

2 1300 nm VCSEL und deren fundamentale Eigenschaften

Ein VCSEL besteht aus einem oberen und unteren Bragg-Reflektor (DBR: distributed Bragg reflector) und dem inneren Resonator mit der optisch aktiven Schicht. Der Stromfluss erfolgt typischerweise über die beiden Spiegel und wird durch eine Oxidblende im oberen Spiegel räumlich begrenzt welche gleichzeitig durch einen Brechungsindexsprung zur optischen Führung des kohärenten Laserlichts dient. Im Gegensatz zu kantenemittierenden Laserdioden emittieren VCSEL senkrecht zur Waferoberfläche und benötigen keine Spaltkanten zur Erzeugung des optischen Resonators. In Abb. 2.1 werden typische Strukturen eines VCSELS im Vergleich zu einer kantenemittierenden Laserdiode im Querschnitt gezeigt [11, 12].

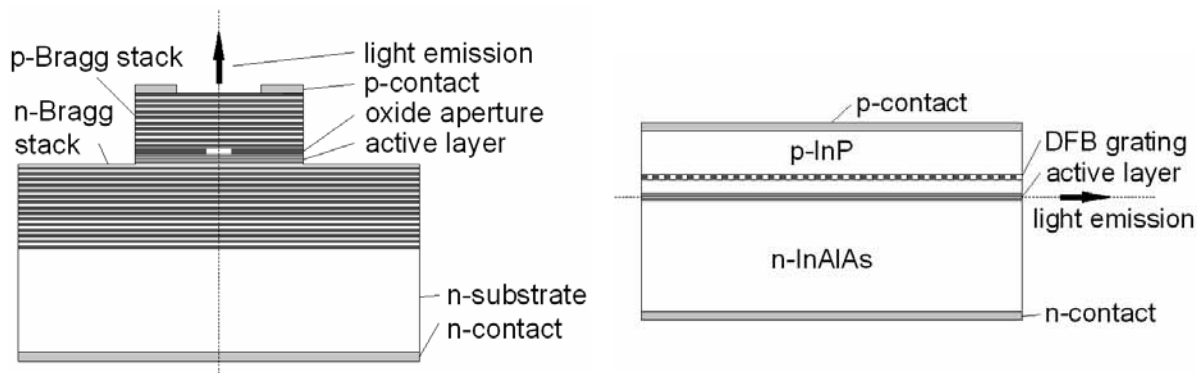


Abbildung 2.1: Querschnitt eines VCSELS (links) und eines DFB-Lasers (rechts).

Bestehende optische Übertragungsstrecken für Licht in einer Standard-Einmoden-Glasfaser mit einer Wellenlänge von $1.3 \mu\text{m}$ sind etwa 2 bis 50 km lang. Als Lichtquelle werden derzeit InGaAsP basierende kantenemittierende Laser vom Resonatortyp Fabry-Perot (FP) oder Distributed Feedback (DFB) verwendet. Gegenüber diesen Lichtquellen weisen VCSEL erhebliche Vorteile auf: ein zirkulares Emissionsfeld, kleine Strahl-Divergenz und spektrale Breite, geringen Wellenlängenverschiebung und geringe Schwellströme, kleine Verlustleistung sowie die einfache Herstellung von Multikanal-Sendemodulen. Daraus ergeben sich bei einer Wellenlänge von 1300 nm im Aufbau vereinfachte und ökonomische optische Sendemodule.

Da das Ziel dieser Arbeit darin besteht, eine verlustarme und kosteneffiziente Alternative zu einem kantenemittierenden FP bzw. DFB Sendemodul aufzuzeigen, soll an dieser Stelle der prinzipielle Vergleich vertikalemittierender Laser und kantenemittierender Laser vertieft werden. Aus den Strukturen resultieren folgende Unterschiede:

Aufgrund des größeren Überlapps des optischen Feldes mit der aktiven Zone reicht kantenemittierenden Lasern eine im Vergleich zu VCSELn ($R \approx 98\%$) deutlich reduzierte Reflektivität ($R = 32\%$) des Resonatorspiegels, da diese Laser pro Wellenumlauf einen größeren optischen Gewinn aufweisen. Neben den Halbleiterbruchkanten, welche die Reflektivität eines FP-Lasers definieren, wird beim DFB-Laser zusätzlich ein Gitter (engl. DFB grating) eingebaut, wodurch die Emissionswellenlänge des Lasers und dessen spektrale Breite optimiert werden [13]. Ungeachtet dessen benötigen kantenemittierende Laser zum Erreichen der Laserschwelle, bei welcher kohärente Lichtemission beginnt, auch eine höhere Stromstärke. Zusätzlich weisen sie im Vergleich zu VCSELn aufgrund der nicht runden Resonator-Geometrie und dem damit verbundenen elliptischen Strahlprofil deutlich schlechtere Koppeleffizienzen auf, wodurch der Betriebsstrom für DFB-Laser bei etwa 100 mA liegt. VCSEL weisen lediglich etwa 10 mA Betriebsstrom auf, da sie niedrigere Schwellströme und höhere Koppeleffizienzen haben. Man beachte, dass aufgrund der geringen Verlustleistung kantenemittierende Laser bei vergleichbaren Diodenspannungen (1.1 V) eine 10-fache Leistungsaufnahme bei gleicher optischer Leistung in der Faser haben und somit VCSEL eine 10-mal kleinere Verlustleistung aufweisen. Dies ermöglicht ein vereinfachtes Wärmemanagement.

Die räumliche Skalierbarkeit zu Arrays von kantenemittierenden Laserdioden ist insbesondere wegen der hohen Verlustleistung limitiert, da diese sich gegenseitig zu stark erwärmen würden. VCSEL hingegen erlauben wegen der Lichtemission senkrecht zur Halbleiteroberfläche und der geringen Verlustleistung die Anordnung von zweidimensionalen Arrays.

Kantenemittierende Laser werden vor ihrem elektrooptischen Test geritzt und gebrochen, darüber hinaus werden die Facetten ver- und entspiegelt. Dadurch wird die Emissionsverteilung entsprechend reguliert bzw. ein COD (Catastrophic Optical Damage) vermieden. VCSEL können direkt auf dem Wafer vermessen werden. Dadurch ermöglichen VCSEL eine deutliche Prozessvereinfachung und Automatisierung, was zu einer höheren Ausbeute in der Produktion und mit zunehmender Stückzahl zu geringeren Produktionskosten führt.

Während kantenemittierende Laser nur durch den Einbau des DFB-Gitters longitudinal einmodig emittieren, strahlen VCSEL aufgrund der kurzen Resonatorlänge longitudinal immer einmodig. Auch transversale Einmodigkeit kann durch entsprechende modenselektive Elemente in der Herstellung der Laser erreicht werden, um die Vorteile bestehender Einmodenfasernetze nutzen zu können. Insbesondere für eine DFB-Alternative sind diese Eigenschaften ein wichtiges Kriterium, weshalb ein Schwerpunkt dieser Arbeit auf der technologischen Realisierung einmodiger VCSEL liegt.

2.1 Schichtaufbau und Struktur

Aufgrund der oben genannten Vorteile stellen langwellige VCSEL zukunftssträchtige Licht emittierende Übertragungselemente für kurze und mittellange optische Netzwerke dar. Deshalb arbeiten viele Forschungs- und Entwicklungsteams an der Realisierung und Optimierung von VCSELn mit einer Emissionswellenlänge von 1300 nm. Eine Übersicht hierzu wird beispielsweise in [14]–[16] gegeben. Für eine Emissionswellenlänge von 1300 nm benötigt man optisch aktive Materialien mit kleiner Bandlückenenergie (0.95 eV). Dabei werden prinzipiell zwei Materialsysteme zur Realisierung langwelliger VCSEL eingesetzt [7]: InGaAsP-basierende und GaAs-basierende.

InGaAsP-basierende VCSEL

InGaAsP-basierende VCSEL lässt man auf InP-Substrat wachsen. Das optisch aktive Material zeichnet sich durch einen hohen optischen Gewinn aus. Nachteilig wirkt sich bei diesem Materialsystem der niedrige Brechzahlkontrast für Braggspiegel und dessen schlechte Wärmeleitfähigkeit aus. Aus diesem Grund wird beispielsweise eine aus InGaAsP bestehende aktive Zone mittels Waferbonden beidseitig mit AlGaAs-GaAs Braggspiegeln verbunden [17]–[20]. Neue Ergebnisse zeigen 1.2 mW einmodige Ausgangsleistung in einem Temperaturbereich von 20 °C bis 80 °C [21]. Hinsichtlich Produktivität und Ausbeute wird dieser Prozess jedoch als kritisch angesehen.

Eine andere Möglichkeit besteht in der Verwendung von gitterangepassten AlGaAsSb Spiegeln [22] bei einer Wellenlänge von 1550 nm im Absorptionsminimum der Glasfaser. Darüber hinaus werden InP/Luft-Spiegel eingesetzt [23]. Insbesondere das Wärmemanagement ist bei diesen Ansätzen jedoch eine große Herausforderung.

Einer der bislang erfolgversprechendsten Ansätze bei einer Wellenlänge von 1550 nm basierend auf InP besteht aus einem quaternären epitaktischen Braggspiegel auf der einen Seite und einem dielektrischen Braggspiegel auf der anderen Seite, welcher auf einer Wärmesenke aufgebaut wird. Die Stromzuführung wird über eine Tunnelodiode realisiert, welche man in einem weiteren Prozessschritt epitaktisch überwachsen lässt. Bei einer Wellenlänge von 1.55 μm werden einmodige Ausgangsleistungen von 2.5 mW bei Raumtemperatur erreicht [24].

GaAs-basierende VCSEL

Langwellige VCSEL basierend auf GaAs-Substrat haben den Vorteil guter Wärmeleitfähigkeit der Braggspiegel und der Möglichkeit zum monolithischen Wachstum von VCSEL-Strukturen. Das Erreichen von ausreichendem optischen Gewinn mit diesem Materialsystem gilt bei einer Emissionswellenlänge von 1300 nm allerdings als schwierig. Mit dem InGaAs-Materialsystem werden Wellenlängen von 1200 nm erreicht [25] und bei

extrem verstimmten Lasern sogar 1260 nm [26]. Um jedoch noch langwelligere VCSEL basierend auf GaAs zu erhalten, wurden verschiedene Ansätze verfolgt:

InAs Quantenpunkt-Strukturen, welche durch Selbstorganisation während des epitaktischen Wachstums entstehen, erreichen Ausgangsleistungen von bis zu 0.65 mW bei einer Wellenlänge von 1300 nm [27, 28]. Neue Ergebnisse zeigen dabei erste monolithische VCSEL mit dotierten Braggspiegeln [29].

InGaAsSb Quantenfilm-Strukturen zeichnen sich durch eine sehr hohe Verspannung aus. Dadurch können Kristalldefekte beim Wachstum entstehen, weshalb üblicherweise gitterangepasste Materialien verwendet werden. Um in diesem Fall die Verspannung auszugleichen, werden gegenverspannte GaAsP-Barrieren verwendet [30]. So konnten inzwischen VCSEL-Strukturen mit 2 mA Schwellstrom und 0.9 mW optischer Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge von 1.3 μm mit MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition)-Epitaxie erreicht werden [8].

GaInNAs Quantenfilm-Strukturen wurden bereits 1992 von Weyers et al. [31] und 1996 von Kondow et al. [32] vorgeschlagen. Durch die Zugabe von wenigen Prozent Stickstoff kann mit einer geringfügigen Änderung auf ein sonst etabliertes Materialsystem zurückgegriffen werden. Stickstoffatome führen zu einer Störung, mit der Folge einer lokalen Gitterverzerrung und Änderung der Bandstruktur von InGaAs aufgrund ihrer hohen Elektronegativität und kleinen Größe. Dabei reduziert jedes Prozent Stickstoff die Bandkantenenergie um etwa 150 meV, so dass etwa 2 % Stickstoff ausreichend für eine Laseremissionswellenlänge von 1300 nm sind. Shan et al. [33] erklärt die Bandlückenreduzierung mit dem BAC-Modell (Band Anti Crossing), bei welchem die Störung durch Stickstoff eine diskrete Störstelle E_N im Impulsraum bildet und eine Aufspaltung des Leitungsbandes E_M in zwei neue nicht parabolische Leitungsbänder E_+ und E_- im GaAs-Trägerkristall (s. Abb. 2.2) verursacht.

Dabei setzen sich die Stickstoffatome auf As-Gitterplätze, die effektive Elektronenmasse wird vergrößert und die Bandlücke wird kleiner. Das neue Leitungsband von $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ berechnet sich zu

$$E_{\pm}(k, x, y) = \frac{1}{2} \left\{ E_M(k, x) + E_N \pm \sqrt{(E_M(k, x) - E_N)^2 + 4V_{MN}^2(y)} \right\}, \quad (2.1)$$

wobei für die Wechselwirkung $V_{MN} = C_{MN}\sqrt{y}$ eine wurzelförmige Abhängigkeit vom Stickstoffgehalt gilt, welche mit dem Parameter C_{MN} an experimentelle Daten anzupassen ist [34, 35].

Die ersten im Jahr 1998 mit MBE (Molecular Beam Epitaxie) realisierten GaInNAs basierenden VCSEL hatten eine Wellenlänge von 1.2 μm [36]. Bereits im Jahr 2000 folgten Veröffentlichungen zu ersten Bauelementen mit einer Wellenlänge von 1.28 μm und mehr [37, 38, 5]. Direkt modulierte VCSEL mit Modulationsraten von bis zu 10 Gbps wurden erreicht [39]–[41]. In der weiteren Entwicklung folgten MOCVD gewachsene VCSEL-Strukturen mit Emissionswellenlängen oberhalb von 1260 nm [42]–[44], mit bis

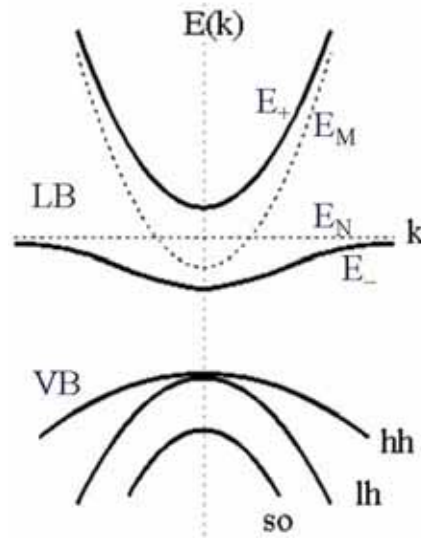


Abbildung 2.2: Leitungsbandaufspaltung in GaInNAs in E_+ und E_- (BAC-Modell).

zu 4.2 mW mehrmodiger Ausgangsleistung für Oxidaperturdurchmesser von $8 \mu\text{m}$ bei Raumtemperatur [45] und Emissionswellenlängen von 1338 nm [46]. Auch die in dieser Arbeit entwickelten VCSEL-Strukturen basieren auf diesem Ansatz.

2.2 Funktionsprinzip

Der in den Abschnitten 2.2.3 und 2.2.4 diskutierte Aufbau eines 1300 nm VCSELs weist eine Gesamtlänge des Laserresonators je nach verwendeten Materialien zwischen $7 \mu\text{m}$ und $12 \mu\text{m}$ auf. Die optische Verstärkung erfolgt bei VCSELn über mehrere Quantenfilme mit der Gesamtdicke d , die so genannte aktive Zone des Lasers. Die Laserschwelbedingung kann in einfachster Form mit

$$g_{th}d = -\ln R \quad (2.2)$$

beschrieben werden [1]. Dabei muss der Gewinn an der Laserschwelle g_{th} die Spiegelverluste kompensieren, damit kohärente Lichtemission stattfindet. Für dünne aktive Zonen von 18 nm Gesamtdicke ergeben sich Spiegelreflektivitäten $R > 99 \%$, um einen Schwellgewinn von etwa 1500 cm^{-1} zu erhalten. Der Spiegel besteht aus einem Bragg-schichtsystem mit Schichtpaaren zweier Materialien unterschiedlicher Brechzahl. Die einzelnen Schichtdicken betragen jeweils ein Viertel einer Lichtwellenlänge im Material.

2.2.1 Laserresonator

Der Laserresonator besteht aus oberen und unteren Braggspiegel mit dem dazwischen angeordneten inneren Resonator der Länge L . Um das Laserlicht auf der oberen Seite auszukoppeln wird die Reflektivität des oberen Braggspiegels reduziert. Die Länge des inneren Resonators ergibt in einem Material mit räumlich gemitteltem Brechungsindex \bar{n} ein ganzzahliges Vielfaches m der halben Resonanzwellenlänge λ_0

$$L = m \cdot \frac{\lambda_0}{\bar{n} \cdot 2}. \quad (2.3)$$

Die Braggspiegel haben maximale Reflektivität bei der Braggwellenlänge λ_B . Stimmen Braggwellenlänge und Resonanzwellenlänge überein, wird der niedrigste Schwellgewinn erreicht. Die maximale Reflektivität $R_{t,b}$ des Braggspiegels, mit M_{Bt} und M_{Bb} , der Anzahl der oberen und unteren Spiegelpaare, mit \bar{n}_t und \bar{n}_b , den Brechzahlen der oberen und unteren begrenzenden Materialschicht, sowie \bar{n}_h und \bar{n}_l für die Brechzahlen der hoch- und niedrigbrechenden Braggspiegelschichten, berechnet sich nach [47]

$$R_{t,b} = \left(\frac{1 - b_{t,b}}{1 + b_{t,b}} \right)^2, \quad (2.4)$$

mit

$$b_t = \frac{\bar{n}_b}{\bar{n}_t} \left(\frac{\bar{n}_l}{\bar{n}_h} \right)^{2M_{Bt}} \quad \text{und} \quad b_b = \frac{\bar{n}_l^2}{\bar{n}_t \bar{n}_b} \left(\frac{\bar{n}_l}{\bar{n}_h} \right)^{2M_{Bb}}. \quad (2.5)$$

Abb. 2.3 zeigt beispielsweise zwei mit der Transfer-Matrix-Methode [47] berechnete Reflexionsspektren eines Braggspiegels aus $M_{Bb} = 33$ Spiegelpaaren $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}/\text{GaAs}$ und eines dielektrischen Spiegels mit $M_{Bt} = 9$ Spiegelpaaren $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$, wie sie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben werden.

Die Brechungsindizes für die einzelnen Materialien betragen: $\bar{n}_{\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}} = 2.91$, $\bar{n}_{\text{GaAs}} = 3.42$, $\bar{n}_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.66$ und $\bar{n}_{\text{TiO}_2} = 2.45$ [47, 48]. Dabei sind für den oberen dielektrischen DBR bereits acht bis neun Spiegelpaare ausreichend für eine Reflektivität von mehr als 99 %. Würde man den oberen Auskoppel-DBR wie den unteren DBR aus $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}/\text{GaAs}$ epitaktisch wachsen lassen, bräuchte man hingegen mindestens 17 Spiegelpaare. Die spektrale Stoppbandbreite berechnet sich zu [49]

$$\Delta\lambda_{DBR} \approx \frac{2\lambda_B \cdot \Delta\bar{n}}{\pi\bar{n}_{DBR,eff}} \quad (2.6)$$

mit der Braggwellenlänge λ_B und dem gemittelten Brechungsindex des Spiegels

$$\bar{n}_{DBR,eff} = 2 \left(\frac{1}{\bar{n}_h} + \frac{1}{\bar{n}_l} \right)^{-1}. \quad (2.7)$$

Daraus ergibt sich eine spektrale Stoppbandbreite von $\Delta\lambda_{DBR} = 280$ nm für den dielektrischen DBR und $\Delta\lambda_{DBR} = 133$ nm für den Halbleiter DBR (s. Abb. 2.3). Aus diesem

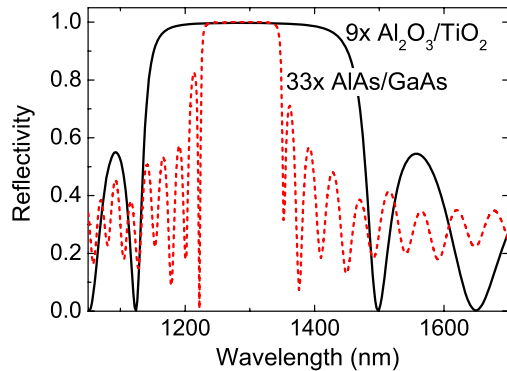


Abbildung 2.3: Reflexionsspektren für 9 Paare $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$ und 33 Paare $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}/\text{GaAs}$.

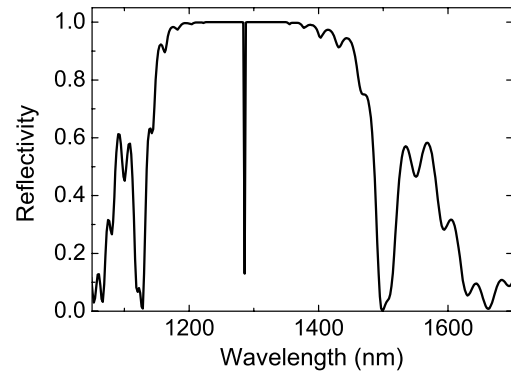


Abbildung 2.4: Reflexionsspektrum einer kompletten VCSEL-Struktur für eine Emissionswellenlänge von 1285 nm.

Grund sind die Schichtdicken des Halbleiterspiegels während des Wachstums exakter zu kontrollieren, so lässt sich ein möglichst geringer Schwellgewinn erzielen. Abb. 2.4 zeigt das Reflexionsspektrum einer kompletten VCSEL-Struktur, bestehend aus Halbleiter DBR, innerem Resonator mit der aktiven Schicht und dem dielektrischen DBR. Der Einbruch in der Reflexivität des Stopbandes ergibt die Resonanzwellenlänge λ_0 , welche in diesem Fall bei 1285 nm liegt und durch die innere Resonatorlänge L nach (2.3) bestimmt wird. Die für die optische Datenkommunikation gültigen Wellenlängen im Dispersionsminimum, wie sie beispielsweise der 4GFC-Standard (4Gbps Fibre Channel-Standard) spezifiziert, liegen in einem spektralen Fenster von 1260...1350 nm. Alle VCSEL, die dies erfüllen, werden als 1300 nm VCSEL klassifiziert. Da bei kürzeren Wellenlängen von einem höheren Gewinn der aktiven Zone auszugehen ist und die Wellenlänge mit der Temperatur steigt, kann somit die Resonanzwellenlänge kleiner 1300 nm gewählt werden. Aufgrund dieser Klassifizierung werden in dieser Arbeit VCSEL mit einer Emissionswellenlänge von 1285 nm auch als 1300 nm VCSEL bezeichnet. Dickenabweichungen von 1 % im inneren Resonator verschieben die Resonanzwellenlänge um bis zu 13 nm, weshalb die Schichtdicken beim epitaktischen Wachstum sehr genau kontrolliert werden müssen.

Aufgrund der verteilten Reflexionen klingt das optische Feld im DBR-Spiegel ab. Die Überlagerung aller verteilten Reflexionen führt zur Bildung eines Stehwellenfeldes im Resonator. Abb. 2.5 zeigt das Stehwellenfeld eines VCSELs. Dabei zeigt sich eine größere Eindringtiefe des optischen Stehwellenfeldes in den Halbleiterspiegel aufgrund des geringeren Brechzahlkontrastes. Man definiert eine effektive Resonatorlänge

$$L_{eff} = L + l_{eff,t} + l_{eff,b} \quad (2.8)$$

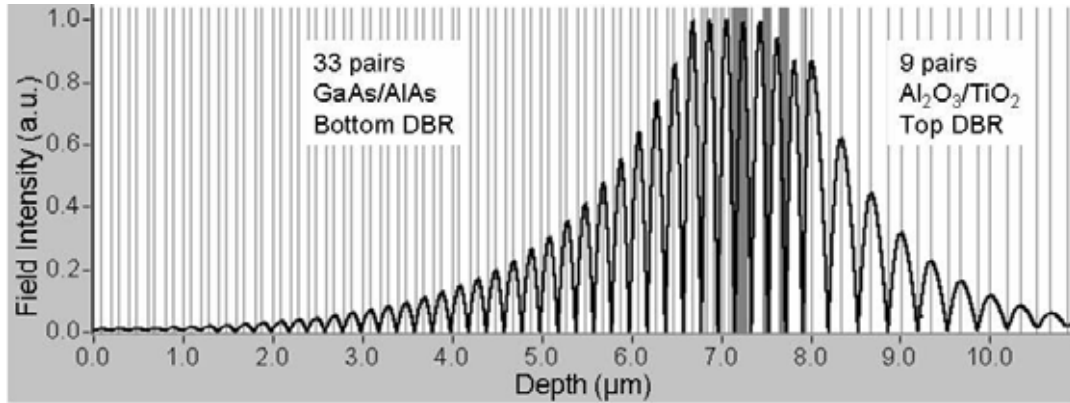


Abbildung 2.5: Optisches Stehwellenfeld eines VCSELs mit einer Emissionswellenlänge von 1285 nm und den eingezeichneten Schichtgrenzen.

mit der inneren Resonatorlänge L und der Eindringtiefe des Stehwellenfeldes in den oberen und unteren Spiegel $l_{eff,t}$ und $l_{eff,b}$. Die Eindringtiefen lauten näherungsweise [47]

$$l_{eff} = \frac{\lambda}{4\Delta\bar{n}} \tanh\left(\frac{M_B}{2} \cdot \left[\frac{\bar{n}_l}{\bar{n}_h} - \frac{\bar{n}_h}{\bar{n}_l}\right]\right). \quad (2.9)$$

Dabei ergibt sich für den dielektrischen Spiegel ein $l_{eff,t} = 484$ nm und für den Halbleiterspiegel ein $l_{eff,b} = 627$ nm. Man beachte, dass der dielektrische Spiegel die effektive Resonatorlänge um etwa 140 nm reduziert und somit die effektive Gesamtresonatorlänge $L_{eff} \approx 2000$ nm um 7 % verringert. Dadurch wird gegenüber einem monolithischen VCSEL-Design die Modulationsbandbreite verbessert, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben wird.

2.2.2 Schwellgewinn

Die Verstärkungszone mit der Dicke d (2.2) dehnt sich nicht über den gesamten inneren Resonatorbereich der Länge L aus. Deshalb muss bei der Berechnung des Gewinns einer Mode die Überlagerung des optischen Stehwellenfeldes und die relative Lage und Dicke der Quantenfilme berücksichtigt werden. Dazu definiert man den relativen Füllfaktor

$$\Gamma_r = \frac{\frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} |E_t(z)|^2 dz}{\frac{1}{L_{eff}} \int_{-L_{eff}/2}^{L_{eff}/2} |E_t(z)|^2 dz} \quad (2.10)$$

mit der Feldverteilung des Stehwellenfeldes $E(z)$ [1]. Mit dem Gewinn g im aktiven Bereich berechnet sich der mittlere Gewinn aus $\Gamma_r \cdot g$. Beispielsweise ergeben drei 8 nm

dünne Quantenfilme, symmetrisch in der Mitte des Resonators und damit im Stehwellenmaximum angeordnet, einen Füllfaktor von etwa $\Gamma_r = 1.8$.

Für die Laseremission müssen die Verluste im Resonator vom optischen Gewinn kompensiert werden. Unter der Berücksichtigung der intrinsischen Verluste im aktiven und passiven Bereich α_a und α_i sowie des Füllfaktors und der Eindringtiefe des Stehwellenfeldes in den Resonator ergibt sich die Laserschwelbedingung

$$g_{th} = \alpha_a + \frac{1}{\Gamma_r d} \left[\alpha_i (L_{eff} - d) + \ln \frac{1}{\sqrt{R_t R_b}} \right]. \quad (2.11)$$

Man beachte, dass unter anderem aufgrund von Verlusten die Reflektivität von Braggspiegeln immer unter dem Wert Eins bleibt.

2.2.3 VCSEL-Struktur mit Intracavity-Kontakten

Die ersten GaInNAs-VCSEL-Prototypen wurden mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE) unter der Verwendung einer Stickstoff-Plasmaquelle [50] oder aber der metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOCVD) [51] unter der Verwendung von 1,1-Dimethyl-Hydrazine (uDmHy) als Stickstoff-Ausgangsstoff und Tertiary-Butyl-Arsin (TBAs) als Arsen-Ausgangsstoff erzeugt. Der Einbau von Stickstoff in GaInAs findet bei extrem niedrigen Temperaturen statt. GaInNAs ist ein metastabiles Materialsystem, welches sich bei höheren Temperaturen wieder entmischen würde. Die aktive Zone besteht üblicherweise aus drei bis vier 6 nm dicken GaInNAs Quantenfilmen, mit 35 % Indium und 1.8 % Stickstoff separiert bei 20-25 nm GaAsN-Barriere-Schichten.

Der optische Gewinn bei 1300 nm Wellenlänge von GaInNAs basierenden Quantenfilmen beträgt im Vergleich zu 850 nm emittierenden GaAs Quantenfilmen nur die Hälfte [52]. Ein effizientes VCSEL-Design darf somit etwa nur die Hälfte der Verluste einer 850 nm emittierenden VCSEL-Struktur aufweisen. Insbesondere die optischen Absorptionsverluste sind bei 1300 nm gegenüber 850 nm in p-dotiertem Material deutlich erhöht [53]. Zur Minimierung dieser optischen Absorptionsverluste wurden bisherige Designs mit Kontakten zwischen der aktiven Zone und den beiden Bragg-Halbleiterspiegeln ausgestattet. Diese so genannten Intracavity-Kontakte ermöglichten es, undotierte Bragg-Halbleiterspiegelpaare zu verwenden, welche geringere optische Verluste aufweisen als dotierte Braggspiegel und so die Absorptionsverluste minimieren. Abb. 2.6 zeigt dieses Design. Die Strom- sowie die optische Indexführung wird durch eine lateral oxidierte AlAs-Schicht (oxide aperture) erreicht [54]. Die feucht-thermisch oxidierte Schicht wirkt zum einen als elektrischer Isolator, wodurch die Stromführung erreicht wird. Darüber hinaus hat das oxidierte Material einen deutlich verringerten Brechungsindex ($\bar{n}_{AlO} \approx 1.6$), so dass diese Schicht eine optische Indexführung wie in einem Wellenleiter bewirkt.

Der obere Spiegel besteht aus 26 bis 28 $Al_{0.8}Ga_{0.2}As/GaAs$ Spiegelpaaren, der untere Spiegel aus 32.5 bis 34.5 $Al_{0.98}Ga_{0.02}As/GaAs$ Spiegelpaaren. Zur Stromführung werden

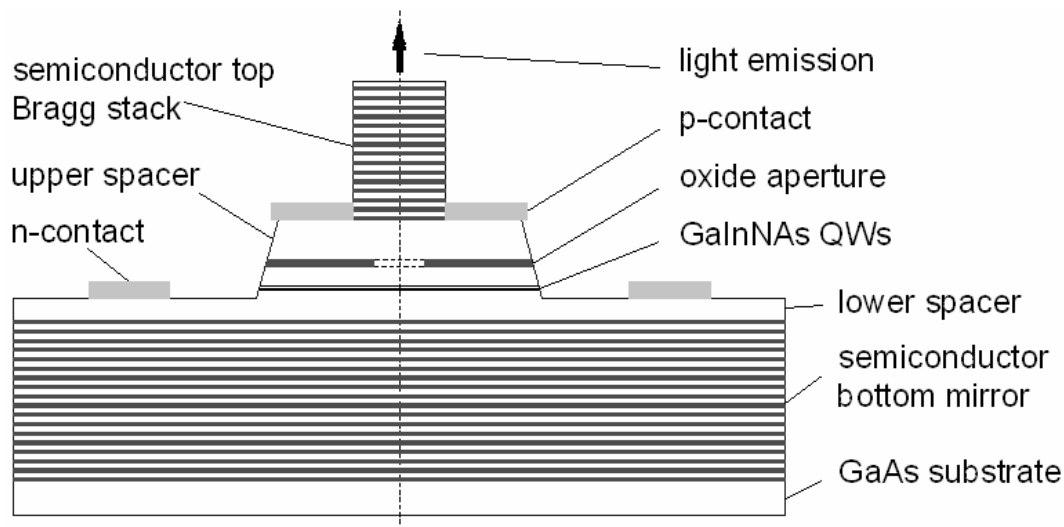


Abbildung 2.6: Querschnitt eines 1.3 μm VCSELs mit Intracavity-Kontakten und undotierten Bragg-Spiegeln.

die Halbleiterschichten zwischen den Intracavity-Kontakten (upper spacer, lower spacer) modulationsdotiert. Sie bestehen aus n-dotierten (Silizium) GaAs und p-dotierten mit etwa 30 nm hoch ($> 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) kohlenstoffdotierten GaAs-Schichten im Stehwellenfeldminimum, eingebettet in undotiertes GaAs. Dadurch resultieren niedrige elektrische und optische Verluste. Zur Kontaktierung dieser p- und n-dotierten Schichten wird eine Doppelmesa-Struktur durch einen Trockenätzprozess und einen nasschemischen Ätzprozess hergestellt. Der obere Halbleiterspiegel weist bei einer Emissionswellenlänge von 1300 nm aufgrund der geringen Brechzahl Differenz zwischen $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ und GaAs eine im Vergleich zur 850 nm emittierenden VCSEL-Struktur relativ große Höhe von etwa $7 \mu\text{m}$ auf.

Neben der entsprechenden optischen Ausgangsleistung fordern Telekommunikation-Standards einmodige Lichtemission und Laserstrukturen hoher Modulationsbandbreite. Und genau hier hat dieses herkömmliche Design entscheidende Herausforderungen: Zum Einen ist es verhältnismässig schwierig, Intracavity-Kontakte bei einer Spiegelhöhe von $7 \mu\text{m}$ reproduzierbar zu realisieren. Des Weiteren trägt aber eine reproduzierbare Technologie entscheidend zum Erfolg eines VCSEL-Konzepts bei. So müssen üblicherweise Schichtdickentoleranzen mit zunehmender Bauelementhöhe vergrößert werden, um für eine reproduzierbare Technologie Ätzhomogenitäten im Prozess auszugleichen. Bedingt durch größere Oxidflächen werden parasitäre elektrische Größen erhöht und die Modulationsbandbreite des VCSEL-Designs reduziert. Darüber hinaus ist es bei diesem Design nicht möglich, selbstjustierende Modenkonzernstrukturen im Design zu integrieren, welche für einmodige Bauelemente großer Oxiddurchmesser unerlässlich sind.