



Kapitel 1

Einleitung

Der Laser als Werkzeug ist mittlerweile unbestreitbar in nahezu alle technologischen Fertigungsprozesse vorgedrungen [1]. Vor allem Trenn- und Fügeverfahren, wie z. B. Schneiden, Fräßen, Drehen, Bohren, Schweißen oder Löten profitieren von der berührungslosen Bearbeitung hinsichtlich Geschwindigkeit und Präzision. Durch die Lasermikromaterialbearbeitung wird die Realisierung kleinster Strukturen möglich [2–5]. Dabei kommen in der Regel gepulste Systeme mit höchster Strahlqualität zum Einsatz, die ihre Impulsenergie zeitlich und räumlich sehr exakt lokalisiert auf dem Werkstück deponieren und dort z. B. einen Materialabtrag induzieren. Mit Hilfe von Galvanometerscannern wird der Strahl über das Werkstück gelenkt.

Neben der Ablenkgeschwindigkeit des Scanners definieren vor allem die Impulsparameter des Lasers (Impulsenergie, Impulsdauer, Wiederholrate) die erreichbare Bearbeitungsqualität und den Durchsatz [6–8]. Durch die Erhöhung der Wiederholraten und der Ablenkgeschwindigkeiten konnte in den letzten Jahren eine stetige Steigerung der Bearbeitungsgeschwindigkeit und damit ein immer wirtschaftlicherer Einsatz der Lasertechnologie erreicht werden. Es zeigte sich jedoch auch vermehrt, dass vor allem Lasersysteme mit zusätzlich adaptierbaren Impulsparametern das Potential besitzen neue Anwendungsfelder zu erschließen, bestehende Fertigungsprozesse zu verbessern und somit die Steigerung der Wirtschaftlichkeit noch weiter voranzutreiben.

So wurde beispielsweise demonstriert [9], dass bei der Bearbeitung von engen Bahnkurven mit Galvanometerscannern aufgrund der unvermeidbaren Verlangsamung der Ablenkung und dem resultierenden vergrößerten Impulsüberlapp an diesen Stellen teilweise starke Einbrände entstehen. Eine synchronisierte, kontinuierliche Anpassung der dort verwendeten kHz-Impulsrepetitionsrate an die jeweilige effektive Ablenkgeschwindigkeit des Scanners konnte diesen Effekt kompensieren. Das Ergebnis ist eine absolut gleichbleibende Bearbeitungsqualität und eine Nachbehandlung kann entfallen. Eine Skalierung dieses Vorgehens in den MHz-Bereich ist aufgrund der fehlenden Flexibilität der Strahlquellen in diesem Bereich bisher jedoch nicht möglich. Eine weitere interessante Anwendung stellt das Laserdrehen dar [10]. Hier wird das Werkstück ganz klassisch in eine schnelle Rotation versetzt und der Laser bearbeitet aus dem Rohling feine Konturen und Geometrien heraus. Durch die fehlende Zerspankraft, wie sie bei der klassischen Bearbeitung auftritt, kann das Werkstück durch das Werkzeug nicht verbogen werden und es werden größere Auspannlängen bei gleichzeitig filigraneren Geometrien möglich.



Dies könnte neue Anwendungsfelder z. B. in der Medizintechnik eröffnen. Allerdings führen die wechselnden Durchmesser eines Werkstücks zu unterschiedlichen Bahngeschwindigkeiten des Lasers auf der Oberfläche, was bei konstanter Impulswiederholrate zu einem variierenden Energieeintrag und zu wechselnden Bearbeitungsqualitäten führt. Durch eine synchronisierte Anpassung der Wiederholrate während der Bearbeitung lässt sich dieser Effekt vermeiden. Auch hier ist bisher nur eine feine Anpassung im kHz-Bereich möglich. Eine Skalierung in den MHz-Bereich erlaubt jedoch größere Drehgeschwindigkeiten und damit einen erhöhten Durchsatz.

Großflächige Laserbearbeitungen, wie z. B. die Oberflächen- oder Dünnschichtstrukturierung von Glasbeschichtungen [11], profitieren am meisten von einer Erhöhung der Impulswiederholrate und der Ablenkgeschwindigkeit des Scanners. Seit einigen Jahren werden dazu Polygonscanner [12] in Verbindung mit hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Strahlquellen eingesetzt [7, 13]. Die Winkelgeschwindigkeiten der Laserstrahlableitung erreicht dabei mehr als 1000 rad s^{-1} . Dies stellt gegenüber der Ablenkgeschwindigkeit von typischen Galvanometerscannern bereits eine Steigerung um einen Faktor 10 dar. Eine vielversprechende Alternative zu den Polygonscannern stellen seit kurzem resonante Scanner dar [14]. Hier führt der Ablenkspiegel eine periodische Torsionsschwingung um eine seiner Achsen aus. Dadurch wird der Laserstrahl sehr schnell periodisch sinusförmig über das Werkstück gelenkt. Im Nulldurchgang erreicht die Winkelgeschwindigkeit, abhängig von der Frequenz der Schwingung, Werte von über $10\,000 \text{ rad s}^{-1}$. Der Nachteil ist allerdings die kontinuierlich abnehmende Ablenkgeschwindigkeit zu den Umkehrpunkten hin was zu einem erhöhten Impulsüberlapp an diesen Stellen führt und die sinnvolle Anwendung dieser Scannertechnologie im Bereich der Lasermaterialbearbeitung bisher verhinderte. Durch eine auf die Schwingung des Scanners synchronisierte Anpassung der Impulswiederholrate lässt sich dieser Effekt jedoch vermeiden. Vor allem dieses Beispiel macht klar, dass die Entwicklung von Lasersystemen mit hohen und trotzdem kontinuierlich variablen Impulswiederholraten zur weiteren Effizienzsteigerung in der Lasermaterialbearbeitung beitragen kann.

Die bisher gängige Praxis zur Anpassung der Repetitionsrate von ultrakurzen Impulsen basiert hauptsächlich auf dem Ausschneiden einzelner Impulse aus einem modengekoppelten Impulszug (*pulse-picking*). Aufgrund der typischen Wiederholrate der meisten diodengepumpten Festkörperlaser im Bereich von 100 MHz wird so die oben erwähnte Flexibilität im kHz-Bereich möglich. Dieses Prinzip ist jedoch nicht ohne weiteres auf den MHz-Bereich erweiterbar, was folgendermaßen einsehbar ist: Zur Realisierung einer Wiederholrate von z. B. 100 kHz wird jeder 1000. Impuls ausgeschnitten. Die nächsthöhere Wiederholrate von 100,1 kHz wird erreicht, wenn jeder 999. Impuls ausgeschnitten wird. Die Diskretisierung beträgt in diesem Bereich somit 0,1 kHz bzw. 0,1 %. Um den wirtschaftlich interessanten Bereich um 10 MHz zu erreichen, muss jeder 10. Impuls ausgeschnitten werden. Hier beträgt die nächsthöhere Wiederholrate 11,1 MHz, was jedem 9. Impuls aus dem 100 MHz-Impulszug entspricht. Die Diskretisierung beträgt also 1,1 MHz bzw. 11 % und ist somit viel zu groß für eine feine Anpassung an die oben

erwähnten Anwendungen. Um auch im MHz-Bereich eine nahezu kontinuierliche Variation zu ermöglichen ist entweder eine dramatische Steigerung der fundamentalen Repetitionsrate in den GHz-Bereich nötig oder aber es muss eine alternative Impulserzeugungsmethode für ultrakurze Impulse, ohne die Einschränkung einer fundamentalen Wiederholrate, verwendet werden.

Neben der Flexibilisierung der Repetitionsrate von hochrepetierenden Laserstrahlquellen ist auch eine Variabilität der Impulsdauer für viele Anwendungen von Vorteil. Vor allem bei der Laserbearbeitung von Metallen besteht eine große Abhängigkeit zwischen der Impulsdauer und der erzielbaren Abtragsrate, der Oberflächenqualität und der Schmelzkratbildung [15–18]. Mit Impulsdauern unter 10 ps sind bei den meisten Materialien die höchsten Bearbeitungsqualitäten und die höchsten Abtragsraten erzielbar. Allerdings gilt dies nicht für alle Materialien. Bei der industriell am häufigsten eingesetzten Edstahlsorte 1.4301, aber auch z. B. bei Titan, kommt es bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Impulsen zur Ausbildung von sog. *cone-like-protrusions* (CLPs) [19–21], d. h. kleinen säulenförmigen Erhebungen im Mikrometermaßstab, auf der verbleibenden Oberfläche. Dies erhöht signifikant die Oberflächenrauigkeit und stört vor allem bei flächigen 2.5D-Bearbeitungen, bei denen Schicht für Schicht eine bestimmte Struktur, z. B. zur Realisierung von Mikro-Prägestempeln, eingelasert wird. Bereiche mit CLPs entstehen dabei an bestimmten Stellen zunächst zufällig und dehnen sich bei weiterem Abtrag von Schicht zu Schicht weiter aus. Dies führt in der bearbeiteten Struktur zu teilweise sehr unscharfen Konturen [20]. Eine Verlängerung der Impulsdauer in den Nanosekundenbereich eliminiert dieses Problem. Allerdings führen sehr lange Impulsdauern zu starken thermischen Schäden. In der Literatur finden sich Hinweise [19,20], dass gerade im Impulsdauerbereich von einigen 100 ps ein optimaler Bereich existiert, der die bestmögliche Qualität gewährleistet. Da in diesem Impulsdauerbereich bisher nur sehr wenige Lasersysteme existieren, fordern die Autoren in [20] z. B. explizit die Entwicklung einer Laserstrahlquelle mit variabler Impulsdauer im Bereich von 100 ps bis 1 ns. Wichtig für eine wirtschaftliche Bearbeitung ist dabei vor allem auch eine hohe mittlere Leistung und eine hohe Repetitionsrate um die stark verringerte Abtragsrate im Vergleich zur Bearbeitung mit kürzeren Impulsen zu kompensieren.

Bisherige Lasersysteme, die diesen Impulsdauerbereich mit ausreichender Ausgangsleistung adressieren, basieren vor allem auf der Güteschaltung [22–24]. Allerdings ist die Impulsdauer hier nur in sehr engen Grenzen variabel und die industriell eingesetzten Systeme liefern nur eine sehr begrenzte Repetitionsrate im zweistelligen kHz-Bereich, was eine wirtschaftliche Anwendung verhindert. Höhere Repetitionsraten sind durch Cavity-Dumping erreichbar [25,26]. Allerdings ist hier die Impulsdauer fest und hauptsächlich durch die Resonatorlänge vorgegeben. Eine interessante Möglichkeit zur Realisierung von Impulsdauern im Bereich von einigen 100 ps basiert auf der spektralen Einschränkung der Verstärkungsbandbreite von modengekoppelten Festkörperlasern. Dazu werden z. B. gekippte Etalons in den Resonator eingebracht die eine spektrale Filterung und damit eine zeitliche Verbreiterung der Impulse bewirken. Wäh-

rend in [18] so eine Einstellmöglichkeit der Impulsdauer zwischen 10 ps und 100 ps erreicht wurde, konnte durch Lührmann [27] der komplette Bereich zwischen 34 ps und 1 ns adressiert werden. Der Vorteil ist dabei die hohe verfügbare Repetitionsrate, der Nachteil allerdings der erhöhte technologische Aufwand bei der mechanischen Verkippung der Etalons. In letzter Zeit rückt vor allem die hybride Kombination von gewinngeschalteten Diodenlasern mit nachfolgenden Faserverstärkern in den Fokus der Entwicklung [28–30]. Faserverstärker besitzen den Vorteil eines sehr großen Oberflächen/Volumenverhältnisses wodurch eine aufwendige Kühlung, wie sie bei den meisten anderen Verstärkerkonzepten nötig ist, entfallen kann. Durch die Führung der Leistung im dotierten Faserkern werden sehr große Wechselwirkungslängen erreicht, was teilweise zu einer sehr hohen optisch-optischen Effizienz der Verstärkung von über 80 % führt und eine ausgezeichnete Strahlqualität sicherstellt. Zusammen mit der effizienten und technologisch einfachen Methode der Gewinnschaltung von Diodenlasern ist somit eine sehr robuste Strahlquelle realisierbar. Allerdings ist die Einstellmöglichkeit der Impulsdauer auch hier noch sehr begrenzt.

In dieser Arbeit sollen nun neue bzw. erweiterte hybride Konzepte bei der Realisierung von gepulsten Lasersystemen untersucht und realisiert werden, die die bestehenden Grenzen bezüglich der Variabilität von Impulsdauer und Repetitionsrate erweitern. Zur Impulserzeugung kommen dabei durchgehend Halbleiter-Einstreifendiodenlasern mit geringer mittlerer Ausgangsleistung zum Einsatz. In Diodenlasern sind eine Vielzahl von Impulserzeugungsmethoden realisierbar, womit durch wenige Komponenten ein großer Impulsparameterbereich abgedeckt werden kann. So sind z. B. durch Modenkopplung in Mehrsektionsdioden ultrakurze Impulse im 10 ps-Bereich realisierbar [31], bei denen die Wiederholrate durch die sehr geringen Resonatorlängen typischerweise im GHz-Bereich liegt [32–34]. Wie zuvor erwähnt ist dies die Voraussetzung für die Realisierung von fein einstellbaren Repetitionsraten im MHz-Bereich durch *pulse-picking*. Aufgrund der geringen optischen Leistung sind elektrooptische Schalter mit sehr schnellen Schaltzeiten wie z. B. Elektroabsorptionsmodulatoren [35–37] für das *picking* anwendbar. Diese weisen Anstiegszeiten im Bereich von wenigen 100 ps auf, womit die Modulation der GHz-Impulszügen möglich wird. Alternativ bietet die Gewinnschaltung von Diodenlasern eine Methode um ultrakurze Impulse zu realisieren ohne dass eine Diskretisierung der Repetitionsrate vorliegt [38–40]. Die Realisierung von Impulsdauern im Bereich von einigen 100 ps kann durch die schnelle Modulation eines kontinuierlichen Laserstrahls geringer Leistung erreicht werden, wodurch die Repetitionsrate und die Impulsdauer unabhängig voneinander und völlig frei, auch während des Betriebs, einstellbar wird.

Die nötige Nachverstärkung muss in geeigneten diodengepumpten Festkörperlasermaterialien bewerkstelligt werden um die für die Anwendung erforderlichen hohen Impulsenergien zu erhalten. Dieses mehrstufige Konzept stellt gegenüber herkömmlichen Lasersystemen kein Mehraufwand dar, da diese ebenfalls zumeist im sogenannten MOPA (*master oscillator power amplifier*)-Design realisiert sind und somit mehrere Stufen beinhalten. Bei der Verstärkung der geringen Ausgangsleistungen aus den Diodenlaserkomponenten auf Werte im 100 W-Bereich

müssen Verstärkermaterialien und -konzepte identifiziert werden, die zum einen eine sehr hohe Verstärkung von 60 dB-70 dB bereitstellen und zum anderen die Impulsparameter und die Strahlqualität selbst bei den höchsten Ausgangsleistungen beibehalten.

Einen sehr effizienten Betrieb versprechen dabei regenerative Verstärker, da sie, vor allem basierend auf Nd:YVO₄, einen sehr hohen Verstärkungsfaktor liefern und somit potentiell die direkte Verstärkung der Impulse aus den Diodenlaserkomponenten ohne weiteren Vorverstärker ermöglichen [41]. Der Nachteil ist allerdings die limitierte Repetitionsrate, die durch die maximale Schaltfrequenz der elektrooptischen Schalter (Pockels-Zelle) vorgegeben ist. Zur Verstärkung von ultrakurzen Impulsen mit variablen Repetitionsraten im Bereich um 10 MHz müssen daher transiente Verstärker eingesetzt werden. Hierfür eignen sich Faser- oder Slab-Laserverstärker, wobei vor allem durch die InnoSlab-Geometrie sehr hohe mittlere Ausgangsleistungen erzielt werden können [42]. Alle genannten Verstärkerkonzepte werden untersucht und auf ihre Eignung für die Realisierung von hybriden Laserstrahlquellen mit adaptierbaren Impulsparametern hin charakterisiert.

Am Ende der Arbeit wird exemplarisch die Anwendung eines in der Repetitionsrate frei triggerbaren Lasersystems mit hoher mittlerer Ausgangsleistung im Bereich der großflächigen Oberflächenbearbeitung von *Light-Guiding-Plates* [14] in Verbindung mit einem resonanten Scanner demonstriert.



Kapitel 2

Impulserzeugung mit variabler Impulslänge und Repetitionsrate

In diesem ersten Teil der Arbeit werden Impulserzeugungsverfahren in kantenemittierenden Diodenlasern für die Realisierung variabler Impulslängen und Repetitionsraten entwickelt bzw. untersucht. Die wichtigsten Merkmale der Strahlquellen sind jeweils die zeitliche und spektrale Stabilität, der Kontrast gegenüber einem möglichen zeitlichen Leistungsuntergrund, sowie die Ausgangsleistung bzw. die erreichbare Impulsenergie. Das einfachste der behandelten Impulserzeugungsverfahren, die Gewinnschaltung (*Gainswitching*), wird im ersten Unterabschnitt behandelt. Hier war vor allem die spektrale Stabilität ein herausragendes Ziel um die Verstärkung in einem Nd:YVO₄-basierten Verstärker zu ermöglichen. Anschließend wird die externe Modulation eines kontinuierlichen Laserstrahls behandelt. Hier war ein möglichst hoher Kontrast und eine schnelle Schaltzeit von ausschlaggebender Bedeutung um durch die Modulation ultrakurze Impulse zu generieren. Beim letzten vorgestellten Verfahren, der Modenkopplung, war eine Flexibilisierung der Repetitionsrate nötig. Diese ist prinzipbedingt zunächst konstant und durch die Resonatorlänge fest vorgegeben. Eine fein einstellbare Variabilität bis in den MHz-Bereich konnte durch die Verwendung eines ultraschnellen Pulspickers realisiert werden.

2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching

Gainswitching ist eines der einfachsten Impulserzeugungsverfahren bei Diodenlasern. Es wird neben dem eigentlichen Diodenlaser-Chip kein spezieller Resonator benötigt, d. h. zusätzliche optische Bauteile entfallen und es ist keine empfindliche Justage notwendig. Das Verfahren zielt darauf ab, den Pumpstrom sehr schnell einzuschalten und dadurch extrem stark ausgeprägte Relaxationsoszillationen anzuregen (Spiking). Allerdings wird direkt nach dem ersten Spike der Pumpstrom wieder abgeschaltet, wodurch ein optischer Impuls entsteht, der sehr viel kürzer als der Stromimpuls sein kann. Dieses Verfahren ist bezüglich Stabilität gegen äußere Einflüsse, Flexibilität und erreichbarer Impulsdauer nahezu allen anderen Verfahren weit überlegen. So wurden bereits in den 1980er Jahren mit diesem Verfahren Impulsdauern im

Bereich von etwa 10 ps erzeugt [38, 43–45]. Erreicht wurde dies z. B. durch eine extreme Verkürzung der Resonatorlänge auf wenige 100 μm , die Optimierung der Pumpstromstärke bzw. des Biasstroms oder die Verringerung der Reflektivitäten der Diodenfacetten durch Antireflexbeschichtungen. Allerdings beschränkten sich zu dieser Zeit noch alle Anstrengungen auf die beiden Materialsysteme InGaAsP für Telekommunikationsanwendungen oder AlGaAs für den Wellenlängenbereich um 800 nm, und auch die Ausgangsleistung war relativ beschränkt. Das Materialsystem InGaAs, welches Bandlückenenergien im Bereich von 1,2 eV aufweist und damit Wellenlängen ermöglicht, die mit denen von Seltenen-Erden-dotierten Festkörperlaser für Hochleistungsanwendungen (z. B. 1030 nm oder 1064 nm) übereinstimmt, ist erst seit neuerer Zeit in den Fokus gerückt [28, 30, 46–49]. Eine für die effiziente Nachverstärkung ausreichende Ausgangsleistung wird dabei vor allem bei längeren Impulsdauern im Bereich von 100 ps erreicht. Sogar eine gewisse Variabilität durch Anpassung der Betriebsparameter ist möglich [50].

Im Hinblick auf eine günstige, effiziente und wartungsarme Laserstrahlquelle weist das Verfahren Gainswitching also die größten Vorteile auf und stellt hinsichtlich der Impulsdauer gleichzeitig das Bindeglied zwischen der Modenkopplung (vgl. Abschn. 2.3) und der externen Modulation (vgl. Abschn. 2.2) dar. Im Folgenden wird genauer auf diese Methode eingegangen.

2.1.1 Grundlegende zeitliche Dynamik

Die Impulserzeugung im Diodenlaser kann durch Ratengleichungen beschrieben werden, die die Ladungsträgerdichte N und die Photonendichte P mit ihren jeweiligen zeitlichen Änderungsraten verknüpfen [51]:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -g_0(N - N_t)P - \frac{N}{\tau_s} + \frac{j(t)}{ed} \\ \frac{dP}{dt} &= \gamma g_0(N - N_t)P - \frac{P}{\tau_{ph}} + \frac{\beta N}{\tau_s}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt g_0 den differentiellen Gainkoeffizienten, N_t die Transparenzladungsträgerdichte, j die Injektionsstromdichte, e die Elementarladung, d die effektive Dicke der aktiven Zone, γ den optischen Confinement-Faktor, β den Kopplungsfaktor der spontanen Emission und τ_s und τ_{ph} die Lebensdauer der Ladungsträger bzw. der Photonen. Der optische Confinement-Faktor gibt an, welcher Anteil der Lasermode auf die aktive Zone entfällt, und liegt im Bereich von 10 %. Der Kopplungsfaktor der spontanen Emission gibt an, welcher Anteil von spontan emittierten Photonen auf die Lasermode entfällt und somit Verstärkung erfährt. Das Gleichungssystem (2.1) stellt eine relativ starke Vereinfachung der tatsächlichen Gegebenheiten dar, genügt aber, um zunächst ein anschauliches Bild der grundlegenden zeitlichen Dynamik bei der Impulserzeugung zu erhalten.

So gilt der obige Zusammenhang z. B. nur für den spektralen Einmodenbetrieb. Die Verteilung der Leistung auf mehrere Moden kann dadurch nicht beschrieben werden. Eine Erweiterung der Gleichungen kann aber wie bei Marcuse und Lee beschrieben [52] geschehen.

2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching

Tabelle 2.1: Verwendete Parameter zur Berechnung von Gl. (2.1)

Parameter	Beschreibung	Wert	Einheit
g_0	differentieller Gainkoeffizient	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
N_t	Transparenzladungsträgerdichte	$1,9 \cdot 10^{18}$	cm^{-3}
e	Elementarladung	$1,6 \cdot 10^{-19}$	C
d	Dicke der aktiven Schicht	50	nm
τ_s	Ladungsträgerlebensdauer	1	ns
τ_{ph}	Photonenlebensdauer	10	ps
γ	Optischer Confinement-Faktor	0,1	
β	Kopplungsfaktor der sp. Emission	$3 \cdot 10^{-4}$	

Außerdem gilt die Gleichung nur für Impulse mit zeitlichen Längen, die viel größer als die Resonatorumlaufzeit sind, sodass keine räumliche Variation der Verstärkung oder der Impulseinhüllenden auftritt. Soll dieses Verhalten modelliert werden, muss ein *travelling wave*-Ansatz, wie von Wong et. al. [53] beschrieben, verwendet werden. Als letztes wird angenommen, dass die Verstärkung linear von der Ladungsträgerdichte abhängt, d. h. dass g_0 konstant ist und keinerlei Sättigung erfährt. Ein Ansatz zur Berücksichtigung der Verstärkungssättigung wurde von Channin vorgeschlagen [54] und wurde seitdem auch immer weiter verfeinert [47, 55].

Zur Berechnung der zeitlichen Dynamik bei der Impulserzeugung muss die Injektionsstromdichte $j(t)$ in Gl. (2.1) auf geeignete Weise moduliert werden. Das Ziel ist dabei die Anregung von möglichst ausgeprägten Relaxationsoszillationen (Spikes). Dies geschieht typischerweise durch eine möglichst schnelle und starke Änderung des Pumpstroms. Die technisch einfachste Art ist dabei die sinusoidale Modulation. Die Injektionsstromdichte wird dazu gemäß

$$j(t) = j_b + j_m \cdot \sin(\omega t) \quad (2.2)$$

moduliert, wobei j_b eine Biasstromdichte und j_m die Modulationsstromdichte beschreibt. Der Biasstrom ist notwendig, um bei festem Modulationsstrom die effektive Pumpdauer, d. h. die Zeit, in der der Laser mit einer Stromdichte über der Schwellstromdichte betrieben wird, gezielt einstellen zu können. Abb. 2.1 zeigt die Lösung von Gl. (2.1) für eine solche sinusoidale Modulation. Die Parameter, die in der Simulation verwendet wurden, sind in Tab. 2.1 aufgeführt. Sie stellen typische Werte für einen quantenfilmbasierten, kantenemittierenden Diodenlaser dar. Nach einer kurzen Einschwingzeit von 3 Zyklen ergeben sich kurze optische Impulse mit einer zeitlichen FWHM-Breite von 85 ps. Die Impulse stellen jeweils das erste Maximum der Relaxationsoszillationen dar, wobei die effektive Pumpdauer so gewählt ist, dass keine zweite Schwingung mehr entsteht. Die Impulsdauer wird dabei nach [56] vor allem von der maximal erreichten Inversion N_i kurz vor dem Impulsaufbau und der Photonlebensdauer τ_{ph} bestimmt. Die maximal erreichte Inversion bestimmt dabei maßgeblich, wie schnell und bis zu welcher Spitzenleistung sich der Impuls aufbaut, und hängt ab von der differen-

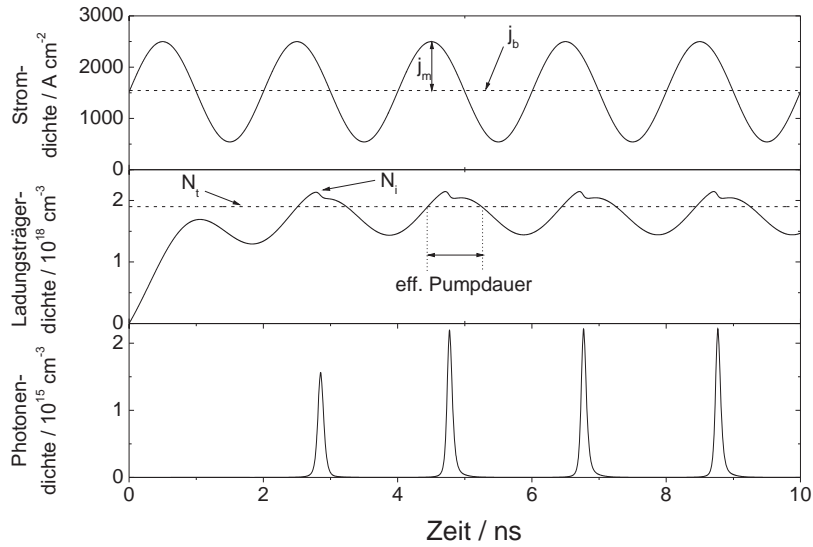


Abbildung 2.1: Zeitliche Dynamik im Diodenlaser bei idealer, sinusförmiger Modulation der Stromdichte gemäß Gl. (2.2) mit $j_b = 1520 \text{ mA cm}^{-2}$ und $j_m = 978 \text{ mA cm}^{-2}$ und einer Frequenz von $f_{rep} = 500 \text{ MHz}$. Die sonstigen Parameter können Tabelle 2.1 entnommen werden.

tiellen Verstärkung g_0 , dem Kopplungsfaktor der spontanen Emission β , der Ladungsträger- und Photonenlebensdauer τ_s und τ_{ph} und der Pumpstromdichte j . Die Photonenlebensdauer bestimmt, wie schnell die Photonen aus dem Resonator austreten können und damit die Abfallzeit des optischen Impulses. Sie hängt ab von den resonatorinternen Streuverlusten α , der Reflektivität der Facetten R , der Gruppengeschwindigkeit v_g und der Resonatorlänge L :

$$\tau_{ph} = \frac{1}{v_g \left(\frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) + \alpha \right)}. \quad (2.3)$$

Um sehr kurze Impulse zu erhalten muss demnach die Resonatorlänge möglichst kurz und die Reflektivität der Facetten möglichst gering sein. Da dadurch die Anzahl von Umläufen im Resonator abnimmt, verringert dies allerdings auch die erreichbare Leistung.

2.1.2 Einfluss der Pumpimpulsform

Die sinusoidale Variation der Stromdichte stellt vor allem bei fester Wiederholrate eine sehr einfache Möglichkeit dar, um optische Impulse zu erzeugen. Diese Methode erlaubt auch die Realisierung von sehr hohen Wiederholraten bis in den GHz-Bereich [57]. Allerdings wird bei einer Variation der Repetitionsrate, wie sie in dieser Arbeit angestrebt wird, eine kontinuierliche Anpassung der Biasstromdichte nötig, da sonst entweder im Extremfall kleiner Repetitionsraten Mehrfachimpulse entstehen oder aber bei größeren Wiederholraten die Lasertätigkeit überhaupt nicht einsetzen kann. Dieses Verhalten ist in Abb. 2.2(a) gezeigt. Die Simulationsparameter sind, bis auf die Repetitionsrate, identisch zur Berechnung aus Abb. 2.1. Bereits

2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching

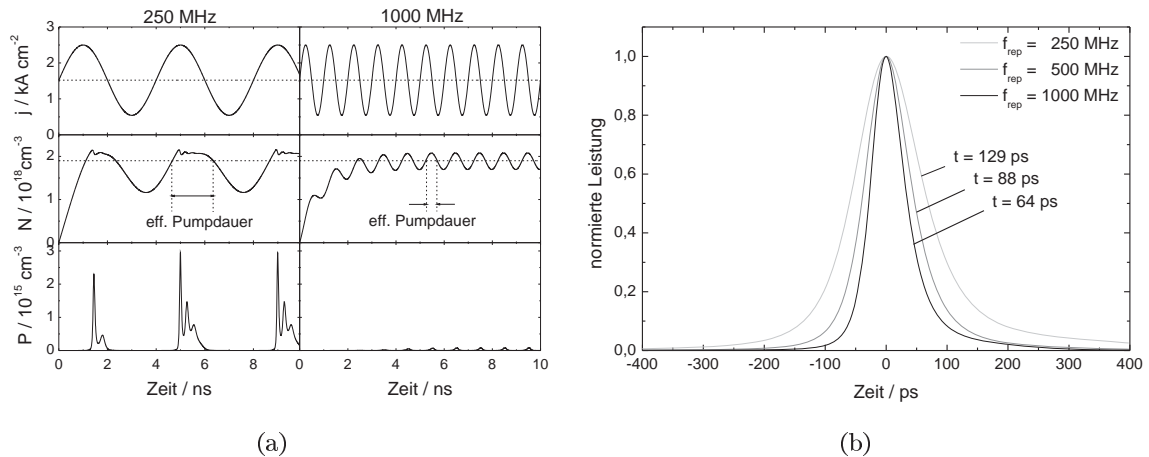


Abbildung 2.2: a) Variation der Repetitionsrate ohne Anpassung des Biasstroms. b) Impulsdauer bei unterschiedlichen Repetitionsraten mit Anpassung des Biasstroms. Weitere Erklärungen jeweils im Text. Sonstige Simulationsparameter wie in Abb. 2.1.

bei der halben Wiederholrate von 250 MHz ist die effektive Pumpdauer so lang, dass bis zu 3 Impulse entstehen. Bei der doppelten Wiederholrate von 1000 MHz hat sich die effektive Pumpdauer so weit verkürzt, dass nur noch sehr schwache Impulse entstehen können.

Aber auch mit einer jeweiligen Anpassung des Biasstromes zeigen sich Abhängigkeiten der Impulsform von der Repetitionsrate. Durch die Verringerung der Steigung des Pumpstromdichteverlaufs bei kleineren Wiederholraten verlängert sich die FWHM-Breite der optischen Impulse teils beträchtlich, wie in Abb. 2.2(b) gezeigt ist. Ein weiterer Nachteil bei der sinusoidalen Ansteuerung der Laserdiode ist, dass bei den meisten heutigen Anwendungen, z. B. in der Materialbearbeitung, die Repetitionsrate auf den unteren MHz-Bereich limitiert ist. Zum einen soll zwar möglichst schnell bearbeitet werden, bei sehr hohen Repetitionsraten sinkt jedoch die Impulsenergie aufgrund der begrenzten mittleren Ausgangsleistungen unter den für die Anwendung benötigten Wert. Außerdem können heutige Scannersysteme zumeist nicht schnell genug ablenken, um einen ausreichenden Vorschub bei sehr hohen Repetitionsraten zu gewährleisten. In diesem Bereich der Repetitionsrate von wenigen MHz ändert sich der Pumpstrom bei der sinusoidalen Modulation aber relativ zu allen anderen Zeitkonstanten bereits so langsam, dass es nur zu sehr schwachen Relaxationsoszillationen kommt und die Photonendichte quasi proportional dem Pumpstrom folgt. Es werden daher keine kurzen Impulse mehr emittiert. Um auch bei diesen Wiederholraten steile Flanken zu generieren, müssen z. B. Avalanchetransistor-Pulsgeneratoren eingesetzt werden, die Rechteckimpulse mit beliebiger Wiederholfrequenz erzeugen.

Eine Simulation mit einem idealen Rechteckimpuls ist in Abb. 2.3 (durchgezogene Linien) gezeigt. Die Pumpdauer wird dabei direkt durch die zeitliche Länge des elektrischen Impulses eingestellt. In der gezeigten Rechnung wurde bei einer Pumpdauer von 1,7 ns Einzelimpulsemission erreicht. Die maximale Stromdichte beträgt $2,2 \text{ kA cm}^{-2}$. Die Impulsdauer liegt bei

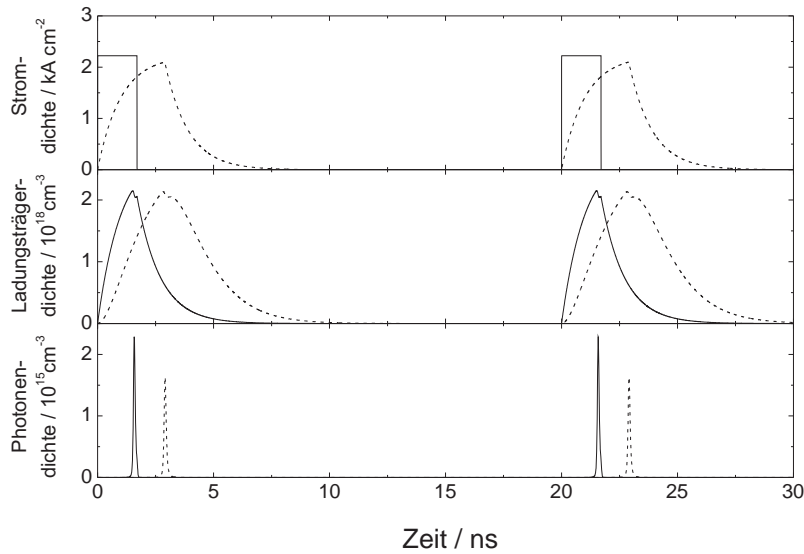


Abbildung 2.3: *Durchgezogene Linien:* Zeitliche Dynamik im Diodenlaser bei idealer rechteckförmiger Modulation der Stromdichte und einer Frequenz von $f_{rep} = 50$ MHz. *Gestrichelte Linien:* Vergrößerung der Anstiegszeit des Stromimpulses auf 1 ns durch parasitäre Induktivitäten mit entsprechenden Konsequenzen auf die Ladungsträgerdichte und die Photonendichte.

87 ps. Es wird prinzipiell kein zusätzlicher Biasstrom benötigt, auch wenn dadurch ein leichter Einfluss auf die Impulslänge genommen werden könnte [43, 50].

Es ist zu beachten, dass die ideale Form des Rechteckimpulses durch parasitäre Induktivitäten in der Zuleitung zur Laserdiode immer eine endliche Anstiegszeit aufweist. Die zeitliche Entwicklung des Stromes durch die aktive Zone der Laserdiode wird im einfachsten Fall durch den Zusammenhang

$$I(t) = \frac{U_0}{R} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (2.4)$$

beschrieben, wobei U_0 die angelegte Spannung, R den Reihenwiderstand und τ eine Zeitkonstante bedeuten. Die Zeitkonstante τ wird dabei durch die parasitäre Induktivität und den Reihenwiderstand bestimmt:

$$\tau = \frac{L}{R}. \quad (2.5)$$

In Abb. 2.3 (gestrichelte Linien) ist der Einfluss einer endlichen Anstiegszeit auf die Dynamik in der aktiven Zone dargestellt. Die Zeitkonstante τ betrug in der Rechnung $\tau = 1$ ns, was eine typische Anstiegszeit für Aufbauten mit diskreten Komponenten darstellt. Durch den langsameren Aufbau der Inversionsdichte muss zunächst die Pumpdauer um 70 % auf 2,9 ns verlängert werden um die Ladungsträgerdichte über das Schwellniveau zu pumpen. Dadurch wird der optische Impuls erst zu einem späteren Zeitpunkt emittiert. Durch den langsameren Aufbau der Inversionsdichte reduziert sich auch die maximal erreichte Inversion kurz vor dem Impulsaufbau, wodurch die Impulsenergie des Impulses leicht sinkt und die Impulsdauer sich

vergrößert. In diesem Beispiel ergibt sich eine Impulsdauer von 103 ps, was einer Verlängerung um 18 % entspricht. Um also möglichst kurze Impulse zu generieren ist neben den Anforderungen an den Resonator (vgl. Gl. (2.3)) auch die elektrische Ansteuerung und Zuleitung zu optimieren. Dies war allerdings nicht das hauptsächliche Ziel dieser Arbeit, weshalb in den vorgestellten Experimenten nicht die kürzestmöglichen Impulsdauern realisiert wurden.

2.1.3 Spektrale Kontrolle durch Interferenzgitter

Bisher wurde die zeitliche Dynamik beim Gainswitching nur für eine longitudinale Mode betrachtet. Eine typische Fabry-Perot Laserdiode weist allerdings ein relativ breites Verstärkungsspektrum von mehreren 10 nm auf, was bereits im kontinuierlichen Betrieb zu einer Vielzahl von zeitgleich schwingenden longitudinalen Moden führen kann. Im gepulsten Betrieb hat die starke zeitliche Variation der Ladungsträgerdichte zusätzlich einen großen Einfluss auf die spektralen Eigenschaften des Verstärkungsmediums [58], wodurch es zu Modensprüngen und Instabilitäten kommen kann.

Da beim Gainswitching jeder Laserimpuls aus der spontanen Emission startet, zeigt sich keinerlei spektrale Korrelation zwischen den Impulsen. Die jeweils anschwingenden Moden fluktuieren von Impuls zu Impuls, was z. B. bei spektral selektiver Nachverstärkung, wie es in Nd:YVO₄ Verstärkern der Fall ist, zu großen Leistungsschwankungen führen kann. Daher ist es wichtig die Lasermoden spektral einzuschränken. Bei Diodenlasern geschieht dies typischerweise durch in den Resonator eingebrachte Interferenzgitter, welche durch effektive Brechzahlvariationen im Wellenleiter realisiert werden (Abb. 2.4).

Periodische Störungen in der Nähe des Wellenleiters modulieren räumlich den effektiven Brechungsindex. Bei der Bragg-Wellenlänge, der doppelten Länge einer Gitterperiode, addieren sich alle Teilreflexionen der Unstetigkeitsstellen phasenrichtig auf und es ergibt sich eine sehr hohe Gesamtreflektivität. Abweichende Wellenlängen erfahren hingegen durch destruktive Interferenz reduzierte Reflektivitäten, wodurch die spektrale Selektivität gewährleistet ist. Aber auch bei Harmonischen der Bragg-Wellenlänge können hohe Reflektivitäten auftreten. Dies erlaubt die Fertigung der Gitter mit höherer Ordnung d. h. der mehrfachen Periodenlänge, wodurch sich die Herstellung vereinfachen lässt [59]. In Abb. 2.4 sind schematisch zwei Ausführungen solcher Gitter zu sehen. Abb. 2.4(a) zeigt ein sogenanntes DBR-Gitter (Distributed Bragg Reflector). Es befindet sich am hinteren Ende des Wellenleiters und wirkt als wellenlängenselektiver Resonatorspiegel. Abbildung 2.4(b) zeigt ein DFB-Gitter (Distributed Feedback) welches über den gesamten Wellenleiter verteilt ist und nur die Ausbreitung einzelner, diskreter Moden erlaubt. Die Herstellung erfolgt jeweils durch Ätzverfahren. In beiden Ausführungsformen der Interferenzgitter wird im Laserbetrieb durch spektrale Modenkonkurrenz Einmodenbetrieb gewährleistet.

Zur numerischen Modellierung eines DBR-Gitters kann die Theorie der Transmissionsmatrizen herangezogen werden [60]. Die Matrixelemente beschreiben zusammen die Amplituden- und Phasenänderung einer elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch eine einzelne

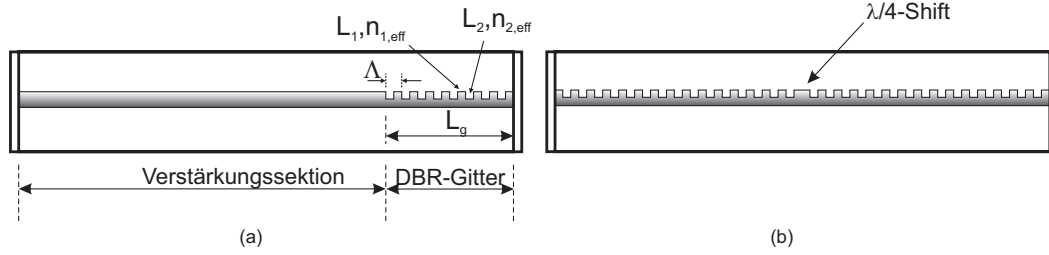


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau von kantenemittierenden Laserdioden mit eingebrachtem Interferenzgitter. a) DBR-Diode: Verstärkung und Gitter liegen in zwei getrennten Sektionen. b) DFB-Diode: Das Interferenzgitter verteilt sich über den gesamten Wellenleiter.

Periode, d.h. einen Übergang von Segment 2 auf Segment 1, eine Propagation um die Länge L_1 , einen Übergang von Segment 1 auf Segment 2 und eine Propagation um die Länge L_2 . Sie können, mit der Annahme gleichwertiger Verluste in den unterschiedlichen Segmenten $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, folgendermaßen geschrieben werden [60]:

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= \frac{1}{t^2} \left[\exp \left(+i\beta\Lambda + \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - r^2 \right], \\
 T_{12} &= \frac{r}{t^2} \left[\exp \left(+i\beta\Lambda + \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - 1 \right], \\
 T_{21} &= \frac{r}{t^2} \left[\exp \left(-i\beta\Lambda - \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - 1 \right], \\
 T_{22} &= \frac{1}{t^2} \left[\exp \left(-i\beta\Lambda - \alpha \frac{\Lambda}{2} \right) - r^2 \right],
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

wobei $r = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$ den Amplitudenreflexionskoeffizienten, t den Amplitudentransmissionskoeffizienten, Λ die Periodenlänge und β die gemittelte Propagationskonstante

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2} \right] \tag{2.7}$$

bedeuten. Die Propagationskonstanten β_1 und β_2 in den unterschiedlichen Sektionen sind gegeben durch $\beta_i = \frac{2\pi n_{i,eff}}{\lambda}$, mit den jeweiligen effektiven Brechungsindizes $n_{i,eff}$. Die Transmission durch eine Kaskade von m Perioden wird beschrieben durch

$$\mathbf{T}_g = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}^m = \begin{bmatrix} T_{g11} & T_{g12} \\ T_{g21} & T_{g22} \end{bmatrix}, \tag{2.8}$$

woraus sich die Reflektivität $R = |r_g|^2$ der gesamten DBR-Struktur gemäß $r_g = T_{g21}/T_{g11}$ berechnen lässt [60]. Zusammengefasst ergibt sich

$$r_g = \frac{T_{21}}{T_{11}} m_{eff} \frac{1 + i\Delta}{1 + i\Delta m_{eff}}, \tag{2.9}$$

2.1 Realisierung hochflexibler Repetitionsraten durch Gainswitching

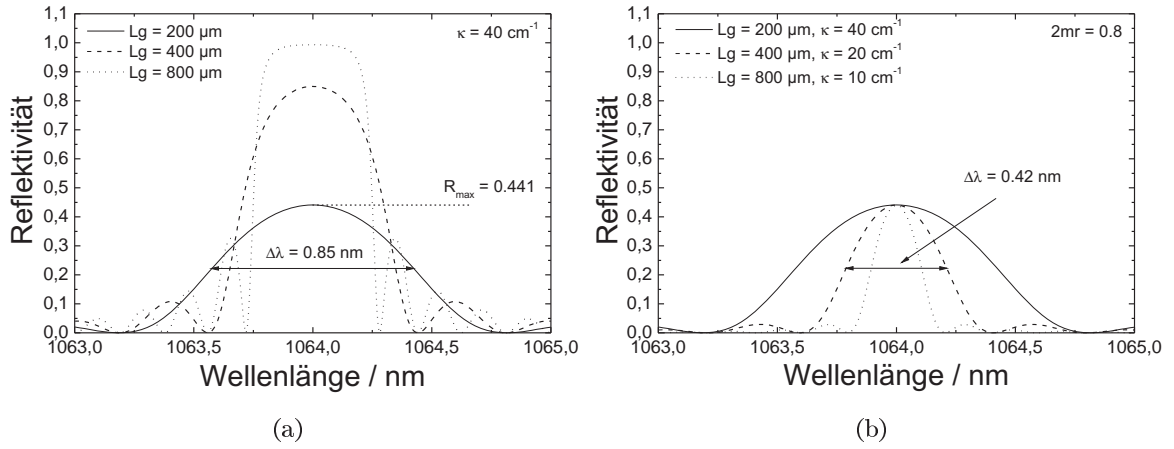


Abbildung 2.5: Reflektivität verschiedener DBR Gitterstrukturen. a) Bei einer reinen Verlängerung des Gitters erhöht sich die Gesamtreflektivität, aber die spektrale Breite nimmt nicht nennenswert ab. b) Durch parallele Verringerung des Koppelkoeffizienten bleibt die Reflektivität konstant und es wird eine spektrale Einschränkung erreicht.

wobei m_{eff} eine effektive Anzahl von Perioden darstellt und Δ den *generalisierten detuning Parameter* beschreibt, der die Abweichung zur Braggwellenlänge angibt. Die beiden Parameter sind gegeben durch

$$\begin{aligned} \Delta &:= i \frac{T_{22} - T_{11}}{T_{22} + T_{11}}, \\ m_{eff} &:= \frac{\tanh m\xi}{\tanh \xi}, \\ \pm \xi &:= \ln \left(\frac{1}{2}(T_{11} + T_{22}) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(T_{11} + T_{22})^2 - 1} \right), \end{aligned} \quad (2.10)$$

wobei ξ eine diskrete Propagationskonstante darstellt, die bestimmt, ob ein elektrisches Feld durch die DBR-Struktur nur eine Phasenänderung erfährt (ξ rein imaginär) oder auch eine Abschwächung durch Reflexion (ξ reell). Bereiche mit reellem ξ werden als Stopppande bezeichnet, da eine elektromagnetische Welle mit der entsprechenden Wellenlänge in der Struktur nicht ausbreitungsfähig ist.

Zur Charakterisierung von Bragg-Gittern in kantenemittierenden Laserdioden wird häufig der sogenannte Koppelkoeffizient

$$\kappa = \frac{2mr}{L_g}, \quad (2.11)$$

mit der geometrischen Gitterlänge L_g verwendet. Dieser gibt die Reflexion pro Gitterlänge an und liegt typischerweise im Bereich von 40 cm^{-1} . Das Produkt $\kappa L_g = 2mr$ wird auch Reflexionsparameter genannt und ist ein Maß für die maximale Reflexion des Gitters.

Abb. 2.5 zeigt, durch Berechnung von Gl. (2.9), die spektrale Reflektivität verschiedener Gitterstrukturen unter Vernachlässigung der Verluste α . Dabei wurden die Gitterparameter so angepasst, dass die Bragg-Wellenlänge bei 1064 nm auftritt. Bei einer Gitterlänge von