
Kapitel 1

Einleitung

Ein wichtiger Bestandteil des derzeitigen und zukünftigen technologischen Fortschritts im „Jahrhundert des Lichts“ sind optische Technologien, die sich neue Anwendungsfelder insbesondere im industriellen Bereich erschließen [1]. Unternehmen der Optischen Technologien erzielten im Jahr 2005 am Standort Deutschland einen Umsatz von ca. 16,3 Milliarden Euro. Die Leitmärkte in diesem Segment sind Produktion, Gesundheit, Kommunikation, Energie und Umwelt. Deutschland hält bei diesen Technologien einen Marktanteil in Europa von fast 40%, auf dem Weltmarkt von etwa 8%. Bis zum Jahr 2015 erwartet die Branche weltweit ein durchschnittliches Wachstum von 7,6% pro Jahr, das sie in Deutschland noch übertreffen will. Bezeichnend für diesen Ausblick ist nicht zuletzt die hohe F&E-Quote in der deutschen Photonik-Branche von ca. 10%. Die Bedeutung dieser Investitionen zeigt sich in der Position am Markt; bei den Optischen Technologien für die Medizintechnik beispielsweise ist Deutschland weltweit die Nummer zwei, mit einem Marktanteil von 15% und einer Exportquote von knapp 75% [2, 3].

In den letzten Jahren sind zu den Anwendungsfeldern der Materialbearbeitung bzw. Fertigungstechnik und der Medizintechnik weitere Anwendungen zum Beispiel in der Drucktechnik oder in der Sensorik hinzugekommen. In Zukunft wird der Laser auch in neuen Produkten und -feldern, beispielsweise der portablen Display-Technologie und der Umweltanalytik zu finden sein; auch ist der Einsatz von Lasern für eine noch effizientere Motorzündung ein Thema der Forschung [4]. Ferner sei eine gestiegene Nachfrage aus dem militärischen und sicherheitstechnischen Bereich nicht verschwiegen. Abhängig von der jeweiligen Anwendung stehen folgende, charakteristische Eigenschaften des Lasers oder eine Kombination derselben im Vordergrund: hohe optische Leistungsdichte im Fokus (ca. 500 kW/mm² [5]), hoher Wirkungsgrad (bis über 70%), gute Strahlformungseigenschaften, schmales Emissionsspektrum (Piko- bis Nanometer FWHM).

Eine zunehmend wichtige Funktion übernehmen in dem Zusammenhang die Diodenlaser, deren Verbreitung gerade in der Materialbearbeitung mit anhaltender Tendenz stark zunimmt. Hierbei sind die derzeit wichtigsten Verfahren das Schneiden, Schweißen und Beschriften mit Laserlicht. Nichtsdestotrotz liegt insbesondere im Bereich der Lasermaterialbearbeitung noch erhebliches Entwicklungs- und Einsatzpotenzial für Diodenlaser, da dort erst ca. 10 bis 20% der photonischen Anwendungen überhaupt erschlossen sind [3]. Diese Entwicklung spiegelt sich in Typ und Aufbau der Laserstrahlquellen wider. Gerade die Materialbearbeitung steht exemplarisch für die Verschiebung des Einsatzes unterschiedlicher Lasertypen: Der „klassische“, verbreitete Kohlendioxid-Laser wurde bei einigen Applikationen schon durch

lampengepumpte Festkörperlaser mit höherer Strahlgüte verdrängt. Anschließend wurden und werden die hierin verwendeten Bogen- oder Blitzlampen als Pumpquelle durch Laserdioden ersetzt. Die diodengepumpten Systeme sind als Stab-, Scheiben-, oder Faserlaser ausgeführt, wobei in dieser Gruppe die Scheiben- und Faserlaser ein besonders starkes Wachstum in der Verbreitung aufweisen [6], nicht zuletzt aufgrund ihrer hohen Strahlgüte bei hoher Leistung. Im nächsten Schritt, der derzeit vorstatten geht, wird die optische Ausgangsleistung von Diodenlasern direkt auf dem Werkstück genutzt. Derartige, kommerziell verfügbare Lasersysteme werden bereits zum partiellen Laserhärten, dem Kunststoffschweißen, der Oberflächenbearbeitung, dem Löten und dem Schweißen dünner Bleche eingesetzt. Gerade in einem solchen Aufbau kann der Halbleiterlaser seine Vorteile hoher potenzieller Zuverlässigkeit bei niedrigen Beschaffungs- und Betriebskosten, langer Lebensdauer, sehr kompakter Bauform und hohem, elektro-optischem Wirkungsgrad von typischerweise über 50% zur Geltung bringen. Die Energieeffizienz diodengepumpter Festkörperlaser liegt immerhin noch bei bis zu 30%, was um eine Größenordnung über der lampengepumpten Bauvariante liegt. Das entsprechende Kostensenkungspotenzial im Produktionsbereich durch die Diodenlaser ist angesichts der hohen und voraussichtlich weiter steigenden Energiekosten signifikant [7]. Hierzu trägt auch das auf die Anregung des Festkörpers abgestimmte, nur Piko- bis Nanometer schmale Emissionsspektrum bei.

In der Vergangenheit resultierte die Verlagerung hin zu Diodenlasern vor allem aus der Steigerung ihrer Ausgangsleistung auf das für die Applikation notwendige Maß einerseits und einer Verlängerung ihrer Lebensdauer andererseits. Für die Materialbearbeitung z. B. werden optische Leistungen oberhalb von 50 W bis in den Kilowattbereich benötigt; als Lebensdauer wird im industriellen Umfeld typischerweise eine MTTF von 10.000...30.000 h (mean time to failure) spezifiziert. In dem Zusammenhang kann auf einen erfolgreichen Langzeittest von über 13 Jahren Dauer verwiesen werden, der an 980 nm Lasern bei vergleichsweise geringer Leistung durchgeführt wurde [8]. Bei 650 nm und 1,1 W ist ein zuverlässiger Betrieb über 20.000 h erzielt worden [9]. Die für die Applikationen erforderlichen Leistungen kamen sowohl durch eine Leistungssteigerung bei den einzelnen Emittern als auch durch den monolithischen Aufbau von Laserbarren à 200 W und mehr zustande, die aus typischerweise 19, mitunter bis zu 60 Einzelemittlern bestehen. Die höheren Leistungsklassen im Kilowattbereich werden durch das Zusammenfassen von Barren zu Diodenstacks erreicht. Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind hingegen Einzelemitter.

Ein limitierender Faktor im Einsatz von Diodenlasern ist derzeit noch ihre gegenüber Gas- und Festkörperlasern schlechtere Strahlgüte; diese beschreibt die Ausbreitungscharakteristik des Laserlichts im Raum und bestimmt z. B. die Fokussierbarkeit der Lichtleistung auf einem möglichst kleinen Volumen oder Flächenelement. Aus dem Grund stellt die Strahlgüte einen wichtigen Punkt in der weiteren Entwicklung von Halbleiterlasern dar. Hier kommt einem speziellen Typ von Diodenlasern, den Trapezlasern, eine besondere Bedeutung zu, da sie das bislang am erfolgreichsten realisierte Konzept zur Strahlgüteverbesserung von Hochleistungs-Laserdioden darstellen. Das Konzept kombiniert Elemente bewährter Hochleistungs-Laserdioden (Breitstreifenlasern) mit Halbleiterlasern hoher Strahlgüte (Rippenwellenleiterlasern), um eine hohe Strahlgüte bei hoher Leistung zu erzielen. Letzteres wird durch die Definition der Brillanz quantifiziert. Diese liegt beim Trapezlaser typischerweise um eine Größenordnung höher als bei konventionellen Halbleiterlasern und eröffnet gegenüber diesen neue, bedeutende Marktpotenziale in den o. g. Anwendungsfeldern. Auch bei der in zahlreichen Anwendungen bedeutsamen Frequenzkonversion (z. B. in der Display-Technologie) kommen angesichts der geforderten Strahlgüte bei hoher Ausgangsleistung derzeit nur Trapezlaser zum Einsatz [10]. Die für verschiedene Applikationen geforderte hohe Brillanz von Trapezlasern stellt auch den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit dar.



Auch wenn die Realisierung und Anwendung von Halbleiterlasern insbesondere im kürzerwelligen Bereich des sichtbaren Spektrums fortschreitet, liegt der Schwerpunkt der kommerziell eingesetzten Wellenlängen derzeit aber noch im nahen Infrarotbereich (NIR) zwischen ca. 800 und 1600 nm. Die Emission bei 808 nm ist insbesondere für das Pumpen von Festkörperlaseren und die direkte Materialbearbeitung sowie die Medizintechnik relevant. Daher ist die Strahlgüte bzw. Brillanz von Trapezlasern bei 808 nm Hauptgegenstand dieser Arbeit. Sie beinhaltet systematische Untersuchungen zu den wichtigsten Parametern der Trapezlaser und deren Auswirkung auf die Strahlcharakteristik. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Messungen. Zielstellung war, die Strahlgüte bei gleichzeitig hoher Ausgangsleistung zu optimieren bzw. die Brillanz B bzw. B' gegenüber dem Status Quo zu verbessern. Im Zentrum der Parametervariationen standen die Charakteristika des instabilen Trapezlaserresonators, ihr jeweiliger Einfluss auf die Brillanz und die diesen Wechselwirkungen zugrunde liegenden Effekte. Zum besseren Verständnis der Zusammenhänge zwischen den Laserparametern und der Strahlgüte wurden Simulationsrechnungen parallel zu den Experimenten durchgeführt. Auf dieser Basis konnten in der vorliegenden Arbeit einige experimentelle Befunde theoretisch bestätigt und interpretiert werden. Im Ergebnis der systematischen Korrelation von Laserparametern und Strahlgüte wurden – über die bisherigen, punktuellen und prinzipiellen Aussagen hinaus – konkrete Optimierungsaussagen speziell zur Geometrie der Trapezlaser bei 808 nm getroffen. Diese resultierten in neuen Bestwerten für die Brillanz, bei zum Teil verbesserter Abstrahlcharakteristik aufgrund eines reduzierten Fernfeldwinkels.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Am Beginn stehen in Kapitel 2 eine kurze Übersicht über wichtige Hochleistungs-Diodenlasertypen sowie den Trapezlaser hinsichtlich seines Konzepts, gefolgt von einem Überblick zum „state-of-the-art“. Details des Trapezlaseraufbaus, dessen Realisierung und die Einführung in das untersuchte Parameterfeld folgen in Kapitel 3. In Kapitel 4 wird neben einigen Definitionen der Strahlgüte vor allem die Messtechnik zur Strahlgütecharakterisierung beschrieben, die im Rahmen der hier vorgestellten Untersuchungen an die Messobjekte und die relevanten Strahlgütekriterien angepasst wurde. Kapitel 5 bildet den Kern der Arbeit mit der systematischen Analyse der Korrelation zwischen den Laserparametern und der Strahlgüte; diese mündet in Optimierungsaussagen für das Trapezlaser-Design und der signifikanten Brillanzsteigerung der Bauelemente. Die für die praktische Anwendung der Laser ebenfalls essenziellen Resultate der Zuverlässigkeitsuntersuchungen sind Gegenstand von Kapitel 6. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse wird in Kapitel 7 gegeben. Der Anhang enthält Informationen zum Simulationsprogramm, mithilfe dessen die experimentellen Befunde qualitativ oder in Teilen auch quantitativ bestätigt und erklärt werden konnten.

Kapitel 2

Hochleistungs-Diodenlaser mit hoher Strahlgüte

2.1 Laserdiodentypen

Die für Hochleistungs-Diodenlaser sehr typische Bauform ist der Breitstreifenlaser („broad area“, BA) [11] aus der Gruppe der Kantenemitter („edge-emitting laser“, EEL), wie in Abbildung 2.1 als Einzelemitter gezeigt. Typische Werte der Abmessungen zum Erzielen hoher Leistungen liegen bei $W = 50 \dots 200 \mu\text{m}$, $L = 1 \dots 4 \text{ mm}$, $H = 120 \mu\text{m}$.

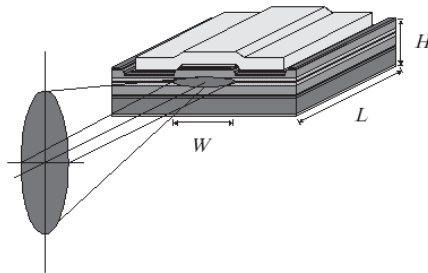


Abb. 2.1) Prinzipdarstellung eines Breitstreifenlasers (BA) und seiner Abstrahlcharakteristik.

Die Wellenführung in vertikaler Richtung erfolgt mittels des Wellenleiters innerhalb der ihn umgebenden Mantelschichten, die Strahlungsverstärkung in der aktiven Zone (dem sog. Quantenfilm oder, englisch, quantum well, QW) zwischen der p- und der n-Schicht des Wellenleiters. Dieser Grundaufbau trifft auch auf alle anderen, im Folgenden beschriebenen Halbleiterlaser zu. In der lateralen Dimension, also längs der Austrittsapertur, wird die Breite des Strahlungsfelds in einem BA-Laser durch den elektrisch gepumpten Bereich mit der Verstärkung bestimmt; dieses wird als Gewinnführung bezeichnet. In Längsrichtung ist der Laserresonator durch die Front- und Rückfacette definiert; die Facettenreflektivitäten nach der Beschichtung betragen 0.1% ... 10% an der Austrittsseite und über 90% an der Rückseite. Mit einem einzelnen, derartigen Breitstreifenlaser wurde beispielsweise im Langzeit-CW-Betrieb bei 980 nm eine optische Leistung von 20 W erzielt [12]. Die Zuverlässigkeit von BA-Lasern über mehr als 10.000 h Betriebsdauer wurde schon mehrfach demonstriert. Aufgrund ihres vergleichsweise einfachen Aufbaus in Kombination mit hoher Nutzleistung und einer Effizienz bis zu 75% bei Zimmertemperatur [13, 14] stellen Breitstreifenlaser für Hochleistungsanwendungen die größte Gruppe der Halbleiterlaser. Für die meisten Anwen-

dungen werden zur Leistungssteigerung mehrere der skizzierten Einzelemittler nebeneinander, optisch und elektrisch isoliert, auf einem Halbleiterkristall zu sog. Laserbarren prozessiert; die Nutzleistung solcher Barren liegt dann im Bereich von 100 ... 200 W, Spitzenwerte darüber.

In erster Näherung sind für Hochleistungs-Halbleiterlaser zwei Parameter entscheidend, welche bei gegebenem Halbleiter-Materialsystem und Schichtaufbau die maximale Leistung limitieren: die Breite der Austrittsapertur W und die Laserfläche. Die Apertur bestimmt vor allem die optische Leistungsdichte in lateraler Richtung; diese ist begrenzt, da die an der Facette auftretende Restabsorption Facettenschäden begünstigt. Bei einem typischen BA-Laser trägt die optische Leistungsdichte an der Austrittsfacette unter Berücksichtigung der vertikalen Emissionsbreite ca. 5 MW/cm^2 und liegt damit beispielsweise drei Größenordnungen über der auf der Sonnenoberfläche. Infolgedessen ist die Facettentechnologie bei Hochleistungs-Diodenlasern entscheidend für eine hohe Ausgangsleistung und eine ebensolche Diodenlebensdauer. Im Zuge dessen ist vor allem die Generierung von Absorptionszentren für optische Strahlung auf den Facetten zu unterbinden, die als Ausgangspunkte thermischer Zerstörung der Facetten (COMD, „catastrophical optical mirror damage“) wirken [11].

Bezüglich der Laserfläche spielt v. a. der maximal mögliche Fluss von thermischer Verlustleistung in die Wärmesenke eine Rolle. In einem BA-Laser entsteht bei 10 W Ausgangsleistung, einer Geometrie von $100 \times 2000 \mu\text{m}$ und einer angenommenen Effizienz von 60% eine Verlustleistungsdichte von typischerweise 2 kW/cm^2 , die sich zudem in der Vertikalen auf die wenige Nanometer dicke aktive Zone konzentriert. Für die limitierenden Faktoren der Facettenbelastung und der Verlustleistungsdichte existieren jedoch Kompensationsstrategien. Im Bereich der Facetten sind hier z. B. die Facettenpassivierung, das Unterdrücken lokaler Emissionsmaxima sowie ein entsprechend optimiertes Design der Halbleiterschichtstruktur zu nennen; dem Einfluss der Verlustleistung kann durch eine Wärmesenke mit minimiertem thermischen Widerstand sowie einer ebensolchen Montage der Dioden entgegen gewirkt werden.

Für die Facettenproblematik ist ein weiterer Mechanismus von Bedeutung: Aufgrund des Fehlens einer lateralen Modenführung im breiten Resonator bilden sich mit zunehmender Leistung lokale Maxima der Strahlungsverteilung im Laser und an der Facette aus („filamentartige Strukturen“ oder „Multimoden“), welche die Wahrscheinlichkeit von Facettenschäden insbesondere im Langzeitbetrieb stark erhöhen. Ursache sind die stark nichtlinearen, gekoppelten Prozesse im Lasermedium und -resonator, insbesondere jene durch lokale Verstärkungssättigung und der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Ladungsträgerdichte bzw. Verstärkung [15]. In vielen numerischen Modellen zur Beschreibung der Strukturen wird dieser Zusammenhang auf den sog. Henry-Faktor bzw. „linewidth enhancement factor“

$$\alpha_H = - \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{\delta n_N}{\delta g_N} \quad (2.1)$$

als Schlüsselparameter konzentriert, der in erster Näherung für einen typischen Betriebsparameterbereich als konstant angesetzt wird [16]. Die Intensitätsmaxima bzw. „Filamente“ können in der Modellvorstellung als Orte verstärkter Selbstfokussierung interpretiert werden. Neben der Facettenproblematik wirken sich die filamentartigen Strukturen auch negativ auf die Strahlqualität aus, insbesondere dann, wenn Inhomogenitäten in der emittierten Phasenfront damit einhergehen.

Generell ist die Strahlgüte von Breitstreifenlasern in lateraler Richtung nicht optimal bzw. in keiner Weise beugungsbegrenzt; dieses folgt vor allem aus der vergleichsweise breiten Austrittsapertur bei gegebenem Divergenzwinkel der Emission. BA-Laser mit einem ähnlichen Schichtaufbau wie die in dieser Arbeit untersuchten Trapezlaser wiesen in Messungen eine Strahlgüte auf, die um mehr als den Faktor 10 schlechter war als das beugungsbegrenzte Optimum des Gaußschen Strahls [17].

Über eine bessere Strahlgüte verfügen dagegen Rippenwellenleiterlaser (RW-Laser) mit einer Austrittsapertur von nur wenigen Mikrometern. Diese Laser emittieren im Grundmode, dessen Feldverteilung in beiden Hauptachsen der eines Gaußschen Strahles nahekommt. Sie unterscheiden sich von den BA-Lasern vor allem in lateraler Dimension, da die betreffende Wellenführung im RW-Laser indexgeführt entlang eines wenige μm breiten Rippenwellenleiters erfolgt. Die verschiedenen effektiven Brechungsindizes, die die propagierende Mode in ihrer Gesamtheit in der Rippe und dem angrenzenden Bereich erfährt, sind eine Folge der unterschiedlichen Dicken des geätzten Halbleitermaterials. An diesem Punkt geht auch der Aufbau der Schichtstruktur in die laterale Feldverteilung ein, zumal diese mit zunehmender Schichtdicke eine Asymmetrie in der Vertikalen aufweist (die aktive Zone liegt unterhalb der Rippe). Eine Skizze des RW-Lasers zeigt Abbildung 2.2.

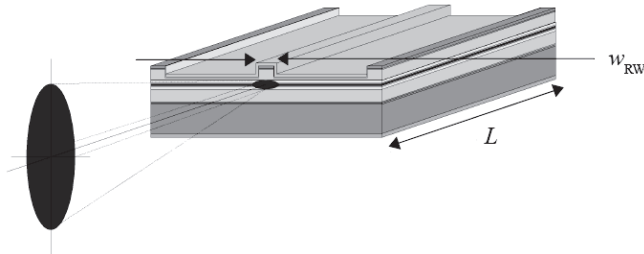


Abb. 2.2) Prinzip eines Rippenwellenleiterlasers (RW) und seiner Abstrahlcharakteristik.

Die typischen Längen von Rippenwellenleiterlasern sind mit 0,5 mm ... 2 mm tendenziell kürzer als bei BA-Lasern, da die bei RW-Lasern schmalere Austrittsapertur die maximale Ausgangsleistung stärker begrenzt als die Laserfläche. Die Breite des Rippenwellenleiters wird in erster Linie durch die Anforderung bestimmt, laterale Monomodigkeit im Resonator zu gewährleisten. In der Praxis ergibt sich hieraus zusammen mit den realisierten Ätztiefen und Schichtdicken eine typische Breite von 3...5 μm . Aufgrund der resultierenden kleinen Austrittsfläche liegt die optische Leistungsdichte an der Facettenfläche über 10 MW/cm², wenn die erzielten Ausgangsleistungen von 1...2 W zugrundegelegt werden. Der geringeren Leistung im Vergleich zu BA-Lasern steht eine bessere Strahlqualität wegen der, auch in lateraler Richtung, monomodigen Strahlführung im Rippenwellenleiter gegenüber. Nichtsdestotrotz führen auch in solchen Laserstrukturen nichtlineare Wechselwirkungen im Halbleiter bei Leistungen oberhalb von ca. 1 W zu einer Limitierung der Strahlqualität; eine exemplarische Untersuchung solcher Effekte ist in [18] beschrieben.

Eine Möglichkeit, um bei Halbleiterlasern die hohe Leistung einer lateral breiten Struktur mit der guten Strahlqualität im Fall monomodiger Emission zu kombinieren, ist beim MOPA realisiert. Dort wird Strahlung mit hoher Güte aus einem sog. Master Oscillator („MO“), einem Grundmodenlaser, in eine vergleichsweise großflächigere Laserstruktur eingekoppelt (Power Amplifier, „PA“), in welcher die Verstärkung vorgenommen wird. Bei trapezförmiger Ausführung des „PA“ ist die Verstärkungsverteilung der Strahlausbreitung besser angepasst als bei einer rechteckigen BA-Struktur [19], was in der Regel zu besserer Strahlgüte führt. Dieses Prinzip findet sich auch im Trapezlaser wieder. Frühere Messungen an einem MOPA-Lasersystem zeigten eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlgüte bis 4 W optischer Leistung [20]. Der dem zugrundeliegende hybride Aufbau ist vergleichsweise komplex und macht fortgeschrittene, feinmechanische Justierungen im Bereich der Einkopplung in den Verstärker erforderlich. Auf der anderen Seite eröffnet sich bei dieser MOPA-Realisierung die Möglichkeit, die Schichtstruktur von Master Oscillator und Verstärker getrennt voneinander

zu optimieren, um z. B. die Wellenlängen bzw. Verstärkungsmaxima bei gegebener Temperaturverteilung im System aufeinander abzustimmen. In einer anderen Aufbauvariante ist der MOPA monolithisch, d. h. auf einem Halbleiterkristall, realisiert [19]. Die o. g. Möglichkeit der Optimierung steht somit nicht mehr zur Verfügung; andererseits bietet der monolithische MOPA den Vorteil eines wesentlich kompakteren, vereinfachten Aufbaus gegenüber der hybriden Ausführung. Zudem ist er im praktischen Betrieb unempfindlicher gegenüber Erschütterungen, da die Einkopplung innerhalb eines Bauelements erfolgt und im Wesentlichen durch die Strukturierung des Bauelements vorgegeben ist. Diese Charakteristika gelten auch für den generell monolithisch ausgeführten Trapezlaser.

Die Gegenüberstellung der Laserdiodentypen unterstreicht die Herausforderung und die Notwendigkeit, Hochleistungs-Diodenlaser mit hoher Effizienz und Strahlgüte zu untersuchen; diese müssen für den kommerziellen Einsatz auch vergleichsweise kostengünstig und reproduzierbar zu prozessieren sein. Darüber hinaus ist ein Betrieb mit minimalem Justageaufwand für das breite Anwendungsspektrum der Halbleiterlaser eine wichtige Voraussetzung. Der Trapezlaser kommt gegenwärtig diesen Anforderungen an hochbrillante Halbleiterlaser am nächsten, da er als monolithisches Bauelement einen wenig aufwändigen Betrieb ermöglicht, mit etablierten Prozessen der Optoelektronik zu fertigen ist, aufgrund moderater Resonatorverluste über eine vergleichsweise hohe Effizienz verfügt und wegen einer breiten Austrittsfläche über eine ebenfalls moderate Facettenbelastung.

2.2 Trapezlaser

Der Trapezlaser ist ein monolithischer Halbleiterlaser, der potenziell hohe optische Leistungen bis zu ca. 10 W bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität zur Verfügung stellt, eine hohe Lebensdauer aufweisen kann, und der mit etablierter Halbleitertechnologie vergleichsweise preiswert in Einschnitt-Epitaxie herzustellen ist. Diese Anforderungen sind eine wichtige Voraussetzung für die Anwendung und Verbreitung von Laserdioden. Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Erreichen dieses Ziels bei 808 nm sind Bestandteil dieser Arbeit; grundlegende Prinzipien werden in diesem Kapitel beschrieben. Eine weitere Einführung in den Trapezlaser-Aufbau und seine typischen Eigenschaften findet sich in [21], erste experimentelle Resultate zur Realisierung des Trapezlaser-Prinzips in [22, 23].

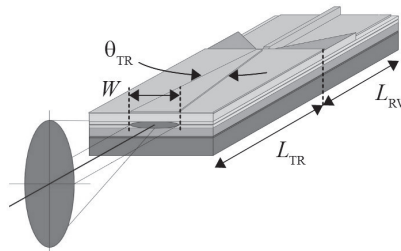


Abb. 2.3) *Prinzipische Skizze eines Trapezlasers und seiner Abstrahlcharakteristik; L_{TR} : Trapezlänge, L_{RW} : Länge RW-Teil, W : Breite der Austrittsapertur, θ_{TR} : Trapezwinkel.*

Das Grundprinzip des Trapezlasers beruht auf der Kombination eines Grundmodenlasers der Länge L_{RW} mit einer großflächigen, trapezförmigen Verstärkungssektion der Länge L_{TR} und des Trapezwinkels θ_{TR} (siehe Abbildung 2.3). Als Grundmodenlaser kommt im vorliegenden

Fall ein RW-Laser (Rippenwellenleiterlaser) mit Indexführung der Mode zum Einsatz. Die Verstärkungssektion arbeitet in der Regel gewinngeführt. Anders als beim oben beschriebenen, monolithischen MOPA bilden die beiden Bestandteile gemeinsam den Resonator, innerhalb dessen der Grundmodenlaser die modenfilternde Funktion und das Trapez die Verstärkung übernehmen. Eine vollständige Entspiegelung der Trapez-Austrittsfläche wird folglich nicht vorgenommen; es verbleibt eine noch zu spezifizierende Restreflektivität. Auch daran ist zu erkennen, dass eine Rückwirkung des Verstärkers auf den Modenfilter möglich, bzw. zur Reduzierung der Resonatorverluste in Grenzen auch erforderlich ist. Nichtsdestotrotz muss die RW-Sektion für eine hohe Strahlgüte des Gesamtsystems im Grundmode arbeiten. Diese enge, gegenseitige Abhängigkeit der Funktion der beiden Resonatorsektionen erfordert eingehende Untersuchungen zu Lasergeometrie und -parametern; diese werden im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen. Die Effizienz des Lasersystems ist durch die enge Kopplung der Sektionen innerhalb eines einzigen Resonators stabiler auf hohem Niveau, d. h. $\eta_c > 40\%$, zu halten. Das ist für die praktische Anwendung des Trapezlasers von großer Bedeutung.

Einerseits sind die Resonatorverluste in der Summe wegen der Trapezform des Verstärkungsteils höher als in einem rechteckigen BA-Laser; der Laserresonator arbeitet im instabilen Bereich, da sich ein Großteil der Feldverteilung nach fortgesetzten Umläufen nicht reproduziert, sondern stattdessen den gepumpten Teil des Resonators am Ende als Verlust verlässt. In vereinfachter Modellvorstellung reproduziert sich lediglich ein geringer Strahlungsanteil auf der Mittelachse [21]; die theoretischen Grundlagen hierzu sind in [24] beschrieben. Abschätzungen der Resonatorverluste werden in Kapitel 5.1.1 gegeben.

Andererseits ist es im Vergleich mit einer rechteckigen Verstärkersektion ein Vorteil des Trapezes, dass das Feld der Grundmode bei deren Propagation durch die Verstärkungssektion weniger stark verändert wird („adiabatische Ausdehnung“), eine entsprechende Anpassung der Verstärkungsgeometrie vorausgesetzt. Es wird i. W. nur die Fläche elektrisch gepumpt, die zur Laseremission beiträgt. Durch diese Anpassung kann der Einfluss nichtlinearer Prozesse, wie z. B. aufgrund nicht abgebauter Verstärkung oder räumlichen Lochbrennens und Selbstfokussierung, reduziert werden, wodurch anderenfalls filamentartige Strukturen verstärkt induziert und die Strahlgüte verschlechtert werden würde. Die Untersuchung solcher „Filamente“ ist auch ein Bestandteil von Kapitel 5.

Am Strahlaustritt ist die Trapezbreite mit typischerweise 150...500 μm einer BA-Streifenbreite vergleichbar; daher liegt beim Trapezlaser die Facettenbelastung im Regelfall bei $\leq 3 \text{ MW/cm}^2$, wenn eine vergleichsweise hohe, mittlere optische Leistung von 5 W zugrunde gelegt wird. Für die vertikale Ausdehnung der Emission ist dabei 1 μm angesetzt. Die genannte Facettenbelastung ist vergleichbar mit jenen Werten, bei denen ähnlich aufgebaute BA-Dioden einen stabilen Langzeitbetrieb aufwiesen, keine andersartigen Ausfallsursachen vorausgesetzt [25]. Zur Leistungssteigerung können Trapezlaser ebenfalls zu Barren zusammengefasst werden; Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit ist jedoch der Einzelemitter als Ausgangspunkt der Laseroptimierung.

Für die Abstrahlgeometrie eines Trapezlasers ist der einfache Astigmatismus gemäß DIN EN ISO 11146-1 [26] charakteristisch, siehe auch Kapitel 4.2.1. Der Astigmatismus rührt davon her, dass, ungeachtet von elliptischer Emissionscharakteristik, beim in vertikaler Richtung flachen, in lateraler Richtung jedoch ausgedehnten Trapez die (virtuelle) Strahltaile in vertikaler und lateraler Richtung auf unterschiedlichen Positionen der Längsachse liegen, wie in Abbildung 2.4 skizziert. Der Abstand Δz der unterschiedlichen Positionen im Lateralen und Vertikalen definiert den Astigmatismus bzgl. Luft. In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich auf den gemessenen Astigmatismus in Luft Bezug genommen. Die Werte für Δz in der Skizze kennzeichnen den maximalen Astigmatismusbereich bei den untersuchten Trapezlasern.

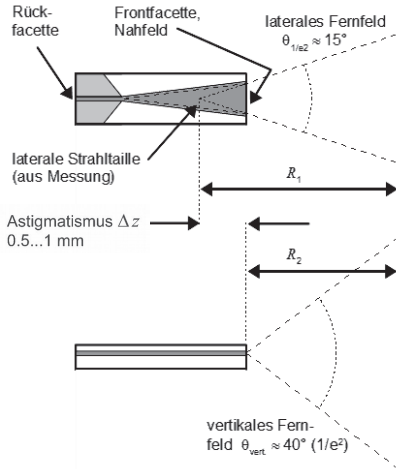


Abb. 2.4)
 Abstrahlcharakteristik eines Trapezlasers
 und Astigmatismus;
 oben: in lateraler Richtung („slow axis“),
 unten: in vertikaler Richtung („fast axis“).
 Winkel- und Längenverhältnisse nicht
 maßstabgerecht.

In vertikaler Richtung liegt der Emissionsort auf der Austrittsfacette, da erst nach dem Austritt aus der Wellenleiterschicht des Lasers eine Aufweitung des Strahls erfolgt. Somit sind die Phasenfronten des Ausgangsstrahls in der Vertikalen an der Facette noch nicht gekrümmt; in lateraler Richtung dagegen liegt die Facette schon weit genug hinter der Strahltaille, sodass näherungsweise der Strahl schon beim Austritt aus dem Laser durch quadratische Wellenfronten beschrieben werden kann, jeweils das Modell eines Gauß-Strahls vorausgesetzt. Hieraus folgt für die Radien der Phasenfronten in beiden Laserachsen $R_1 = R_2 + A$, siehe Abbildung 2.4. Die Phasenfronten werden in späteren Kapiteln als Modellvorstellung zur Diskussion der Strahlgütemessungen herangezogen.

Darüber hinaus gibt es in lateraler Richtung zwei Strahltaillen: Die Lage der „virtuellen“ Strahltaille ist diejenige, die aufgrund der Krümmung der austretenden Phasenfronten den Fokus der nachgeschalteten Strahlformungsoptik bestimmt, also den Messungen zugänglich ist und in den Astigmatismus eingeht. Sie liegt im Trapez. Hingegen befindet sich die Taile der „realen“ Feldverteilung in lateraler Richtung nahe des Übergangs vom RW-Teil in das Trapez, wo sich das Feld aufweitet. Ursache der unterschiedlichen Positionen ist die ebenfalls in Abbildung 2.4 erkennbare Brechung am Indexsprung zwischen Halbleiter und Außenraum.

Der Astigmatismus macht sich in der Praxis u. a. als Verschiebung der Diode oder der ersten Linse bemerkbar, um entweder im Lateralen oder im Vertikalen den kollimierten Zustand herzustellen; vorausgesetzt, der Astigmatismus wird nicht durch Zylinderlinsen im Strahlengang kompensiert. Die Größe des Astigmatismus hängt im Laserbetrieb von Parametern wie der Lasertemperatur und dem Injektionsstrom ab, da diese einen Einfluss auf den Brechungsindex im Trapez ausüben. Größere Variationen des Arbeitspunktes erfordern ein Nachführen der Strahlformung oder des Lasers um 50...150 μm , abgeleitet aus den durchgeführten Messungen. Die Inhomogenität des Brechungsindex, welche zur Frontseite hin zunimmt, schwächt die Strahldivergenz zunehmend ab, sodass die im Außenraum gemessene, laterale Strahltaille weiter im Innern des Trapezes liegt als zu erwarten wäre. Entsprechende experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Astigmatismus folgen in Kapitel 5.2.5; das Ziel war dabei, diesen zu minimieren und zu stabilisieren. In der Praxis ist meistens ein Ausgleich des Astigmatismus mit einer zylindrischen Komponente im Strahlformungssystem nötig. Die Größe des Astigmatismus ergibt sich näherungsweise aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz und geometrischer Beziehungen für die Strahlen am Trapezrand zu

$$\Delta z = \frac{L_{TR} \cdot \tan[\Theta_{TR}/2]}{\tan[\arcsin(n \cdot \sin[\Theta_{TR}/2])]} \quad (2.2)$$

In guter Näherung wird zumeist die folgende Beziehung angewendet, die den paraxialen Fall von (2.2) darstellt:

$$\Delta z = \frac{L_{TR}}{n} \quad (2.3)$$

Mit dieser Näherung beträgt der Fehler bzgl. Δz , bezogen auf die Randstrahlen, gegenüber (2.2) weniger als 15 μm für die in den Untersuchungen gegebenen Wertebereiche von L_{TR} , Θ_{TR} und n . Dieser Wert liegt nahe der unteren Grenze der vorliegenden Messgenauigkeit. Die Differenz von gemessenem und nach (2.3) berechnetem Astigmatismus wird in dieser Arbeit als ein Maß für die Inhomogenität des Brechungsindex im Trapez interpretiert. Entsprechende Modellrechnungen und die Auswirkung auf die Strahlgüte sind Bestandteil von Kapitel 5.2.2. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Trapezlasern liegt der Astigmatismus nach (2.3) im Bereich von 0,5...1 mm.

Der einfache Astigmatismus im Sinne der Norm [26] ist von der Elliptizität des Ausgangsstrahls zu unterscheiden, welche die unterschiedlichen Divergenzwinkel bzw. Strahldurchmesser in zwei senkrecht aufeinander stehenden Ausbreitungsebenen beschreibt. Im Fall des Trapezlasers resultiert der Divergenzwinkel in vertikaler Richtung aus der Wellenführung des Schichtaufbaus; in lateraler Richtung wird er von folgenden Faktoren bestimmt: von der Strahltaillenbreite am Übergang von RW-Teil und Trapez, vom Trapezwinkel, von der Propagation im Trapez. Im Fall der untersuchten Trapezlaser ist der vertikale Divergenzwinkel zwei- bis dreifach größer als der laterale. Details zum Strahlverlauf im Laser und den resultierenden Vorgaben für die Lasergeometrie ergeben sich aus Kapitel 5.

Trapezlasers sind in verschiedenen Wellenlängenbereichen, Leistungsklassen und mit unterschiedlichen Geometrien realisiert worden; in der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Resultate zusammengestellt:

λ / nm	M^2	P_{opt} / W	Autor et al., Jahr	Institution	Bemerkung	
650	1.3	1	Sumpf, 2010, [27]	FBH		
670	1.3	1	Sumpf, 2011, [28]			
735	1.1	3	Wenzel / Sumpf, 2003 [29] ¹⁾			
808	2.0	3	Wenzel, 2003 [29]			
980	1.9	7.7	Paschke, 2005, [31]			Pulsbetrieb ²⁾ , getrennte Kontakte
980	1.1	11.4	Fiebig, [32]			DBR in RW-Sektion
1060	1.2	10	Sumpf, [33]	IAF	beam spoiler	
940	1.3	2.2	Kelemen, 2002, [34]			
980	1.4	8	Kelemen, 2005, [35]			
1040	1.5	3.5	Kelemen, 2003, [36]			
980	2.8	2.4	Auzanneau, 2003, [37]	Thales		
950	„diffraction- limited“	5	Mehuys, 1994, [38]	SDL	Pulsbetrieb ³⁾	
1480		1.3	Gérard, 2000, [39]	Alcatel	p ⁺ -Implantation	

Tab. 2.1) Zusammenstellung experimenteller Ergebnisse an Trapezlasern mit $P_{opt} \geq 1$ W im CW- oder QCW-Betrieb (1 ms, 25 Hz), wenn nicht anders angegeben.

¹⁾ Die Resultate bei 735 nm beruhen auf in [30] beschriebenen Arbeiten.

²⁾ 10 μs , 25 Hz (Trapezsektion), RW-Sektion: CW

³⁾ 2 μs , 5 kHz