

Kapitel 1

Einleitung

Seit der ersten Demonstration eines Lasers durch P. H. Maiman im Jahre 1960 [62] wurde eine Vielzahl von Lasertypen (Festkörperlaser, Gaslaser, Farbstofflaser, Diodenlaser etc.) entwickelt und untersucht. Erst die Entwicklung von leistungsstarken und zuverlässigen Halbleiterlasern Mitte der achtziger Jahre, verhalf den Festkörperlasern zu einem großen Aufschwung, da sie eine ideale Lichtquelle für das optische Pumpen darstellen. Von besonderem Interesse sind dabei longitudinal diodengepumpte Festkörperlaser, welche sich durch ihre exzellente Strahlqualität, ihren hohen Gesamtwirkungsgrad, sowie ihre kompakte Bauweise auszeichnen. Speziell die Erzeugung von ultrakurzen Lichtimpulsen im Piko- und Femtosekundenbereich eröffnet eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten. Dazu zählen zum Beispiel die zeitaufgelöste Spektroskopie, die fs-Chemie zur Kontrolle und Steuerung von chemischen Prozessen oder die Medizin. Aufgrund der hohen Spitzenleistung ultrakurzer Impulse ergeben sich aber auch Anwendungsgebiete in der Materialbearbeitung und der nichtlinearen Optik. Ein Nachteil vieler Festkörperlaser ist jedoch die schlechte Abstimmbarkeit der Emissionswellenlänge typischer Laserkristalle im Infrarot-Bereich. So stehen auch nach der Frequenzkonversion in den sichtbaren Bereich, in dem viele organische Verbindungen Absorptionsmaxima haben, für eine Reihe von Anwendungen keine geeigneten Strahlquellen zur Verfügung. So hat das am häufigsten verwendete laseraktive Ion Neodym (Nd^{3+}), je nach verwendetem Wirtskristall, seine stärkste Emissionslinie bei einer Wellenlänge von ca. 1064 nm. Durch Frequenzkonversion können in der Folge auch im sichtbaren Spektralbereich nur diskrete Wellenlängen erreicht werden. Durch die Wahl anderer laseraktiver Ionen und Wirtskristalle lassen sich Strahlquellen bei neuen Wellenlängen realisieren. Hier besteht die Herausforderung in der Leistungsskalierung bestehender Systeme und der Identifizierung und Behebung der sich daraus ergebenden Probleme. So liegt die stärkste Emissionslinie des in dieser Arbeit eingesetzten Laser-

materials Yb:YAG beispielsweise bei einer Wellenlänge von ca. 1030 nm.

Weiterhin bietet sich die Möglichkeit, durch den physikalischen Effekt der stimulierten Raman-Streuung, die Emissionswellenlänge vorhandener Lasersysteme zu neuen Wellenlängen zu verschieben. Dies kann bei Raman-aktiven Laserkristallen im Laserkristall selbst erfolgen, solche Systeme werden dann als Selbst-Raman-Laser bezeichnet, oder durch das Einfügen eines zusätzlichen Raman-aktiven Kristalls in den bestehenden Laser.

Das erste Ziel dieser Arbeit ist die Leistungsskalierung eines modengekoppelten femtosekunden Yb:YAG Lasers mit einer Wiederholrate von > 120 MHz. Aufgrund der laserphysikalischen Eigenschaften eignet sich Yb:YAG für den Einsatz in Hochleistungslasern. So konnte basierend auf diesem Lasermaterial ein kontinuierlich emittierender Multimode-Laser mit einer Ausgangsleistung von über 1 kW realisiert werden [43, 84]. Die große Verstärkungsbandbreite von ca. 5 nm ermöglicht die Erzeugung von Impulsdauern von bis zu 340 fs [44]. Ein Nachteil von Yb:YAG ist der kleine Emissionswirkungsquerschnitt und die damit verbundenen hohen Sättigungsintensitäten, welche die Entwicklung einer geeigneten Pumpgeometrie zur effizienten optischen Anregung notwendig machen. Aufgrund der hohen Pumpleistungen müssen die thermischen und mechanischen Belastungen des Laserkristalls modelliert und bei der Berechnung eines geeigneten Laserresonators berücksichtigt werden. Zur Modenkopplung des Lasers wird das Verfahren des Phase-Selfadjust-Modelocking (PSM) angewendet, welches eine modifizierte selbststabilisierende Form der Additiv-Puls-Modenkopplung (APM) ist, und erstmals für einen Nd:YVO₄ Laser demonstriert wurde [41]. Dabei konnten Impulse mit einer zeitlichen Dauer von 7,6 ps und einer mittleren Leistung von 18 W erzeugt werden. Die Repetitionsrate hatte einen Wert von 165 MHz. Da das Verfahren im Gegensatz zur APM selbststabilisierend ist, entfällt die Notwendigkeit einer aktiven Stabilisierung. Weiterhin hat es gegenüber der Modenkopplung mit sättigbaren Absorbieren den Vorteil der Vermeidung von Selbstgüteschaltung bei hohen Repetitionsraten und der einfachen Übertragbarkeit auf neue Wellenlängenbereiche ohne Entwicklung spezieller sättigbarer Absorber [55]. Voraussetzung für die Anwendung der APM ist ein linear-polarisierter Laserbetrieb. Hier muss ein Konzept gefunden werden, das trotz des steigenden Einflusses von spannungsinduzierter Doppelbrechung mit zunehmender Pumpleistung einen hohen Polarisationsgrad, bei gleichzeitig hoher Ausgangsleistung, gewährleistet. Mit steigender Ausgangsleistung muss auch der Parametersatz für die APM angepasst werden.

Das zweite Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines auf einem modengekoppelten Nd:YVO₄-Laser basierten synchron gepumpten pikosekunden Selbst-Raman-Lasers. Die Herausforderung besteht darin ein Konzept zu entwickeln, das trotz der konkurrie-

renden Prozesse der Impulsstabilisierung durch den Modenkopplungsprozess und der Destabilisierung durch die Raman-Konversion eine stabile Modenkopplung ermöglicht. Aufgrund dieser Problematik wurden bis jetzt Systeme meist durch aktiv gütegeschaltete Laser realisiert, wodurch sich die Impulsdauer im Bereich von einigen zehn ns befand. Basierend auf dem Raman-aktiven Material Nd:KGd(WO₄)₂ wurde so beispielsweise ein aktiv gütegeschalteter Selbst-Raman-Laser mit einer Impulsenergie von 340 μ J bei einer Wellenlänge von 1181 nm demonstriert [68]. Die Impulsdauer betrug 10 ns bei einer Wiederholrate von 10-90 Hz. Bei einem weiteren Ansatz wurde die Strahlung eines gütegeschalteten Nd:YVO₄ Lasers resonatorintern zunächst in Ba(NO₃)₂ durch stimulierte Raman-Streuung (SRS) frequenzverschoben und anschließend in einem LBO Kristall frequenzverdoppelt. Hier wurde eine Ausgangsleistung von 110 mW bei einer Wellenlänge von 1197 nm, einer Impulsdauer von 20 ns und einer Wiederholrate von 1-45 kHz erzielt. Die frequenzverdoppelte Strahlung bei einer Wellenlänge von 598 nm erreichte eine Ausgangsleistung von 5 mW [82]. Findeisen erzielte mit einem aktiv gütegeschalteten Nd:KGd(WO₄)₂ Selbst-Raman-Laser eine Impulsenergie von 0,1 μ J bei einer Impulsdauer von 50 ns und einer Wiederholrate von bis zu 47 Hz [26]. Basierend auf Nd:YVO₄ zeigte Chen einen aktiv gütegeschalteten Selbst-Raman-Laser bei einer Wellenlänge von 1176 nm mit einer Ausgangsleistung von 1,5 W bei einer Impulsdauer von 18 ns und einer Wiederholrate von 20 kHz [15]. Mit einem ähnlichen Ansatz wurde mit Nd:GdVO₄ eine Ausgangsleistung von 1,18 W bei einer Wellenlänge von 1521 nm und einer Impulsdauer von > 5 ns erzielt [14].

Zur Realisierung eines Selbst-Raman-Lasers mit Impulsdauern im ps-Bereich wird in dieser Arbeit erstmals ein auf einem modengekoppelten Nd:YVO₄-Laser basierendes System entwickelt und charakterisiert. Dazu muss zunächst eine Modenkopplungstechnik ausgewählt werden, welche einerseits die Erzeugung ultrakurzer Impulse erlaubt, andererseits trotz des impulsdestabilisierenden Effekts der Raman-Konversion eine möglichst hohe Modenkopplungsstabilität aufweist. Anhand eines Systems mit geringer Raman-Ausgangsleistung muss zunächst der Einfluss des Raman-Prozesses auf die Modenkopplung untersucht werden. Die sich daraus ergebenden Erkenntnisse sollen im nächsten Schritt die Leistungsskalierung des Selbst-Raman-Lasers ermöglichen. Dazu müssen die für die Steigerung der Ausgangsleistung zuständigen Parameter identifiziert, sowie deren Einfluss auf die Modenkopplungsstabilität untersucht werden. Dazu zählen unter anderem die Kristalllänge, die Verstimmung der beiden Resonatoren sowie die Impulsspitzenleistung. Um die für die Raman-Konversion nötigen hohen Spitzenintensitäten zu erreichen, muss eine geeignete Resonatorgeometrie entwickelt werden. Dies wird durch den Einsatz eines *Gain-at-the-End* Resonatordesigns erreicht. Eine Steigerung der Spitzenintensität ist aber auch durch Erhöhung der resonatorin-

ternen Leistung möglich. Dies soll zum einen durch die Steigerung der Pumpleistung und zum anderen durch die Minimierung der Resonatorverluste erfolgen.

Als Anwendungsbeispiel wird die erzeugte Raman-Strahlung durch Frequenzverdopplung in den sichtbaren Spektralbereich konvertiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Zur Realisierung von Ultrakurzpuls-Strahlquellen ist ein genaues Kenntnis der theoretischen Grundlagen der zur Anwendung kommenden Modenkopplungsverfahren notwendig. Die Wahl der Modenkopplungstechnik hängt dabei von den Anforderungen, welche an das zu realisierende Lasersystem gestellt werden, ab. Deshalb wird hier zunächst das Prinzip der Modenkopplung, sowie ein Überblick über die unterschiedlichen Modenkopplungstechniken gegeben. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den in dieser Arbeit zur Anwendung kommenden Modenkopplungsverfahren. Dazu zählt das PSM-Verfahren und die Modenkopplung mit sättigbarem Halbleiterabsorber.

Zum Abschluss des Kapitels werden die theoretischen Grundlagen der im zweiten Teil dieser Arbeit eingesetzten stimulierten Raman-Streuung diskutiert. Ein genaues Kenntnis der physikalischen Zusammenhänge ist dabei Voraussetzung für die Realisierung eines synchron gepumpten Selbst-Raman-Lasers.

2.1 Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse

Die Methoden zur Erzeugung von kurzen Laserimpulsen lassen sich in zwei Hauptkategorien unterteilen. Die eine Kategorie umfasst die Verfahren der Güteschaltung, die andere Kategorie die unterschiedlichen Modenkopplungsverfahren. Bei den Güteschaltungsverfahren wird die Kreisgüte des Resonators moduliert. Hier kommen z.B. akustooptische oder elektrooptische Modulatoren zum Einsatz. Durch die begrenzte Schaltgeschwindigkeit solcher Modulatoren lassen sich so jedoch nur Impulsdauern bis in den ns-Bereich erzeugen [51]. Um kürzere Impulsdauern zu erreichen, wird das Verfahren der Modenkopplung angewendet. Hiermit können so genannte ultrakurze Impulse im ps- bis hin zum fs-Bereich erzeugt werden. In den folgenden Abschnitten wird zunächst auf die theoretischen Grundlagen der Modenkopplung eingegangen

und anschließend einige typische Verfahren der Modenkopplung vorgestellt. Besondere Aufmerksamkeit wird dabei der Additiv-Puls-Modenkopplung (APM) bzw. dem PSM-Verfahren und der Modenkopplung mit Hilfe sättigbarer Halbleiterabsorber geschenkt, da beide in dieser Arbeit eingesetzt werden.

2.1.1 Theorie der Modenkopplung

In einem Stehwellenresonator der optischen Länge L stellen die longitudinalen Resonatormoden stabile Lösungen der Wellengleichung dar. Bei Lasermaterialien mit einer großen Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu$ können alle longitudinalen Moden innerhalb des Verstärkungsprofils anschwingen falls sie die Laserschwelle erreichen. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

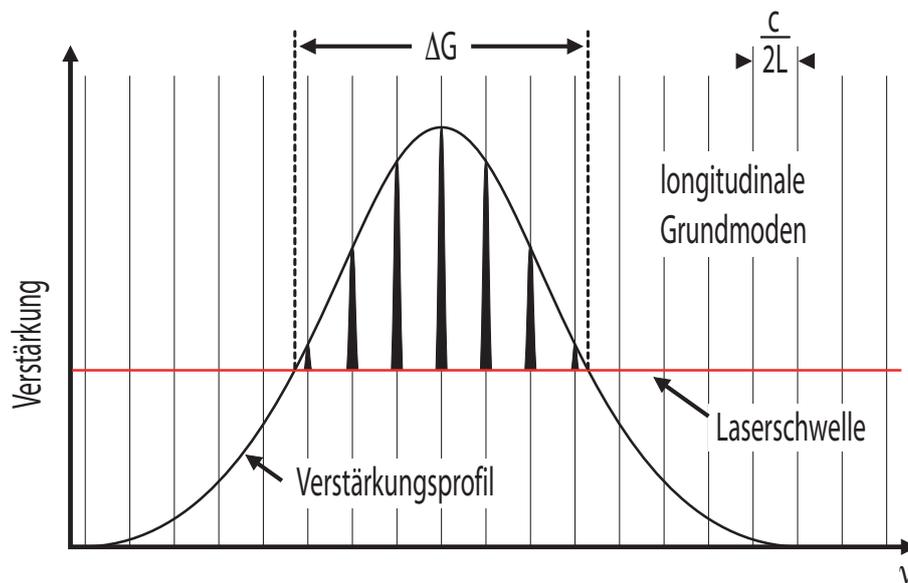


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Verstärkungsprofils mit longitudinalen Resonatormoden.

Der spektrale Abstand $\Delta\nu$ der Moden q und $q + 1$ beträgt dann

$$\Delta\nu_{q,q+1} = \frac{c}{2L}, \quad (2.1)$$

was gerade dem Inversen der Resonatorumlaufzeit entspricht. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit und L die optische Resonatorlänge. Im kontinuierlichen Betrieb haben diese Moden eine zufällige Phasenbeziehung zueinander. Durch die Superposition der einzelnen Moden ergibt sich dann ein zufälliges Zeitverhalten sowohl für das superpositionierte elektrische Feld $E(t)$, als auch für die vom Laser emittierte Intensität $I(t)$.

Da diese Fluktuationen auf einer sehr kleinen Zeitskala ablaufen, integrieren langsame Meßinstrumente über diese Schwankungen hinweg, sodass eine gemittelte Ausgangsleistung gemessen wird.

Werden jetzt jedoch die einzelnen Moden mit einer festen Phasenbeziehung

$$\phi = \phi_q - \phi_{q-1} \quad (2.2)$$

zueinander gekoppelt, so ergibt sich für das elektrische Feld eine wohldefinierte und zeitlich periodische Struktur [87]. Beim Koppeln von $2n+1$ aufeinanderfolgender Moden gleicher Amplitude der elektrischen Feldstärke lässt sich die Überlagerung als Summe aller beteiligten Moden schreiben, womit sich für die resultierende Feldstärke folgender Ausdruck ergibt [87]:

$$E(t) = \sum_{q=-n}^n E_0 e^{i[(\omega_0 + q\Delta\omega_{q,q+1})t + q\phi]}. \quad (2.3)$$

Dabei ist ω_0 die Frequenz der zentralen Mode und $\Delta\omega_{q,q+1} = 2\pi\Delta\nu_{q,q+1}$ die Differenzfrequenz zweier aufeinanderfolgender longitudinaler Moden.

Das lässt sich schreiben als

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_0 t}, \quad (2.4)$$

mit der Abkürzung

$$A(t) = \sum_{q=-n}^n E_0 e^{iq(\Delta\omega t + \phi)}. \quad (2.5)$$

Damit setzt sich $E(t)$ aus einer Schwingung mit der Frequenz ω_0 und einer zeitabhängigen Amplitude $A(t)$ zusammen. Mit $\Delta\omega t' = \Delta\omega t + \phi$ wird aus Gleichung (2.5):

$$A(t') = \sum_{q=-n}^n E_0 e^{iq(\Delta\omega t')}. \quad (2.6)$$

Die analytische Summation der rechten Seite von Gleichung (2.6) ergibt für $2n+1$ simultan oszillierende Moden gleicher Amplitude E_0

$$A(t') = E_0 \frac{\sin[(2n+1)\Delta\omega t'/2]}{\sin(\Delta\omega t'/2)}. \quad (2.7)$$

Für die Intensität der Laserstrahlung folgt

$$I(t) \propto E(t)E^*(t) = A(t)^2. \quad (2.8)$$

Als Resultat der Modenkopplung unter fester Phasenbeziehung ϕ wird die Laserstrahlung in Form von kurzen Impulsen der Dauer $\Delta\tau_p$ emittiert. Zwischen diesen Impulsen

kommt es zu einer weitgehenden Auslöschung der Intensität. Der konstante Zeitabstand der Impulse folgt aus Gleichung (2.7) zu

$$\tau_p = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (2.9)$$

Diese Zeit entspricht gerade der Umlaufzeit im Resonator (vgl. 2.1). Das Oszillationsverhalten im Laserresonator kann also so aufgefaßt werden als ob ein kurzer Impuls im Resonator umläuft, während die Felder zu allen anderen Zeiten außerhalb des Impulses durch destruktive Interferenz ausgelöscht werden. Die Halbwertsbreite $\Delta\tau_p$ der Impulse kann ebenfalls aus Gleichung (2.7) abgeschätzt werden. Die Nulldurchgänge der Amplitude treten immer dann auf wenn der Zähler Null wird, d.h. wenn $[(2n+1)\Delta\omega t'_p/2] = \pi$ gilt. Somit folgt für die Impulsdauer

$$\Delta\tau_p \cong \frac{2\pi}{(2n+1)\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu_L}, \quad (2.10)$$

mit $\Delta\nu_L = (2n+1)\Delta\omega/2\pi$ der Laserbandbreite. Die Impulsdauer $\Delta\tau_p$ ist demnach umgekehrt proportional zur Anzahl der gekoppelten Moden. Je größer also die Verstärkungsbandbreite des Lasermaterials ist, desto kürzer sind die Impulse die erzeugt werden können. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.2 dargestellt, in der die Laserintensität $I(t)$ für 3 bzw. 10 gekoppelte Moden aufgetragen ist. Da Gleichung (2.10) nur eine Näherung für den Fall darstellt, bei dem die Amplitude aller Moden gleich groß ist (vgl. Gleichung 2.3), muss die Impulsdauer $\Delta\tau_p$ für die verschiedenen Impulsformen mit einem Korrekturfaktor k , der zwischen 0 und 1 liegt, erweitert werden, womit sich [87]

$$\Delta\tau_p = \frac{k}{\Delta\nu_L}, \quad (2.11)$$

ergibt. Als Beispiele sollen hier die Korrekturfaktoren für zwei häufig auftretende Impulsformen angegeben werden. Für einen gaußförmigen Impuls beträgt $k = 0,441$ und für einen $sech^2$ Impuls beträgt $k = 0,315$.

Neben der kontinuierlichen Emission der Laserstrahlung und der Emission von kurzen Impulsen bei dem eben vorgestellten Verfahren der Modenkopplung gibt es noch weitere Möglichkeiten zur Emission von Strahlung. Je nach Anwendungsgebiet sind einige dieser Betriebszustände unerwünscht, lassen sich jedoch unter ungünstigen Bedingungen nicht vermeiden. Diese vier verschiedenen Betriebszustände sind in Abbildung 2.3 dargestellt [49]. Findet keine aktive Güteschaltung oder Kopplung der longitudinalen Moden des Resonators statt, gibt der Laser seine Strahlung kontinuierlich (CW) ab. Im gütegeschalteten Betrieb (Q-switch) emittiert der Laser seine Ausgangsleistung in Form kurzer Impulse. Im kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb werden

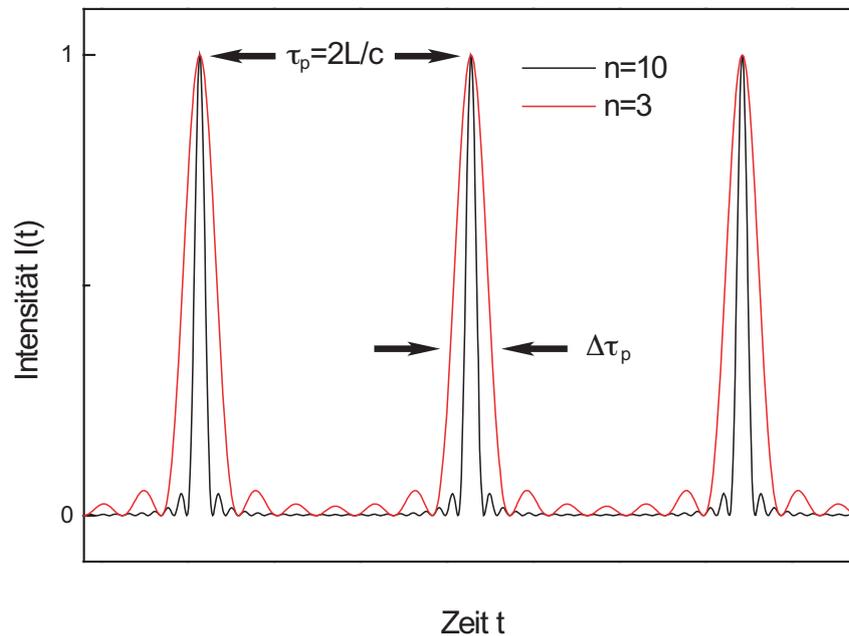


Abbildung 2.2: Intensität $I(t)$ bei der Kopplung von 3 bzw. 10 Moden mit konstanter Phase ϕ .

aufgrund der phasenstarrten Kopplung der longitudinalen Moden Impulsdauern bis in den Femtosekundenbereich erzeugt. Die Spitzenleistung der emittierten Impulse ist dabei konstant. Dieser Betriebszustand ist wegen der wohl definierten Impulsenergie und Spitzenleistung für eine Vielzahl von Anwendungen erwünscht. Im Gegensatz dazu liegen die modengekoppten Impulse bei der Q-Switch-Modenkopplung (QML) unterhalb einer gütegeschalteten Einhüllenden. Durch die Überhöhung werden im Vergleich zur reinen cw-Modenkopplung deutlich größere Spitzenleistungen erreicht. Dieser Betriebszustand kann gezielt hervorgerufen werden und ist auf diese Weise bei Anwendungen, welche Impulse mit hoher Spitzenleistung benötigen, von Vorteil. Meist ist dieser Betriebszustand jedoch unerwünscht, da die hohen Spitzenleistungen zu einer Beschädigung der optischen Komponenten führen können.

2.1.2 Modenkopplungsverfahren

Für die Erzeugung ultrakurzer Impulse ist es, wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, nötig die longitudinalen Resonatormoden durch ein geeignetes Verfahren phasenstarr zu koppeln. Hierzu wurden verschiedene Verfahren entwickelt, welche sich in drei