$  erzeugt. Diese Intensität liegt damit über der Zerstörschwelle des SESAMs von  $\Phi = 4 \text{ mJ/cm}^2$  entsprechend Tabelle 2.2. Um die nichtlinearen Eigenschaften und die Zerstörschwellen bei den Berechnungen berücksichtigen zu können, müsste die verwendete Numerik umfassend modifiziert werden, was im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr umgesetzt werden konnte. Die Numerik gibt damit eine erste Abschätzung darüber, was ohne Berücksichtigung der Zerstörschwelle möglich wäre. Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen zeigen jedoch auch das große Potenzial, welches die parallele Vergrößerung der Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  auf Absorber und  $A_{\text{eff,L}}$  im Verstärkungsmedium birgt, um höhere Pulsenergien bei gleichzeitig kurzer Pulsdauer direkt im Oszillator erzeugen zu können. Zusätzlich zeigt sich, dass sich der Stabilitätsbereich mit steigender Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  reduziert. Um diesen Bereich zu vergrößern und auftretende hohe Pulsspitzenleistungen durch gütegeschaltet modengekoppelten Betrieb zu unterdrücken, kann die in Abschnitt 2.1.2 vorgestellte aktive Regelelektronik verwendet werden. Dieser Einfluss soll im folgenden Abschnitt untersucht werden.



**Abbildung 2.23:** (a)–(c) zeigen die numerischen Ergebnisse für  $A_{\text{eff,A}} = 0,14 \text{ mm}^2$  und (d)–(f) für  $A_{\text{eff,A}} = 0,94 \text{ mm}^2$ , wobei (a) und (d) ohne Einfluss der Regelektronik, (b) und (e) mit  $f_{3\text{dB}} = 15 \text{ kHz}$  und (c) und (f) mit  $f_{3\text{dB}} = 100 \text{ kHz}$  berechnet wurden.

## 2.2.4 Einfluss der Regelektronik

Abschließend zum Einzelpulsbetrieb soll der Einfluss der aktiven Regelung der Pumpdiode zur Stabilisierung des Systems betrachtet werden. Da im experimentellen Aufbau, wie zuvor gezeigt wurde, nicht die Zwei-Photonen-Absorption im Absorber die limitierende Größe ist, konnte der Einfluss der Regelung auf die Grenze zum Doppelpulsbetrieb nicht experimentell nachgewiesen werden. Daher wird im folgenden der Einfluss der in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Regelektronik numerisch untersucht. Da sich die Regelbandbreite für die verwendete Rückkopplung nach Abbildung 2.5 abhängig von der Laserdiode unterscheidet, werden die Berechnungen sowohl für die Grenzfrequenz von  $f_{3\text{dB}} = 15 \text{ kHz}$  als auch für  $f_{3\text{dB}} = 100 \text{ kHz}$  durchgeführt. Erneut wird hierfür die Pulsspitzenleistung abhängig von der Gesamtdispersion im Bereich von  $D_{2,\text{ges}} = -10\,000 \text{ fs}^2$  bis  $D_{2,\text{ges}} = 0 \text{ fs}^2$  und dem Kleinsignalgewinn von  $g_0 = 0$  bis  $g_0 = 1,5$  bestimmt, wobei folgende Parameter konstant gehalten werden:  $T_R = 10,64 \text{ ns}$ ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $F_{\text{sat,L}} = 0,131 \text{ J}/\text{mm}^2$ ,  $A_{\text{eff,L}} = 0,057 \text{ mm}^2$ ,

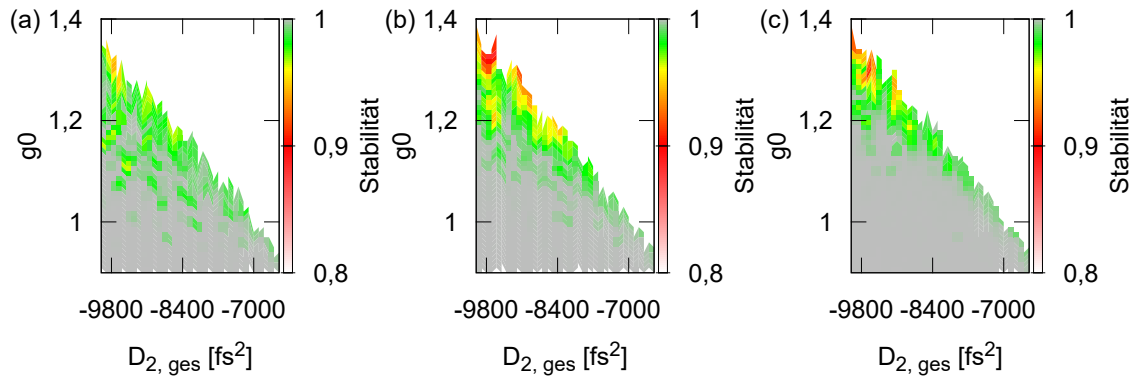
$\lambda = 1\,050\text{ nm}$ ,  $\tau_L = 380\text{ }\mu\text{s}$ ,  $\Omega_g = 2,1 \cdot 10^{13}\text{ 1/s}$ ,  $F_{\text{sat,A}} = 1,2\text{ J/m}^2$ ,  $\tau_A = 500\text{ fs}$ ,  $q_0 = 0,6\text{ \%}$ ,  $l = 2,8\text{ \%}$  und  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 5 \cdot 10^{-17}\text{ m}^2/\text{W}$ . Für den Startpuls wird wieder für jeden Berechnungsdurchlauf die Pulsdauer von  $\tau = 2\,000\text{ fs}$  mit einer Pulsenergie von  $E_{\text{int}} = 2\text{ nJ}$  verwendet.

Abbildung 2.23 (a)–(c) zeigt die Ergebnisse für die numerischen Berechnungen, bei denen die effektive Modenfläche auf dem Absorber  $A_{\text{eff,A}} = 0,14\text{ mm}^2$  beträgt und in (d)–(f) sind die Ergebnisse mit einer Modenfläche von  $A_{\text{eff,A}} = 0,94\text{ mm}^2$  dargestellt. Die Berechnungen in (a) und (d) werden ohne Einfluss der Regelelektronik, (b) und (e) mit einer Regelbandbreite von  $f_{3\text{dB}} = 15\text{ kHz}$  und (c) und (f) mit  $f_{3\text{dB}} = 100\text{ kHz}$  berechnet. Um die Auswirkung der Regelelektronik zu visualisieren, werden jeweils die Übergänge zum Doppelpulsbetrieb (magenta) und zum gütegeschalteten Betrieb (rot) aus (a) bzw. (d) eingezeichnet, deren Berechnungen ohne Rückkopplung durchgeführt werden.

Wird nun der Übergang vom gütegeschaltet zum kontinuierlich modengekoppelten Betrieb betrachtet, kann ein vergleichbarer Einfluss der Regelelektronik beobachtet werden, der in den Arbeiten von [Sch00, Sch01a] gezeigt wurde. Zwischen (a) und (b) gibt es keinen wesentlichen Unterschied im Stabilitätsbereich, jedoch vergrößert sich dieser bei (c) hin zu kleineren Werten von  $g_0$ . Hier kann somit erst ab einer Regelbandbreite von  $f_{3\text{dB}} = 100\text{ kHz}$  ein wesentlicher Einfluss der Rückkopplung beobachtet werden.

Werden nun in der zweiten Zeile von Abbildung 2.23 die Ergebnisse verglichen, welche mit  $A_{\text{eff,A}} = 0,94\text{ mm}^2$  berechnet werden, ist schon eine Vergrößerung des Stabilitätsbereichs mit einer Regelbandbreite von  $f_{3\text{dB}} = 15\text{ kHz}$  in (e) zu erkennen. Wird diese wie in (f) auf  $f_{3\text{dB}} = 100\text{ kHz}$  erhöht, so kann der Bereich mit stabilem kontinuierlich modengekoppelten Betrieb erheblich vergrößert werden, was die Fläche unterhalb der rot gezeichneten Grenzlinie verdeutlicht. Werden hingegen die Übergänge zum Doppelpulsbetrieb für  $A_{\text{eff,A}} = 0,14\text{ mm}^2$  betrachtet, werden diese nicht wesentlich durch die Regelelektronik beeinflusst. Dieses Verhalten kann folgendermaßen erklärt werden: Für kleine Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  ist der Einfluss der TPA prominenter, sodass schon bei geringen Schwankungen der Pulsenergie der Puls aufbricht. Dies verursacht einen sprunghaften Anstieg der mittleren Leistung, wodurch die Regelung den Kleinsignalgewinn zwar stark reduziert, dies jedoch auf Grund des Hystereseverhaltens dieses Übergangs nicht ausreichend ist, um das System zurück in den Einzelpulsbetrieb zu bringen. Da sich nach dem sprunghaften Anstieg die mittlere Leistung wieder auf einen konstanten Wert stabilisiert und der Differentialteil der Regelung nicht mehr angesprochen wird, reduziert sich die Auswirkung auf den





**Abbildung 2.24:** (a)–(c) zeigen die detaillierten Ergebnisse für  $A_{\text{eff},A} = 0,94 \text{ mm}^2$ , wobei (a) ohne Einfluss der Regelelektronik, (b) mit  $f_{3\text{dB}} = 15 \text{ kHz}$  und (c) mit  $f_{3\text{dB}} = 100 \text{ kHz}$  aus Abbildung 2.24 zeigt.

Kleinsignalgewinn, wodurch sich der Oszillator im Doppel- bzw. Multipulsbetrieb stabilisiert.

Wird dieser Übergang jedoch für  $A_{\text{eff},A} = 0,94 \text{ mm}^2$  genauer betrachtet, kann für kleinere Dispersionswerte ein geringer Einfluss der Regelung beobachtet werden. Im Grenzbereich zum Doppelpulsbetrieb können die Schwankungen der Pulsenergie durch die Regelung kompensiert werden, sodass aufgrund des geringeren TPA-Einflusses sich der Puls nicht sofort teilt, wodurch sich die Stabilität dort verbessert. Abbildung 2.24 verdeutlicht die Stabilität des Pulsbetriebs für die Grenzbereiche der Simulation für  $A_{\text{eff},A} = 0,94 \text{ mm}^2$  aus den Abbildungen 2.23 (d)–(f). Es ist deutlich zu erkennen, dass mit Hilfe der Rückkoppelelektronik der instabile Grenzbereich deutlich minimiert werden kann. Dadurch kann der Oszillator mit größeren Modenflächen  $A_{\text{eff},A}$  auch bei höherem Kleinsignalgewinn bzw. Pulsenergien betrieben werden.

Abbildung 2.21 verdeutlicht, dass sich die einzelnen Bereiche mit steigender Modenfläche  $A_{\text{eff},L}$  im Verstärkungsmedium reduzieren, wobei sich gleichzeitig die erreichbaren Pulsspitzenleistungen stark erhöhen. Um nun diese Bereiche wieder zu vergrößern, wodurch ein Oszillator auch bei großen Modenflächen  $A_{\text{eff},L}$  stabil betrieben werden kann, ist somit die Verwendung einer Regelelektronik hilfreich. Ferner kann durch die Kontrolle des gütegeschalteten Bereichs auch das Auftreten von kurzzeitig extrem hohen Pulsspitzenleistungen unterdrückt werden.

### 2.2.5 Fazit zum Einzelpulsbetrieb

In diesem Abschnitt wurde die Dynamik des zuvor beschriebenen Yb:CALGO-Oszillators mit dem Ziel untersucht, den Einfluss der TPA sowie einer Regelelektronik auf den Übergang zum Doppelpulsregime zu zeigen. Dazu wurde zunächst ein numerischer Überblick über die unterschiedlichen Betriebsregime gegeben, sowie die Auswirkung der Dispersion und des Kleinsignalgewinns auf die Stabilität, die Pulsdauer und die Pulsspitzenleistung. Dieser Überblick dient als Grundlage für die weiteren numerischen und experimentellen Untersuchungen. Zusätzlich zeigen die Übersichten aus den Abbildungen 2.12 (a) und (b), dass sich sowohl die kürzesten Pulsdauern als auch die hohen Pulsspitzenleistungen im Bereich des Übergangs zum Doppelpulsbetrieb ausbilden, weshalb im weiteren Verlauf des Abschnitts vorwiegend diese Region betrachtet wird.

Anhand von experimentellen Untersuchungen mit unterschiedlichen Resonatorlängen wurde gezeigt, dass bei dem vorgestellten Oszillator der cw-Durchbruch und nicht der Übergang zum Doppelpulsbetrieb die Pulsenergie bzw. die Pulsspitzenleistung begrenzt. Anhand dieser Untersuchungen wurde anschließend numerisch gezeigt, dass die TPA im Absorber nicht die alleinige Ursache für diese Limitierung ist. Durch den Vergleich der experimentellen mit den numerischen Ergebnissen konnte gezeigt werden, dass die Abweichung dieser Daten von den Simulationsergebnissen für große Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  auf dem Absorber an der Änderung der Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  im Kristall liegt. Somit konnte die Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  als weitere begrenzende Größe des Oszillators identifiziert werden.

Um die Auswirkung der Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$  und  $A_{\text{eff,L}}$  auf die Stabilität, die Pulsdauer und die Pulsspitzenleistung zu verdeutlichen, wurden diese Größen numerisch für verschiedene  $A_{\text{eff,A}}$  und  $A_{\text{eff,L}}$  untersucht. Diese Berechnungen haben gezeigt, dass durch ein gleichzeitiges Vergrößern beider Modenflächen die Pulsspitzenleistung wesentlich gesteigert werden kann. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass die Zerstörschwelle von anderen Komponenten im Resonator hier einen limitierenden Faktor darstellt. Zusätzlich hat die Untersuchung der Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,A}$  gezeigt, dass der Einfluss der Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,L}$  bei hohen Pulsspitzenleistungen die limitierende Größe ist, was die experimentellen Ergebnisse bestätigt.

Abschließend zu diesem Kapitel wurde die Auswirkung der aktiven Regelelektronik untersucht. Da die experimentellen Ergebnisse jedoch gezeigt haben, dass der cw-Durchbruch die limitierende Größe ist und entsprechend Abschnitt 2.1.2 die Elektronik den kontinuierlich modengekoppelten Betrieb stabilisieren kann, wurde dies numerisch überprüft. Diese Berechnungen haben verdeutlicht, dass mit Hilfe der Regelung der Übergang zum Doppelpulsbetrieb nur bei größeren Modenflächen  $A_{\text{eff,A}}$

geringfügig beeinflusst wird, aber nicht direkt unterdrückt werden kann. Sie ist jedoch eine gute Methode, um den Bereich des stabilen kontinuierlich modengekoppelten Betriebs zu vergrößern und beim Hochskalieren der Ausgangsparameter den gütegeschalteten Betrieb zu unterdrücken, der durch extreme Pulsspitzenleistungen einzelne Resonatorbestandteile zerstören könnte.

Die gezeigten Untersuchungen veranschaulichen, dass die eingangs vermutete Vergrößerung der Modenfläche  $A_{\text{eff,A}}$  auf dem Absorber und die dadurch reduzierten TPA-Effekte bzw. reduzierte Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,A}$  alleine nicht ausreichen, um kürzere Pulsdauern bei hohen Pulsenergien erzeugen zu können. Zusätzlich müssen die Einflüsse der Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,L}$  sowie die Nichtlinearitäten im Kristall mit  $\gamma \approx 9,4 \cdot 10^{-6} \text{ 1/Wm}$  und in anderen Komponenten (wie in der Saphirplatte mit  $\gamma \approx 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ 1/Wm}$  oder in der Luft mit  $1,8 \cdot 10^{-10} \text{ 1/Wm} \leq \gamma \leq 7,1 \cdot 10^{-9} \text{ 1/Wm}$ ) berücksichtigt werden, die zusätzlich ein Aufspalten der Pulse verursachen können.

## 2.3 Harmonisch modengekoppelter Betrieb

Zunächst wird in diesem Abschnitt die harmonische Modenkopplung für den Basisresonator mit der fundamentalen Repetitionsrate von 94 MHz untersucht. Anschließend werden die Ergebnisse für die Repetitionsraten 53,9 MHz, 37,4 MHz und 27,8 MHz vorgestellt. Für die Experimente zum harmonisch modengekoppelten Betrieb wird die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Regelelektronik deaktiviert, sodass keine aktive Regelung oder Stabilisierung der Pumpleistung erfolgt. Abschließend zu diesem Abschnitt wird ein theoretisches Modell vorgestellt, das die Pulsbewegung hin zur harmonischen Modenkopplung beschreibt.

### 2.3.1 Harmonische Modenkopplung bei $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$

Zunächst wird der Aufbau und die Ergebnisse für den harmonisch modengekoppelten Betrieb bei der fundamentalen Repetitionsrate von 94 MHz vorgestellt, bevor dieses Betriebsregime für längere Resonatoren untersucht wird.

#### Konfiguration des Aufbaus

Für die Untersuchung des harmonisch modengekoppelten Betriebs bei 94 MHz wird der Aufbau wie in Abbildung 2.1 mit  $\text{OC}_1$  verwendet. Die Fokussiereinheit wird dabei auf die Position  $z = 25 \text{ mm}$  gestellt, um so entsprechend Abbildung 2.9 (a) den kleinstmöglichen Fokus zu realisieren. Dadurch teilen sich bedingt durch die TPA

$D_{2,\text{ges}}$ [fs <sup>2</sup> ]	$M_1$	$M_3$	$M_8$
-420	LT -250 fs <sup>2</sup>	LT -250 fs <sup>2</sup>	LT -100 fs <sup>2</sup>
-1 470	LT -250 fs <sup>2</sup>	HR	NL -500 fs <sup>2</sup>
-2 680	NL 500 fs <sup>2</sup>	HR	NL -500 fs <sup>2</sup>

**Tabelle 2.9:** Spiegelkombinationen für die verwendeten Gesamtdispersionen im harmonisch modengekoppelten Betrieb, wobei die LT- (Layertec) und NL-Spiegel (Nano-Layers) denen aus Abbildung 2.6 entsprechen.

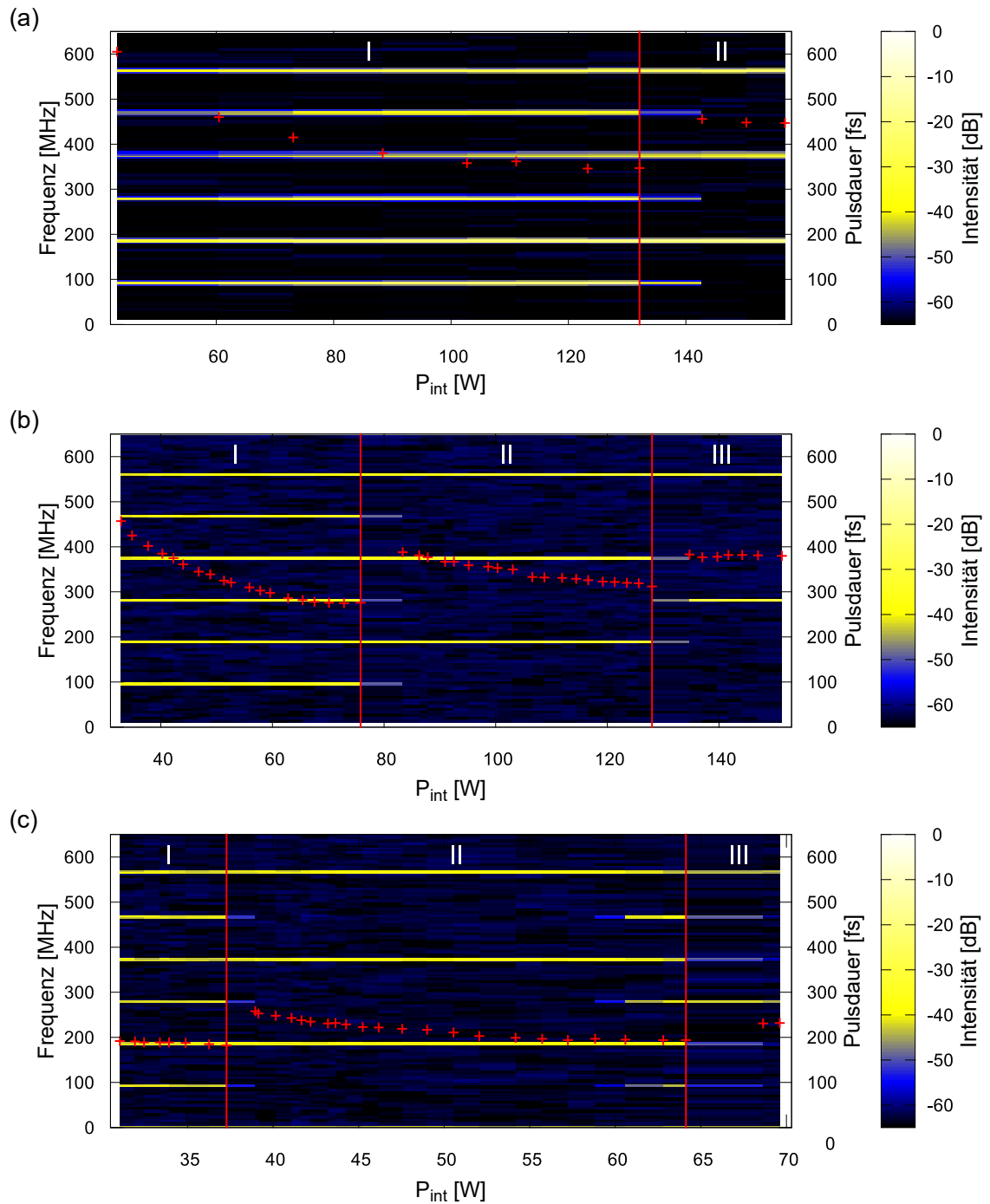
nach Abschnitt 1.2.8 die Pulse schon bei niedrigeren resonatorinternen Pulsenergien und können so eine höhere Ordnung des Pulsbetriebs erzeugen.

Um die Gesamtdispersionen pro Resonatorumlauf von  $D_{2,\text{ges}} = -420 \text{ fs}^2$ ,  $D_{2,\text{ges}} = -1 470 \text{ fs}^2$  und  $D_{2,\text{ges}} = -2 680 \text{ fs}^2$  zu erzeugen, werden die Spiegelkombinationen aus  $M_1$ ,  $M_3$  und  $M_8$  entsprechend der Tabelle 2.9 verwendet. Alle weiteren Spiegel von  $M_1$  bis  $M_7$  sind HR-Spiegel, welche entsprechend Abschnitt 2.2.2 keinen wesentlichen Einfluss auf die Dispersion haben.

### Experimentelle Ergebnisse

Um das Verhalten des harmonisch modengekoppelten Betriebs zu untersuchen, wird die Pumpleistung jeweils für die in Tabelle 2.9 gezeigten Gesamtdispersionen schrittweise erhöht. Abhängig von der Pumpleistung wird nun die mittlere resonatorinterne Leistung ermittelt. Zur Analyse des Pulsbetriebs wird nun wieder die Pulsdauer mittels eines Autokorrelators der Firma APE bestimmt, sowie das optische und das Radiofrequenzspektrum gemessen. Zur Ermittlung des zeitlichen Signals wird der Pulszug mit einer Fotodiode aufgenommen. Anhand dieser Messungen ist es nun möglich, die Eigenschaften der Pulse für die unterschiedlichen harmonischen Ordnungen wiederzugeben.

In Abbildung 2.25 (a)–(c) ist die Entwicklung der Pulsdauer für die drei unterschiedlichen Gesamtdispersionen durch rote Kreuze dargestellt, wobei I den Einzel-, II den Doppel- und III den Dreifachpulsbetrieb kennzeichnen. Bei der resonatorinternen Leistung von ungefähr  $P_{\text{int},-2 680} = 132 \text{ W}$ ,  $P_{\text{int},-1 470} = 80 \text{ W}$  und  $P_{\text{int},-420} = 37 \text{ W}$  teilt sich der Einzelpuls, sodass zwei Pulse im Resonator umlaufen. Dieser Übergang ist durch die senkrechte rote Linie gekennzeichnet, ab der die Pulsdauer einen Sprung zu längeren Halbwertsbreiten aufweist, wodurch die Solitonenbedingung entsprechend Gleichung (1.37) für beide Pulse wieder erfüllt wird. Bei den internen Leistungen  $P_{\text{int},-1 470} = 130 \text{ W}$  und  $P_{\text{int},-420} = 64 \text{ W}$  ist eine weitere Pulsenteilung zu beobachten, sodass drei Pulse im Resonator oszillieren. Diese Art der



**Abbildung 2.25:** Pulsdauer (rote Kreuze) und Radiofrequenzmessung (Farbkarte) für die Gesamtdispersionen  $D_{2,\text{ges}}$  von (a)  $-2680 \text{ fs}^2$ , (b)  $-1470 \text{ fs}^2$  und (c)  $-420 \text{ fs}^2$  als Funktion der mittleren resonatorinternen Leistung nach [Ben17a].

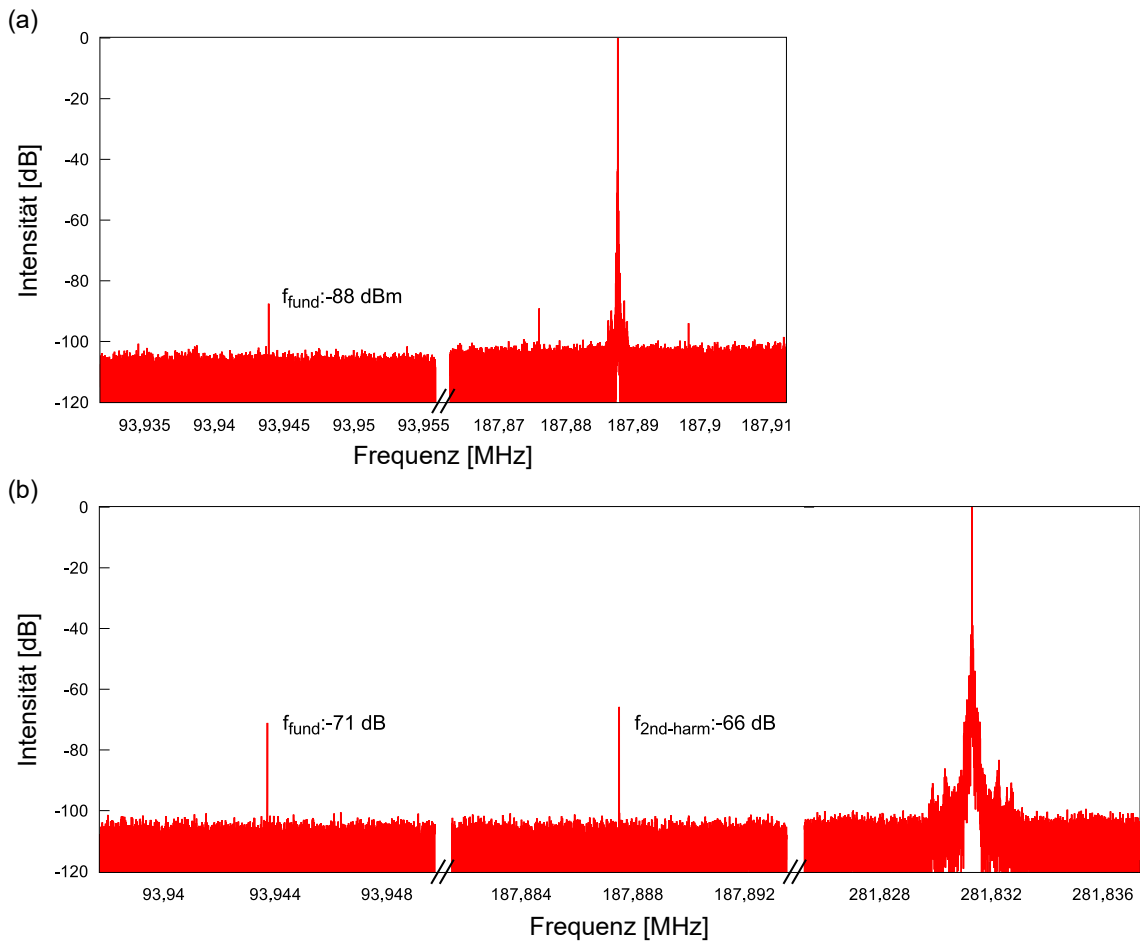
$D_{2,ges}$ [fs <sup>2</sup> ]	HML Ordnung	$\tau_{FWHM}$ [fs]	$P_{out}$ [W]	$E_{out}$ [nJ]	$P_{max,out}$ [kW]
-2 680	1	358	2,1	22,6	52,3
-2 680	2	447	3,8	20,0	39,5
-1 470	1	282	1,6	16,7	52,2
-1 470	2	312	3,0	16,0	46,1
-1 470	3	380	3,6	12,9	29,8
-420	1	192 (mit cw)	0,7	~7,9	~36,4
-420	2	203	1,2	6,7	28,8
-420	3	231	1,6	5,8	22,3

**Tabelle 2.10:** Gemessene Ausgangsparameter für unterschiedliche Ordnungen des harmonisch modengekoppelte (HML) Betriebs aus [Ben17a] (Einzelpulsbetrieb bei  $D_{2,ges} = -420 \text{ fs}^2$  mit cw-Komponente im Spektrum).

Teilung von solitären Pulsen basiert auf der in Abschnitt 1.2.7 beschriebenen Zwei-Photonen-Absorption im SESAM. In Tabelle 2.10 sind die Ausgangsleistung  $P_{out}$ , die Pulsdauer  $\tau_{FWHM}$ , die Pulsenergie  $E_{out}$  sowie die Ausgangspulspitzenleistung  $P_{max,out}$  für die einzelnen Pulsregime bei den angegebenen Gesamtdispersionen  $D_{2,ges}$  dargestellt. Die maximal erreichbaren harmonischen Bereiche sind zum einen bei geringer Dispersion durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung und zum anderen bei der Dispersion von  $-420 \text{ fs}^2$  durch die Zerstörschwelle des SESAMs begrenzt, sodass bei diesen Versuchen nur maximal bis zur dritten Ordnung gemessen werden konnte.

In Abbildung 2.25 (a)–(c) zeigen die Farbkarten das Radiofrequenzspektrum in Abhängigkeit von der resonatorinternen Leistung für die drei untersuchten Dispersionsregime. Aus diesen Messungen ist zu erkennen, dass sich die einzelnen Pulse nach dem Aufbrechen eines Solitons jeweils in den harmonischen Abständen zueinander stabilisieren. Wird nun das Augenmerk auf die höheren harmonischen Linien der fundamentalen Repetitionsrate im Radiofrequenzspektrum gerichtet, zeigt die Auslöschung der einzelnen Linien die hohe Qualität des harmonisch modengekoppelten Betriebs. In Bereich II werden somit nur noch die zweite Harmonische der fundamentalen Repetitionsrate sowie deren höheren Harmonischen und entsprechend in Bereich III die dritte sowie deren höheren Harmonischen angezeigt.

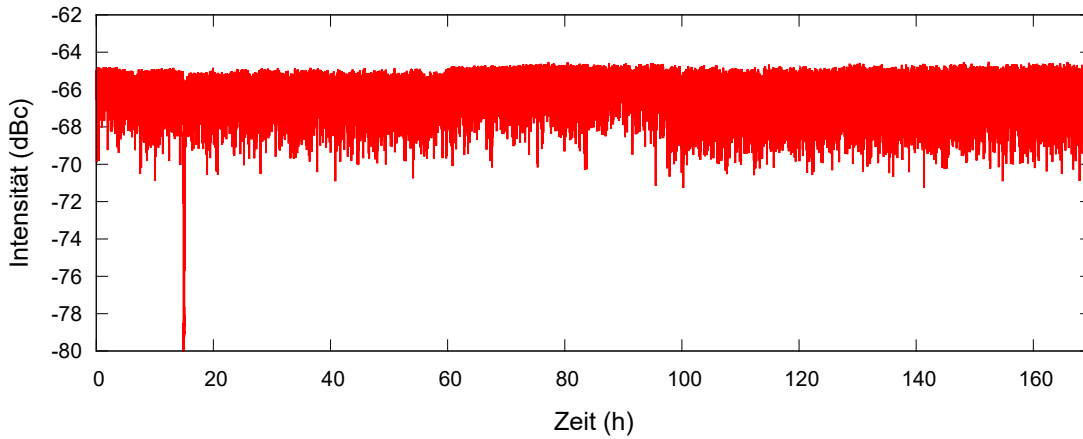
Um die Qualität der harmonischen Modenkopplung in diesen Bereichen zu überprüfen, wird das Radiofrequenzspektrum mit einer Auflösung von 1 Hz gemessen. Abbildung 2.26 (a) zeigt das Signal der zweiten Harmonischen bei einer resonatorinternen Dispersion von  $-1470 \text{ fs}^2$  und der mittleren resonatorinternen Leistung  $P_{int,2nd-harm} = 107 \text{ W}$ . Die Dämpfung der fundamentalen Repetitionsrate um 88 dB



**Abbildung 2.26:** (a) Dämpfung des fundamentalen Signals im harmonisch modengekoppelten Betrieb bei der zweiten und (b) dritten Harmonischen ( $D_{2,\text{ges}} = -1\,470$  fs<sup>2</sup>) bei  $P_{\text{int},2\text{nd-harm}} = 107$  W und  $P_{\text{int},3\text{rd-harm}} = 174$  W mittlerer resonatorinterner Leistung nach [Ben17a].

gegenüber der zweiten Harmonischen  $f_{2\text{nd-harm}}$  verdeutlicht die gute Qualität dieses harmonisch modengekoppelten Betriebs. Die gleiche Messung wird für die dritte Harmonische bei der mittleren resonatorinternen Leistung von  $P_{\text{int},3\text{rd-harm}} = 174$  W wiederholt. Diese Messung aus Abbildung 2.26 (b) zeigt eine Dämpfung der Fundamentalen um 71 dB und der zweiten Harmonischen um 66 dB gegenüber dem Signal der dritten Harmonischen. Die Dämpfung ist im Vergleich zur zweiten Harmonischen etwas geringer, jedoch immer noch sehr gut, wenn hier berücksichtigt wird, dass sich drei Pulse im Abstand von einem Drittel der Resonatorlänge stabilisieren und diese Positionen über einen längeren Zeitraum halten ohne aktiv stabilisiert zu werden.

Um diese passive Langzeitstabilität des harmonisch modengekoppelten Betriebs zu demonstrieren, wird das gedämpfte Signal der zweiten Harmonischen im Radiofrequenzspektrum mit einer Auflösung von 1 Hz über einen Zeitraum von über 160 Stunden aufgenommen. Abbildung 2.27 zeigt das Ergebnis dieser Langzeitmessung,



**Abbildung 2.27:** Langzeitmessung des gedämpften Signals der zweiten Harmonischen bei ca. 188 MHz im harmonisch modengekoppelten Betrieb der dritten Ordnung nach [Ben17a].

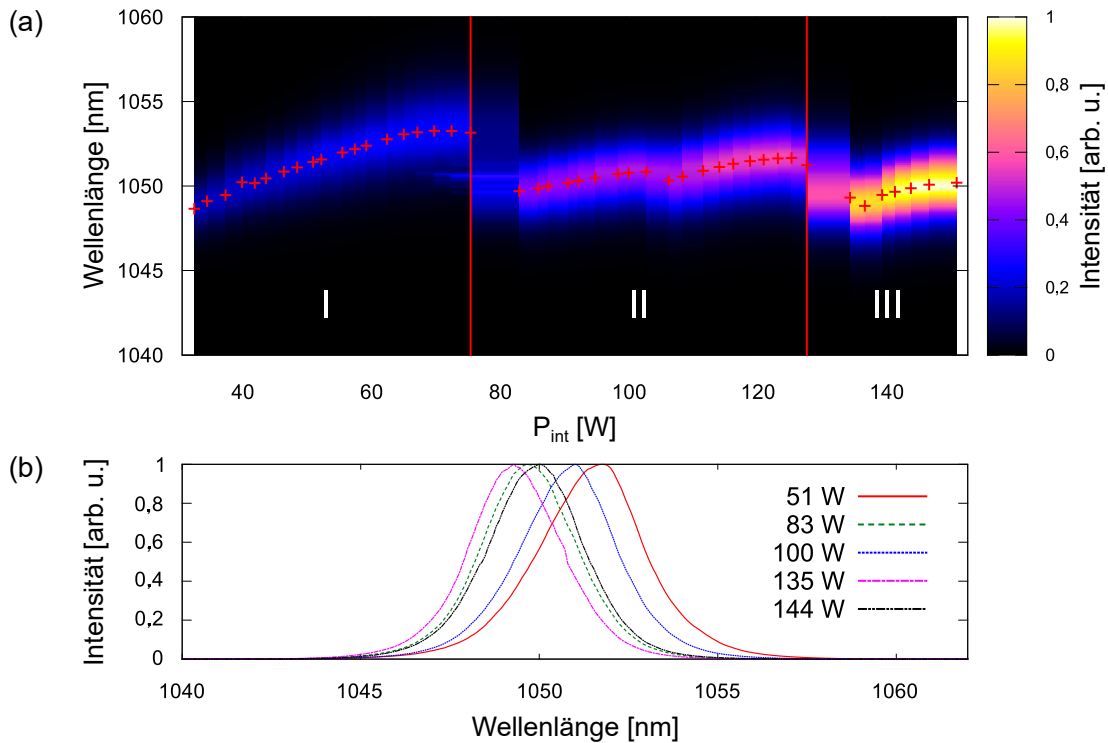
bei der das Signallevel konstant um 66 dB liegt und so einen ununterbrochenen, stabilen harmonisch modengekoppelten Betrieb für den gesamten gemessenen Zeitraum erkennen lässt.

Wird nun das optische Spektrum bei der Teilung der Pulse betrachtet, so ist eine Verschiebung der zentralen Wellenlänge zu sehen, die mit den Beobachtungen von Zhou [Zho17] übereinstimmen. In Abbildung 2.28 (a) ist für die Gesamtdispersion von  $-1470 \text{ fs}^2$  das optische Spektrum als Funktion der mittleren resonatorinternen Leistung für die ersten drei harmonischen Bereiche als Farbkarte aufgetragen. Dabei verschiebt sich die Zentralwellenlänge, welche jeweils durch die roten Kreuze markiert ist, bei höheren Pulsenergien zu größeren Wellenlängen. Dieses Verhalten kann direkt auf die Solitonenbedingung aus Gleichung (1.37)

$$\lambda = \frac{1,13\pi l n_2 T_R}{|D_2| A_{\text{eff}} m} \tau \cdot \bar{P} \quad (2.3)$$

entsprechend [Bra91, Kra92, Spi94] zurückgeführt werden. Dabei steht in Gleichung (2.3)  $l$  für die einfache Länge und  $n_2$  für den nichtlinearen Brechungsindex des Laserkristalls sowie  $A_{\text{eff}}$  für die innere Modenfläche.  $f_{\text{Rep}} = \frac{1}{T_R}$  steht für die fundamentale Repetitionsrate mit der Resonatorumlaufzeit  $T_R$  und der ganzen Zahl  $m$ , die der harmonischen Ordnung entspricht. Zu beachten ist der Bereich kurz vor dem Teilen der Pulse, bei dem die Zentralwellenlänge stagniert. Dort ist der cw-Durchbruch im optischen Spektrum, bei dem wieder eine einzelne longitudinale Mode eine größere Verstärkung erfährt und so einen kontinuierlichen Untergrund erzeugt, der nicht zum Puls bzw. zur Pulsenergie beiträgt. In Abbildung 2.28 (b) sind die normierten optischen Spektren für die resonatorinternen Leistungen von 51 W

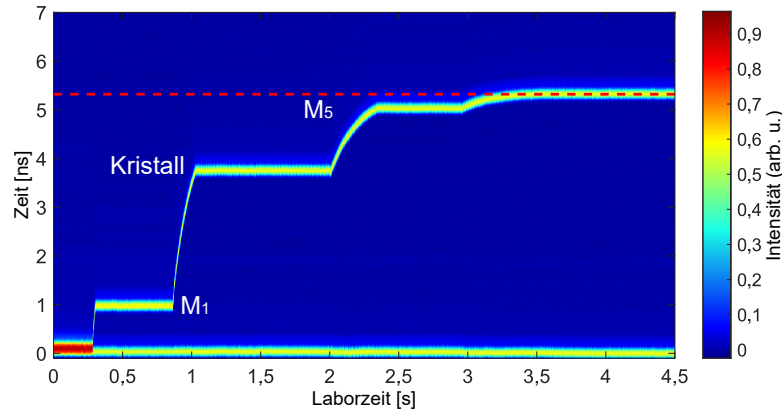




**Abbildung 2.28:** (a) zeigt das gemessene optische Spektrum (Farbkarte) und die zentrale Wellenlänge (rote Kreuze) als Funktion der mittleren resonatorinternen Leistung für die Gesamtdispersion von  $-1470 \text{ fs}^2$ . In (b) ist das gemessene optische Spektrum für 51 W (rot), 83 W (grün), 100 W (blau), 135 W (magenta) und 144 W (schwarz) interne Leistung nach [Ben17a] dargestellt.

(rot), 83 W (grün), 100 W (blau), 135 W (magenta) und 144 W (schwarz) dargestellt. Da die Spektren keine Kelly-Seitenbänder aufweisen, verdeutlicht dies zusätzlich die gute Qualität der solitären Pulse in den einzelnen harmonischen Bereichen.

Um die Dynamik bei der Teilung des Solitons hin zum harmonisch modengekoppelten Betrieb besser zu verstehen, wird diese zeitliche Entwicklung mit Hilfe einer schnellen Fotodiode und einem Echtzeitoszilloskop aufgenommen. Das dafür verwendete Oszilloskop ist ein Tektronix DPO71604C mit einer Bandbreite von 16 GHz und einer Abtastrate von 50 GS/s. Für die Aufnahme der Daten wird der sogenannte „FastFrame“-Modus verwendet, bei dem alle 200  $\mu\text{s}$  ein Datensatz aufgenommen wird. Abbildung 2.29 zeigt das typische Verhalten bei der Pulsteilung und die langsame zeitliche Entwicklung des Abstands der beiden Solitonen zueinander. Nach etwa 4 s bleibt der Abstand der Pulse bei der halben Resonatorumlaufzeit, die durch die rot gestrichelte Linie markiert ist. An dieser zeitlichen Position, die der zweiten Harmonischen der Repetitionsrate entspricht, stabilisieren sich die Solitonen (vgl. Abbildung 2.27) ohne aktive Regelung des Systems. Bei der Bewegung der Pulse zueinander bis zu dieser Position sind noch weitere zeitliche Plateaus zu



**Abbildung 2.29:** Aufspaltung eines Solitons und die zeitliche Entwicklung zur harmonischen Modenkopplung der zweiten Ordnung nach [Ben17a]. Die Abstände der vier Plateaus zu dem ersten Puls bei 0 ns sind  $M_1 \approx 0,94$  ns, Kristall  $\approx 3,72$  ns,  $M_5 \approx 4,99$  ns und die rot gestrichelte Linie, welche die halbe Umlaufzeit  $T_R/2 \approx 5,33$  ns markiert.

beobachten. Um die Ursache dieser Plateaus nachvollziehen zu können, werden diese mit den optischen Weglängen zwischen den einzelnen Resonatorkomponenten verglichen. Dabei konnte das unterste Plateau, bei dem die beiden Pulse einen Abstand von 0,94 ns haben, dem Abstand von  $M_1$  zum SESAM und zurück zugeordnet werden. Somit kann der vom SESAM reflektierte Puls mit dem nachfolgenden Puls auf der Oberfläche von  $M_1$  interagieren. Das zweite Plateau kann einer Kollision am Kristall und das dritte auf dem Spiegel  $M_5$  zugeordnet werden. Auf diesen Komponenten kollidieren die zwei Pulse so, dass sie dort miteinander mittels nichtlinearer Kopplung im Verstärkungsmedium [Lai97] und/oder durch Streuung auf der Spiegeloberfläche interagieren können. Prinzipiell können alle Oberflächen innerhalb des Resonators zu einer Ausbildung dieser Plateaus führen, deren Länge und Position variieren können. Dieses Verhalten wurde in weiteren Messungen beobachtet. Es ist jedoch unklar, warum bestimmte Oberflächen die Pulse bei einer Messung stabilisieren und bei anderen Messungen nicht.

### 2.3.2 Harmonische Modenkopplung mit längeren Resonatoren

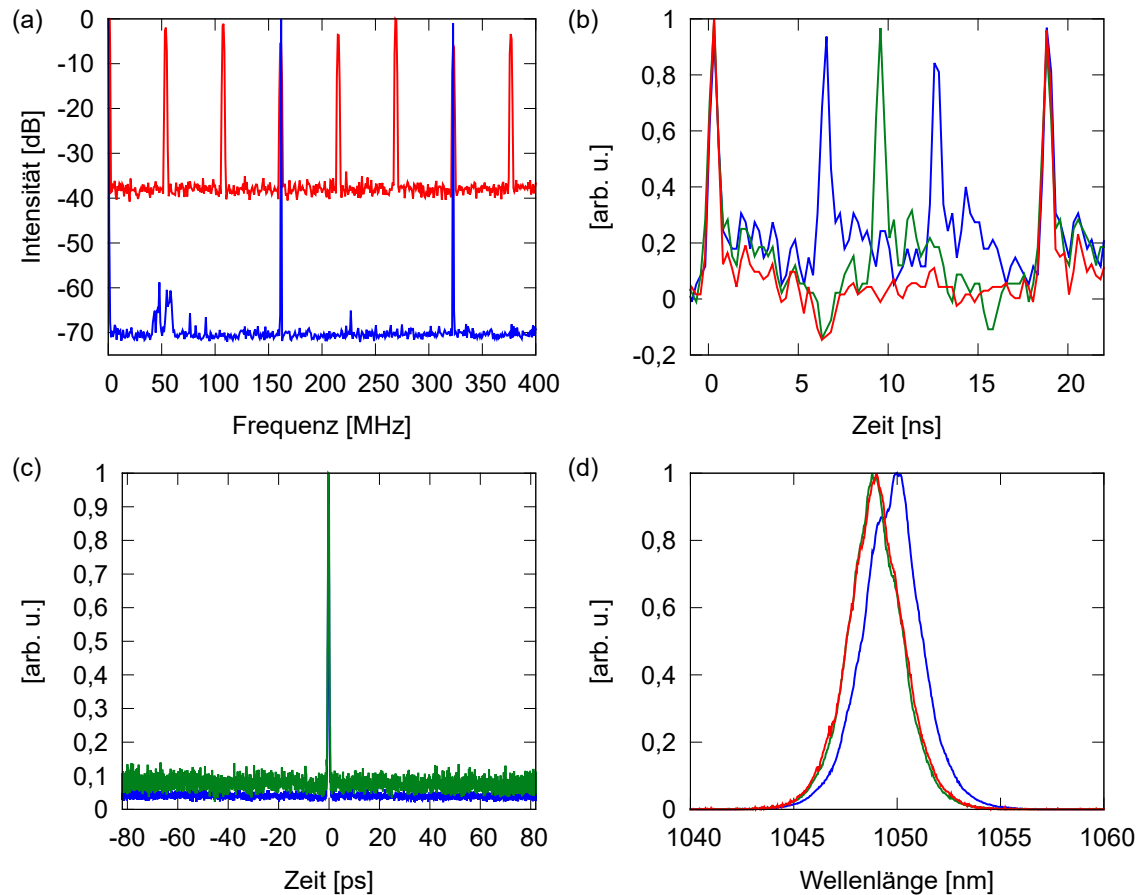
Nachdem der harmonisch modengekoppelte Betrieb bei  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz ausführlich untersucht wurde, soll noch gezeigt werden, dass dieses Betriebsregime auch bei längeren Resonatoren möglich ist. Hierzu werden die drei Resonatorlängen, die in Abbildung 2.8 neben dem Basisresonator mit  $f_{\text{Rep}} = 94$  MHz dargestellt sind, verwendet. In Tabelle 2.11 sind die verwendeten dispersiven Spiegel für die zugehörigen Resonatorlängen aufgeführt. Um zu zeigen, dass der harmonisch modengekoppelte

$f_{\text{Rep,fund}}$ [MHz]	$D_{2,\text{ges}}$ [fs <sup>2</sup> ]	$M_1$	$M_8$
53,9	-1 100	LT -100 fs <sup>2</sup>	NL -500 fs <sup>2</sup>
37,4	-1 000	LT -250 fs <sup>2</sup>	NL -500 fs <sup>2</sup>
27,8	-1 100	LT -100 fs <sup>2</sup>	NL -500 fs <sup>2</sup>

**Tabelle 2.11:** Spiegelkombinationen und Gesamtdispersion für die drei untersuchten fundamentalen Repetitionsraten im harmonisch modengekoppelten Betrieb, wobei wieder die LT- (Layertec) und NL-Spiegel (NanoLayers) denen aus Abbildung 2.6 entsprechen.

Betrieb auch bei den längeren Resonatorvarianten möglich ist, werden jeweils nur exemplarische Messungen des Radiofrequenzspektrums, des Zeitsignals, des optischen Spektrums und der Autokorrelation als Nachweis durchgeführt.

Zunächst wird der Resonator mit der fundamentalen Repetitionsrate von  $f_{\text{Rep}} = 53,8 \text{ MHz}$  untersucht, dessen Gesamtdispersion nach Tabelle 2.11 bei ca.  $-1 100 \text{ fs}^2$  liegt. Die Fokussiereinheit wird für diese Messungen entsprechend Abbildung 2.9 auf der Position  $z = 25 \text{ mm}$  verwendet. Die gemessenen Ausgangsparameter für die Pulsdauer  $\tau_{\text{FWHM}}$ , die Ausgangsleistung  $P_{\text{out}}$ , die Pulsenergie  $E_{\text{out}}$  sowie die Ausgangspulspitzenleistung  $P_{\text{max,out}}$  für die unterschiedlichen harmonischen Ordnungen sind in Tabelle 2.12 zusammengefasst. In Abbildung 2.30 sind in (a) die Radiofrequenzspektren und in (b) die dazugehörigen Zeitsignale für die fundamentale Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 53,8 \text{ MHz}$  (rot) sowie deren zweite (grün) und dritte Harmonische (blau) dargestellt. Das Radiofrequenzspektrum für den Betrieb bei der dritten Harmonischen zeigt erneut eine gute Dämpfung von ca. 70 dB des fundamentalen Signals und des Signals der zweiten Harmonischen, wobei das fundamentale Signal bei einer Auflösung von 1 MHz und das der dritten Harmonischen bei 1 kHz aufgenommen wurde. Die vermeintliche Störung bei 50 MHz konnte bei weiteren Untersuchungen auf den Einfluss eines Laborgeräts zurückgeführt werden, sodass hier eine Messung des fundamentalen Signals ausgeschlossen werden kann. Um final ausschließen zu können, dass zwei Pulse im Oszillator so dicht nebeneinander propagieren, dass sie durch die schnelle Photodiode nicht mehr aufgelöst werden können, wird jeweils eine Autokorrelation mit einer Breite von 150 ps gemessen. Abbildung 2.30 (c) zeigt durch das Fehlen von Seitenpulsen in der Messung, dass dies nicht der Fall ist. In Abbildung 2.30 (d) sind die optischen Spektren für die drei Betriebsregime dargestellt. Das Spektrum der zweiten Ordnung des harmonisch modengekoppelten Betriebs hat eine sehr gute Übereinstimmung mit dem des fundamentalen Betriebs, während das Spektrum der dritten Harmonischen etwas abweicht, was auf die etwas höhere Pulsenergie zurückgeführt werden kann.



**Abbildung 2.30:** Gemessenes (a) Radiofrequenzspektrum, (b) Zeitsignal, (c) Autokorrelation und (d) optisches Spektrum für die fundamentale Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 53,8 \text{ MHz}$  (rot) sowie deren zweite (grün) und dritte Harmonische (blau).

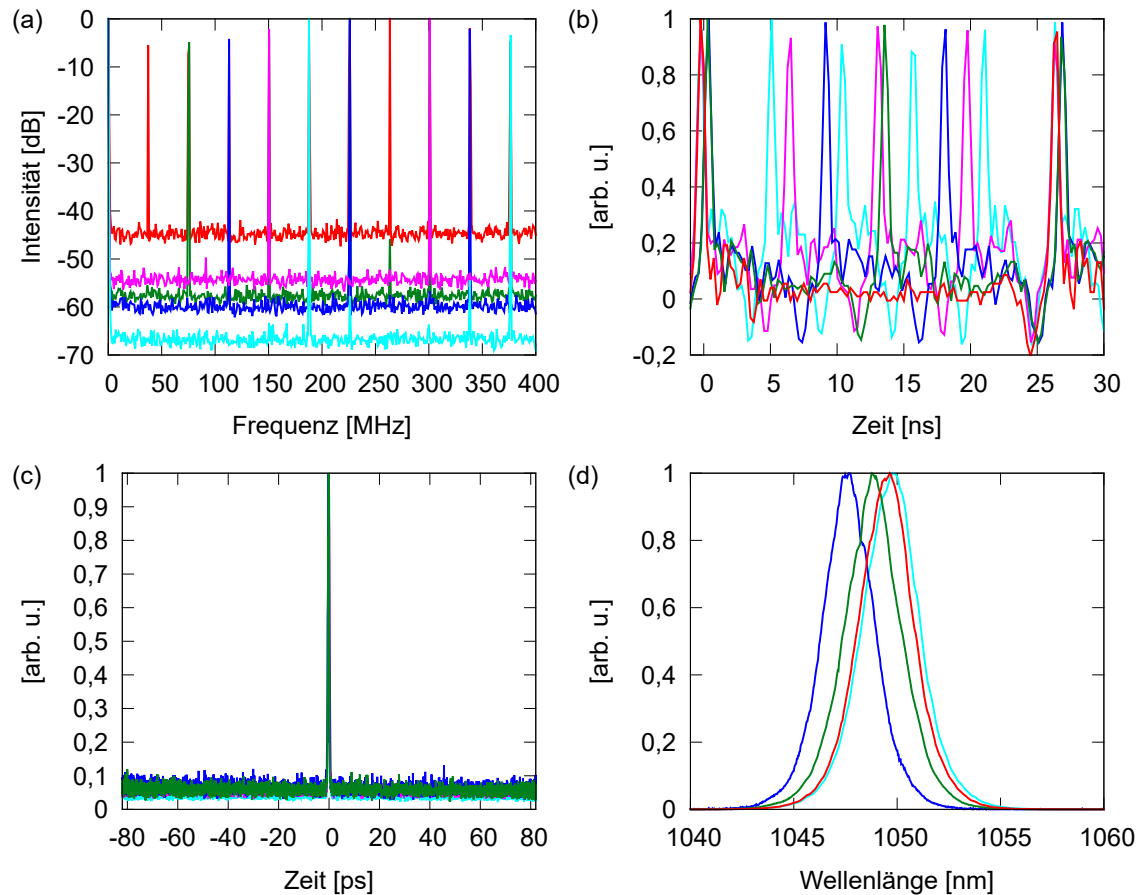
Als nächstes wird die Konfiguration für die fundamentale Repetitionsrate von  $f_{\text{Rep}} = 37,4 \text{ MHz}$  betrachtet, dessen Gesamtdispersion mit der Spiegelkonfiguration nach Tabelle 2.11 bei ca.  $-1 \text{ } 100 \text{ fs}^2$  beträgt. Für diese Messungen wird der Oszillator nach Abbildung 2.9 bei der Position  $z = 15 \text{ mm}$  betrieben. In Tabelle 2.12 sind auch für diese Messung alle Ausgangsparameter für die einzelnen harmonischen Ordnungen zusammengefasst. Aus dem Radiofrequenzspektrum in Abbildung 2.31 (a) und aus dem Zeitsignal in (b) ist sofort ersichtlich, dass in dieser Konfiguration neben dem fundamentalen Betrieb bei  $f_{\text{Rep}} = 37,4 \text{ MHz}$  (rot) sowie dem harmonisch modengekoppelten Betrieb bei der zweiten (grün) und dritten Harmonischen (blau) auch die vierte (magenta) und fünfte (hellblau) Ordnung erzeugt werden kann. Das gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die einzelnen harmonischen Ordnungen zeigt erneut die hohe Qualität des Betriebs, wobei berücksichtigt werden muss, dass das fundamentale Signal mit einer Auflösung von 100 kHz, die zweite und dritte Harmonische mit 30 kHz und die vierte sowie die fünfte mit 10 kHz gemessen wurde.

$f_{\text{Rep,fund}}$ [MHz]	HML Ordnung	$\tau_{\text{FWHM}}$ [fs]	$P_{\text{out}}$ [W]	$E_{\text{out}}$ [nJ]	$P_{\text{max,out}}$ [kW]
53,9	1	406	0,43	7,95	17,2
53,9	2	420	0,86	7,95	16,7
53,9	3	396	1,50	9,30	20,7
37,4	1	436	0,27	7,20	14,6
37,4	2	371	0,72	9,57	22,7
37,4	3	397	0,90	8,03	17,8
37,4	4	397	1,18	7,90	17,5
37,4	5	392	1,49	7,97	17,9
27,8	1	351	0,26	9,22	23,1
27,8	2	399	0,41	7,32	16,2
27,8	3	378	0,75	8,98	20,9

**Tabelle 2.12:** Gemessene Ausgangsparameter für unterschiedliche Ordnungen des harmonisch modengekoppelten (HML) Betriebs für  $f_{\text{Rep}} = 53,8$  MHz,  $f_{\text{Rep}} = 37,4$  MHz und  $f_{\text{Rep}} = 27,8$  MHz.

Alle Messungen der harmonischen Ordnungen zeigen im Radiofrequenzspektrum ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von mehr als 50 dB, was erneut auf eine hohe Stabilität der Pulsabstände hinweist. Nur bei der fünften Harmonischen sind zwei zusätzliche Signale im Spektrum zu erkennen, die jedoch gegenüber des Harmonischensignals um mehr als 50 dB gedämpft sind. Auch im Zeitsignal ist zu erkennen, dass die Pulse in den jeweiligen harmonischen Ordnungen äquidistant zueinander sind. Dies wird wieder durch die Autokorrelationsmessungen ohne Seitenpulse in Abbildung 2.31 (c) bestätigt. Die optischen Spektren in Abbildung 2.31 (d) liegen auch hier wieder dicht beieinander und verfügen über eine gute Übereinstimmung mit dem zu erwartenden sechsförmigen Spektrum eines Solitons, ohne Kelly-Seitenbänder oder cw-Durchbrüche aufzuweisen.

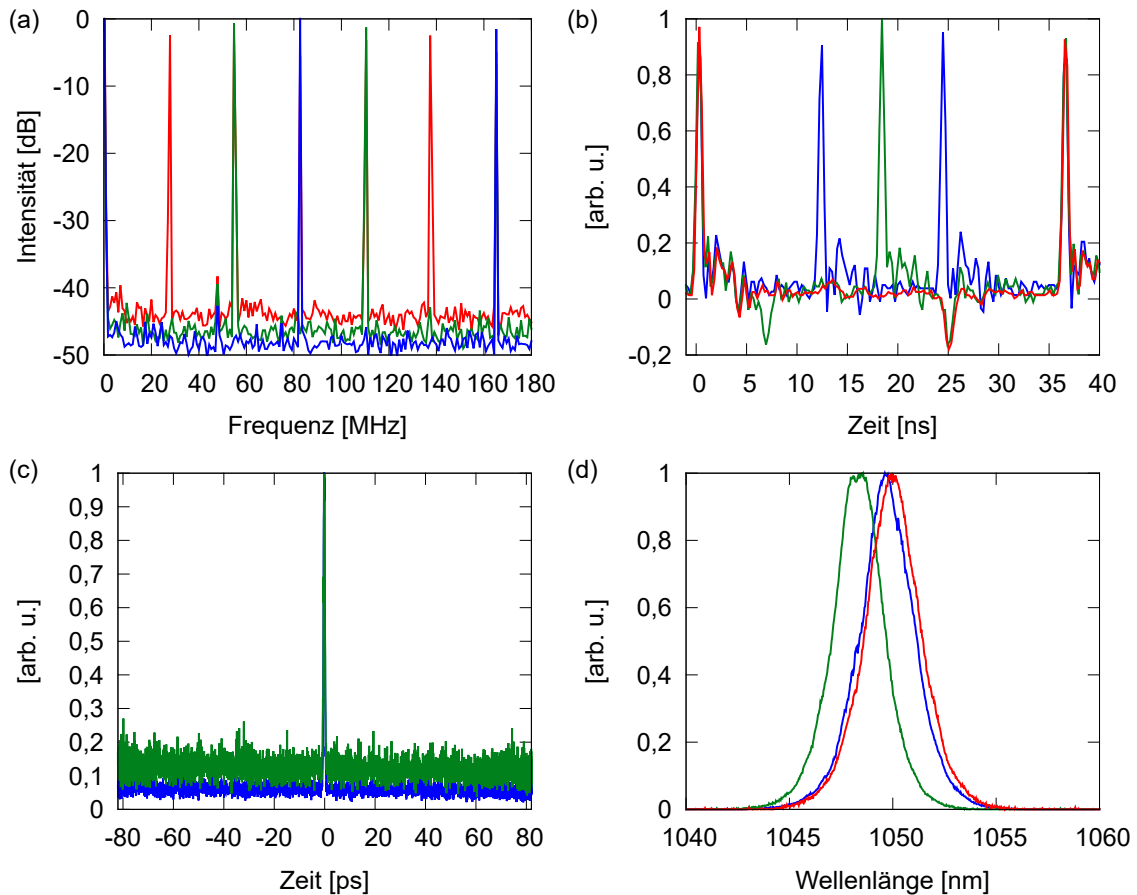
Abschließend soll der harmonisch modengekoppelte Betrieb bei der fundamentalen Repetitionsrate von 27,8 MHz und einer Gesamtdispersion entsprechend Tabelle 2.11 von ca.  $-1100 \text{ fs}^2$  untersucht werden. Die Fokussiereinheit wird für diese Messungen nach Abbildung 2.9 auf die Position  $z = 25$  mm eingestellt. Die zugehörigen Ausgangsparameter sind für diese Kombination wieder in Tabelle 2.12 zu finden. Auch für diese fundamentale Repetitionsrate zeigt das Radiofrequenzspektrum (a) und das Zeitsignal (b) in Abbildung 2.32, dass ein harmonisch modengekoppelter Betrieb möglich ist. Das fundamentale Signal ist wieder in rot dargestellt sowie das der zweiten in grün und das der dritten Harmonischen in blau. Alle Messungen werden mit einer Auflösung von 100 kHz aufgenommen und zeigen, dass die Dämpfung



**Abbildung 2.31:** Gemessenes (a) Radiofrequenzspektrum, (b) Zeitsignal, (c) Autokorrelation und (d) optisches Spektrum für die fundamentale Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 37,4 \text{ MHz}$  (rot) sowie deren zweite (grün), dritte (blau), vierte (magenta) und fünfte Harmonische (hellblau).

sowohl für das fundamentale als auch für die entsprechenden harmonischen Signale mehr als 40 dB beträgt. Die Nadel bei ca. 50 MHz im Radiofrequenzspektrum kann auch bei dieser Messung auf die Störung durch das zuvor schon erwähnte Laborgerät zurückgeführt werden. Die äquidistante Anordnung der Pulse im Zeitsignal und das Fehlen von Seitenpulsen im Autokorrelationssignal (c) für die jeweiligen harmonischen Ordnungen bestätigt auch hier, dass es sich um einen stabilen harmonisch modengekoppelten Betrieb handelt. Da auch bei dieser fundamentalen Repetitionsrate in Abbildung 2.32 (d) kein cw-Durchbruch auf dem sech-förmigen optischen Spektrum zu erkennen ist, weist dies auf stabile Solitonen für jede harmonische Ordnung hin.

Die Ergebnisse aus den Abbildungen 2.30, 2.31 und 2.32 sowie der Tabelle 2.12 zeigen, dass der in Abschnitt 2.3.1 detailliert untersuchte harmonisch modengekoppelte Betrieb auch problemlos bei längeren Resonatoren verwendet werden kann. Diese Er-



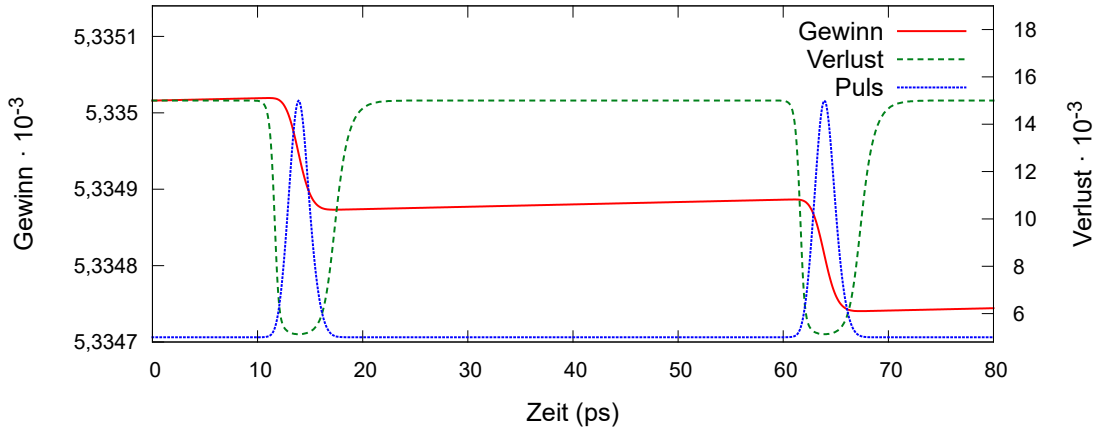
**Abbildung 2.32:** Gemessenes (a) Radiofrequenzspektrum, (b) Zeitsignal, (c) Auto-korrelation und (d) optisches Spektrum für die fundamentale Repetitionsrate  $f_{\text{Rep}} = 27,8 \text{ MHz}$  (rot) sowie deren zweite (grün) und dritte Harmonische (blau).

gebnisse zusammen mit denen aus Abschnitt 2.2 bieten eine elegante Möglichkeit, die Pulsspitzenleistung und die Repetitionsraten von Lasersysteme zu skalieren. Für ein besseres Verständnis des harmonisch modengekoppelten Betriebs soll im Folgenden ein Einblick in dessen Laserdynamik gegeben werden.

### 2.3.3 Theoretisches Modell

Abschließend zum Abschnitt über den harmonisch modengekoppelten Betrieb soll ein theoretisches Modell vorgestellt werden, dass die Ursache der Pulsbewegung und die Stabilisierung beim harmonisch modengekoppelten Betrieb beschreibt.

Um die Relativbewegung von zwei Pulsen im Resonator zu verstehen, wird das theoretische Modell basierend auf der Mastergleichung der Modenkopplung aus Gleichung (1.21) und der Split-Step-Fouriermethode aus Abschnitt 1.3 entwickelt. Da [Zho17] schon die Stabilisierung der Pulse zum harmonisch modengekoppelten Betrieb auf die Gewinndynamik im Resonator zurückführt, basiert das Modell auf



**Abbildung 2.33:** Entwicklung des Gewinns (rot) und des Verlusts (grün) mit zwei Pulsen im Resonator (blau) nach [Ben17a].

die Berechnung des Gesamtgewinns im Oszillator, welcher nach Abschnitt 1.3.2 im Zeitfenster berechnet wird. Mit den Verlusten nach Gleichung (1.47) bzw. den sättigbaren Verlusten nach Gleichung (1.51) und dem Gewinn nach Gleichung (1.62) wird der Gesamtgewinn durch

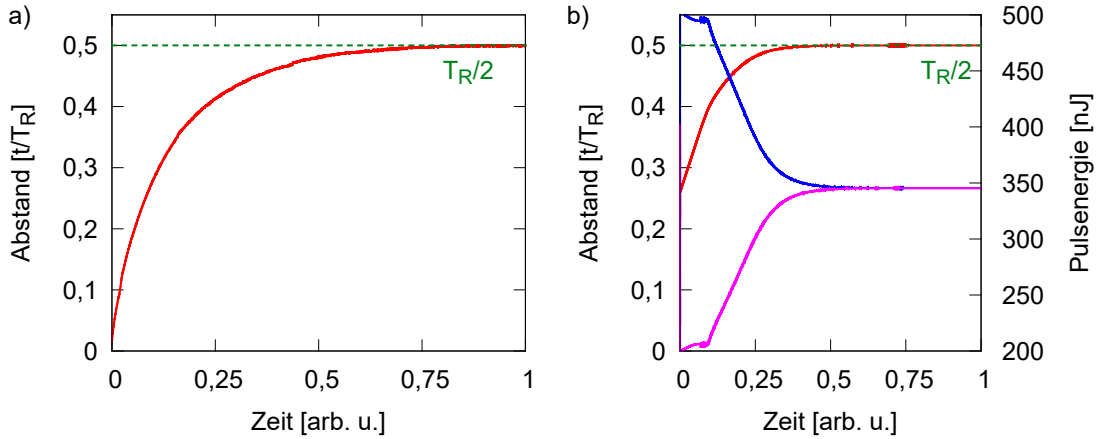
$$A_{j+1}(t_k) = A_j(t_k) \exp [g(t_k) - q(t_k) - l] \quad (2.4)$$

diskretisiert. Um dem spektralen Filter, der durch das Gewinnmedium vorgegeben ist, Rechnung zu tragen, wird dieser im Frequenzraum bei normierter Feldamplitude angewendet.

In Abbildung 2.33 ist die Entwicklung des Gewinns (rot) und der gesamten Verluste (grün) zusammen mit den Pulsen (blau) im Doppelpulsbetrieb dargestellt. Um die Relativbewegung zu untersuchen, wird die Umlaufzeit für diese Berechnungen auf  $T_R = 1$  ns reduziert und die weiteren Parameter wie folgt gewählt:  $E_{\text{sat,L}} = 6,8$  mJ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W,  $A_{\text{eff,L}} = 5,7 \cdot 10^{-8}$  m<sup>2</sup>,  $\lambda = 1050$  nm,  $\tau_L = 380$   $\mu$ s,  $\Omega_g = 2,1 \cdot 10^{13}$  1/s,  $E_{\text{sat,A}} = 0,88$  nJ,  $D_{2,\text{ges}} = -550$  fs<sup>2</sup>,  $\tau_A = 850$  fs,  $q_0 = 1\%$  und  $l = 0,5\%$ . Wird nun der Verlauf des Gewinns betrachtet, ist sofort auffällig, dass der vordere Puls einen etwas höheren Gewinn als der ihm folgende erfährt. Dieser Gradient im Gewinnverlauf führt zu einer sehr langsamen Pulsbewegung, sodass sich beide Pulse voneinander entfernen. Sobald die Pulse äquidistant zueinander sind, wird der Verlauf des Gewinns symmetrisch und die Pulse stabilisieren sich an diesen Positionen.

Um diese Entwicklung des Abstands der Pulse zueinander zu zeigen, wird eine Simulation durchgeführt, bei der die Dynamik im Resonator gedämpft betrachtet wird. Dies bewirkt eine beschleunigte Bewegung der Pulse, die jedoch für eine qualitativen Betrachtung des Verhaltens einen guten Überblick gibt. Dieses Ergebnis





**Abbildung 2.34:** Entwicklung des normierten Pulsabstands (rot) bei normierter Zeitachse für (a) die gemessene Pulsaufspaltung aus Abbildung 2.29 ohne Plateaus und (b) für eine Simulation bei 200 MHz und gedämpfter Dynamik. In (b) ist ergänzend die Pulsenergie für den zeitlich ersten (blau) und dem zweiten (magenta) Puls aufgetragen nach [Ben17b].

wird mit der Pulsbewegung aus Abbildung 2.29 verglichen, wobei die Zeitachsen jeweils auf eins normiert werden. Da die Simulation keinen Einfluss einzelner Resonatorcomponenten berücksichtigt, welche nach Abschnitt 2.3.1 die Plateaus beim Pulsabstand erzeugen können, werden diese für den Vergleich mit der Simulation aus den Messdaten ausgeschnitten. Die Entwicklung des daraus resultierenden Pulsabstands ist in Abbildung 2.34 (a) normiert in rot und die halbe Umlaufzeit  $\frac{T_R}{2}$  in grün dargestellt. Ohne die Plateaus ist sofort erkenntlich, dass der Abstand sich anfangs schnell vergrößert und sich in der Nähe der halben Resonatorumlaufzeit langsam stabilisiert. Dieser Verlauf wird anschließend mit der qualitativen Berechnung verglichen, für die folgende Parameter verwendet werden:  $T_R = 5$  ns,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W,  $E_{\text{sat,L}} = 7,3$  mJ,  $A_{\text{eff,L}} = 5,76 \cdot 10^{-8}$  m<sup>2</sup>,  $\lambda = 1040$  nm,  $\tau_L = 420$   $\mu$ s,  $\Omega_g = 8,7 \cdot 10^{13}$  1/s,  $E_{\text{sat,A}} = 182,5$  nJ,  $D_{2,\text{ges}} = -750$  fs<sup>2</sup>,  $\tau_A = 500$  fs,  $q_0 = 1$  % und  $l = 2,4$  %.

In Abbildung 2.34 (b) ist erneut in rot der normierte Verlauf des Pulsabstands dieser Simulation dargestellt. Der Verlauf ist äquivalent zu dem der normierten Messung aus (a), was darauf schließen lässt, dass das vorgestellte theoretische Modell die Bewegung der Pulse gegeneinander gut beschreibt. Abschließen werden die berechneten Pulsenergien für den zeitlich ersten (blau) und dem ihm folgenden Puls (magenta) betrachtet. Die Entwicklung der Energien zeigt, dass der erste Puls zunächst wie in Abbildung 2.33 einen höheren Gewinn erfährt und somit eine größere Pulsenergie als der ihm folgende hat. Je weiter der Pulsabstand sich der halben Umlaufzeit nähert, desto symmetrischer wird der Gewinn und die Pulsenergien nähern sich soweit an, bis sie bei einem Pulsabstand von  $\frac{T_R}{2}$  gleich sind. Sobald dieser

Punkt erreicht ist, besteht im Gewinn kein Gradient mehr zwischen den Pulsen und die Bewegungen gegeneinander kommen zum Erliegen. Somit zeigt auch die Entwicklung der Pulsenergien das erwartete Verhalten der Pulsbewegung und gibt Aufschluss darüber, warum sich die Pulse bei der halben Resonatorumlaufzeit stabilisieren.

#### 2.3.4 Fazit zur harmonischen Modenkopplung

In diesem Abschnitt wurde die Stabilität und der Betrieb eines harmonisch modengekoppelten Yb:CALGO-Oszillators präsentiert, dessen höchste harmonische Ordnung nur von der Pumpleistung begrenzt ist. Die Qualität des Betriebsregimes konnte durch die Messungen des Radiofrequenzspektrums, des zeitlichen Signals sowie des optischen Spektrums und der Autokorrelation dargestellt werden. Die besonders gute Reproduzierbarkeit und Langzeitstabilität zeigt, dass dieses Betriebsregime dazu genutzt werden kann, die Repetitionsrate eines Systems zu variieren, ohne seinen optischen Aufbau zu verändern. Die Entwicklung der sich zueinander entfernenden Pulse bis hin zur Annäherung zum harmonisch modengekoppelten Betriebszustand konnte experimentell nachgewiesen werden. Diese Dynamik konnte abschließend durch ein Modell für den Gewinn theoretisch beschrieben werden, das auch die Entwicklung der Energien der einzelnen Pulse im Resonator wiedergeben kann. Die vorgestellten Ergebnisse und das Modell verdeutlichen das Potenzial dieser Technik, um hohe Repetitionsraten mit dem einfachen Aufbau eines längeren Resonators zu erzeugen, die auch leicht auf andere Verstärkungsmaterialien übertragen werden kann.

# KAPITEL 3

---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Im Folgenden werden die vorgestellten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst. Ferner wird ein Ausblick für mögliche Anwendungen der Resultate aufgezeigt. Dazu sollen das Potential der Skalierung von Modenflächen auf dem Absorber und im Verstärkungsmedium gezeigt und mögliche Anpassungen in der Numerik vorgestellt werden.

### 3.1 Zusammenfassung

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stand die Lösung des eingangs beschriebenen Skalierungsproblem der Pulsenergie. Es sollte gezeigt werden, ob es möglich ist, kurze Pulse bei gleichzeitig hoher Pulsenergie direkt im Resonator erzeugen zu können. Hierfür wurde ein Kurzpulslaser entwickelt, anhand dem sowohl experimentell als auch numerisch untersucht werden sollte, ob dies durch die Minimierung der Spitzenintensität am Absorber  $\hat{I}_{0,A}$  und somit der TPA realisiert werden kann.

Experimentell wurde dies durch einen diodengepumpten Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> Laseroszillators mit Regelelektronik realisiert. Dieser wurde so geplant, dass die Modenfläche auf dem Absorber stufenlos verändert werden kann, um dadurch den Einfluss der Spitzenintensität  $\hat{I}_{0,A}$  und damit die Zwei-Photonen-Absorption auf das System variieren zu können. Ferner wurde der Oszillator so entworfen, dass unterschiedliche Resonatorlängen durch Versetzen des Auskoppelspiegels realisiert werden können, wobei die Modengröße auf dem Absorber und im Verstärkungsmedium gleich bleiben. Anhand dessen konnten die Laserdynamik sowie die Übergänge der einzelnen Betriebsregime detailliert untersucht werden. Diese Messungen zeigten bei jeder verwendeten Resonatorlänge, dass der cw-Durchbruch im optischen Spektrum wesentlich früher auftritt als ein Aufspalten in Doppelpulse. Parallel zeigte die Änderung der Spitzenintensitäten  $\hat{I}_{0,A}$  an der Grenze zum cw-Durchbruch von teilweise mehr

als das fünffache, dass die TPA am Absorber nicht die einzige begrenzende Größe für die Skalierung der Pulsenergie ist. Aufgrund dessen muss zusätzlich die Spitzenintensität im Kristall  $\hat{I}_{0,A}$  und die dadurch erzeugten Nichtlinearitäten berücksichtigt werden, welche als Ursache für dieses Verhalten identifiziert wurde.

Die numerischen Ergebnisse aus Kapitel 2.2.3 und Tabelle 2.8 zeigen, dass wie erwartet ohne Berücksichtigung dieses Einflusses die Pulsspitzenleistungen bei größer werdender Modenfläche  $A_{\text{eff},A}$  auf dem Absorber für Pulsdauer um ca. 180 fs von  $P_{\text{max,int}} = 4,8 \text{ MW}$  auf  $P_{\text{max,int}} = 14,3 \text{ MW}$  gesteigert werden konnte. Zusätzlich konnte mittels dieser Ergebnisse gezeigt werden, dass mit größerer Modenfläche  $A_{\text{eff},L}$  im Kristall die Pulsspitzenleistung auf 25,1 MW wesentlich gesteigert werden kann, wobei sich die Pulsdauer nur gering auf 222 fs verlängert. Der Vergleich der maximalsten Pulsspitzenleistungen hat zudem gezeigt, dass eine Steigerung auf bis zu 53,7 MW möglich ist. Hierbei zeigt sich, dass hohe Spitzenintensitäten im Kristall  $\hat{I}_{0,L}$  die Skalierung limitieren.

Diese Resultate sprechen zusätzlich dafür, dass sich mit steigender Modenfläche  $A_{\text{eff},L}$  der Bereich stabiler kontinuierlicher Modenkopplung stark reduziert. Die Ergebnisse für die aktive Regelelektronik konnten zunächst keinen Effekt bei der Unterdrückung des Übergangs zu Doppelpulsen zeigen. Es konnte jedoch eine wesentliche Vergrößerung des Stabilitätsbereichs durch Stabilisierung des gütegeschaltet modengekoppelten Bereichs verdeutlicht werden.

Sowohl die experimentellen als auch die numerischen Ergebnisse zeigen, dass durch die Vergrößerung der Modenfläche am Absorber eine wesentliche Steigerung der Pulsenergie bei gleichzeitig kurzen Pulsdauern möglich ist. Werden zusätzlich die Nichtlinearitäten des Kristalls und anderer Resonatorkomponenten berücksichtigt, zeigen numerische Berechnungen, dass für das vorgestellte System durchaus die Pulsspitzenleistung verfünffacht werden kann. Zusätzlich zeigt die Untersuchung der Regelelektronik, dass durch die Modulation des Pumpstrom der Laserdiode ein Lasersystem gegen gütegeschaltet modengekoppelten Betrieb stabilisiert werden kann.

Als zusätzliche Methode, um hohe Pulsspitzenleistungen bei gleichzeitig höheren Repetitionsraten erzeugen zu können, wurde die harmonische Modenkopplung ohne aktive Stabilisierung vorgestellt. Es konnte gezeigt werden, wie sich ein Einzelpuls aufspaltet und die beiden entstandenen Pulse sich äquidistant im Resonator stabilisieren. Die Qualität dieses Multipulsbetriebs wurde anhand von Messungen des Radiofrequenzspektrums sowie des optischen Spektrums und der Analyse des Zeitsignals demonstriert. Die Langzeitstabilität, die für viele Anwendungen essentiell ist, konnte für den Betrieb bei der dritten Harmonischen für einen Zeitraum von mehr als 160 Stunden nachgewiesen werden. Zusätzlich wurde gezeigt, dass die harmonische

Modenkopplung unabhängig von der verwendeten Resonatorlänge stabil betrieben werden kann. Die Dynamik der Bewegung zweier Pulse bis zu ihrem äquidistanten Abstand im Resonator konnte anhand der Gewinndynamik durch ein numerisches Modell beschrieben werden. Dafür wird der Gesamtgewinn des Oszillators im Zeitfenster berechnet, wobei der spektrale Filter, der durch das Gewinnmedium gegeben ist, im Frequenzraum bei normierter Feldamplitude angewendet wird. Dieses Modell erlaubt somit einen fundamentalen Einblick in die Dynamik der harmonischen Modenkopplung.

## 3.2 Ausblick

Die experimentellen und numerischen Ergebnisse, die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt wurden, bieten die Grundlage für die Planung von Lasersystemen, die hohe Pulsenergien bei gleichzeitig kurzer Pulsdauer direkt aus dem Oszillator liefern können. So ist es möglich, die Nichtlinearitäten sowohl im Kristall als auch im Absorber durch die Planung von Systemen mit entsprechenden Modenfläche  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$  so zu minimieren, dass einerseits die Grenze zum Doppelpulsbetrieb und andererseits auch die zum cw-Durchbruch im optischen Spektrum zu höheren Pulsspitzenleistungen verschoben wird. Durch diese direkte Skalierung ist es möglich, auf eine Nachverstärkung der Pulse zu verzichten und somit den technischen Aufwand für hohe Pulsspitzenleistungen erheblich zu reduzieren.

Die erste numerische Berechnungen mit stark vergrößerten Modenflächen  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$  aus Abschnitt A.6 zeigen, dass so resonatorinterne Pulsspitzenleistungen im Gigawattbereich erzeugt werden können. Diese Pulse sind jedoch so leistungsstark, dass sie über der Zerstörschwelle des SESAMs liegen. Somit wäre der nächste Schritt, die Zerstörschwellen und Nichtlinearitäten, welche bei hohen Spitzenleistungen auftreten, in die numerischen Berechnungen zu integrieren. Diese müssen dann für jedes Material, welches der Puls bei einem Umlauf passiert, berücksichtigt werden. Bei der Integration der Kerrlinse muss zusätzlich beachtet werden, dass sich die Mode des Resonatorstrahls mit der Intensität ändert. Dies wiederum wirkt sich dann direkt auf die Güte und damit auf die Stabilität des Systems aus. Zusätzlich steigert sich bei hohen Leistungen der Wärmeeintrag im Lasermedium, was wiederum zu thermischen Effekten im Yb:CALGO-Kristall [Loi14] und damit auch zu einer Reduzierung der Strahlqualität führt.

Um diese auftretenden Instabilitäten vorzubeugen, bieten die Ergebnisse zur Regellektronik aus Abbildung 2.23 eine gute Grundlage. Hierdurch kann die mittlere Leistung und somit die Pulsenergie konstant gehalten werden. Abbildung A.3 in

Abschnitt A.7 zeigt, dass sich bei großer Modenfläche im Kristall der Bereich stabiler Modenkopplung stark reduziert. Mit der Regelelektronik wäre es jedoch möglich, diesen Bereich zu vergrößern. Leider nimmt dabei die Qualität des Stabilitätsbereichs etwas ab, was auf eine zu geringere Regelbandbreite hinweisen könnte. Um diese und damit die Gesamtstabilität zu steigern, könnte eine Kombination aus der vorgestellten Elektronik und einer Laserdiode, die die Fluenz auf dem SESAM moduliert, ein vielversprechender Ansatz sein. Hierbei reagiert die Elektronik bei starken Änderungen der Einhüllenden des Pulszuges und die Laserdiode, welche bei niedrigeren Leistungen wesentlich schneller moduliert werden kann, auf kleinere Änderungen. Durch dieses Zusammenspiel könnte zum einen der Bereich der Modenkopplung noch etwas vergrößert und zum anderen die Qualität und damit die Stabilität verbessert werden. Da beide Methoden ohne wesentliche Änderungen an dem optischen Aufbau eines Resonators implementiert werden könnten, liegt hier ein großes Potential darin, diese sogar direkt in bestehende SESAM modengekoppelte Systeme zu integrieren. Dies könnte zu einer völlig neuen Generation von Lasersystemen führen, die in weiteren Arbeiten verwirklicht werden sollten.

Abschließend kann die harmonische Modenkopplung noch als ergänzende Technik genutzt werden, um Lasersystemen mit hohen Repetitionsraten und Pulsspitzenleistungen ohne aufwändige Nachverstärkung zu entwickeln. Diese Systeme könnten zum Beispiel in der Forschung bei Messungen zu einer Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses führen. Bei der Materialverarbeitung könnte dadurch sogar die Prozessgeschwindigkeit erhöht werden. Die vorgestellten numerischen Modelle können hier eine gute Einschätzung über die Stabilität und möglichen Pulsspitzenleistungen geben. Um jedoch die Pulsentwicklung und das Verhalten des Oszillators bei höheren harmonischen Ordnungen besser verstehen zu können, sollte das in Kapitel 2.3.3 vorgestellte numerische Modell auf drei bzw. mehr Pulse erweitert werden. So kann die Bewegung und Stabilisierung höherer harmonischer Ordnungen bei größerer Pumpleistung besser vorhergesagt werden, um so reproduzierbare Systeme entwickeln zu können.

### 3.3 Fazit

Die in dieser Arbeit gezeigten numerischen und experimentellen Ergebnisse haben gezeigt, dass die Reduzierung nichtlinearer Effekte durch die Vergrößerung der Modenfläche  $A_{\text{eff,A}}$  der eingangs aufgestellte These nicht ausreicht, um höhere Pulsspitzenleistungen direkt aus dem Oszillator zu erhalten. Da zusätzlich nichtlineare Effekte im Kristall auftreten, die zur Pulsaufspaltung oder zum cw-Durchbruch im

optischen Spektrum führen, muss dies bei der Planung berücksichtigt werden. Dadurch sollte es möglich sein, die Pulsenergie bei einer Pulsdauer um die 200 fs wesentlich steigern zu können. Die ersten numerische Abschätzungen, welche sehr hohe Spitzenintensitäten prognostizieren, könnten unter anderem durch Verbesserungen in der Beschichtungstechnologie erreicht werden. Wenn die Zerstörschwellen der beschichteten Komponenten dadurch erhöht werden könnten, würde sich dies direkt auf die zu erreichenden Pulsspitzenleistungen auswirken.





---

## Literaturverzeichnis

---

- [Ada16] S. Adachi, *GaAs*, *AlAs*, and *Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As*: *Material parameters for use in research and device applications* **1**(1985), 0–30 (2016).
- [Agn12] A. Agnesi, A. Greborio, F. Pirzio, G. Reali, J. Aus der Au, A. Guandalini, *40-fs Yb<sup>3+</sup>:CaGdAlO<sub>4</sub> laser pumped by a single-mode 350-mW laser diode*, *Optics Express* **20**(9), 10077–10082 (apr 2012).
- [Agr01] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2001).
- [Asp83] D. E. Aspnes, A. A. Studna, *Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV*, *Physical Review B* **27**(2), 985–1009 (1983).
- [Bac98] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *High power ultrafast lasers*, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 1207–1223 (1998).
- [BATa] BATOP, *SAM-1040-1-500fs-x*.
- [BATb] BATOP, *SAM-1040-2.5-1ps-x*.
- [Bau11] D. Bauer, P. Wagenblast, F. Schättiger, J. Kleinbauer, D. H. Sutter, A. Killi, T. Dekorsy, *Energies above 30 μJ and average power beyond 100 W directly from a mode-locked thin-disk oscillator*, in *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, CWP2 (Optical Society of America, 2011).
- [Bec72] M. F. Becker, D. Kuizenga, a.E. Siegman, *Harmonic Mode Locking of the Nd:YAG Laser*, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **8**(8), 687–693 (1972).
- [Bei13] K. Beil, B. Deppe, C. Kränkel, *Yb: CaGdAlO<sub>4</sub> thin-disk laser with 70% slope efficiency and 90 nm wavelength tuning range*, *Optics Letters* **38**(11), 1966–1968 (2013).

- [Ben13] H. M. Bensch, U. Morgner, *External feedback control for modelocked diode-pumped solid state lasers*, in 540. WE Heraeus-Seminar - „Modern Concepts of Continuous Wave and pulsed High Power Lasers“ (2013).
- [Ben17a] H. M. Bensch, G. Herink, F. Kurtz, U. Morgner, *Harmonically mode-locked Yb:CALGO laser oscillator*, Optics Express **25**(13), 14164–14172 (2017).
- [Ben17b] H. M. Bensch, G. Herink, F. Kurtz, U. Morgner, *Low-noise passive harmonically mode-locked Yb : CALCO laser oscillator*, in 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), 1–1 (IEEE, 2017).
- [Bol79] L. A. Bolshov, V. V. Likhansky, *Small-Scale Instability of a Pulse Front Traversing a Resonant Saturable Absorber*, Appl. Phys. **19**, 221–224 (1979).
- [Bou07] J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, Y. Zaouter, E. Cormier, J. Petit, P. Goldner, B. Viana, *Continuous-wave and femtosecond laser operation of Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> under high-power diode pumping*, Opt. Lett. **32**(14), 1962–1964 (2007).
- [Bra91] T. Brabec, C. Spielmann, E. Krausz, *Mode locking in solitary lasers*, Optics letters **16**(24), 1961–1963 (1991).
- [Car94] T. Carruthers, I. Duling, M. Dennis, *Active-passive modelocking in a single-polarisation erbium fibre laser*, Electronics Letters **30**(13), 1051–1053 (1994).
- [Che13] Y. F. Chen, W. Z. Zhuang, H. C. Liang, G. Whuang, K. W. Su, *High-power subpicosecond harmonically mode-locked Yb:YAG laser with pulse repetition rate up to 240 GHz*, Laser Physics Letters **10**(1), 4 (2013).
- [Chi96] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Applied Physics A: Materials Science & Processing **63**(2), 109–115 (1996).
- [DeL93] L. D. DeLoach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, W. F. Krupke, *Evaluation of Absorption and Emission Properties of Yb<sup>3+</sup> Doped Crystals for Laser Applications*, IEEE Journal of Quantum Electronics **29**(4), 1179–1191 (1993).
- [Den04] Y. Deng, M. Koch, F. Lu, G. Wicks, W. Knox, *Colliding-pulse passive harmonic mode-locking in a femtosecond Yb-doped fiber laser with a semiconductor saturable absorber.*, Optics express **12**(16), 3872–3877 (2004).

- [Die13] A. Diebold, F. Emaury, C. Schriber, M. Golling, C. J. Saraceno, T. Südmeyer, U. Keller, *SESAM mode-locked Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> thin disk laser with 62 fs pulse generation.*, Optics letters **38**(19), 3842–5 (oct 2013).
- [Dru07] F. Druon, F. Balembois, P. Georges, *New laser crystals for the generation of ultrashort pulses*, Comptes Rendus Physique **8**(2), 153–164 (mar 2007).
- [Eic06] J. Eichler, H. J. Eichler, *Laser* (Springer, 2006).
- [Emo13] M. Emons, *Sub-10-fs-Laserpulse für die Zwei-Photonen-Polymerisation*, Doktorarbeit (2013).
- [Eng14] R. Engelbrecht, *Nichtlineare Faseroptik* (2014).
- [Gir64] F. Gires, P. Tournois, *Interferometre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulees en frequence*, Comptes rendus hebdomadaires des séances de l' Académie des sciences, Série B **258**(1), 6112–6115 (1964).
- [Gra05] R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, G. J. Spühler, L. Krainer, M. Golling, O. Ostinelli, U. Keller, *New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers*, Applied Physics B: Lasers and Optics **80**(2), 151–158 (2005).
- [Gru93] A. Grudinin, D. Richardson, D. Payne, *Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser*, Electronics Letters **29**(21), 1860–1861 (1993).
- [Gru97] A. B. Grudinin, S. Gray, *Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers*, Journal of the Optical Society of America B **14**(1), 144 (1997).
- [Hau75a] H. A. Haus, *A Theory of Forced Mode Locking*, IEEE Journal of Quantum Electronics **11**(7), 323–330 (1975).
- [Hau75b] H. A. Haus, *Theory of mode locking with a fast saturable absorber*, Journal of Applied Physics **3049**(1975) (1975).
- [Hau75c] H. A. Haus, *Theory of mode locking with a slow saturable absorber*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **11**(9), 736–746 (1975).
- [Hau93] H. A. Haus, A. Mecozzi, *Noise of mode-locked lasers*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **29**(3), 983–996 (1993).
- [Her05] E. Hering, K. Bressler, J. Gutekunst, *Elektronik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, Springer-Lehrbuch (Springer, 2005).

- [Hön99] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*, JOSA B **16**(1), 46–56 (1999).
- [Kär95] F. X. Kärtner, U. Keller, *Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber.*, Optics letters **20**(1), 16–18 (1995).
- [Kär96] F. X. Kärtner, I. D. Jung, U. Keller, *Soliton mode-locking with saturable absorbers*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **2**(3), 540–556 (1996).
- [Kil05] A. Killi, *Cavity-Dumping in solitär modengekoppelten Femtosekunden-Laserszillatoren*, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (2005).
- [Kle14] A. Klenner, M. Golling, U. Keller, *High peak power gigahertz Yb:CALGO laser*, Optics Express **22**(10), 11884 (2014).
- [Klo02] P. Klopp, V. Petrov, U. Griebner, G. Erbert, *Passively mode-locked Yb:KYW laser pumped by a tapered diode laser*, Opt. Exp. **10**(2), 108–113 (2002).
- [Koe06] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, 2006), 6. Auflage.
- [Kra92] F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec, P. F. Curley, M. Hofer, M. H. Ober, C. Spielmann, E. Wintner, A. J. Schmidt, *Femtosecond Solid-State Lasers*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **28**(10), 2097–2122 (1992).
- [Lai97] M. Lai, J. Nicholson, W. Rudolph, *Multiple pulse operation of a femtosecond Ti:sapphire laser*, Optics Communications **142**(1-3), 45–49 (1997).
- [Laya] Layertec, *Datenblatt 101848* (<https://www.layertec.de>).
- [Layb] Layertec, *Datenblatt A0903052* (<https://www.layertec.de>).
- [Led99] M. Lederer, B. Luther-Davies, H. Tan, *Multipulse operation of a Ti: sapphire laser mode locked by an ion-implanted semiconductor saturable-absorber mirror*, JOSA B **16**(6), 895–904 (1999).
- [Loi14] P. Loiko, F. Druon, P. Georges, B. Viana, K. Yumashev, *Thermo-optic characterization of Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> laser crystal*, Optical Materials Express **4**(11), 2241 (oct 2014).
- [Maj04] A. Major, F. Yoshino, I. Nikolakakos, J. S. Aitchison, P. W. E. Smith, *Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire*, Optics Letters **29**(6), 602 (2004).

- [Mar89] O. E. Martinez, P. Thiagarajan, M. C. Marconi, J. J. Rocca, *Magnified Expansion and Compression of Subpicosecond Pulses from a Frequency-Doubled Nd:YLF Laser*, IEEE Journ. of Quantum Electron **25**(10), 2124–2128 (1989).
- [Mar08] T. S. S. V. Marchese, S. Hashimoto, C. R. E. Baer, G. Gingras, B. Witzel, U. Keller, *Femtosecond laser oscillators for high-field science*, Nature Photonics **2**, 599–604 (2008).
- [Mei04] J. Meijer, *Laser beam machining (LBM), state of the art and new opportunities*, Journal of Materials Processing Technology **149**(1-3), 2–17 (2004).
- [Mes05] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser* (Vieweg+Teubner Verlag, 2005), 2. Auflage.
- [Mor99] U. Morgner, F. Kärtner, S. Cho, Y. Chen, *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser*, Optics ... **24**(6), 411–413 (1999).
- [Nan] Nanolayers, *Datenblatt DACO5*.
- [Neu08] J. Neuhaus, D. Bauer, J. Zhang, A. Killi, J. Kleinbauer, M. Kumkar, S. Weiler, M. Guina, D. H. Sutter, T. Dekorsy, *Subpicosecond thin-disk laser oscillator with pulse energies of up to 25.9 microjoules by use of an active multipass geometry*, Opt. Exp. **16**(25), 20530–20539 (2008).
- [Nie04] H. Niedrig, H.-J. Eichler, L. Bergmann, C. Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik; Bd. 3: Optik*, Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann; Schaefer (Walter de Gruyter, Berlin, New York, 2004).
- [Pal09] G. Palmer, *Hoch-Energie Ytterbium-Laseroszillatoren mit Cavity-Dumping*, Doktorarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover (2009).
- [Pek10] S. Pekarek, C. Fiebig, M. C. Stumpf, A. E. H. Oehler, K. Paschke, G. Erbert, T. Südmeyer, U. Keller, *Diode-pumped gigahertz femtosecond Yb:KGW laser with a peak power of 3.9 kW.*, Optics express **18**(16), 16320–16326 (2010).
- [Pet05] J. Petit, P. Goldner, B. Viana, *Laser emission with low quantum defect in Yb: CaGdAlO<sub>4</sub>*, Optics letters **30**(11), 1345–1347 (2005).
- [Pet08a] P. Petit, P. Goldner, *Diode pumping of Yb<sup>3+</sup>: CaGdAlO<sub>4</sub>*, SPIE 69980Z–69980Z–6 (apr 2008).

- [Pet08b] P. O. Petit, P. Goldner, B. Viana, J. Boudeile, J. Didierjean, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, *Diode pumping of Yb<sup>3+</sup>:CaGdAlO<sub>4</sub>*, SPIE **6998**, 69980Z–69980Z–6 (2008).
- [Phi15] K. C. Phillips, H. H. Gandhi, E. Mazur, S. K. Sundaram, *Ultrafast laser processing of materials: a review*, Advances in Optics and Photonics **7**(4), 684 (2015).
- [Qi09] L. Qi, K. Nishii, Y. Namba, *Regular subwavelength surface structures induced by femtosecond laser pulses on stainless steel.*, Optics letters **34**(12), 1846–1848 (2009).
- [Rau09] S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, E. Schulz, M. Siegel, U. Morgner, *Few-cycle oscillator pulse train with constant carrier-envelope phase and 65 as jitter*, Optics Express **17**(22), 20282 (2009).
- [Rei04] G. A. Reider, *Photonik* (SpringerWienNewYork, 2004).
- [Rip03] D. J. Ripin, J. T. Gopinath, H. M. Shen, A. A. Erchak, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, F. X. Kärtner, E. P. Ippen, *Oxidized GaAs/AlAs mirror with a quantum-well saturable absorber for ultrashort-pulse Cr<sup>4+</sup>:YAG laser*, Optics Communications **214**(1-6), 285–289 (2003).
- [Rul05] Rullière Claude, *Femtosecond Laser Pulses* (Springer, 2005), 2. Auflage.
- [SC99] J. M. Soto-Crespo, N. N. Akhmediev, *Multisoliton regime of pulse generation by lasers passively mode locked with a slow saturable absorber*, Journal of the Optical Society of America B **16**(4), 674 (1999).
- [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*, Applied Physics B **49**(S1), 41–49 (2000).
- [Sch01a] T. Schibli, U. Morgner, F. Kärtner, *Control of Q-switched mode locking by active feedback*, Optics Letters **26**(3), 148–150 (2001).
- [Sch01b] T. R. Schibli, *Kontinuierliche Modenkopplung von Festkörperlasern*, Doktorarbeit, Universität Fridericiana Karlsruhe (2001).
- [Sév14] P. Sévillano, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, E. Cormier, *32-fs Kerr-lens mode-locked Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> oscillator optically pumped by a bright fiber laser*, Optics Letters **39**(20), 6001 (2014).

- [Spi94] C. Spielmann, P. F. Curley, T. Brabec, F. Krausz, *Ultrabroadband Femtosecond Lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **30**(4), 1100–1114 (1994).
- [Sti95] A. Stingl, R. Szipöcs, M. Lenzner, C. Spielmann, F. Krausz, *Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser*, Optics Letters **20**(6), 602 (1995).
- [Süd09] T. Südmeyer, C. Kränkel, C. R. E. Baer, O. H. Heckl, C. J. Saraceno, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, G. Huber, U. Keller, *High-power ultrafast thin disk laser oscillators and their potential for sub-100-femtosecond pulse generation*, Applied Physics B: Lasers and Optics **97**(2), 281–295 (2009).
- [Süd11] T. Südmeyer, C. R. E. Baer, C. Kränkel, C. J. Saraceno, O. H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, G. Huber, U. Keller, *Power-Scaling of Femtosecond Thin Disk Lasers*, in *Advances in Optical Materials*, ATuC1 (Optical Society of America, 2011).
- [Tho99] E. R. Thoen, E. M. Koontz, M. Joschko, P. Langlois, T. R. Schibli, F. X. Kärtner, E. P. Ippen, L. A. Kolodziejski, *Two-photon absorption in semiconductor saturable absorber mirrors*, Applied Physics Letters **74**(26), 3927–3929 (1999).
- [Trä12] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics* (2012).
- [Wei62] G. H. Weiss, A. A. Maradudin, *The Baker-Hausdorff Formula and a Problem in Crystal Physics*, Journal of Mathematical Physics **3**(4), 771 (1962).
- [Wu14] T. W. Wu, C. H. Tsou, C. Y. Tang, H. C. Liang, Y. F. Chen, *A high-power harmonically self-mode-locked Nd:YVO<sub>4</sub> 1.34- $\mu$ m laser with repetition rate up to 32.1 GHz*, Laser Physics **24**(4), 045803 (2014).
- [Yu00] C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen, W. S. Wong, A. Sysoliatin, *Gigahertz-repetition-rate mode-locked fiber laser for continuum generation.*, Optics letters **25**(19), 1418–20 (2000).
- [Zao06] Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. L. Leclin, F. Druon, P. Georges, *47-fs diode-pumped Yb<sup>3+</sup>:CaGdAlO<sub>4</sub> laser*, Optics Letters **31**(1), 119–121 (2006).

- [Zho17] W. Zhou, X. Fan, H. Xue, R. Xu, Y. Zhao, X. Xu, D. Tang, D. Shen, *Stable passively harmonic mode-locking dissipative pulses in 2 $\mu$ m solid-state laser*, Optics Express **25**(3), 1815 (2017).



---

## Abbildungsverzeichnis

---

1.1	Schematische Darstellung der Momentanleistung und des zeitlichen Verlaufs der vier möglichen Betriebszustände eines Lasers. . . . .	10
1.2	Schematischer GTI-Spiegel und GDD-Verlauf. . . . .	14
1.3	Berechnete Reflektivität eines SESAMs in Abhängigkeit von der Fluenz	20
1.4	Flussdiagramm der vorgestellten Simulation. . . . .	24
2.1	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. . . . .	30
2.2	Absorptions- und Emissionsspektrum des Yb:CALGO-Kristalls. . . .	31
2.3	Aufbau des Pumpmoduls. . . . .	32
2.4	Optisches Spektrum und Leistung des Pumpmoduls . . . . .	33
2.5	Bode-Diagramme der Pumpregelung für die verwendeten Pumpdioden.	34
2.6	GDD-Kurven der verwendeten Spiegel . . . . .	35
2.7	Schematische Struktur sowie GDD und Reflektivität eines verwendeten SESAMs . . . . .	36
2.8	Design der Resonatoren mit der Software vWaistWatcher. . . . .	38
2.9	Berechnete Fokusgrößen und Stabilitäten der Resonatoren. . . . .	39
2.10	Simulation der Betriebsregime . . . . .	41
2.11	Simulation des Energieverlaufs der Pulse . . . . .	42
2.12	Simulation der Spitzenleistung und Pulsdauer . . . . .	44
2.13	Gemessene Pulsdauer, Pulsenergie und optisches Spektrum für $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$ . . . . .	46
2.14	Gemessene Pulsdauer, Pulsenergie und optisches Spektrum für $f_{\text{Rep}} = 53,9 \text{ MHz}$ . . . . .	48
2.15	Gemessene Pulsdauer, Pulsenergie und optisches Spektrum für $f_{\text{Rep}} = 37,4 \text{ MHz}$ . . . . .	50
2.16	Gemessene Pulsdauer, Pulsenergie und optisches Spektrum für $f_{\text{Rep}} = 27,8 \text{ MHz}$ . . . . .	52
2.17	Entwicklung der maximalen Pulsspitzenleistung und der minimalen Pulsdauer abhängig von der Modenfläche $A_{\text{eff,L}}$ . . . . .	53

2.18	Vergleich der Messergebnisse mit Simulationen für $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$ . .	54
2.19	Gemessene Pulsdauer, Pulsenergie und optisches Spektrum für $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$ ohne DACO5-Spiegel . . . . .	56
2.20	Berechnete effektive Modenfläche im Kristall $A_{\text{eff,L}}$ und die daraus bestimmte Dispersion. . . . .	57
2.21	Numerische Ergebnisse für die resonatorinterne Pulsspitzenleistung abhängig von der Gesamtdispersion und dem Kleinsignalgewinn für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ . 60	
2.22	Numerische Ergebnisse für die Pulsdauer abhängig von der Gesamtdispersion und dem Kleinsignalgewinn für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ . . . . .	61
2.23	Ergebnisse der numerischen Berechnungen mit Rückkoppelelektronik .	63
2.24	Detaillierte Ansicht der Stabilität für die numerischen Berechnungen mit Rückkoppelelektronik . . . . .	65
2.25	Pulsdauer und Radiofrequenzmessung für die Gesamtdispersionen als Funktion der mittleren resonatorinternen Leistung. . . . .	69
2.26	Dämpfung des fundamentalen Signals im harmonisch modengekoppelten Betrieb bei der zweiten und dritten Harmonischen. . . . .	71
2.27	Langzeitmessung des gedämpften Signals der zweiten Harmonischen bei ca. 188 MHz im harmonisch modengekoppelten Betrieb der dritten Ordnung. . . . .	72
2.28	Gemessenes optisches Spektrum und die zentrale Wellenlänge als Funktion der mittleren resonatorinternen Leistung für die Gesamtdispersion von $-1\,470 \text{ fs}^2$ . . . . .	73
2.29	Aufspaltung eines Solitons und die zeitliche Entwicklung zur harmonischen Modenkopplung der zweiten Ordnung. . . . .	74
2.30	Gemessenes Radiofrequenzspektrum, Zeitsignal, Autokorrelation und optisches Spektrum für die fundamentale Repetitionsrate $f_{\text{Rep}} = 53,8 \text{ MHz}$ sowie deren zweite und dritte Harmonische. . . . .	76
2.31	Gemessenes Radiofrequenzspektrum, Zeitsignal, Autokorrelation und optisches Spektrum für die fundamentale Repetitionsrate $f_{\text{Rep}} = 37,4 \text{ MHz}$ sowie deren zweite, dritte, vierte und fünfte Harmonische. . . . .	78
2.32	Gemessenes Radiofrequenzspektrum, Zeitsignal, Autokorrelation und optisches Spektrum für die fundamentale Repetitionsrate $f_{\text{Rep}} = 27,8 \text{ MHz}$ sowie deren zweite und dritte Harmonische. . . . .	79
2.33	Entwicklung des Gewinns und Verlusts mit zwei Pulsen im Resonator.	80
2.34	Gemessener und simulierter normierter Pulsabstand . . . . .	81

---

A.1	Reflektivität für einen HR-Spiegel. . . . .	105
A.2	Numerisch berechnete Pulsspitzenleistung und die Pulsdauer für $A_{\text{eff,L}} = 314 \text{ mm}^2$ und $A_{\text{eff,A}} = 314 \text{ mm}^2$ . . . . .	107
A.3	Numerisch berechnete Stabilität ohne und mit aktiver Rückkopplung mit einer Regelbandbreite von 100 kHz. . . . .	107
A.4	Numerische Ergebnisse für die resonatorinterne Pulsspitzenleistung abhängig von der Gesamtdispersion und dem Kleinsignalgewinn für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ . . . . .	109
A.5	Numerische Ergebnisse für die Pulsdauer abhängig von der Gesamtdispersion und dem Kleinsignalgewinn für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ . . . . .	110



---

## Tabellenverzeichnis

---

2.1	Yb:CALGO Eigenschaften . . . . .	32
2.2	Parameter der verwendeten SESAMs . . . . .	37
2.3	Pulsparameter für den Einzelpulsbetrieb bei 94 MHz . . . . .	47
2.4	Pulsparameter für den Einzelpulsbetrieb bei 53,9 MHz . . . . .	49
2.5	Pulsparameter für den Einzelpulsbetrieb bei 37,4 MHz . . . . .	51
2.6	Pulsparameter für den Einzelpulsbetrieb bei 27,8 MHz . . . . .	51
2.7	Pulsparameter für den Einzelpulsbetrieb bei 94 MHz ohne DACO5-Spiegel . . . . .	56
2.8	Für die numerischen Berechnungen verwendeten Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ sowie für jede Simulation $P_{\text{max,int}}$ , $\hat{I}_{0,A}$ , $\hat{I}_{0,L}$ , $\tau$ , $D_{2,\text{ges}}$ und $g_0$ zum einen für die maximale Pulsspitzenleistung und zum anderen für den kürzesten Puls. . . . .	59
2.9	Spiegelkombinationen für die verwendeten Gesamtdispersionen im HML-Betrieb . . . . .	68
2.10	Ausgangsparameter für den HML Betrieb bei 94 MHz . . . . .	70
2.11	Spiegelkombinationen für verschiedene $f_{\text{Rep}}$ im HML-Betrieb . . . . .	75
2.12	Ausgangsparameter für den HML Betrieb bei 53,9 MHz, 37,4 MHz und 27,8 MHz . . . . .	77
A.1	Sellmeier-Koeffizienten . . . . .	103
A.2	Yb:CALGO Eigenschaften . . . . .	106
A.3	Für die numerischen Berechnungen verwendeten Modenflächen $A_{\text{eff,L}}$ und $A_{\text{eff,A}}$ sowie für jede Simulation $P_{\text{max,int}}$ , $\tau$ , $D_{2,\text{ges}}$ und $g_0$ zum einen für die maximale Pulsspitzenleistung und zum anderen für den kürzesten Puls. . . . .	108



# ANHANG A

---

## Formeln, Komponenten und numerische Ergebnisse

---

### A.1 Sellmeier-Gleichung

Die Sellmeier-Gleichung nach [Eng14]

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{A_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{A_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2} = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (\text{A.1})$$

gibt die Abhängigkeit des Brechungsindex  $n$  von der Wellenlänge  $\lambda$  wieder. Die Sellmeier-Koeffizienten  $A_i$  (dimensionslos) und  $\lambda_i$  (in  $\mu\text{m}$ ) können nach dem Lorentz-Oszillatormodell hergeleitet werden, wobei  $\lambda_i$  für die Resonanzwellenlänge dieser Oszillatoren steht, bei denen das Licht eine starke Absorption erfährt, und die Parameter  $A_i$  die Oszillatorstärke bei den entsprechenden Resonanzen angibt. In Tabelle A.1 sind exemplarisch die Koeffizienten für  $\text{SiO}_2$  zusammengefasst.

Material	$\text{SiO}_2$	Einheit
$A_1$	0,6961663	
$A_2$	0,4079426	
$A_3$	0,8974794	
$\lambda_1$	0,0684043	$\mu\text{m}$
$\lambda_2$	0,1162414	$\mu\text{m}$
$\lambda_3$	9,896161	$\mu\text{m}$

**Tabelle A.1:** Sellmeier-Koeffizienten für  $\text{SiO}_2$  [Eng14].

## A.2 Snellius'sches Gesetz

Mit dem Snellius'schen Gesetz kann die Richtungsänderung einer ebenen Welle beim Übergang von einem Medium mit Brechungsindex  $n_1$  in ein Medium mit  $n_2$  beschrieben werden, wobei  $\theta_1$  für den Einfall- und  $\theta_2$  für den Ausfallwinkel der Welle zur Grenzfläche steht.

$$n_1 \cdot \sin \theta_1 = n_2 \cdot \sin \theta_2 \quad (\text{A.2})$$

## A.3 Fresnel-Formeln

Hier wird der vereinfachte Fall der Fresnel-Formel betrachtet, bei der beide Materialien annähernd die gleiche magnetische Permeabilität besitzen.

### Senkrechte Polariation

Transmissionsfaktor:

$$\sqrt{T_s} = t_s = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} \quad (\text{A.3})$$

Reflexionsfaktor:

$$\sqrt{R_s} = r_s = \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} \quad (\text{A.4})$$

### Parallele Polariation

Transmissionsfaktor:

$$\sqrt{T_p} = t_p = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} \quad (\text{A.5})$$

Reflexionsfaktor:

$$\sqrt{R_p} = r_p = \frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} \quad (\text{A.6})$$

## A.4 Beschichtungen von Komponenten

Beschichtungen für optische Komponenten sind ein wichtiges Verfahren für die Herstellung von z. B. hochreflektierenden Spiegeln, Antireflexbeschichtungen, Filter oder Auskoppelspiegeln. Dabei besteht die einfachste Antireflexbeschichtung aus einer  $\lambda/4$ -Schicht mit dem Brechungsindex  $n_1$ , die auf ein Substrat mit dem Brechungsindex  $n_s$  aufgebracht wird, sodass sich nach [Koe06] für die Reflektivität

$$R = \left( \frac{n_s - n_1^2}{n_s + n_1^2} \right)^2 \quad (\text{A.7})$$

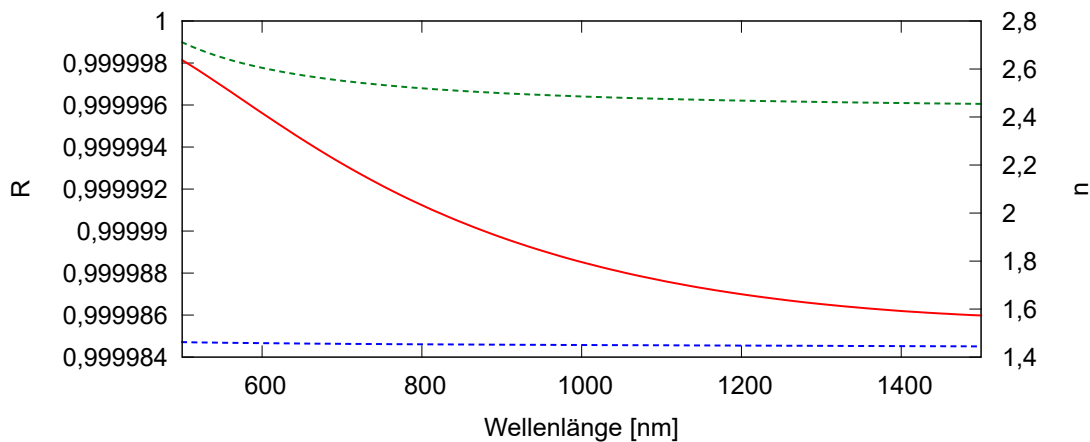


ergibt. Gleichung (A.7) zeigt, dass die Reflektivität für den Fall  $n_1 = \sqrt{n_s}$  gleich null wird.

Soll eine optische Komponente wie z. B. ein hochreflektierender Spiegel hergestellt werden, wird eine vielschichtige dielektrische Struktur (engl.: multilayer dielectric film) aus zwei unterschiedlichen Materialien auf das Substrat alternierend aufgebracht, dessen einzelnen Schicht bei HR-Spiegeln die Dicke von  $\lambda/4$  haben. Die Schichtdicken können abhängig von der gewünschten Anwendung auch so designt, werden, dass z.B. dispersionskompensierende GTI-Spiegel aus Abbildung 1.2 (a) hergestellt werden können. Die Reflektivität eines HR-Spiegels für einen senkrechten Einfall des Lichts kann dann durch eine ungerade Anzahl  $l$  von Schichten der Dicke  $\lambda/4$  mit

$$R_{\max}(\lambda) = \left( \frac{n_1(\lambda)^{l+1} - n_2(\lambda)^{l-1}n_s(\lambda)}{n_1(\lambda)^{l+1} + n_2(\lambda)^{l-1}n_s(\lambda)} \right)^2 \quad (\text{A.8})$$

berechnet werden, wobei  $n_1$  ein Material mit hohem,  $n_2$  mit einem niedrigem Brechungsindex und  $n_s$  der Brechungsindex vom Substrat ist.



**Abbildung A.1:** Reflektivität  $R$  (rot) nach Gleichung A.8 für einen Schichtstruktur aus  $n_1 = \text{TiO}_2$  (grün) und  $n_2 = \text{SiO}_2 = n_s$  (blau).

## A.5 Yb:CALGO-Kristall

Eigenschaften von Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> (Yb:CALGO mit 5% Dotierung)

Struktur uniaxial [Loi14]

Absorptionsmaximum [nm] 979 [Süd09]

Linienbreite (FWHM) des Absorptionsmaximums [nm] >5 [Süd09]

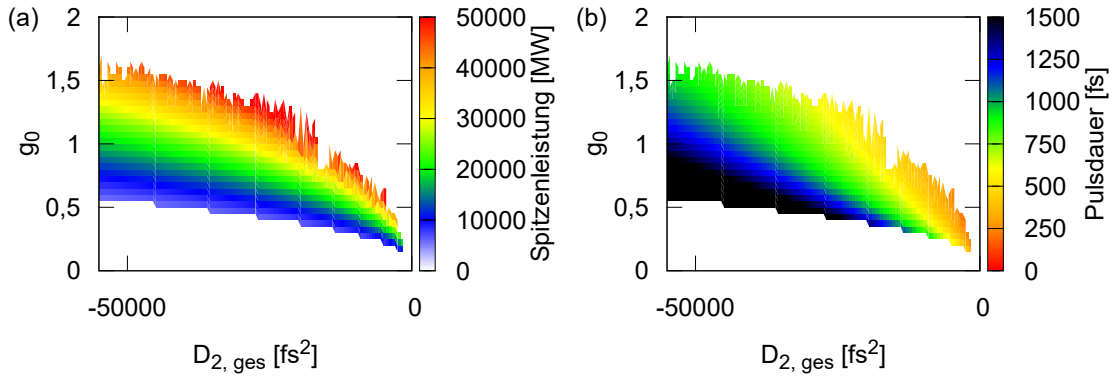
*Fortsetzung auf der nächsten Seite*

Absorptionsquerschnitt $\sigma_a$ [cm <sup>2</sup> ]	$2,7 \cdot 10^{-20}$ ( $\pi$ -Polarisation bei 979 nm [Pet05])
Emissionsmaximum $\lambda_{\text{las}}$ [nm]	1 050 (bei 2% Dotierung [Bou07])
Emissionsquerschnitt $\sigma$ [cm <sup>2</sup> ]	$0,75 \cdot 10^{-20}$ ( $\sigma$ -Polarisation von ca 1 000 nm bis 1 050 nm [Zao06]); $0,75 \cdot 10^{-20}$ (bei 5% Dotierung $\sigma$ -Polarisation bei 1 016 nm [Pet08b])
Verstärkungsbandbreite $\Delta\lambda_{\text{las}}$ [nm]	50 (1 000 nm-1 050 nm)
Fluoreszenzlebensdauer $\tau_L$ [ms]	0,42 (bei 2% Dotierung [Pet05]); 0,38 (bei 5% Dotierung [Pet08b])
Brechungsindex $n$	1,85 [Pet05]
nichtlinearer Brechungsindex $n_2$ [m <sup>2</sup> /W]	$9 \cdot 10^{-20}$ (bei 2% Dotierung [Bou07])
Dispersion GDD [fs <sup>2</sup> /mm]	108 [Kle14]
Thermische Leitfähigkeit [W/(K·m)]	6,9 (a-Richtung); 6,3 (c-Richtung) (bei 2% Dotierung) [Bou07]
dn/dT [1/K]	-7,93 ( $dn_o/dT$ ); -8,87 ( $dn_e/dT$ ) (bei 5% Dotierung [Loi14])
thermischer Expansionskoeffizient $\alpha$ [1/K]	$10,0 \cdot 10^{-6}$ (a-Richtung); $16,2 \cdot 10^{-6}$ (c-Richtung) [Loi14]

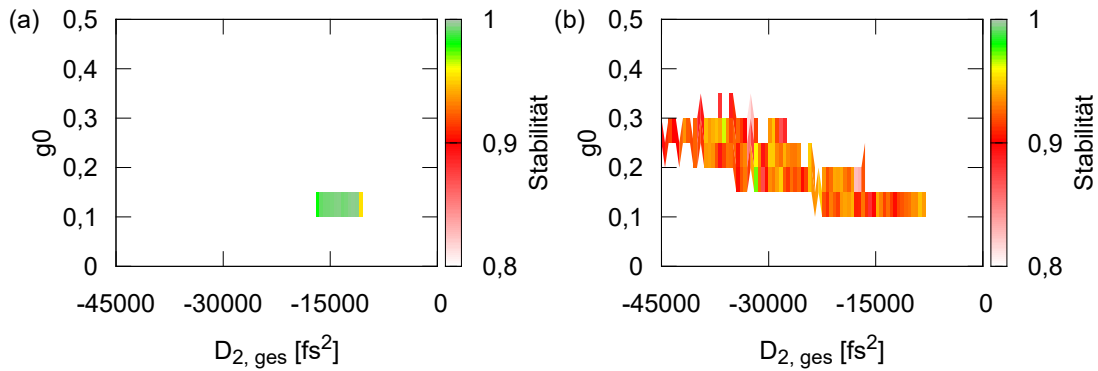
**Tabelle A.2:** Materialeigenschaften von Yb:CALGO bei Raumtemperatur (295 K) nach [Pet08a, Bei13, Bou07].

## A.6 Auswirkung größerer Modenflächen

Einen ersten Ausblick auf die Auswirkung größerer Modenflächen zeigt die durchgeführte numerische Berechnung für  $A_{\text{eff,L}} = 314 \text{ mm}^2$  und  $A_{\text{eff,A}} = 314 \text{ mm}^2$  mit folgenden Parametern:  $T_R = 10,64 \text{ ns}$ ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $F_{\text{sat,L}} = 0,131 \text{ J}/\text{mm}^2$ ,  $\lambda = 1 050 \text{ nm}$ ,  $\tau_L = 380 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $\Omega_g = 2,1 \cdot 10^{13} \text{ 1/s}$ ,  $F_{\text{sat,A}} = 0,5 \text{ J}/\text{m}^2$ ,  $\tau_A = 1 000 \text{ fs}$ ,  $g_0 = 1,4\%$ ,  $l = 3,5\%$  und  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Für den Startpuls wird jeweils die Pulsdauer von  $\tau = 195 \text{ fs}$  mit einer Pulsenergie von  $E_{\text{int}} = 100 \text{ nJ}$  benutzt. Abbildung A.2 zeigt in (a) die Ergebnisse für die Pulsspitzenleistungen und in (b) die zugehörigen Pulsdauern dieser Berechnungen in dem Bereich von  $D_{2,\text{ges}} = -55 000 \text{ fs}^2$  bis  $D_{2,\text{ges}} = 0 \text{ fs}^2$  sowie von  $g_0 = 0$  bis  $g_0 = 2$ . Hier fällt sofort auf, dass bei den Berechnungen resonatorinterne Pulsspitzenleistungen von über 50 000 MW bei einer Repetitionsrate von  $f_{\text{Rep}} = 94 \text{ MHz}$  erreicht werden. Dies würde ein Fluenz von



**Abbildung A.2:** (a) zeigt die numerisch berechnete Pulsspitzenleistung und (b) die Pulsdauer für  $A_{\text{eff,L}} = 314 \text{ mm}^2$  und  $A_{\text{eff,A}} = 314 \text{ mm}^2$ .



**Abbildung A.3:** (a) zeigt die numerisch berechnete Stabilität ohne und (b) mit aktiver Rückkopplung mit einer Regelbandbreite von 100 kHz.

mehr als  $169 \text{ J/cm}^2$  bedeuten und weit über der Zerstörschwelle des SESAMs von  $\Phi = 4 \text{ mJ/cm}^2$  liegen.

## A.7 Stabilität bei einer Regelbandbreite von 100 kHz

Abbildung A.3 zeigt in (a) die numerisch berechnete Stabilität für die Parameter  $A_{\text{eff,L}} = 12,57 \text{ mm}^2$  und  $A_{\text{eff,A}} = 0,785 \text{ mm}^2$  ohne und in (b) mit aktiver Rückkopplung mit einer Regelbandbreite von 100 kHz. Alle weiteren Parameter wurden entsprechend der Berechnungen für Abbildung A.2 gewählt. Abbildung A.3 (a) verdeutlicht, dass eine große Modenfläche im Kristall einerseits die auftretenden Nichtlinearitäten verringert, andererseits aber den Bereich stabiler Modenkopplung stark

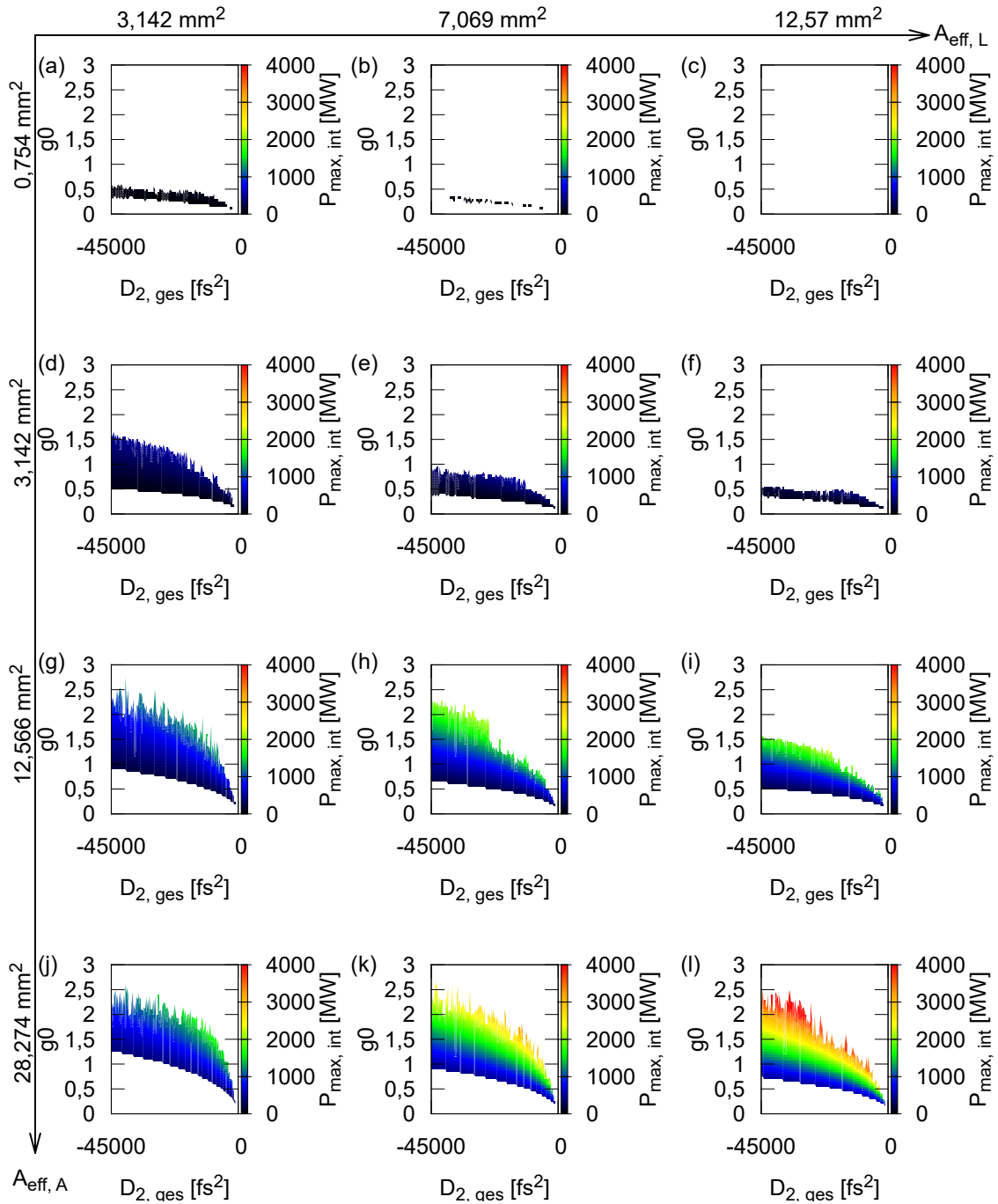
reduziert. Mit der Regelung steigert sich jedoch der Bereich wesentlich, in dem modengekoppelter Betrieb möglich ist.

## A.8 Simulationen $A_{\text{eff,L}}-A_{\text{eff,A}}$ -Raum

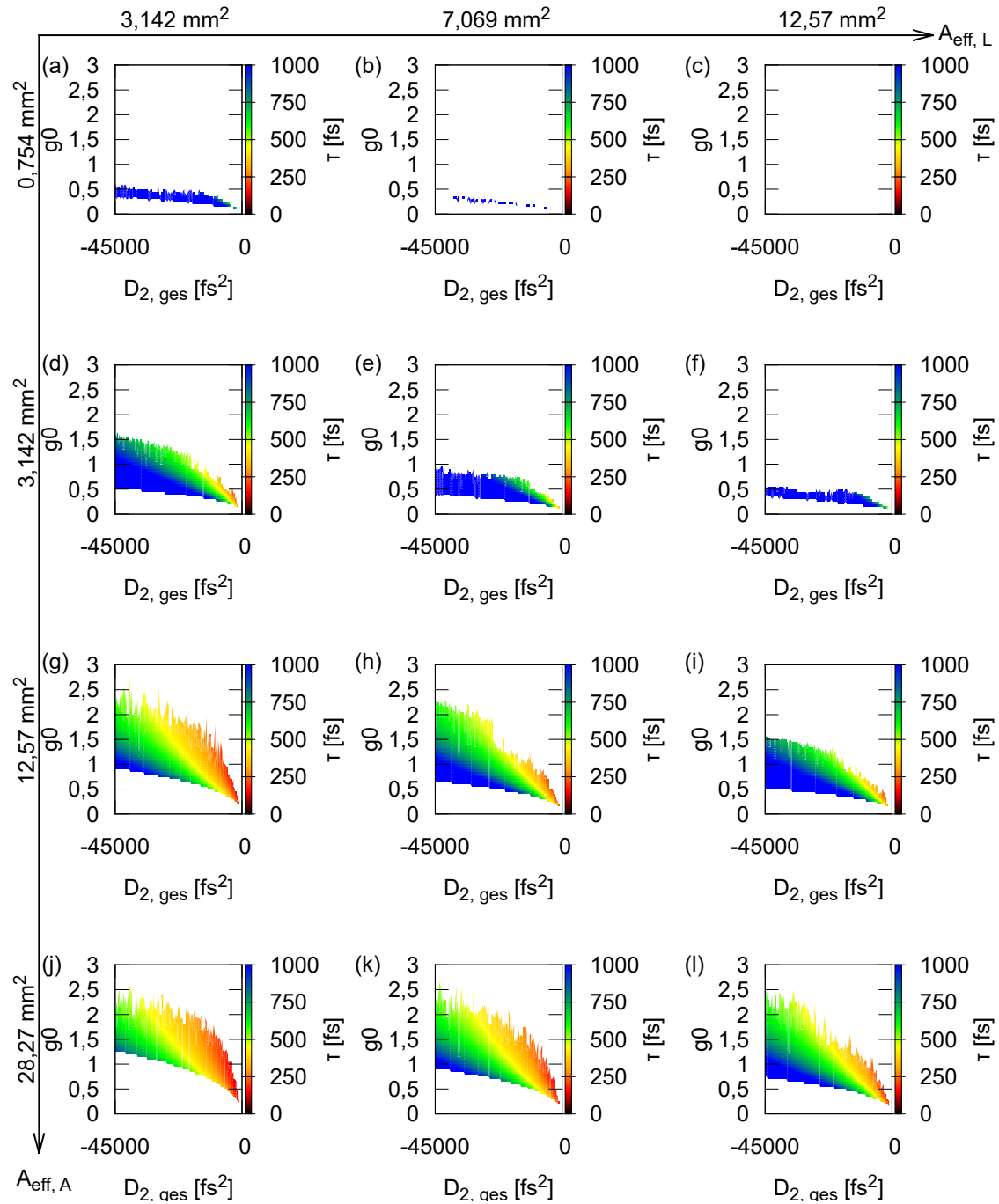
	$A_{\text{eff,A}}$ [mm <sup>2</sup> ]	$A_{\text{eff,L}}$ [mm <sup>2</sup> ]	max. $P_{\text{max,int}}$				min. $\tau$			
			$P_{\text{max,int}}$ [MW]	$\tau$ [fs]	$D_{2,\text{ges}}$ [fs <sup>2</sup> ]	$g_0$	$P_{\text{max,int}}$ [MW]	$\tau$ [fs]	$D_{2,\text{ges}}$ [fs <sup>2</sup> ]	$g_0$
(a)	0,754	3,142	131,6	627	-8 500	0,40	63,2	221	-500	0,10
(b)	0,754	7,069	76,7	789	-3 500	0,15	76,5	424	-1 000	0,10
(c)	0,754	12,566	46,3	2429	-11 500	0,15	46,1	1344	-3 500	0,10
(d)	3,142	3,142	627,7	445	-19 500	1,30	376,2	183	-2 000	0,35
(e)	3,142	7,069	652,0	504	-12 000	0,70	151,4	213	-500	0,10
(f)	3,142	12,566	487,4	878	-15 500	0,50	303	347	-1 500	0,15
(g)	12,566	3,142	1 771,8	212	-9 500	1,80	346,8	135	-1 000	0,25
(h)	12,566	7,069	2 347,7	407	-25 000	1,95	507,8	165	-1 000	0,20
(i)	12,566	12,566	2 531,0	459	-21 000	1,35	1 521,7	181	-2 000	0,35
(j)	28,274	3,142	1 925,4	152	-5 000	1,40	1 130,4	114	-2 000	0,65
(k)	28,274	7,069	3 521,7	196	-7 500	1,45	1 154,6	136	-1 500	0,35
(l)	28,274	12,566	4 966,2	451	-34 500	2,55	1 353,7	138	-1 000	0,25

**Tabelle A.3:** Für die numerischen Berechnungen aus Abbildung A.4 und Abbildung A.5 verwendeten Modenflächen  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$ . Zusätzlich sind für jede Simulation  $P_{\text{max,int}}$ ,  $\tau$ ,  $D_{2,\text{ges}}$  und  $g_0$  zum einen für die maximale Pulsspitzenleistung und zum anderen für den kürzesten Puls aufgetragen.

In Abbildung A.4 (a)–(l) ist die Pulsspitzenleistung abhängig von der Gesamtdispersion  $D_{2,\text{ges}}$  und dem Kleinsignalgewinn  $g_0$  dargestellt. Die Modenflächen  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$  entsprechen den Werten aus Tabelle A.3. Für die Berechnung wurden folgende Parameter konstant gehalten:  $T_{\text{R}} = 10,64 \text{ ns}$ ,  $n_2 = 9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $F_{\text{sat,L}} = 0,131 \text{ J}/\text{mm}^2$ ,  $\lambda = 1 050 \text{ nm}$ ,  $\tau_{\text{L}} = 380 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $\Omega_{\text{g}} = 2,1 \cdot 10^{13} \text{ 1/s}$ ,  $F_{\text{sat,A}} = 0,5 \text{ J}/\text{m}^2$ ,  $\tau_{\text{A}} = 1 000 \text{ fs}$ ,  $q_0 = 1,4 \%$ ,  $l = 3,5 \%$  und  $\tilde{\beta}_{\text{TPA}} = 5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Für den Startpuls wurde jeweils die Pulsdauer von  $\tau = 195 \text{ fs}$  mit einer Pulsenergie von  $E_{\text{int}} = 100 \text{ nJ}$  benutzt.



**Abbildung A.4:** (a)-(l) zeigen die numerischen Ergebnisse für die resonatorinterne Pulsspitzenleistung  $P_{\max, \text{int}}$  abhängig von der Gesamtdispersion  $D_{2, \text{ges}}$  und dem Kleinsignalgewinn  $g_0$  für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen  $A_{\text{eff}, L}$  und  $A_{\text{eff}, A}$  entsprechend Tabelle A.3.



**Abbildung A.5:** (a)–(l) zeigen die numerischen Ergebnisse für die Pulsdauer  $\tau$  abhängig von der Gesamtdispersion  $D_{2,\text{ges}}$  und dem Kleinsignalgewinn  $g_0$  für die unterschiedlichen Kombinationen der Modenflächen  $A_{\text{eff,L}}$  und  $A_{\text{eff,A}}$  entsprechend Tabelle A.3.

---

## Labormotivation

---

In all den Jahren, die ich für die AG Morgner tätig war, konnte die Arbeitsgruppe stets durch eine gute Kaffee- und Kuchenpause motiviert werden. Daher möchte ich an dieser Stelle für die Gruppenmitglieder jene Rezepte preisgeben, die stets bei allen die größte Begeisterung wecken konnten.

### Mohn-Marzipan-Torte

**Zutaten:**

1 Tasse Mehl  
1 Tasse Zucker  
1 Tasse ganzer Mohn  
1 Päckchen Backpulver  
5 Eier

1 Marzipandecke  
600 g Konditorsahne  
2 Päckchen Sahnesteif  
1 Glas Preiselbeeren  
Dekoration (hier GiOTTO)

Mehl, Zucker, Mohn, Backpulver und Eier zu einem glatten Teig verrühren und in einer eingefetteten Springform im vorgeheizten Backofen bei 180 °C Ober-/Unterhitze ca. 40-50 Minuten backen.

Nachdem der Boden abgekühlt ist, wird dieser horizontal in drei Ebenen unterteilt. Auf die unterste wird zunächst eine Schicht Preiselbeeren verteilt. Anschließend wird die Sahne zusammen mit dem Sahnesteif geschlagen. Etwas Sahne wird für die Dekoration abgeteilt. Anschließend wird auf die Preiselbeeren eine Schicht Sahne aufgetragen. Darauf kommt die mittlere Ebene des Tortenbodens, die wiederum mit einer Schicht Sahne bestrichen wird. Nun wird die obere Ebene des Bodens aufgesetzt und die komplette Torte mit einer Schicht Sahne überzogen. Auf diese

wird die Marzipandecke gelegt und vorsichtig glatt gestrichen. Abschließend wird mit der restlichen Sahne und der Dekoration die Torte verziert.

## (Ur-)Oma Bensch's Mokka cremetorte



### Zutaten:

*Für den Bisquitboden:*

280 g Mehl  
 220 g Zucker  
 1 Päckchen Vanillezucker  
 2 Teelöffel Backpulver  
 6 Eier

*Für die Creme:*

2 Päckchen Vanillepudding  
 250 g weiche Butter  
 5 Esslöffel Instantmokka  
 3 Esslöffel Zucker  
 Kleines Stückchen Palmin

*Zum Dekorieren:* Zartbitterschokostreusel, Mokka bohnen

Den Backofen auf 175 °C vorheizen. Für den Boden die Eier trennen und das Eiweiß mit dem Zucker und dem Vanillezucker zu Eischnee steif schlagen. Das Eigelb mit dem gesiebten Mehl und dem Backpulver verrühren und anschließend den Eischnee vorsichtig unter den Teig heben. Anschließend die Masse in einer eingefettete Springform (Ø26 cm) glatt streichen und ca. 50 Minuten backen. Den fertigen Boden vorsichtig vom Formrand lösen und abkühlen lassen.

Für die Mokka creme den Vanillepudding nach Anleitung mit dem Stückchen Palmin kochen und dabei das Mokkapulver unterrühren. Den Pudding erkalten lassen und darauf achten, dass sich keine Haut bildet. Nun wird die Butter aufgeschlagen, wobei der Zucker langsam beigemennt wird. Wenn die Butter mit dem Zucker zu einer glatten Masse verrührt wurde, den Pudding löffelweise langsam unter die Buttercreme rühren. Anschließend den Bisquitboden zwei mal horizontal teilen und den untersten Boden mit der Mokka creme bestreichen. Anschließend die restlichen Bodenplatten abwechselnd mit der Mokka creme aufgeschichten. Danach wird die Torte von allen Seiten mit der restlichen Buttercreme bestrichen. Bei Bedarf kann noch ein Teil der Creme zum Verzieren genommen werden. Abschließend wird der äußere Rand der Torte mit den Zartbitterschokostreuseln und der Tortenspiegel mit den Mokka bohnen verziert. Die Torte dann bis zum Verzehr kalt stellen.



---

## Publikationen

---

### Journal Publikationen

1. Hauke M. Bensch, Georg Herink, Felix Kurtz und Uwe Morgner  
*Harmonically mode-locked Yb:CALGO laser oscillator,*  
Optics Express **25**(13), 14164–14172 (2017)

### Beiträge auf internationalen Konferenzen

1. Alexander Pape, Jan Ahrens, Oliver Prochnow, Hauke M. Bensch, Stefan Rausch, Uwe Morgner und Thomas Binhammer  
Vortrag: *Ultrafast wavelength tuning of a high energy optical parametric chirped pulse amplifier,*  
Nonlinear Optics, Juli 2017, Waikoloa, Hawaii, Vereinigte Staaten
2. Hauke M. Bensch, Georg Herink, Felix Kurtz und Uwe Morgner  
Vortrag: *Low-noise passive harmonically mode-locked Yb:CALCO laser oscillator,*  
CLEO Europe, Juni 2017, München, Deutschland
3. Alexander Pape, Jan Ahrens, Oliver Prochnow, Tino Lang, Hauke M. Bensch, Stefan Rausch, Uwe Morgner und Thomas Binhammer  
Vortrag: *Low noise few-cycle OPCPA system with adjustable repetition rate from 0.2 - 4 MHz,*  
International Conference on Ultrafast Phenomena, Juli 2016, Santa Fe, New Mexico, Vereinigte Staaten
4. Alexander Pape, Jan Ahrens, Oliver Prochnow, Hauke M. Bensch, Dave Stockwell, Stefan Rausch, Uwe Morgner und Thomas Binhammer  
Vortrag: *High power OPCPA system with adjustable repetition rate from 0.2 - 4 MHz,*  
CLEO, Juni 2016, San Jose, Kalifornien, Vereinigte Staaten

5. Alexander Pape, Jan Ahrens, Hauke M. Bensch, Stefan Rausch, Oliver Prochnow, Uwe Morgner, Haim Suchowski und Thomas Binhammer  
Vortrag: *Power and energy scaling of a few-cycle high power OPCPA system with adjustable repetition rate from 0.2 – 4 MHz*,  
High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions (EUV, HILAS, MICS),  
März 2016, Long Beach, Kalifornien, Vereinigte Staaten

## Beiträge auf nationalen Konferenzen

1. Hauke M. Bensch und Uwe Morgner  
Vortrag: *Passiv harmonisch-modengekoppelter Yb:CALGO-Laser*,  
DPG Frühjahrstagung, März 2016, Hannover, Deutschland
2. Hauke M. Bensch und Uwe Morgner  
Vortrag: *Verhalten von Pulsdauer und Modenkoppeldynamik abhängig vom Strahlradius auf dem SESAM*,  
DPG Frühjahrstagung, März 2014, Berlin, Deutschland
3. Hauke M. Bensch und Uwe Morgner  
Poster Präsentation: *External feedback control for modelocked diode-pumped solid state lasers*,  
540. WE-Heraeus-Seminar: Modern Concepts of Continuous Wave and Pulsed High Power Lasers, Juli 2013, Bad Honnef, Deutschland

---

## Lebenslauf

---

### Persönliche Daten

Name: Hauke Magnus Bensch  
Geburtsdatum: 29. September 1982  
Geburtsort: Hildesheim  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
E-Mail: hauke@bensch.org

### Promotionsstudium

seit Aug. 2012 Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover,  
Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Uwe Morgner

### Beruflicher Werdegang

seit Apr. 2018 FTS Innovations GmbH, Leitung Forschung und Entwicklung

Nov. 2013 - Mär. 2018 VENTEON Laser Technologies GmbH, Einsatz als Ingenieur im Bereich der Laserproduktion sowie Leitung und Koordination weltweiter Serviceeinsätze

Mär. 2012 - Sep. 2017 Leibniz Universität Hannover, wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Quantenoptik

Nov. 2011 - Feb. 2012 Leibniz Universität Hannover, Mitarbeiter für Lehre am Institut für Quantenoptik

## Hochschulausbildung

- Okt. 2009 - Okt. 2011 Leibniz Universität Hannover, Studium mit Abschluss  
Master of Science der Optischen Technologien
- Okt. 2003 - Aug. 2009 Leibniz Universität Hannover, Studium mit Abschluss  
Bachelor of Science Physik

## Praktika und hilfswissenschaftliche Tätigkeiten

- Nov. 2011 – Nov. 2013 VENTEON Laser Technologies GmbH, Einsatz im Bereich  
der Laserproduktion sowie weltweiter Einsatz als Service-  
ingenieur
- Sep. 2008 – Okt. 2011 Leibniz Universität Hannover, Hilfswissenschaftler am  
Institut für Quantenoptik
- Feb. 2007 – Mär. 2007 Firma Pohl GmbH Diekholzen, Praktikum im Bereich der  
Automatisierungs- und Elektrotechnik sowie als Program-  
mierer
- Aug. 2006 – Sep. 2006 Firma Pohl GmbH Diekholzen, Praktikum im Bereich der  
Automatisierungs- und Elektrotechnik sowie als Program-  
mierer

## Wehrdienst

- Okt. 2002 - Jun. 2003 Grundwehrdienst

## Schulische Ausbildung

- 1995 - 2002 Michelsenschule Hildesheim, Abitur
- 1993 - 1995 Orientierungsstufe Ochtersum
- 1989 - 1993 Grundschule Barienrode

---

## Danksagung

---

An dieser Stelle möchte ich von Herzen all jenen danken, die mich während meiner Promotion begleitet, unterstützt und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke vor allem meinen Eltern Esther und Manfred Bensch, die mir das Studium ermöglicht haben und mir in jeder Lebenslage zur Seite stehen.

Bei meiner Familie Christina Jörns und Mila Luise Bensch sowie meiner Schwester Wiebke Bensch möchte ich mich dafür bedanken, dass sie mich bei dieser Arbeit begleitet und immer wieder motiviert haben.

Bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Uwe Morgner möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, in all den spannenden Themenfeldern rund um diese Arbeit forschen und mich darin weiterzuentwickeln zu können. Bei seiner Arbeitsgruppe „Ultrafast Laser Optics“ bedanke ich mich für die Unterstützung im Labor und die familiäre Atmosphäre, in der ich mich immer sehr wohl gefühlt habe.

Bei Dr. Welm Maximilian Pätzold bedanke ich mich zum einen dafür, dass er sich zum Korrekturlesen durch diese Arbeit gequält hat, und zum anderen für die gemeinsamen und unterhaltsamen Stunden im Labor.

Bei Dr. Thomas Binhammer möchte ich mich sowohl für das Korrekturlesen als auch für meine beruflichen Erfahrungen bedanken, die in diese Arbeit mit eingeflossen sind.

Ebenfalls bedanke ich mich bei Christoph Fuest, Christian Markus Dietrich und Christina Jörns für das Korrekturlesen möchte ich mich bedanken.

Dem Sekretariat des Instituts für Quantenoptik, insbesondere Elke Hünitzsch, gilt ein besonderer Dank für die Bewältigung aller bürokratischen Hürden und des Institutsalltags.

Zum Schluss geht auch ein herzliches Dankeschön an alle, die nicht persönlich erwähnt wurden, jedoch zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

**Vielen Dank euch allen!**

