



Kapitel 1

Einleitung

Der Einzug von optischen Technologien in nahezu alle Bereiche der industriellen Anwendung als auch der Wissenschaft hat dazu geführt, dass das 21. Jahrhundert schon jetzt als das Jahrhundert der Photonik bzw. optischen Technologien bezeichnet wird. Die Halbleiterlaserindustrie trägt einen Teil dazu bei, da durch die Entwicklung von immer leistungsstärkeren kompakten Diodenlasern und die Möglichkeit einer effizienten und kostengünstigen Produktion ständig neue Anwendungsfelder erschlossen werden können.

In den letzten Jahren wird mit steigendem Interesse die Entwicklung von Diodenlasern im sichtbaren Spektralbereich von 365 nm - 630 nm vorangetrieben, welcher nicht durch die etablierte GaAs Materialtechnologie abgedeckt werden kann. Treibende Kraft für diese Entwicklung ist die Unterhaltungselektronik, die sichtbare Laserstrahlung für die Displaytechnologie, der Laseranimation als auch für Handy-Picoprojektoren einsetzen möchte. Darüber hinaus ergeben sich in der Medizin, der Sensorik und der Spektroskopie zahlreiche Möglichkeiten, wohl etablierte Laserlichtquellen wie z. B. den Argon-Ionen-Laser durch kompaktere und effizientere Systeme zu ersetzen.

Bisher konnte auf Basis von GaN, InGaN und AlInGaN Halbleitermaterialverbindungen der Wellenlängenbereich von 365 nm [1] bis 530nm [2] erschlossen werden. Für die Wellenlängen 405 nm und 445 nm sind z.B. 50 μ m breite Diodenlaser mit bis zu 1 W Ausgangsleistung kommerziell verfügbar. Oberhalb von 480 nm [2, 3] wurden jedoch erst Laserstrahlquellen mit Ausgangsleistungen von <100 mW demonstriert. Bis zur Verfügbarkeit von Diodenlasern ausreichender Ausgangsleistung (>1 W) im Wellenlängenbereich zwischen 480 nm und 630 nm stellt die Frequenzkonversion der Laserstrahlung von Diodenlasern des infraroten Spektralbereichs und deren Integration auf einer kompakten mikro-optischen Bank eine Alternative zu diesen direkt emittierenden Laserstrahlquellen dar.

Damit die für die Frequenzkonversion notwendige hohe spektrale Strahldichte erzielt werden kann, müssen die infraroten Strahlquellen eine Kombination aus hoher Ausgangsleistung P , guter Fokussierbarkeit bzw. Strahlqualität M^2 und schmaler Emissionsbreite $\Delta\lambda$ aufweisen. Diodenlasersysteme mit Trapezstruktur [4] und zusätzlicher Wellenlängenstabilisierung erfüllen diese Anforderungen an eine Pumpquelle für die Frequenzkonversion.

So konnte in [5] für einen Master-Oscillator Power-Amplifier (MOPA) mit einer Ausgangsleistung von 4 W bei 976 nm, einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität $M^2 < 2$ und einer spektralen Emissionsbreite von $< 20 \text{ pm}$ eine Ausgangsleistung von 600 mW bei 488 nm demonstriert werden. Die Integration des wellenlängenstabilisierten Seed-Lasers (Master-Oscillator) sowie des Leistungsverstärkers (Power-Amplifiers) auf eine mikro-optische Bank wurde in [6, 7] demonstriert.

Eine monolithische Alternative zu diesem zusammengesetzten Lasersystem sind Trapezlasergeometrien, die bereits ein wellenlängenstabilisierendes Gitter enthalten und alle Anforderungen an die Frequenzkonversion in einem Bauelement vereinen. Beispiele für solche monolithischen Diodenlaser sind sogenannte Distributed-Feedback (DFB) [8] oder Distributed-Bragg-Reflector (DBR) Trapez MOPA [9], [10].

Der Nachteil dieser Strahlquellen liegt in der oftmals komplizierten und nicht für die Massenproduktion geeigneten Gittertechnologie, bei der die Strukturen für das Gitter z. B. mittels eines aufwendigen holographischen Arbeitsschritts zwischen zwei aufeinander folgenden Epitaxieläufen oder mit einer langsamen Elektronenstrahlolithographie erzeugt werden. In [11] wurde gezeigt, dass alternativ tief geätzte Oberflächengitter höherer Ordnung verwendet werden können. Vorteil dieser Technologie ist die Verwendung industrietauglicher I-Line Wafer Stepper, was eine einfache Integration in einen bestehenden Prozess für Trapezlaser ermöglicht. Dies führte zur Entwicklung von DBR-Trapezlasern (DBR-TPL) mit Gittern 6. Ordnung [12] mit einer Ausgangsleistung von bis zu 2,5 W, einer nahezu beugungsbegrenzten Laserstrahlung ($M^2 < 1,4$) und einer spektralen Emissionsbreite von kleiner als 30 pm.

Ziel der Arbeit ist es, dieses Konzept aufzugreifen, um DBR-TPL mit einer hohen Brillanz zu entwickeln, mit denen Laserstrahlung im sichtbaren Spektralbereich mit einer Ausgangsleistung im $> 1 \text{ W}$ auf einer mikro-optischen Bank mittels Frequenzkonversion realisiert werden kann. Es wurden zwei Themenschwerpunkte behandelt.

1. DBR-TPL hoher Brillanz für die Frequenzkonversion

Die Aufgabe im 1. Themenschwerpunkt, der hier vorliegenden Arbeit, besteht darin, ein Verständnis für den Einfluss der einzelnen Sektionen eines DBR-TPL auf die elektro-optischen Strahleigenschaften zu entwickeln und Designstrategien für die Herstellung eines DBR-TPL zu finden.

Kapitel 2 führt zunächst die Begriffe spektrale Strahldichte, Strahldichte und Beugungsmaßzahl ein und erläutert ihre Anwendbarkeit auf verschiedene Diodenlasergeometrien. Im Weiteren wird die grundlegende Funktionsweise eines DBR-TPL und die Fertigung des gesamten Bauelements erklärt. Ausgehend von der vertikalen Schichtstruktur werden dabei die wichtigsten lithographischen Prozessschritte sowie die anschließende Montage der Laserchips kurz beschrieben.

Über numerische Simulationen und experimentelle Untersuchungen für verschiedene Geometrievierungen wird in Kapitel 3 eine DBR-TPL-Geometrie ermittelt, mit der die aufgeführten Kenndaten, erreicht werden können. Dabei wird detailliert der Einfluss der einzelnen Sektionen auf die laterale und longitudinale Modenfilterung bzw. auf die Verstärkung der Laserleistung beschrieben.

In Kapitel 4 werden die optimierten DBR-TPL systematisch bezüglich ihrer elektro-optischen Kenndaten untersucht und die Ergebnisse mit Simulationen aus einem neu entwickelten numerischen Modell verglichen.

2. Mikrosystemlichtquelle für den sichtbaren Spektralbereich

Im 2. Themenschwerpunkt sollte mit den optimierten DBR-TPL als Pumpquelle für die Frequenzkonversion eine Mikrosystemlichtquelle im sichtbaren Spektralbereich mit einer Ausgangsleistung > 1 W demonstriert werden. Im Rahmen der Arbeit bestand die Aufgabe darin einen geeigneten Messplatz zur Präzisionsmontage dieser Mikrosystemlichtquelle aufzubauen.

Als Grundlage dafür sollen experimentelle Untersuchungen zur Frequenzkonversion mit DBR-TPL durchgeführt und limitierende Faktoren ermittelt werden. Ausgehend von diesen Erkenntnissen sollen Mindestanforderungen an die Leistung, das Strahlprofil und das Emissionsspektrum der DBR-TPL erstellt werden und die Dimensionierung der mikro-optischen Komponenten bzw. der mikro-optischen Bank vorgenommen werden.

Kapitel 5 führt zunächst die Grundlagen der Frequenzkonversion mit Gaußstrahlen ein. In Kapitel 6 werden diese theoretischen Ergebnisse denen der Frequenzkonversion mit DBR-TPL gegenübergestellt. Die in den Untersuchungen jeweils erreichte maximale Konversionseffizienz wird dabei in Abhängigkeit der Fokussierung in den Kristall, der Strahlqualität des DBR-TPL sowie der notwendigen Pumpleistung bewertet.

Im Weiteren wird die Auslegung des optischen Systems sowie die schrittweise Integration der einzelnen Komponenten mit dem neu entwickelten Justagemessplatz im Detail erläutert.

Die hier präsentierte Arbeit wurde am Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik im Rahmen des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Projektes „Hybride Diodenlasersysteme“¹ im Programm „InnoProfile“ durchgeführt.

¹Förderkennzeichen #03IP613FKZ



Kapitel 2

Hoch brillante Strahlquellen

Lange Zeit erfolgte eine Bewertung der Qualität eines Diodenlasers über die erreichte Spitzenleistung sowie der elektro-optischen Effizienz. Durch die rasante Entwicklung der Photonik in den letzten Jahren wurde der Fokus verschoben. So finden sich immer mehr Anwendungen, wie hier am Beispiel der Frequenzkonversion aufgeführt, die darüber hinaus eine beugungsbegrenzte Strahlqualität bzw. schmale Emissionsbreite erfordern. Eine Bewertung der Diodenlaser erfolgt heute anhand der nutzbaren Leistung und wird oft mit der ursprünglich aus dem Bereich der Synchrotronstrahlung [13] stammenden Nomenklatur der Strahldichte¹ und der spektralen Strahldichte² beschrieben.

Das folgenden Kapitel betrachtet diese Begriffe im Detail am Beispiel verschiedener Diodenlaser, motiviert die Verwendung von Trapezlasern mit integriertem Gitter und erklärt deren Funktionsprinzip und Herstellung.

2.1 Spektrale Strahldichte, Strahldichte und Beugungsmaßzahl

Die **spektrale Strahldichte** β_λ ist gegeben durch die Strahldichte β , dividiert durch die Linienbreite $\Delta\lambda$ der emittierenden Strahlungsquelle.

$$\beta_\lambda = \frac{\beta}{\Delta\lambda} \quad (2.1)$$

Die **Strahldichte** β wird dabei definiert als optische Leistung P pro Fläche A und Raumwinkel Ω . Für Diodenlaser kann der Nenner dieser Definition umgeschrieben [14] werden zu:

$$\beta = \frac{P}{A\Omega} = \frac{P}{M_\perp^2 M_{II}^2 \lambda^2}, \quad (2.2)$$

wobei M_\perp^2 bzw. M_{II}^2 die Beugungsmaßzahlen in vertikaler und lateraler Abstrahlrichtung, dargestellt in Abb.2.1 (a), und λ die Wellenlänge ist.

¹In der Literatur auch: Brightness

²In der Literatur auch: spektrale Brightness bzw. Brillanz

Die **Beugungsmaßzahl** M^2 beschreibt die Abweichung eines Strahls vom idealen Gaußstrahl (TEM_{00}) und ist gegeben über das Verhältnis der Divergenzwinkel Θ bei gleichem Strahltaillendurchmesser d_0 .

Abbildung 2.1 (b) zeigt die Ausbreitung eines Gaußstrahls (schwarz $M^2 = 1$) im Vergleich zu einem Strahl mit geringerer Strahlqualität (rot $M^2 > 1$) bei identischem Strahltaillendurchmesser d_0 . Die durchgezogenen Linien geben dabei den sich in Strahlausbreitung z veränderlichen Durchmesser $d(z)$ der Strahltaile an. Für einen Gaußstrahl vergrößert sich dieser ausgehend von der Strahltaile $z=0$ mit:

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad z_R = \frac{\pi d_0^2}{4\lambda} \quad (2.3)$$

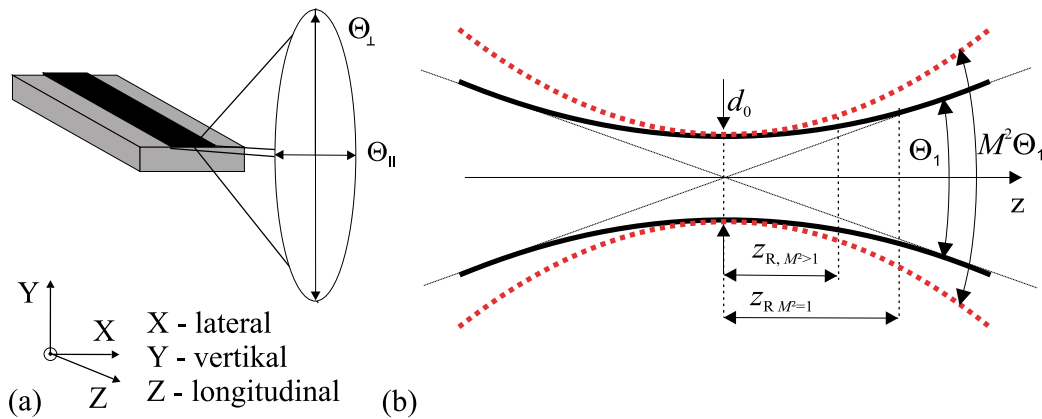


Abbildung 2.1 – a) Prinzipskizze eines Diodenlasers (b) Propagation eines Gaußstrahls (schwarz $M^2 = 1$) im Vergleich zu einem Strahl mit geringerer Strahlqualität (rot $M^2 > 1$) in Ausbreitungsrichtung z bei gleichem Strahltailledurchmesser d_0 .

Die Rayleighlänge z_R gibt dabei den Abstand zur Strahltaile an, an dem der Strahldurchmesser um den Faktor $\sqrt{2}$ größer ist als der Wert der Strahltaile. Bei der Betrachtung des Fernfelds ($z \gg z_R$) wächst der Strahldurchmesser nach Gleichung (2.3) näherungsweise linear an. Für einen Gaußstrahl wird das so genannte Strahlparameterprodukt (SPP) aus dem Durchmesser d_0 und dem Divergenzwinkel θ definiert zu:

$$\frac{d_0 \Theta}{4} = \frac{\lambda}{\pi} \quad \text{bei } M^2 = 1 \quad (2.4)$$

Für eine Abweichung vom idealen beugungsbegrenzten Strahl wird nach Abb. 2.1 die Divergenz um den Faktor M^2 vergrößert. Daraus ergibt sich mit:

$$\frac{d_0 \Theta}{4} = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi} \quad \text{SPP bei } M^2 > 1 \quad (2.5)$$

der direkte Zusammenhang zwischen der Beugungsmaßzahl M^2 und der Fokussierbarkeit von Lasern.

Bei einem Diodenlaser wird in der vertikalen Ebene die optische Welle in einem bei der Vertikalstrukturierung (Abschnitt 2.5.3) erzeugten, nur wenige μm -dicken³ Wellenleiter geführt. Die Beugung an der Austrittsfacette des Diodenlasers führt demnach zu einem beugungsbegrenzten ($M_{\perp}^2 = 1$) und gaußförmigen Strahlprofil.

Das laterale Strahlenprofil und die daraus resultierende Beugungsmaßzahl M_{II}^2 hängt von dem jeweiligen Konzept der lateralen Wellenführung ab und wird über die lithographische Strukturierung der Laser (Abschnitt 2.5.3) definiert.

Im Folgenden werden verschiedene laterale Konzepte aufgeführt, bezüglich ihrer Strahldichte bzw. spektralen Strahldichte bewertet und daraus die Verwendung der in dieser Arbeit untersuchten Diodenlaser mit Trapezstruktur und integriertem Gitter motiviert.

2.2 Diodenlaser mit hoher Ausgangsleistung

Breitstreifenlaser (BA-Laser), wie in Abb. 2.2 (a) dargestellt, gehören zu den am häufigsten verwendeten Diodenlasern und zeichnen sich durch eine in Propagationsrichtung lateral breite Ausdehnung des aktiven Bereichs aus. Typische Emittersbreiten liegen dabei zwischen $100\ \mu\text{m}$ und $400\ \mu\text{m}$.

Durch die im Verhältnis zur vertikalen Modenführung deutlich breiteren Laterallstruktur kommt es zur Ausbildung mehrerer transversaler Moden. Dies führt zu einem stark elliptischen Strahlenprofil⁴ und bedingt durch die Anzahl der Moden ein im Verhältnis zum Grundmodestrahls ($M_{\perp}^2 \approx 1$) in vertikaler Richtung deutlich größerem Wert der lateralen Beugungsmaßzahl⁵.

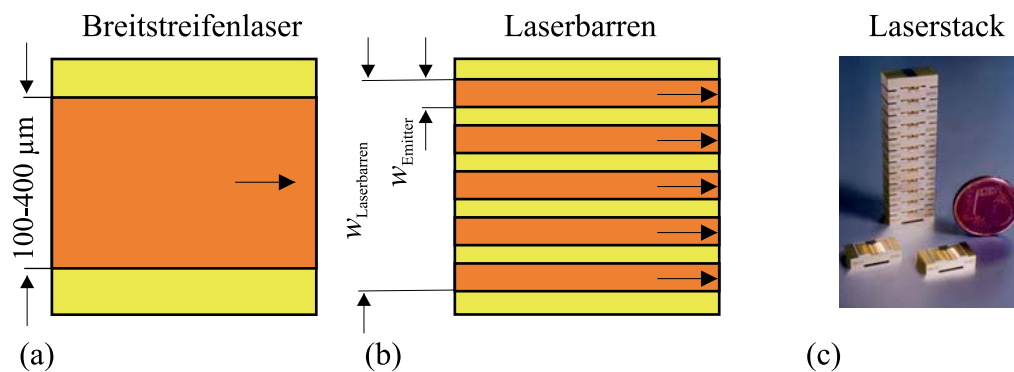


Abbildung 2.2 – Diodenlaser mit hoher Ausgangsleistung (a) Breitstreifenlaser, (b) Laserbarren, (c) Laserstack

Eine maximal erzielbare Leistung ist bei BA-Lasern durch die maximale Leistungsdichte, an der eine plötzliche Zerstörung der Facette - Catastrophic Optical Mirror Damage (COMD) - auftritt, limitiert. Gerade bei den breiten Emittern

³Typisch $1\ \mu\text{m}$ - $5\ \mu\text{m}$

⁴Typische Werte für $\Theta_{II,FWHM} = 8 - 12^\circ$ bzw. $\Theta_{\perp,FWHM} = 15 - 30^\circ$

⁵ $100\ \mu\text{m}$ BA-Laser $M_{II}^2 > 10$

führt eine Ausbildung von Filamenten [15] zu sogenannten „Hot-Spots“, welche die maximale Leistung begrenzen. Mit einer Verbreiterung der vertikalen Wellenführung [16] (super-large optical-cavity (SLOC)) und der Passivierung [17] der Austrittsfläche kann das COMD-Level weiter erhöht werden. Zuverlässige Ausgangsleistung bis zu 20 W konnten so aus einem 96 μm BAL [18] erzielt werden.

Um die verfügbare optische Ausgangsleistung weiter zu steigern, können Laserbarren, wie in Abb. 2.2 (b) dargestellt, eingesetzt werden. Hier werden BA-Laser auf einem Chip nebeneinander angeordnet. Aus der Breite eines einzelnen Emitters w_{Emitter} und der Gesamtbreite $w_{\text{Laserbarren}}$ ergibt sich ein Füllfaktor, der für kommerziell erhältliche Strahlquellen zwischen 30% und 80% liegt. So konnten Ausgangsleistungen von über 100 W [19] bei passiver Kühlung und bis zu 1000 W [20] bei aktiver Kühlung über Mikrokanalkühler erzielt werden.

Erfolgt eine vertikale Stappelerung dieser Laserbarren zu Laserstacks, wie in Abb. 2.2 (c) dargestellt, kann die Ausgangsleistung bis in den kW-Bereich [21], [22] gesteigert werden.

Die hier aufgeführten Konzepte zur Leistungsskalierung haben den Nachteil, dass sich die Strahlqualität mit breiter werdender Chip- bzw. Modulapertur deutlich verschlechtert. Eine Bewertung der Diodenlaser nach Gleichung (2.2) führt demnach häufig dazu, dass eine höhere Ausgangsleistung zu einer geringeren Strahldichte führt. Die Strahldichten für BA-Laser liegen aktuell im Bereich von $80 \text{ MWcm}^{-2}\text{sr}^{-16}$. Bei Laserbarren liegen die Werte unterhalb dieses Werts und hängen zum Teil stark von der Komplexität des optischen Systems [23] ab, mit dem die einzelnen Strahlen gebündelt werden.

2.3 Diodenlaser mit guter Strahlqualität

Die Reduzierung der Emitterweite auf wenige Mikrometer z.B. durch indexgeführte Rippenwellenleiter (RW), wie in Abb. 2.3 (a) dargestellt, führt dazu, dass auch in lateraler Richtung nur ein Grundmode geführt und die Elliptizität des Strahlprofils reduziert wird. Durch die geringe Ausdehnung der lateralen Apertur und dem daraus resultierenden größeren Serienwiderstand erreichen RW-Laser (RWL) auf Grund der thermischen Belastung deutlich geringere Ausgangsleistungen als BA-Laser.

Durch die Verwendung von SLOC-Strukturen und die Passivierung der Austrittsfläche konnten RWL mit einer Ausgangsleistung von bis zu 2.0W mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung [24] in beiden Raumrichtungen gezeigt werden. Die dabei erreichte Strahldichte lag bei $\beta \approx 78 \text{ MWcm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ und entspricht damit den Werten für BA-Laser.

⁶BA-Laser 96 μm , $P=18 \text{ W}$ $M_{\text{II}}^2 \approx 23$, $\beta \approx 80 \text{ MWcm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ [18]



2.4 Diodenlaser mit schmaler Linienbreite

BA-Laser und RW-Laser haben einen Fabry-Perot-Resonator. Die spektrale Emission wird über die Verstärkungsbandbreite und der longitudinalen Modenselektion bestimmt. Die resultierende spektrale Emissionsbandbreite $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ liegt im Bereich von 1 bis 6 nm.

Durch die Verwendung eines externen Gitters lassen sich nachträglich Strahlquellen [25, 26] erzeugen, die eine stabile Wellenlänge und eine schmale Linienbreite emittieren. Eine monolithische Lösung, die auch für große Stückzahlen geeignet ist, stellt die Integration eines Gitters in die Geometrie des Lasers dar. Mit Hilfe periodischer Strukturen wechselnder Brechzahl innerhalb der Resonatorgeometrie kann so innerhalb der Strahlquelle wellenlängenselektive Reflexion durch Interferenz in longitudinaler Richtung erzeugt werden.

Dabei wird unterschieden in aktiv gepumpte Gitterstrukturen, wie z. B. bei einem DFB⁷-RWL (Abb. 2.3 (b)), bei dem sich die periodische Struktur über die gesamte Resonatorgeometrie erstreckt bzw. in passive Gitterstrukturen, wie z.B. bei einem DBR⁸-RWL (Abb. 2.3 (c)), bei dem die periodische Struktur an der Rückseite des RWL integriert wird.

Wenzel et. al. [27] demonstrierten DFB-RWL mit einer Ausgangsleistung bis zu $P = 500 \text{ mW}$, einer beugungsbegrenzten Strahlung von $M^2 < 2$ und einer Linienbreite, die im MHz-Bereich liegt. In [28] wurden DBR-RWL mit einer Ausgangsleistung bis zu 1 W, einer beugungsbegrenzten Strahlung von $M^2 < 2$ und einer Linienbreite von $\Delta\nu = 1,4 \text{ Mhz}$ realisiert.

In [29] wurde zudem ein DFB-BA-Laser mit einer Ausgangsleistung bis zu 10 W präsentiert, der eine spektrale Emissionsbreite von unter 0,5 nm aufweist.

Alle bislang entwickelten Diodenlaser mit internem Gitter zeigen im Vergleich zu Diodenlasern ohne Gitter Einbußen in der Ausgangsleistung und damit geringere Strahldichten. Im Gegensatz zu Diodenlasern ohne Gitter steigt jedoch die spektrale Strahldichte deutlich an.

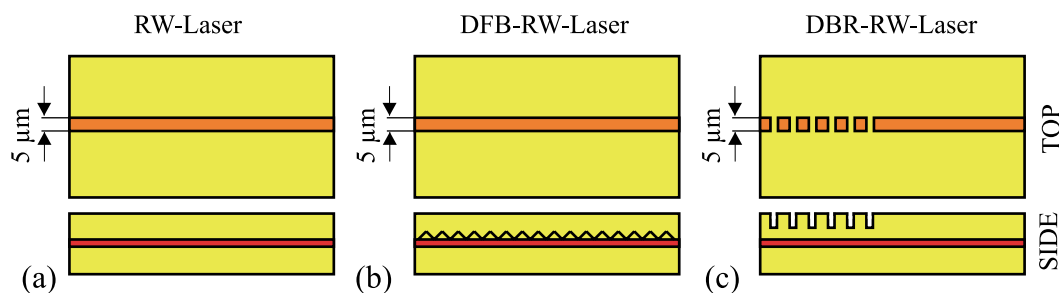


Abbildung 2.3 – Diodenlaser mit guter Strahlqualität und schmaler Linienbreite. (a) RW-Laser, (b) DFB-RW-Laser (aktive Gittersektion), (c) DBR-RW-Laser (passive Gittersektion)

⁷DFB = Distributed-Feedback

⁸DBR = Distributed-Bragg-Grating

2.5 Diodenlaser mit Trapezstruktur und internem Gitter

Die Limitierung der lateralen Strahlqualität bei BAL und der Ausgangsleistungen bei RWL führte zur Entwicklung von Zwei-Sektion-Lasern, die innerhalb des Resonators eine Trapezstruktur [30] aufweisen. Diese sogenannten Trapezlaser, wie in Abb. 2.4 (a) dargestellt, vereinen dabei die Vorteile von einem BAL und einem RWL.

Die Optimierungen der beiden Sektionen eines TPL führten bislang zu Strahlquellen, die aktuell eine optische Ausgangsleistung bis zu 10 W, einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl und resultierend eine Strahldichte von bis zu $660 \text{ MW/cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ [31] aufweisen.

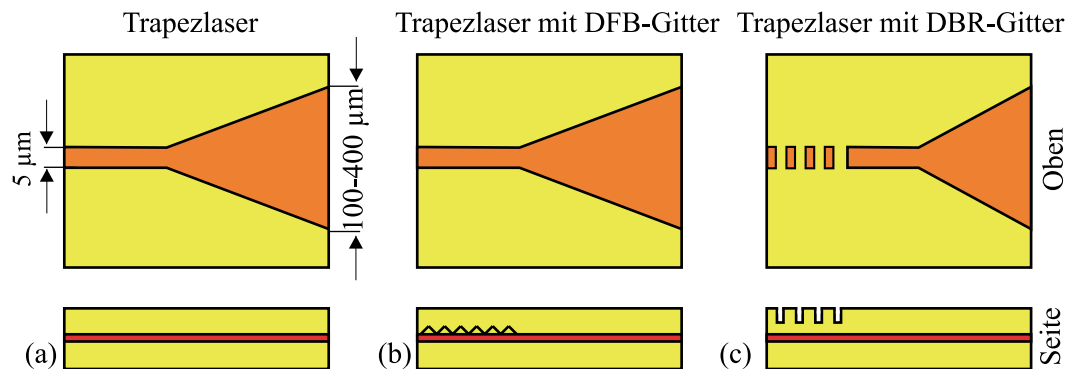


Abbildung 2.4 – Schematische Darstellung von Diodenlasern mit Trapezstruktur und optionalem integrierten Gitter am Beispiel eines (a) TPL, (b) DFB-MOPA und (c) DBR-TPL.

Die Verfügbarkeit von TPL hoher Strahldichte ermöglicht deren Einsatz als effiziente Pumpquelle für Festkörperkristalle [32]. Durch die zusätzliche Integration eines DFB/DBR-Gitters in die RW-Sektion eines TPL, dargestellt in den Abb. 2.4 (b) und (c), können die spektralen Strahldichten erreicht werden, die für eine Frequenzkonversion mit hoher optischer Ausgangsleistung benötigt werden. Beispiel hierfür sind unter anderem der DFB-MOPA⁹, bei dem die Leistung eines DFB-RWL verstärkt wird bzw. der in dieser Arbeit untersuchte DBR-TPL, bei dem ein Laserresonator zwischen dem DBR-Gitter und der Frontfacette gebildet wird.

Beide hier aufgeführten monolithischen Strahlquellen ermöglichen eine Optimierung der optischen als auch der räumlichen Abstrahlcharakteristik in einem Bauelement.

2.5.1 Funktionsprinzip

Trapezlaser bestehen aus zwei Sektionen. Zum einen aus einer index-geführten RW-Sektion, die als Modenfilter fungiert und einen Grundmodestrahlführt,

⁹Master-Oscillator Power-Amplifier