

Kapitel 2

Grundlagen abstimmbarer und Oberflächen-emittierender Laser

Inhalt

2.1 Fabry-Pérot-Resonatoren und ihre Abstimmung	9
2.1.1 Abstimmung der Resonanzwellenlänge	11
2.1.2 Bragg-Spiegel und effektive Eindringtiefe	12
2.2 Resonatorgeometrie und Modenverhalten	17
2.2.1 Gaußstrahl und Faserkopplung	17
2.2.2 Transversalmoden höherer Ordnung und ihre Aufspaltung . . .	19
2.3 Grundlegende Eigenschaften Oberflächen-emittierender Laser	22
2.3.1 Bauelementstruktur	22
2.3.2 Verlustmechanismen und Umlaufbedingung	23
2.3.3 Ratengleichungen und Ausgangsleistung	24
2.3.4 Füllfaktor (Confinement-Faktor)	25
2.4 Erweiterte Eigenschaften Oberflächen-emittierender Laser .	26
2.4.1 Dynamik und Modulationsverhalten	26
2.4.2 Relatives Intensitätsrauschen (RIN)	28
2.4.3 Polarisation	28
2.4.4 Nichtlineare Effekte	30
2.4.5 Linienbreite und Verbreiterung	31
2.4.6 Linienverbreiterungsfaktor α_H	33

Ein Laser¹ ist prinzipiell ein Oszillator: Ein Signal durchläuft ein Verstärkungsmedium und wird unter Berücksichtigung der Phase teilweise in dieses zurückgekoppelt. In Abbildung 2.1 ist dieses Prinzip dargestellt.

In der Optik wird die Rückkopplung einfach durch eine Anordnung von zwei Spiegeln als Fabry-Pérot- (FP-) Interferometer realisiert [41, 42]. Dieses erfüllt die Phasenbedingung, wenn sich die Spiegel im Abstand vom Vielfachen der halben Wellenlänge des Lichts befinden

$$L_o = q \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2.1)$$

Aus den axialen und lateralen geometrischen Randbedingungen des Fabry-Pérot-Reso-

¹Das Wort Laser ist ein Akronym für engl. light amplification by stimulated emission of radiation.

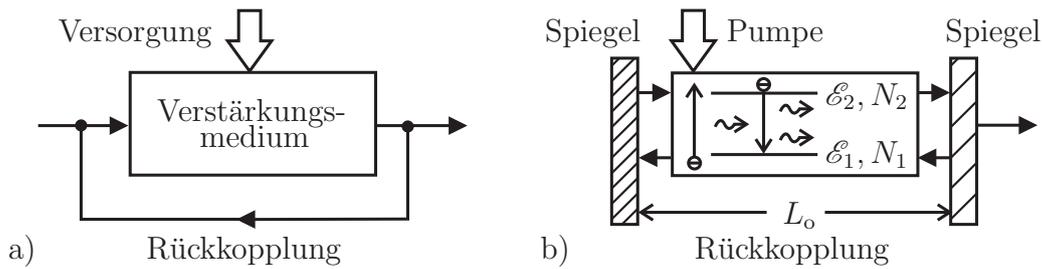


Abbildung 2.1: a) Oszillatorprinzip: Verstärkung und Rückkopplung, b) Äquivalent eines Lasers mit Fabry-Pérot Resonator

nators resultieren optische Eigenschwingungen (Moden), deren spektrale und räumliche Eigenschaften in den Abschnitten 2.1 und 2.2 dargelegt sind. Mit hoch-reflektierenden Mehrschichtsystemen (Bragg-Spiegeln) können die Spiegelverluste reduziert und damit die Resonatorgüte, als Verhältnis von gespeicherter zu abgegebener Energie, erhöht werden. Mit sphärisch gekrümmten Spiegeln können die Beugungsverluste reduziert und stabile Resonatoren realisiert werden.

Damit sich ein Feld im verlustbehafteten Resonator selbst aufrechterhalten kann, muss ein Verstärkungsmedium eingesetzt werden. Dieses kann vereinfacht als Zwei-Niveau-System betrachtet werden, in dem quantenmechanische Absorptions- und Emissionsprozesse wechselwirken. Ein solches System ist durch die Energien $\mathcal{E}_{1,2}$ erlaubter Zustände, deren Besetzungen $N_{1,2}$ mit Ladungsträgern, sowie die Raten der Übergänge gekennzeichnet. Diese sind in einem System von Bilanzgleichungen miteinander verknüpft. Die Lasergrundbedingung, dass die Rate der Emission die der Absorption übersteigt, ist gemäß der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

im thermischen Gleichgewicht nicht erfüllt². Die erforderliche Besetzungsinversion $N_2 > N_1$ muss über einen Pumpmechanismus herbeigeführt werden. Hierfür werden im Halbleiterlaser mit einem elektrischen Strom Überschuss-Ladungsträger in den Übergang einer pn-Diode, die sogenannte aktive Zone, injiziert.

Die Energiedifferenz des Laserübergangs definiert die Energie der Photonen bzw. die Frequenz ν der emittierten elektromagnetischen Welle gemäß

$$\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = h\nu \quad (2.3)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 4,136 \cdot 10^{-15}$ eVs als Naturkonstante. Tatsächlich sind jedoch die erlaubten Zustände verteilt und die diskreten Energieniveaus zu Banden verbreitert. Innerhalb des resultierenden Gewinnspektrums wird die Emissionswellenlänge durch die Resonatorlänge nach Gleichung 2.1 definiert, was bei abstimmbaren Lasern ausgenutzt wird.

²Bei optischen Frequenzen gilt: $\Delta\mathcal{E} = 0,8$ eV ($1,55 \mu\text{m}$) $\gg k_B T = 0,026$ eV (300 K) mit der Boltzmannkonstante $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K. Tatsächlich wird im Zwei-Niveau-System nur $N_1 = N_2$ erreicht. Für die Inversion ist mindestens ein Drei-Niveau-System mit hoher Lebensdauer des Laserübergangs erforderlich.

Aus dem Zusammenhang von Ladungsträgern und Photonen in den Ratengleichungen können neben dem statischen ("Dauerstrich") Betriebszustand auch, wie in den Abschnitten 2.4.1 und 2.4.2 gezeigt, das intrinsische Modulationsverhalten und dynamische Laserparameter abgeleitet werden. Die Polarisations-eigenschaften des Lasers bzw. dessen Lichts werden in Abschnitt 2.4.3 erläutert. Auch bei monomodalen (engl. single-mode) Lasern ist die Emission nicht streng monochromatisch. Die intrinsische Linienbreite und deren inhärente Verbreiterung in MEMS-Lasern werden in Abschnitt 2.4.5 diskutiert.

Diese Grundlagen gelten prinzipiell auch für Oberflächen-emittierende Laser (engl. vertical-cavity surface-emitting laser, VCSEL). Auf deren Eigenarten und relevante Aspekte für mikromechanisch abstimmbare VCSEL wird im Folgenden näher eingegangen.

2.1 Fabry-Pérot-Resonatoren und ihre Abstimmung

Zwei koplanare Spiegel im Abstand L bilden einen Fabry-Pérot-Resonator [43]. Dessen optische Eigenschaften lassen sich geometrisch (eindimensional) mit der Ausbreitung von ebenen elektromagnetischen Wellen beschreiben, wobei die Spiegel in x - und y -Richtung (lateral) als unendlich ausgedehnt angenommen werden. Es sei

$$E(z, t) = E \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.4)$$

ein sich in $+z$ -Richtung (axial bzw. longitudinal) ausbreitendes elektrisches Feld mit Amplitude E , Kreisfrequenz des Lichts $\omega = 2\pi\nu$ und Ausbreitungskonstante $\beta = \frac{\omega n}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda}$, wobei n den reellen Brechungsindex des homogenen Resonatormediums und c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit darstellen³. Für die Wellenlänge im Medium gilt: $\lambda_n = \lambda/n$ mit der Vakuum-Wellenlänge λ . Entsprechend kann die geometrische Länge des Resonators L in eine optische Länge $L_o = n \cdot L$ umgerechnet werden, die in Vielfachen von λ angegeben wird.

Bei senkrechtem Lichteinfall, der im Folgenden angenommen wird, ist ein Spiegel durch den Reflexionsfaktor r als Verhältnis von reflektierter Feldamplitude E_{refl} zu einfallender Feldamplitude E_{einf} und den Transmissionsfaktor t als Verhältnis von transmittierter Feldamplitude E_{trans} zu einfallender Feldamplitude E_{einf} charakterisiert. Für verlustfreie Spiegel gilt dabei wegen der Energieerhaltung $r^2 + t^2 = 1$. Bezogen auf Intensitäten gilt für die Reflektivität $R = r^2$ bzw. für die Transmission $T = t^2$. Bei Berücksichtigung von Streuverlusten, Absorption in den Spiegeln, etc. gilt: $r^2 + t^2 \neq 1$.

Abbildung 2.2 zeigt die Prinzipskizze eines Fabry-Pérot-Resonators mit zwei planen Spiegeln (r_1, t_1 bzw. r_2, t_2) im Abstand L und den elektrischen Feldamplituden a, b in Streumatrix-Notation. Für den Transmissionsfaktor S_{21} und den Reflexionsfaktor S_{11} ergibt sich:

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{t_1 t_2 e^{-j2\beta L}}{1 - r_1 r_2 e^{-j2\beta L}} = \frac{E_{\text{trans}}}{E_{\text{einf}}} \quad (2.5)$$

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} = -r_1 + \frac{t_1^2 r_2 e^{-j2\beta L}}{1 - r_1 r_2 e^{-j2\beta L}} = \frac{E_{\text{refl}}}{E_{\text{einf}}} \quad (2.6)$$

³Diese Betrachtung kann auch auf verstärkende bzw. absorbierende Medien mit komplexem Brechungsindex bzw. komplexer Ausbreitungskonstante $\underline{\beta} = \frac{2\pi n}{\lambda} + \frac{j}{2}(\langle g \rangle - \langle \alpha_i \rangle)$ erweitert werden [8, 44].

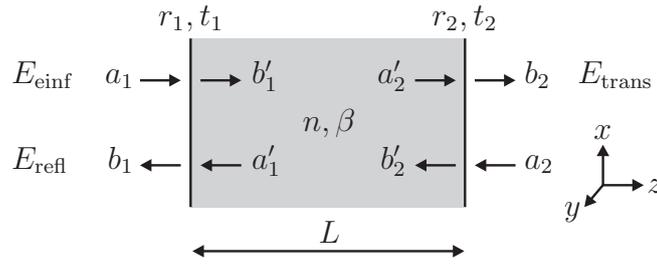


Abbildung 2.2: Fabry-Pérot-Resonator mit zwei planen Spiegeln (r_1, r_2) im Abstand L und Feldamplituden a, b [44]. Die Spiegel sind ideal dünn und lateral unendlich ausgedehnt.

Für die Transmission⁴ bzw. die Reflektivität der optischen Intensität $I \sim |E|^2$ folgt dann:

$$T = \frac{I_{\text{trans}}}{I_{\text{einf}}} = \frac{T_1 T_2}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos \Phi} \quad (2.7)$$

$$R = \frac{I_{\text{refl}}}{I_{\text{einf}}} = \frac{R_1 + R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos \Phi}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos \Phi} \quad (2.8)$$

mit der Umlaufphase $\Phi = 2\beta L$ [8]. Die Reflexionsphase beträgt:

$$\varphi = \arg\left(\frac{E_{\text{refl}}}{E_{\text{einf}}}\right) = -\arctan \frac{\Im\left(\frac{E_{\text{refl}}}{E_{\text{einf}}}\right)}{\Re\left(\frac{E_{\text{refl}}}{E_{\text{einf}}}\right)} = \arctan \frac{\sqrt{R_2}(R_1 - 1) \sin \Phi}{\sqrt{R_1}(1 + R_2) - \sqrt{R_2}(1 - R_1) \cos \Phi}. \quad (2.9)$$

In den Abbildungen 2.3 a) und b) ist die nach den Gleichungen 2.7 und 2.8 berechnete Transmission bzw. Reflektivität eines verlustfreien, symmetrischen ($R_1 = R_2 = R$) Fabry-Pérot-Resonators dargestellt. Bei Umlaufphasen von $\Phi = q \cdot 2\pi$ bzw. optischen Resonatorlängen von $L_o = q \cdot \lambda/2$ wird eine Welle mit λ zwischen den Spiegeln mehrfach hin und her reflektiert. Durch konstruktive Interferenz bildet sich im Resonator eine stehende Welle aus, deren Intensität gegenüber der Eingangsgröße derart verstärkt ist, dass ein Bruchteil $(1 - R)$, auch durch einen hoch-reflektierenden Spiegel, mit $T = 1$ wieder abgestrahlt wird. Eine solche Resonanz wird auch als axialer oder longitudinaler Mode bezeichnet. Andere Wellenlängen, die obige Resonanzbedingung nicht erfüllen, löschen sich im Fabry-Pérot-Resonator durch destruktive Interferenz aus und werden reflektiert. Anhand der Reflexionseigenschaften wird in Abschnitt 3.1 das Abstimverhalten von Luftspalt-Resonatoren bzw. mikromechanisch abstimmbarer VCSEL erklärt.

Die Güte des Resonators $Q = \nu / \text{FWHM}_\nu$ beschreibt das Verhältnis von gespeicherter zu abgegebener Energie mit der vollen Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum) der Transmission in Frequenz-Einheiten

$$\text{FWHM}_\nu = \frac{c}{2\pi n L} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt[4]{R_1 R_2}} \quad \text{bzw.} \quad \text{FWHM}_\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2\pi n L} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt[4]{R_1 R_2}} \quad (2.10)$$

in Wellenlängen-Einheiten. Eine hohe Güte kann demnach mit hoch-reflektierenden Spiegeln und/oder einem langen Resonator eingestellt werden. Zudem müssen die internen Verluste gering sein, was insbesondere beim Entwurf von VCSELn zu beachten ist.

⁴Gleichung 2.7 ist auch als Airy-Formel bekannt [45].

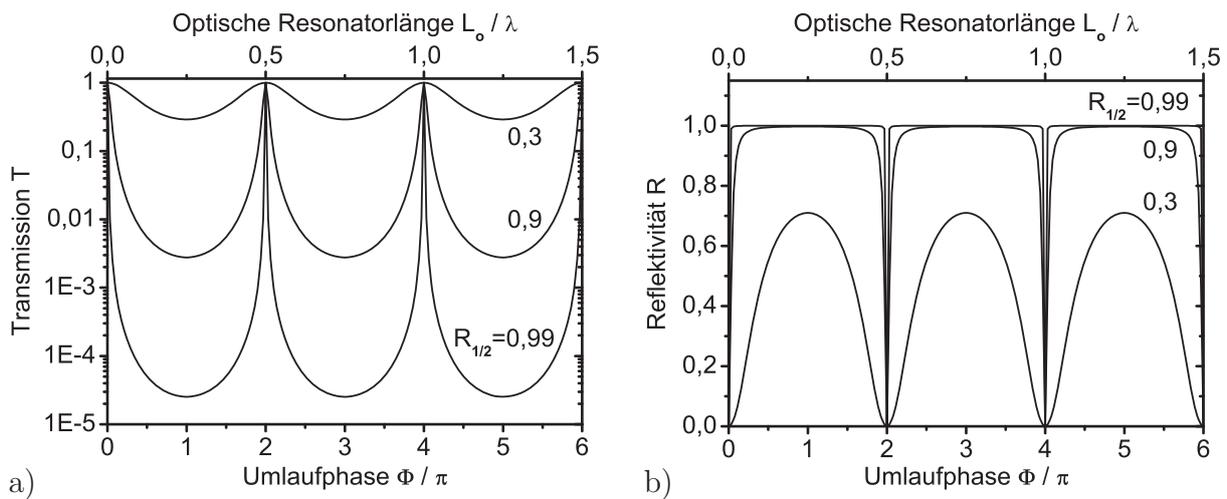


Abbildung 2.3: a) Berechnete Transmission und b) Reflektivität eines verlustfreien, symmetrischen Fabry-Pérot-Resonators mit $R_{1/2} = 0,3, 0,9$ und $0,99$ in Abhängigkeit der Umlaufphase Φ bzw. der optischen Resonatorlänge L_o .

Es ist ersichtlich, dass die durch eine Länge L vorgegebene Resonanzbedingung nicht nur von einer Wellenlänge erfüllt wird. Longitudinale Moden werden nach ihrer Ordnungszahl q unterschieden, wobei $q - 1$ die Anzahl der Minima (Knoten) der Intensitätsverteilung im Resonator beziffert. Der freie Spektralbereich (engl. free spectral range, FSR) des Resonators

$$\lambda_q - \lambda_{q+1} = \text{FSR}_\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (2.11)$$

bezeichnet den spektralen Abstand zweier benachbarter Moden (in Wellenlängen-Einheiten).

2.1.1 Abstimmung der Resonanzwellenlänge

An Gleichung 2.11 wird der Vorzug eines kurzen Vertikalresonators deutlich: Bei einer typischen Resonatorlänge⁵ von $L_o = 10\lambda$ ist der freie Spektralbereich $\text{FSR}_\lambda = \lambda/20$ so groß, dass nur ein Mode im Gewinnspektrum der aktiven Zone liegt und verstärkt wird. Diese longitudinale Singlemodigkeit des VCSELs ermöglicht ein kontinuierliches Durchstimmen der Wellenlänge. Abbildung 2.4 veranschaulicht das Prinzip eines kontinuierlich abstimmbaren Lasers anhand dessen Wellenlängen-selektiver Elemente.

Im Folgenden wird angenommen, dass bei der Abstimmung des Fabry-Pérot-Resonators keine Unstetigkeit im Brechungsindex auftritt. Dies ist z. B. bei passiven optischen Filtern mit Luft-gefülltem Resonator ($n = 1$) der Fall [46–48]. Die Auslenkung eines Resonatorspiegels um $\Delta(nL)$ bewirkt eine lineare Änderung der Resonanzwellenlänge $\Delta\lambda$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta(nL)}{nL} \quad \text{mit} \quad \Delta\lambda = \Delta(nL) \cdot \frac{2}{q}. \quad (2.12)$$

⁵Bei realen hoch-reflektierenden Bragg-Spiegeln (DBR) ist die Eindringtiefe nach Gleichung 2.19 zu berücksichtigen.

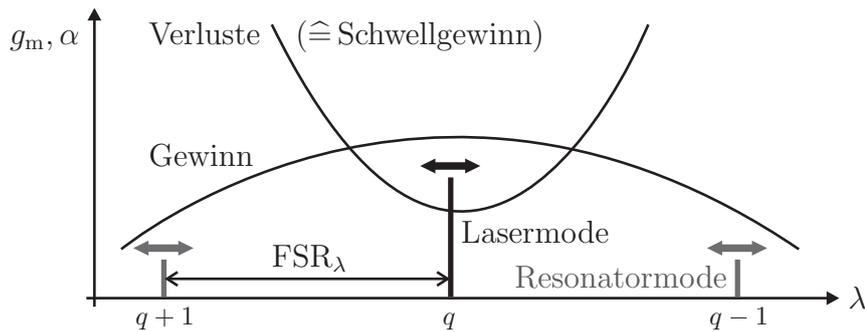


Abbildung 2.4: Prinzip eines kontinuierlich abstimmbaren Lasers mit kurzem Resonator. Es kann nur der Mode anschwingen (lasen), bei dem der verfügbare Materialgewinn g_m der aktiven Zone die Verluste α des passiven Resonators überwiegt, siehe Abschnitt 2.3.2.

Die Abstimmeffizienz nimmt also bei longitudinalen Moden mit zunehmender Ordnungszahl q ab. Sprich bei größerer Resonatorlänge ist auch eine größere Auslenkung erforderlich, um eine bestimmte Änderung der Wellenlänge hervorzurufen. In jedem Fall ist aber $\Delta(nL) = \lambda/2 \approx 780 \text{ nm}$ ausreichend, um die Wellenlänge einen FSR durchzustimmen.

Beim Laser-Resonator kann eine Abstimmung durch Änderung des Temperatur- und Ladungsträger-abhängigen Brechungsindex $n = f(T, N)$ erfolgen. Der (negative) Plasmaeffekt, siehe Abschnitt 2.3.2, ist beim VCSEL gegenüber der (positiven) Änderung durch Eigenerwärmung mit dem Betriebsstrom zu vernachlässigen. Die thermische Abstimmung ist jedoch auf wenige Nanometer beschränkt und beeinträchtigt zudem andere Temperatur-abhängige Laserparameter wie den Gewinn.

Mit einem Dünnschicht-Metallwiderstand konnte unabhängig vom Betriebsstrom des VCSELs durch Änderung der Temperatur ein Abstimmbereich von 10,1 nm demonstriert werden [49]. Durch Steuerung des Brechungsindex von Flüssigkristallen in einem optisch gepumpten VCSEL konnte ebenfalls ein Abstimmbereich von 10 nm erzielt werden [50]. Größere Abstimmbereiche sind nur mit mikromechanischen Luftspalt-Resonatoren möglich. Diese werden noch in Abschnitt 3.1 beschrieben und analysiert.

2.1.2 Bragg-Spiegel und effektive Eindringtiefe

Im vorangegangenen Abschnitt wurde von einem Fabry-Pérot-Resonator mit zwei idealen Spiegeln⁶ ausgegangen, von denen eine ebene Welle unabhängig von ihrer Wellenlänge ganz bzw. teil-reflektiert wird. Hohe Reflektivitäten $R > 99\%$, die im VCSEL erforderlich sind, können praktisch nur mit Mehrschichtsystemen erreicht werden. Diese Bragg-Spiegel (distributed Bragg reflector, DBR) bestehen aus einer alternierenden Folge von Schichten mit hohem und niedrigem Brechungsindex ($n_H/n_L/n_H/n_L/n_H$ usw.). Deren planare Herstellung durch Wachstum oder Abscheidung auf dem Wafer ist kompatibel mit dem vertikalen Aufbau des VCSELs.

Bei senkrechtem Einfall, der im Folgenden angenommen wird, wird eine elektromagne-

⁶Wegen seiner Absorption ist auch Metall nur bedingt ein idealer Spiegel, siehe hierzu Abschnitt 3.2.4.

tische Welle an einem abrupten Übergang⁷ von einem Medium mit Brechungsindex n_1 in ein Medium mit Brechungsindex n_2 gemäß der Fresnel-Gleichung

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.13)$$

teil-reflektiert. An der Grenzfläche zwischen niedrigem und hohem Brechungsindex tritt demnach ein Phasensprung von π auf. Zwischen dem Reflexionsfaktor r der elektrischen Feldstärke E und der Reflektivität R der optischen Leistung $P_o \sim |E|^2$ besteht der Zusammenhang

$$R = |r|^2. \quad (2.14)$$

Die Teilreflexionen in einem DBR überlagern sich phasenrichtig zu einer hohen Gesamtreflektivität, wenn die einzelnen Schichten die (geometrische) Dicke

$$d = \frac{\lambda_0}{4 n_{H/L}} \quad (2.15)$$

aufweisen. Bei der Bragg- oder auch Mittenwellenlänge λ_0 stellt sich die maximale Reflektivität

$$R_{\text{DBR}} = \left(\frac{1 - \frac{n_A}{n_E} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2M}}{1 + \frac{n_A}{n_E} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2M}} \right)^2 \quad (2.16)$$

eines verlustfreien Bragg-Spiegels ein [52]. Darin bezeichnen n_E und n_A den Brechungsindex des Eintritts- bzw. Austrittsmediums, von denen der DBR umgeben ist, und M bezeichnet die Anzahl der Spiegelpaare. Abbildung 2.5 veranschaulicht das Prinzip eines DBR mit 1,5 Schichtpaaren und π -Reflexionsphase. Die Umlaufphase in jedem Schichtpaar beträgt 2π bei λ_0 . Zur Erhöhung der Gesamtreflektivität können weitere Schichtpaare einfach angefügt werden.

Die Interferenz im Bragg-Spiegel beschränkt die hohe Reflektivität auf ein Plateau, das auch als Stoppband bezeichnet wird⁸. Dessen Halbwertsbreite (FWHM) ist um die Mittenwellenlänge λ_0 zentriert und berechnet sich für kleine Brechungsindexunterschiede $\Delta n = n_H - n_L$ zu

$$\Delta\lambda_{\text{DBR}} = \frac{4\lambda_0}{\pi} \arcsin \left(\frac{\Delta n}{n_H + n_L} \right). \quad (2.17)$$

Da optische Resonatoren hoher Güte und VCSEL Reflektivitäten in der Größenordnung von 99 % erfordern, kann diese Definition der Bandbreite des Bragg-Spiegels hier nur als Richtwert dienen. Grundsätzlich sind Materialien mit großem Brechungsindexunterschied vorteilhaft, da sich bereits mit wenigen Schichten eine hohe Reflektivität und ein breites Stoppband einstellen lassen.

Eine exakte Berechnung des Reflexionsspektrums ist mit der Transfermatrix-Methode möglich [40,44,46]. Die Transfermatrix beschreibt wie die Streumatrix ein Zwei-Tor, jedoch

⁷Da im MEMS-VCSEL mit vergrabem Tunnelkontakt kein (vertikaler) Strom durch die DBR fließt, können dotierte Übergänge mit graduelltem Brechungsindex vermieden werden [51].

⁸Der Bragg-Spiegel kann prinzipiell auch als eindimensionaler (photonischer) Kristall aufgefasst werden, dessen verbotene Bandlücke dem Stoppband entspricht [53].

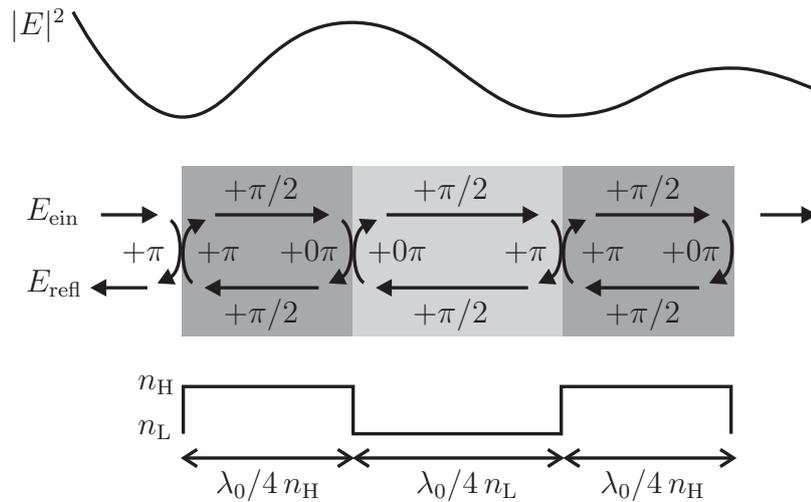


Abbildung 2.5: Prinzip eines verteilten Bragg-Spiegels mit Brechungsindexprofil ($n_H/n_L/n_H$), Phasen des elektrischen Feldes E und abklingender optischer Stehwelle $|E|^2$.

sind die Ein- und Ausgangsgrößen (einfallende und reflektierte Wellen) so definiert, dass eine Kaskadierung durch einfache Matrix-Multiplikation berechnet werden kann. Bei der Berechnung eines Bragg-Spiegels werden dessen Grenzflächen und $\lambda/4$ -Schichten jeweils durch T-Matrizen ausgedrückt, verkettet und ausmultipliziert. Materialdispersion und Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex $n = f(\lambda, T)$ werden hierbei vernachlässigt. Abbildung 2.6 zeigt das mit der Transfermatrix-Methode simulierte Reflexionsspektrum eines halbleitenden Bragg-Spiegels sowie die entsprechende Messung. Der DBR besteht aus 16,5 GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As-Schichtpaaren und wird in dieser Arbeit zur Herstellung von beweglichen Spiegelmembranen bzw. zum Aufbau abstimmbarer VCSEL eingesetzt. Die erste und letzte Schicht besteht jeweils aus dem Material mit dem höheren Brechungsindex (GaAs, siehe Tabelle 2.1). Der DBR ist beidseitig mit Luft abgeschlossen. Obwohl mit der Transfermatrix-Methode sowohl die maximale Reflektivität R_{DBR} als auch die Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR}}$ berechnet werden können, ist zusätzlich eine Weißlichtmessung zur Bestimmung der tatsächlichen Mittenwellenlänge λ_0 erforderlich, da diese herstellungsbedingt um bis zu drei Prozent abweichen kann. Die gemessene Halbwertsbreite des Stoppbandes liegt bei ca. 160 nm; die Verkipfung ist vermutlich messtechnisch bedingt.

Bei gleicher maximaler Gesamtreflektivität weisen Bragg-Spiegel mit großem Brechungsindexunterschied und entsprechend geringer Paarzahl eine größere Stoppbandbreite auf. Anschaulich kann dies mit der geringeren Phasendifferenz weniger, starker Teilreflexionen bei Verstimmung von der Mittenwellenlänge erklärt werden, während sich viele schwache Teilreflexionen gemäß ihrer gleichverteilten Phasen zu null auslöschen. Eine Erhöhung der Gesamtreflektivität durch weitere Spiegelpaare oder eine Versteifung der Spiegelmembran mit $3/4\lambda$ - oder $5/4\lambda$ -Schichten hat den gleichen Effekt.

Tabelle 2.1 vergleicht die Stoppbänder verschiedener verlustfreier Materialsysteme bei gleicher Maximalreflektivität $R_{\text{DBR}} \geq 99\%$. Neben den in dieser Arbeit vorwiegend eingesetzten GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As-Spiegelmembranen wird in Abschnitt 4.4 auch die Eignung dielektrischer DBR im Materialsystem Si₃N₄/SiO₂ untersucht. Dessen Vorzüge sind die

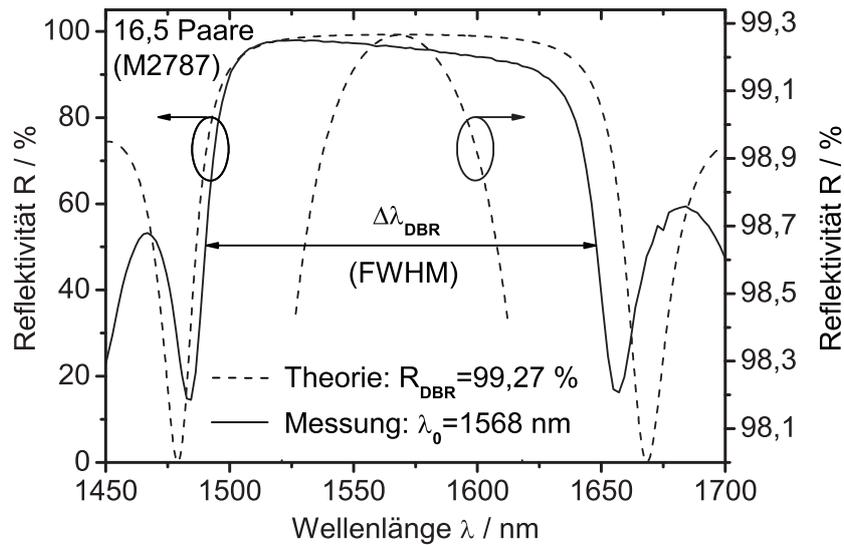


Abbildung 2.6: Simuliertes (gestrichelte Linie) und gemessenes (durchgezogene Linie) Reflexionsspektrum eines GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As-Bragg-Spiegels mit 16,5 Paaren.

größere Bandbreite und die kostengünstigere Herstellung, bei der zudem größere Abweichungen toleriert werden können. Die Dielektrika ZnS/CaF₂ werden im unterseitigen DBR des Halb-VCSELs eingesetzt, siehe Abschnitt 3.2.4. Da hier kein Licht austreten soll, wird der Rückspiegel als hybrider Metall/DBR-Spiegel mit einer Abschlusschicht aus Gold ausgeführt, wodurch bereits mit 3,5 DBR-Paaren eine Reflektivität $R \gg 99\%$ erreicht wird.

Bei der Berechnung des Faser-Bragg-Gitters (FBG, siehe Abschnitt 7.2) wird ein rechteckförmiger Verlauf des Brechungsindex angenommen. Der tatsächliche sinusförmige Verlauf könnte in der Transfermatrix-Methode mit feinerer Diskretisierung ($\ll \lambda/4$) nachgebildet werden. Im Fall eines sehr kleinen Brechungsindexunterschieds wirkt der DBR als schmalbandiges Filter, was z. B. auch bei Kanten-emittierenden DBR-Lasern ausgenutzt wird, um einen longitudinalen Mode zu selektieren.

Tabelle 2.1: Berechnete Bandbreite (FWHM) von verlustfreien Bragg-Spiegeln mit gleicher maximaler Gesamtreflektivität $R_{\text{DBR}} \geq 99\%$ in verschiedenen Materialsystemen.

Materialsystem	Brechungsindizes	Δn	Paarzahl	Bandbreite	Ref.
TiO ₂ /SiO ₂	2,30/1,45	0,85	5,5	600 nm	[47, 54]
Si ₃ N ₄ /SiO ₂	1,95/1,45	0,5	8,5	380 nm	[39, 48]
InGaAs/InAlAs	3,55/3,14	0,41	14,5	180 nm	[46, 47]
GaAs/Al _{0,85} Ga _{0,15} As	3,38/2,99	0,39	15,5	179 nm	[39, 40]
ZnS/CaF ₂	2,25/1,40	0,85	5,5	610 nm	[40, 55]
FBG	1,450/1,449	0,001	3800	800 pm	[56]