

# 1 Einleitung

Die zunehmende Automatisierung unserer Fahrzeuge, angefangen bei der Geschwindigkeitsregelanlage über Navigationssysteme bis zum Notbremsassistenten, macht für uns das Autofahren angenehmer und vor allem sicherer. Durch die stetige technische Weiterentwicklung rückt das vollständig autonom fahrende Auto in greifbare Nähe. In einer Studie der Deutschen Akademie der Technikwissenschaften wird mit einem Mischverkehr von Fahrzeugen unterschiedlicher Automatisierungsstufen, bis hin zum fahrerlosen Fahrzeug, im Jahr 2030 gerechnet [1].

Ein wichtiger Bestandteil der höheren Automatisierungsstufen ist der LiDAR (engl. Light Detection and Ranging) [2]. Der LiDAR ermöglicht es, präzise Entfernungsinformationen in sehr kurzer Zeit zur Verfügung zu stellen. Um die komplexe Umgebung z. B. im Stadtverkehr aufzunehmen, ist die Kombination verschiedener Sensortypen wie Radar (engl. Radio Detection and Ranging) und Kamera sowie mehrerer LiDAR-Sensoren mit unterschiedlichen Anforderungen notwendig. Ein mögliches Szenario ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Einzelne Sensoren erfüllen verschiedene Aufgaben, von einer hohen Reichweite bei kleinem Bildausschnitt bis zu einer vollständigen Karte der Umgebung im Nahbereich.

Gerade bei Messungen in Entfernungen von mehr als 50m stellt der Laser (engl. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) eine zentrale Komponente des LiDAR dar, da eine hohe optische Energie und Leistung bei guter Strahlqualität notwendig sind, um die notwendigen Distanzen zu erreichen. Neben der Gewährleistung der Augensicherheit müssen weitere Kriterien der Automobilindustrie erfüllt werden. Der Laser muss unter anderem kostengünstig, langlebig, effizient und platzsparend sein. Halbleiterlaser erfüllen viele dieser Anforderungen und werden deshalb häufig in LiDAR-Systemen eingesetzt [3].

Mit der Nutzung sehr kurzer optischer Pulse im Picosekundenbereich könnte sowohl die Reichweite als auch das Auflösungsvermögen des LiDARs gesteigert werden [4–6]. Jedoch sind gerade Halbleiterlaser dieses Pulsbereichs in der Energie limitiert [7].

In dieser Arbeit wird das aktive Güteschalten untersucht, um die Pulsenergie im Picosekundenbetrieb von Halbleiterlasern zu steigern und so die Eigenschaften von LiDAR-Systemen zu verbessern. Dazu wird zunächst mit einer theoretischen Analyse dieses Verfahrens begonnen. Darauf aufbauend werden Laserstrukturen entwickelt und getestet.

Neben der Fahrzeugindustrie gibt es noch eine ganze Reihe weiterer Anwendungen wie Lasertomographie, dreidimensionale Bildgebung und Spektroskopie, die kurze Laserpulse im Picosekundenbereich mit hoher Energie und Spitzenleistung benötigen. Die hier

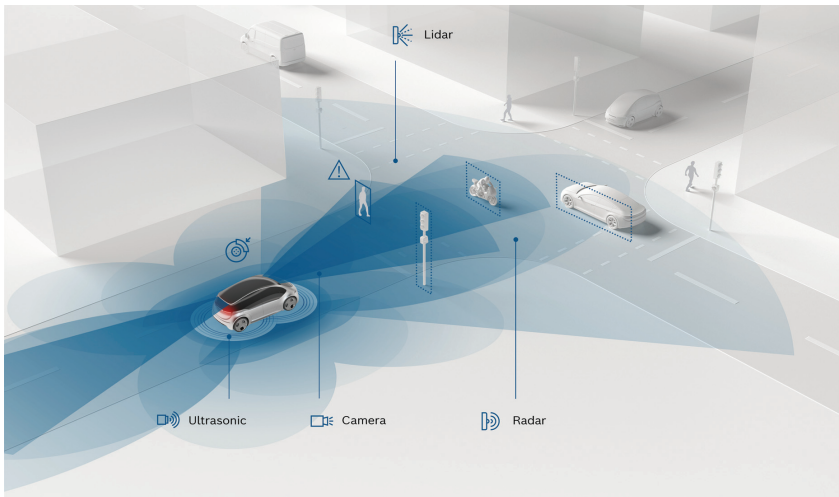


Abbildung 1.1: Durch verschiedene Sensoren soll ein komplettes Bild der Umgebung wiedergegeben werden, um das autonome Fahren zu ermöglichen.  
(Bild: Robert Bosch GmbH)

entwickelten Halbleiterlaser können die Fähigkeiten des jeweiligen Verfahrens erweitern oder eine günstige Alternative zu anderen Lasertypen bieten.

## 2 Konzept

Dieses Kapitel beschreibt die Hintergründe zum verwendeten Konzept des aktiven Güteschaltens für LiDAR-Systeme im automobilen Bereich. In Abschnitt 2.1 wird auf das am häufigsten angewendete LiDAR-Verfahren eingegangen. Außerdem wird gezeigt, dass die Verwendung von optischen Pulsen mit Pulsdauer  $\tau_d < 300$  ps zu höheren Reichweiten und einer besseren Tiefenaufösung führt. Die Auswahl einer geeigneten Laserstrahlquelle folgt in Abschnitt 2.2. Außerdem wird in diesem Abschnitt auf die Grundlagen der verwendeten Halbleiterlaser eingegangen. Eine Diskussion der verschiedenen Pulserzeugungsmethoden, um die Pulse im Picosekundenbereich zu erzeugen, findet in Abschnitt 2.3 statt. Aus den Erklärungen dieses Abschnitts entsteht die Motivation zur Verwendung des aktiven Güteschaltens. Das Prinzip des aktiven Güteschaltens wird in Abschnitt 2.5 erklärt. Zum Abschluss dieses Kapitels wird der bekannte aktuelle Stand der Technik in Abschnitt 2.4 dargestellt.

### 2.1 LiDAR

Mit dem Ziel, das autonome Fahren weiterzuentwickeln, stellt LiDAR eine gute Ergänzung zu anderen Messverfahren wie Radar, Ultraschall oder kamerabasierten Triangulationsmethoden dar. Variantenabhängig gibt es verschiedene Vorteile des LiDAR-Systems gegenüber anderen Verfahren. So können in kürzester Zeit Daten zur Erfassung der 3-dimensionalen Umgebung in einem großen Sichtfeld (engl. field of view) aufgenommen werden [8]. Alternativ dazu ist es möglich, hohe Reichweiten bei guter Winkelauflösung zu erzielen [9]. Zusätzlich erhöht die Redundanz bei der Umgebungserfassung durch unterschiedliche Sensorsysteme die Verlässlichkeit der ermittelten Daten und somit die Sicherheit beim autonomen Fahren.

Beim LiDAR mit direkter TOF-Messung wird ein Strahlungspuls ausgesendet, dieser wird an einem Objekt reflektiert und anschließend von einem Detektor nahe dem Sender empfangen. Anhand der gemessenen Pulslaufzeit ( $\Delta t_1$ ), zwischen Senden und Empfangen des Signals, kann die Entfernung zum reflektierenden Objekt ( $d_{\text{Obj}}$ ), wie in Gleichung (2.1) dargestellt, bestimmt werden.

$$d_{\text{Obj}} = \frac{\Delta t_1 \cdot c_0}{n_{\text{Luft}} \cdot 2} \quad (2.1)$$

Es ist  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $n_{\text{Luft}}$  der Brechungsindex der Luft als umgebendes Medium. Wegen dieses einfachen Prinzips und der Möglichkeit, hohe

Reichweiten zu erzielen, bildet der direkte LiDAR mit TOF das aktuell am häufigsten angewendete Verfahren im automobilen LiDAR-Bereich [9].

Beim Flash-LiDAR wird die Aufnahme der Umgebung mit einer Empfänger-Matrix vorgenommen. Durch Belichtung eines großen Bereichs (engl. flash) kann die TOF-Messung für jedes Element der Matrix fast gleichzeitig durchgeführt werden [10]. Eine Limitierung entsteht vor allem unter Berücksichtigung von Augensicherheitskriterien, die die Reichweite des Sensors begrenzen. Da die notwendige Pulsleistung mit der Messentfernung quadratisch zunimmt und zu jedem gegebenen Zeitpunkt ein großer Bereich belichtet werden muss, nimmt die Pulsenergie in der Nähe des Senders bei, im Vergleich zu anderen Verfahren, geringen Reichweiten augenschädliche Werte an.

Entschärft werden kann dies durch eine Abtastung (engl. scan) der Umgebung mittels Spiegel- oder Linsensystem [11]. Dazu wird die Sendestrahlung kollimiert, durch ein optisches System abgelenkt und Punkt für Punkt die Umgebung aufgenommen. Die Sendeleistung wird nach Möglichkeit fokussiert auf einen Punkt in der Umgebung abgebildet, damit ist die notwendige Pulsenergie in der Nähe des Senders bei einem abtastenden Verfahren mit gleicher Entfernung geringer als bei einem Flash-Verfahren.

Wegen der kurzen Signalantwortzeit (Nanosekundenbereich) und des nahezu Quantenrauschen limitierten Betriebs werden im Allgemeinen Avalanche-Fotodiode, engl. Avalanche Photo Diodes (APDs), als Detektoren für diese Verfahren eingesetzt [12]. Zunehmend werden aber auch Einzelphoton-Avalanche-Diode, engl. Single-Photon Avalanche Diode (SPAD)-Detektoren untersucht und für die LiDAR-Anwendung genutzt [6, 7, 13, 14]. Durch den Einsatz von SPADs im Vergleich zu APDs kann die Empfängerempfindlichkeit deutlich gesteigert werden, jedoch wird entsprechend auch das Hintergrundsignal verstärkt [15].

Unter der Voraussetzung vergleichbarer Pulsenergien und Detektoren mit passender Bandbreite ergeben sich sowohl für SPADs als auch für APDs durch Pulszeiten unterhalb des Nanosekunden-Bereichs Vorteile gegenüber höheren Pulsdauern beim Signal-Rausch-Verhältnis, engl. Signal to Noise Ratio (SNR), und in der Tiefenauflösung. Zum einen ist die Spitzenleistung des kürzeren Pulses höher und der Abstand zum Hintergrundsignal nimmt zu. Deshalb können höhere Reichweiten erzielt werden. Zum anderen führen die steileren Flanken des Pulses zu einer präziseren Entfernungsinformation [4–6].

Das am häufigsten verwendete Grundmaterial für APDs stellt Silizium dar, da aufgrund des Unterschieds der Townsend-Koeffizienten (Anzahl der pro Wegstrecke erzeugten Elektronen-Loch-Paare) besonders rauscharme Empfänger hergestellt werden können [16]. Die höchste Empfindlichkeit wird bei Silizium-APDs etwa zwischen  $\lambda = 800$  nm und  $\lambda = 900$  nm erreicht. Um in diesem Bereich den Hintergrundstrahlungsanteil durch die Sonne zu minimieren und so das System-SNR zu verbessern, wird für viele LiDAR-Sensoren der Bereich um  $\lambda = 900$  nm mit hoher atmosphärischer Absorption gewählt um das Hintergrundlicht durch die Sonne zu minimieren [17].

Ein weiterer Vorteil von Pulsdauern unterhalb des Nanosekunden-Bereichs ergibt sich im Bezug auf die Augensicherheit. Bei einer Wellenlänge um  $\lambda = 900$  nm und Pulsdauern

im Bereich von  $10^{-13}$  s bis  $10^{-11}$  s sind etwa um 24 % höhere Pulsenergien zulässig als bei Pulsdauern mit einer Dauer von  $10^{-11}$  s bis  $10^{-9}$  s (Laserschutzklasse 1) [2].

Aufgrund der genannten Motivationen und Vorteile wird in dieser Arbeit die Entwicklung einer Laserstrahlquelle für direkte TOF LiDAR mit einer Pulsdauer  $\tau_d < 300$  ps bei einer Wellenlänge zwischen  $\lambda = 800$  nm und  $\lambda = 900$  nm vorgenommen.

## 2.2 Diodenlaser

Um, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, Pulsdauern im Bereich von  $\tau_d < 300$  ps zu erreichen und die gleichen Pulsenergien wie bei Pulsen im Nanosekundenbereich zu erzielen, wird eine Strahlquelle mit hohen optischen Leistungen benötigt. Außerdem muss die Strahlquelle sowohl preislich attraktiv wie auch in einem begrenzten Bauraum verbau- bar, elektro-optisch effizient und langlebig sein, um den Anforderungen im automobilen LiDAR-Bereich gerecht zu werden.

Halbleiterlaser gehören heute zu den kostengünstigsten, kleinsten, effizientesten ( $\eta > 50$  %) und langlebigsten Laserstrahlquellen, deshalb ist es naheliegend, diesen Lasertyp für kommerzielle automobiler LiDAR-Systeme zu nutzen [3]. Für die in Abschnitt 2.1 beschriebene Wellenlänge um  $\lambda = 900$  nm stellt GaAs (Galliumarsenid) das geeignete Substratmaterial dar [18–20]. In der Konfiguration als BA-Laser, werden auf GaAs-Basis Spitzenleistungen von  $\hat{P} = 100$  W unter Kurzpulsbedingungen erreicht [21].

An dieser Stelle wird kurz auf die Grundlagen der in der vorliegenden Arbeit verwendeten kantenemittierenden Doppelheterostruktur-Breitstreifenlaserdioden eingegangen. Zunächst werden die Strahlungsentstehung, Absorption und die Verluste durch spontane Emission, stimulierte Emission, nichtstrahlende Rekombination und Auger-Prozesse betrachtet.

In Halbleiterlasern entsteht Strahlung durch die Rekombination von Elektronen im Leitungsband (n-Leiter) mit Löchern im Valenzband (p-Leiter). Der minimale energetische Abstand zwischen beiden Bändern wird Energielücke ( $E_g$ ) genannt. Die zufällige Rekombination eines Elektronen-Loch-Paares beim Übergang zwischen den Bändern wird als spontane Emission bezeichnet. Das dadurch entstehende Photon ist zufällig in Phase und Richtung. Der Laser basiert auf der stimulierten Emission. Dabei wird die Rekombination eines Elektronen-Loch-Paares durch ein bereits vorhandenes Photon ausgelöst. Dieser Gewinnprozess erzeugt ein weiteres Photon, das in Frequenz, Phase und Richtung mit dem auslösenden Photon identisch ist. Werden die durch spontane Emission erzeugten Photonen entlang einer Raumrichtung oder Achse durch stimulierte Emission verstärkt, spricht man von verstärkter spontaner Emission, engl. Amplified Spontaneous Emission (ASE). Aus ASE kann Laserstrahlung werden, wenn das aktive Medium in einen Resonator platziert wird und die Nettoverstärkung im Medium die Verluste durch die Lichtauskopplung kompensiert. Der zur stimulierten Emission umgekehrte Prozess ist die stimulierte Absorption, bei der ein Elektron aus dem Valenzband durch Absorption eines Photons in das Leitungsband gehoben wird, d.h. ein Elektron-

Loch-Paar erzeugt wird. Der optische Gewinn (engl. gain) eines aktiven Mediums ist proportional zur Differenz aus stimulierter Emission und Absorption. In einer Diode bestehend aus einem direkten Halbleiter kann Strahlung erzeugt werden, in dem Löcher aus dem p-dotierten Gebiet und Elektronen aus dem n-dotierten Gebiet in die Verarmungszone des in Flussrichtung gepolten pn-Überganges injiziert werden. Der dabei fließende Strom wird auch als „Injektionsstrom“ bezeichnet. Es gibt 2 grundlegende Arten von Verlustmechanismen, optische und elektronische. Optische Verlustmechanismen beinhalten die Absorption an freien Ladungsträgern, Streuverluste an Inhomgenitäten oder die Auskopplung von Licht aus einem Resonator. Elektronischen Verlustmechanismen beinhalten die nichtstimulierte Rekombination von Elektron-Loch-Paaren, also z.B. durch spontan-strahlende Rekombination, nichtstrahlende Rekombination durch Defekte (tiefe Zentren) im Halbleiter oder Augerrekombination. Beim Auger-Prozess wird die Energie eines Rekombinationsprozesses an ein anderes Elektron abgegeben, das wiederum in einen höheren Zustand angeregt wird [18, 19, 22, 23].

Kantenemittierende Fabry-Pérot (FP)-Diodenlaser bilden durch zwei planparallele Stirnflächen (Facetten,  $R_f$ ,  $R_r$ ) den Resonator (Abbildung 2.1). Die verwendete Nomenklatur im Bezug zur pn-Übergangsebene und die Richtung der Strahlungsemission sind in Abbildung 2.1a dargestellt. Die Facetten können durch Spalten des Kristalls entlang bestimmter Gitterebenen erzeugt werden. Für einen typischen Halbleiterlaser im nahen infraroten Spektralbereich besitzt die durch Spaltung erzeugte Laserfacette eine natürliche Reflektivität von etwa 30 %. Im vorliegenden Anwendungsfall kann nur die emittierte Strahlung einer Facette verwendet werden, deshalb wird diese Facette nahezu entspiegelt ( $R_f = 1$  %, Frontfacette), während die gegenüberliegende Facette verspiegelt wird ( $R_r = 98$  %, Rückfacette). Eine alternative Möglichkeit zur Bildung eines Resonators ergibt sich durch das Einbringen von Bragg-Gittern. Diese Laser werden als DFB- oder DBR-Laser (DFB: verteilte Rückkopplung, engl. Distributed Feedback, DBR: Braggreflektor, engl. Distributed Bragg Reflector) bezeichnet. Bei DFB-Lasern befindet sich die Gitterstruktur entlang (der Resonatorachse) des gesamten Bereichs der aktiven Zone. Durch konstruktive Interferenz ergibt sich so eine bevorzugte Wellenlänge (Bragg-Wellenlänge). Im Gegensatz dazu ist bei DBR-Lasern die Gitterstruktur vom Bereich der aktiven Zone separiert und ersetzt einen oder beide der FP-Spiegel. In beiden Fällen verringert sich die spektrale Breite der Laser [18]. In dieser Arbeit werden für eine erste Untersuchung die weniger komplexen FP-Laser verwendet.

Im einfachsten Fall eines Homostrukturlasers bestehen die p- und die n-Schicht aus dem gleichen Material (Abbildung 2.1b). Die positive elektrische Spannung (+) wird über die p-Leiterkontaktschicht und die negative Spannung (-) an die n-Leiterkontaktschicht angelegt. In einem Homostrukturlaser ist die aktive Zone die Verarmungszone zwischen n- und p-dotierten Gebiet, weil dort eine Besetzungsinversion (Differenz der Fermi-Niveaus der Elektronen und Löcher größer als die Energielücke) und folglich ein positiver optischer Gewinn erreicht werden kann [23, 25]. Die entstehende optische Strahlung im Laser wird kaum geführt und kann in nichtlaseraktive Bereiche eindringen. Die dadurch

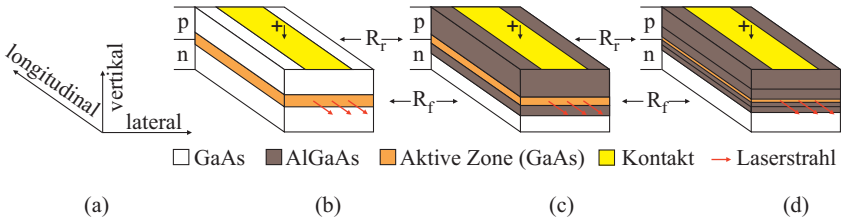


Abbildung 2.1: Verwendete Nomenklatur (a) und Vergleich des Homostruktur- (b), Doppelheterostruktur- (c) und QW-StrukturLasers mit OCL und Matel-schicht im AlGaAs (d) [18, 24].

entstehenden Verluste verhindern einen kontinuierlichen Betrieb bei Raumtemperatur (Abbildung 2.1b) [18].

Eine deutliche Verbesserung wird durch eine Doppelheterostruktur erreicht. Bei den auch in der vorliegenden Arbeit verwendeten Lasern ist die aktive Zone (GaAs) umgeben von einem Material mit niedrigerem Brechungsindex (AlGaAs, Abbildung 2.1c). Das entstehende Index-Profil wirkt als Wellenleiter und die optische Mode wird im Bereich der aktiven Zone geführt, was die optischen Verluste und den Schwellenstrom reduziert. Zur Quantifizierung der Wellenführung wird der optische Füllfaktor verwendet. Dieser Wert gibt an, wie viel Prozent der im Wellenleiter vorhandenen optischen Leistung sich im Bereich der aktiven Zone befinden. Bei Doppelheterostrukturen wird im Allgemeinen ein höherer optischer Füllfaktor erreicht als bei Homostrukturen. Da Brechungsindex und Bandabstand voneinander abhängen, ist die aktive Zone ebenso von einem Material mit höherem Bandabstand umgeben. Die dadurch entstehenden Potentialmulden für Elektronen und Löcher verringern deren Diffusion in die angrenzenden nicht aktiven Schichten und erhöhen die Effizienz [18, 25]. Laser, bei denen die Schichtdicke der aktiven Zone einen Wert größer  $d = 50$  nm aufweist, werden als Bulk-Laser bezeichnet [23].

Eine Verringerung des Schwellenstroms wird bei einer Schichtdicke der aktiven Zone um  $d = 10$  nm erreicht (Abbildung 2.1d). Da diese Größenordnung der Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger entspricht, befinden sich die injizierten Elektronen und Löcher in einem Potenzialtopf und bilden eine stehende Wellenfunktion. Die Energiezustände im Quantenfilm, engl. Quantum Well (QW), des Valenz- und Leitungsbandes sind im Potenzialtopf (in vertikaler Richtung senkrecht zur Schicht) quantisiert und es entstehen in dieser Richtung anstelle der kontinuierlichen Bandstruktur, wie beim Bulk-Halbleiter, Energiezustände mit diskreten Energien [18, 19]. Laser mit dieser geringen aktiven Schichtdicke werden als QW-Laser bezeichnet. Da die Wellenführung des QWs nicht ausreicht, wird dieser zusätzlich in sogenannte optische Einschluss-Schichten, engl. Optical Confinement Layers (OCL) mit einem niedrigeren Brechungsindex als der QW, aber einem höheren Brechungsindex als die Mantelschichten, eingebettet (Abbildung 2.1d). Der optische Gewinn eines einzelnen QWs ist oftmals zu klein. Daher werden mehrere QWs

getrennt durch Barrierenschichten mit einer größeren Energielücke zu einem sogenannten Mehrfach-Quantenfilm, engl. Multi Quantum Well (MQW) kombiniert. In dieser Arbeit werden neben Bulk-Lasern auch MQW-Laser untersucht.

Bei den verwendeten BA-Lasern wird der Stromfluss seitlich der Kontakte durch das Ätzen von Gräben in die Epitaxiestruktur und das Abscheiden eines Isolators verhindert (Abbildung 2.2a). Der entstandene Rippenwellenleiter (engl. ridge waveguide) führt auch zu einem effektiven seitlichen Brechzahlsprung, der eine laterale Wellenführung generiert. Weitere Beiträge zu lateralen Wellenführung liefern die Ladungsträgerdichteabhängigkeit und Temperaturabhängigkeit der Brechzahl und der optische Gewinn über den Imaginärteil der dielektrischen Funktion. Die höhere Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone unterhalb des Kontaktstreifens im Rippenwellenleiter resultiert in einer Reduktion des Brechungsindex in der aktiven Zone (Anti-Wellenführung, engl. Antiguiding). Eine Erwärmung im Bereich des Rippenwellenleiters führt zu einer Erhöhung des Brechungsindex und somit zu einem thermisch generierten Wellenleiter (engl. thermal lensing).

Mit BA-Lasern können 20 W optische Leistung bei einer Streifenbreite von  $w = 100 \mu\text{m}$  im Dauerstrich, engl. Continuous Wave (CW)-Betrieb erreicht werden [26]. Die hohe Anzahl lateraler Moden begrenzt zum einen die Strahlqualität und führt zum anderen zu einem von der lateralen Position abhängigen Anschlagverhalten des Lasers [27, 28].

Um das Einschaltverhalten von BA-Lasern bei den angestrebten hohen optischen Leistungen zu verbessern, ist es notwendig, Einfluss auf die lateralen Moden zu nehmen. BA-Laser mit einer periodisch strukturierten Emissionsapertur besitzen durch eine zusätzlich eingeprägte Wellenführung definierte laterale Moden, die dadurch weniger durch räumliches Lochbrennen beeinflusst werden. Das Resultat ist eine mehr reguläre Verteilung des Nahfeldes. Die laterale Strukturierung kann durch das periodische Herausätzen von Rippenwellenleitern oder durch eine periodische Implantation von Streifen erfolgen. Für diese Arbeit wird die Kontaktstruktur wie in [29, 30] durch eine streifenförmige flache Implantation der hochdotierten GaAs-Kontaktschicht mit Heliumionen erzeugt. Dadurch entstehen stromführende und nichtstromführende Bereiche und damit periodische Profile von Stromdichte und Ladungsträgerdichte, welche zu entsprechenden Brechungsindex- und Verstärkungsprofilen führen. Es werden sowohl herkömmliche BA-Laser als auch BA-Laser mit einer periodischen Kontaktstruktur für das aktive Güteschalten untersucht. Die laterale Wellen- und Stromführung und der prinzipielle Schichtaufbau sind in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

Es gibt verschiedene Methoden, um mit den vorgestellten Diodenlasern optische Pulse mit Pulsdauer  $\tau_d < 250 \text{ ps}$  zu erzeugen. Diese werden im nächsten Kapitel diskutiert.



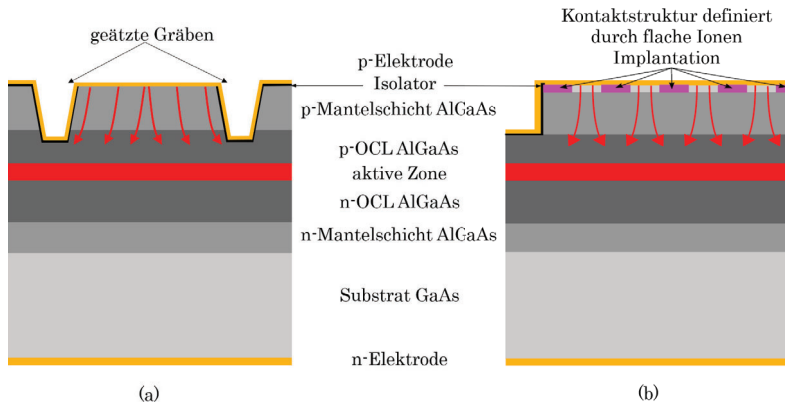


Abbildung 2.2: (a) Schematischer Aufbau eines herkömmlichen Breitstreifenlasers mit einem geätzten Graben für die laterale Wellenführung und (b) eines Breitstreifenlasers mit einer periodischen Kontaktstruktur [29].

## 2.3 Pulserzeugungsmethoden

Um mit den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Lasern zeitliche kurze Pulse zu erzeugen, können verschiedene Verfahren zum Einsatz kommen. Im Folgenden werden die Modenkopplung (engl. mode-locking), das Gewinnschalten, und das passive Güteschalten (engl. passive Q-switching) betrachtet. Außerdem wird aus den untersuchten Verfahren die Motivation für das verwendete Konzept des aktiven Güteschaltens (engl. active Q-switching) entwickelt.

Ziel der Modenkopplung ist es, die Phasen der longitudinalen Moden so zu synchronisieren, dass die Feldstärkeamplituden sich bei jedem Resonatorumlauf an einer Position konstruktiv überlagern. Dies kann zu sehr kurzen Pulsen mit hoher Intensität führen [18]. Unter den betrachteten Verfahren werden durch Modenkopplung bei Diodenlasern die kürzesten Pulse erreicht. Für Mehrsektionsdiodenlaser ohne weiteren Aufbau liegen diese im Bereich von 1-20 ps. Jedoch sind die Pulsenergien mit bis zu 200 pJ [31–34] für LiDAR-Anwendungen mit Reichweiten von mehreren Metern zu gering. Durch die Verbindung von modengekoppelten Halbleiterlasern mit Verstärkeraufbauten kann die Spitzenleistung bis über 1 kW gesteigert werden [35, 36]. Allerdings sind die Aufbauten in der Regel zu komplex und teuer, um einen Massenmarkt adressieren zu können. Außerdem ist die feste Wiederholfrequenz der Pulse ein Nachteil, welche durch die Umlaufzeit im Resonator gegeben ist und bei monolithischen Laser im GHz Bereich liegt.

Bei Halbleiterlasern wird als Gewinnschalten das Erzeugen von optischen Pulsen durch das Ein- und Ausschalten des Injektionsstroms bezeichnet. Dieser Vorgang kann in zwei

Fälle unterschieden werden. Im ersten Fall wird ausgenutzt, dass oberhalb der Laserschwelle die optische Ausgangsleistung annähernd linear vom injizierten Strom abhängt. Deshalb kann die Modulation des Stroms in Pulsen der optischen Ausgangsleitung mit entsprechender Pulsdauer erzeugen. Der Laserdiodentreiber (LD-Treiber) für diesen Zweck basiert normalerweise auf der Verwendung des Lawinendurchbruchs in einem bipolaren Sperrschichttransistor oder auf einem MOS-Schalter. Bei diesen LD-Treibern ist die minimale Breite des Stromimpulses (und damit des Laserpulses) typischerweise auf 2-5 ns begrenzt [37, 38]. Um die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Vorteile durch kürzere Pulse nutzen zu können, müssten die Schaltzeiten der Transistoren wesentlich verkürzt werden. Da dies bereits Gegenstand aufwendiger Forschung der letzten Jahre war, ist mittelfristig eine notwendige Verbesserung nicht zu erwarten. Dieses Verfahren stellt die am häufigsten angewendete Methode dar, um kurze Pulse für LiDAR-Anwendungen zu erzeugen [7], und wird in dieser Arbeit als Gewinnschalten im eingeschwungenen Zustand bezeichnet.

Im zweiten Fall der Gewinnschaltung finden eine Verwendung und Optimierung der Relaxationsoszillationen statt (engl. gain-switching, Abbildung 2.3a) [39, 40]. Die Relaxationsoszillation entsteht, da bei den verwendeten Lasern die Ladungsträgerlebenszeit höher ist als die Photonenlebensdauer (Class B Laser). Dies führt dazu, dass nach einem schnellen Einschalten des Injektionsstroms die optische Ausgangsleistung nicht langsam in einen Gleichgewichtszustand übergeht. Stattdessen wird der Gleichgewichtszustand nach einem Einschwingprozess erreicht. Liegt der Injektionsstrom nahe der Laserschwelle, kommt es zu etwa sinusförmigen Pulsen. Im Falle deutlich höherer Ströme werden jedoch ein oder mehrere optische Leistungsspitzen (engl. spikes) erzielt (vgl. Abbildung 2.3a). Wegen der äußerst kurzen Trägerlebensdauer tritt dieser Effekt z. B. bei Quantenkaskadenlasern (Class A Laser) nicht auf [41]. Die Motivation, diesen Prozess zu verwenden, liegt darin, dass bei einem kurzen Einschaltvorgang die Spitzenleistung um ein Vielfaches höher sein kann als der optische Leistungswert im eingeschwungenen Zustand.

Auch das passive sowie aktive Güteschalten basiert auf der Nutzung der Relaxationsoszillation. Abhängig von der Dämpfung des Resonators und der Lebenszeit im angeregten Zustand variieren Einschwingzeiten, Spitzenleistungen und Pulsdauern stark. Für Diodenlaser mit einer im Vergleich zu anderen Lasertypen geringen Ladungsträgerlebenszeit und hohen Dämpfung liegt die Einschwingzeit bei wenigen Nanosekunden [18, 23, 25]. Die volle Halbwertsbreite, engl. Full Width Half Maximum (FWHM) der Leistungsspitzen liegen zwischen 20 und 200 ps [6, 25, 42], also in dem für das LiDAR-System angestrebten Bereich (vgl. Abschnitt 2.1).

Zum besseren Verständnis des Gewinnschaltens und der Relaxationsoszillationen ist der simulierte Pulsverlauf eines Standard-QW-Lasers nach den Werten aus [43] in Abbildung 2.3 dargestellt. Die optische Ausgangsleistung ist in Abbildung 2.3a abgebildet. Der Einschwingvorgang in Form der Relaxationsoszillationen (Relaxoszil.) und des anschließenden eingeschwungenen Zustands (inges. Zustand) sind markiert. Der verwen-