Elektrisch betriebene oberflächen-emittierende Bauelemente auf Basis von II-VI-Halbleitern

Elektrisch betriebene oberflächen-emittierende Bauelemente auf Basis von II-VI-Halbleitern

Vom Fachbereich für Physik und Elektrotechnik
der Universität Bremen

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation

von
Dipl. Phys. **Kai Otte**
aus Hannover

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. D. Hommel
2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. J. Gutowski

Eingereicht am: 3. Mai 2009
Tag des Promotionskolloquims: 22. September 2009

Dans les champs de l'observation le hasard ne favorise que les esprits prepares.

Loius Pasteur

INHALTSÜBERSICHT

1 Einleitung **15**

2 Theoretische Grundlagen **17**

2.1 II-VI Materialsystem 17

2.2 Lichtemission im Halbleiter 20

2.3 Bragg-Spiegel 24

2.4 Oberflächen-emittierende Lichtemitter 27

2.5 Leitfähigkeit 30

3 Epitaktisches Wachstum **33**

3.1 Grundlagen 33

3.2 Vorbereitung des Wachstums 41

4 Charakterisierungsmethoden **47**

4.1 Reflexionsbeugung hochenerg. Elektronen 47

4.2 Hochauflösende Röntgenbeugung 48

4.3 Reflektometrie 52

4.4 Strom-Spannungs-Kennlinien 56

4.5 Elektrochemische Kapazität-Spannung-Messung . . 56

4.6 Rasterelektronenmikroskopie 58

5 Metall-Halbleiter-Kontakte **59**

5.1 Prozessierung und Geometrie 59

5.2 Materialien und Charakteristika 62

5.3 Fazit 68

6 Leitfähigkeit von Bragg-Spiegeln 69

6.1 Aufbau und Wachstum 69
6.2 Dotierung 75
6.3 Optimierung der Leitfähigkeit 75
6.4 Fazit 88

7 Elektrisch betriebene Bauelemente 89

7.1 Kavität mit aktivem Gebiet 89
7.2 Intra-Kavitätskontakte 94
7.3 Dielektrische Spiegel 97
7.4 Leuchtdioden ohne oberen Spiegel 106
7.5 Leuchtdioden mit resonanter Kavität 107
7.6 Laserstrukturen 110
7.7 Fazit 111

8 Zusammenfassung 113

A Abkürzungsverzeichnis 125

B Probenverzeichnis 127

C Wartung 131

D Veröffentlichungen/Vorträge 133

Stichwortverzeichnis 141

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1 Zinkblende-Kristallstruktur 18
2.2 EGA-Diagramm 19
2.3 Energieschema und Fermiverteilung 21
2.4 Wechselwirkung von Licht und Halbleiter 22
2.5 Laserübergangsprozesse 23
2.6 Prinzip des Fabry-Perot-Resonators 25
2.7 Reflektivität bei verschiedener Periodenzahl 26
2.8 Aufbau eines DBR 28
2.9 Verschiedene Bauformen 29

3.1 MBE System 34
3.2 Substrathalter 35
3.3 Skizze verschiedener Zellentypen 36
3.4 Oberflächenprozesse beim Wachstum 39
3.5 Wachstumsmethoden 40
3.6 Foto eines Substrats bei der Deoxidation 43
3.7 Typisches Wachstumsrezept 45

4.1 Beugungsgeometrie bei RHEED. 49
4.2 Beugungsbilder bei RHEED. 49
4.3 Messgeometrie der Röntgenbeugung. 51
4.4 $\omega - 2\theta$ Messung eines DBRs 52
4.5 Konstruktion der Relaxationsgeraden. 53

4.6 Aufbau Reflektometrie 54
4.7 Reflektivität eines DBRs 55
4.8 IV-Messung 57

5.1 Streifengeometrie 60
5.2 Mesageometire 61
5.3 Band-Diagramm für Kontakte 63
5.4 Vergleich von Kontaktmetallen (IV) 65
5.5 ZnTe/ZnSe Kontaktschicht 66
5.6 IV-Kennlinien versch. kontaktierter RCLEDs . . . 67

6.1 Bandlücke-Gitterkonstante-Diagramm 71
6.2 TEM Aufnahme eines DBRs 72
6.3 Bandlücke-Gitterkonstante-Diagramm 73
6.4 In-Situ Reflexionsmessung 74
6.5 $ZnCl_2$ Temperatur beim Dotieren 76
6.6 Dotierbarkeit binärer Verbindungen 77
6.7 Reflexionsspektrum von zwei DBR Strukturen . . . 79
6.8 RSM eines DBRs 80
6.9 Dispersion der Materialien 81
6.10 I-V-Kennlinien 83
6.11 Ladungsträgerkonzentration 84
6.12 Leitfähigkeit bei unterschiedlicher Periodenzahl . . 86
6.13 IV-Vergleich bei gleicher Reflektivität 87

7.1 Foto einer LED im Betrieb 90
7.2 Aktive Zone 91
7.3 Modendichte von VCSEL und Kantenemitter . . . 92

7.4 Anschlussbedingungen einer Kavität 93
7.5 Prozessierung eines Intra-Kavitäts-Kontakts 95
7.6 RTM Bild einer Intra-Kav. Prozessierung 96
7.7 Dispersion von SiO_2 und TiO_2 98
7.8 RCLED mit dielektrischen Spiegeln 99
7.9 Reflektivität von dielektrischen Spiegeln 101
7.10 REM Aufnahme eines dielektrischen Spiegels . . . 102
7.11 Reflexionsspektren von dielektrischen Spiegeln . . . 103
7.12 RCLED ohne/mit dielektrischem Spiegel 105
7.13 Schematische Darstellung einer RCLED. 106
7.14 El. Eigenschaften von LED und RCLED 108
7.15 Reflexionsspektrum einer RCLED 109
7.16 Reflexionsspektrum eines VCSELs 110

C.1 Plastikschlauch für eine Kammeröffnung 132

Abbildungsverzeichnis

TABELLENVERZEICHNIS

2.1 II-VI Materialparameter 18

3.1 Wachstumsparameter 41

6.1 Leitfähigkeit von Bragg-Spiegeln 82
6.2 Literaturwerte des spezifischen Widerstandes . . . 83
6.3 Leitfähigkeit von Bragg-Spiegeln 85

7.1 Brechzahlen von SiO_2 und TiO_2 97

B.1 Probenverzeichnis Bragg-Spiegel 128
B.2 Probenverzeichnis Bauelemente 129
B.3 Probenverzeichnis P-Kontakte 129
B.4 Dickenverhältnisse der ZnSe/ZnTe Kontaktschicht 130

Tabellenverzeichnis

1 EINLEITUNG

Der Halbleitertechnologie kommt in den letzen Jahren eine immer wichtigere Bedeutung zu. Im Alltag werden zunehmend elektronische Geräte eingesetzt, die auf den Grundlagen der Halbleiter- und Mikroelektronik aufbauen. Auch der Bereich der lichtemittierenden Bauelemente, Leuchtdioden (LEDs, engl.: light emitting diodes) und Laser (engl.: light amplification by stimulated emission of radiation), nimmt einen immer größeren Stellenwert ein, sei es im Bereich der Datenspeicherung (DVD, Blu-Ray) oder der Beleuchtung. Gerade im zweiten Bereich gab es in den letzten Jahren große Fortschritte, so dass heutzutage LEDs im Automobilbereich oder der Wohnraumbeleuchtung zum Alltag gehören. Ein weiteres Anwendungsgebiet dieser Bauelemente ist die Display-Technologie. Hier seien als Beispiele die Hintergrundbeleuchtung von Notebooks mit weißen LEDs oder TV-Displays mit RGB-LEDs genannt.

Je nach Einsatzbereich bieten sich unterschiedliche Bauformen und Materialsysteme für Laser an. Bei den Bauformen zählen der Kantenemitter und der Oberflächenemitter (VCSEL, engl.: vertical-cavity surface-emitting laser) zu den wichtigsten. Der Oberflächenemitter hat hierbei einige Vorteile, wie z.B. eine geringe Schwelle, ein einmodiges Strahlprofil und eine geringe Strahlaufweitung. Das Konzept der VCSEL wurde 1977 erstmals vorgestellt (Iga u. a. 1984). Die Materialsysteme der Halbleiter haben gemäß der verschiedenen Bandlücken einen direkten Einfluss auf die Emissionswellenlänge. So verwendet man im Roten/Infraroten III-Arsenide und III-Phosphide, der Bereich Blau bis ins Ultraviolette wird von den III-Nitriden abgedeckt. Für den grünen Spektralbereich bieten sich die II-VI Verbindungen an, die mit kadmi-

umhaltigen Verbindungen als aktivem Medium diese Region gut abdecken.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit von II-VI basierten Bragg-Spiegeln im grünen Spektralbereich und die Erarbeitung eines Konzeptes für den elektrischen Betrieb von oberflächen-emittierenden Bauelementen in diesem Materialsystem. Der erste bei Raumtemperatur betriebene VCSEL wurde 1984 realisiert (Iga u. a. 1988). Seither hat sich das Konzept der Oberflächenemitter, vor allem im nahen IR, weitflächig verbreitet. Sie finden u. a. Anwendung in Glasfaser gestützten Datennetzwerken bei Wellenlängen zwischen 0.85 und 1.55 µm (Schwarz 2001). Aber auch Konzepte für Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich wurden entwickelt (Rakennus u. a. 1996; Tawara u. a. 2000b).

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in folgende Teile:

Nach der *Einleitung* folgt ein Kapitel über die *theoretischen Grundlagen*. Hier werden das Materialsystem und grundlegende Konzepte der untersuchten Bauelemente vorgestellt. Im nächsten Kapitel geht es um das *epitaktische Wachstum* der Schichten. Daneben werden auch Einzelheiten der Epitaxieanlage und die nötigen Vorbereitungen zur Probenherstellung beschrieben. Als drittes und letztes Kapitel im Bereich der Materialien und Methoden folgt ein Abschnitt über die *Charakterisierungsmethoden*. Hier werden alle benutzten Untersuchungstechniken dieser Arbeit vorgestellt.

Der Ergebnisteil gliedert sich ebenso in drei Kapitel. Zunächst werden die für elektrische Messungen benutzten *Metall-Halbleiter-Kontakte* und Prozessierungen vorgestellt. Anschließend folgt ein Kapitel über die *Leitfähigkeit von Bragg-Spiegeln*, in dem der Aufbau der verwendeten Bragg-Spiegel erläutert wird und Ergebnisse aufgezeigt werden, mit deren Hilfe die Leitfähigkeit dieser Strukturen verbessert werden kann. Es folgt ein Kapitel über elektrisch betriebene *Bauelemente*. Hier werden die in den vorherigen Kapiteln vorgestellten Ergebnisse zusammengeführt und auch weitere Ansätze im Hinblick auf die elektrische Kontaktierung erläutert.

kris

2 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Zum Verständnis der physikalischen und technischen Konzepte, die im Laufe dieser Arbeit vorgestellt werden, sollen zunächst die theoretischen Grundlagen in diesem Kapitel besprochen werden.

2.1 II-VI Materialsystem

Die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen bestehen aus kristallinen Verbindungshalbleitern der Elemente der II. (Zink, Magnesium, Kadmium) und VI. (Selen, Schwefel, Tellur) Hauptgruppe des Periodensystems. Diese Halbleiter besitzen zumeist eine direkte Bandlücke von einigen Elektronenvolt (Glick und Long 1971).

In Abhängigkeit ihrer Ionizität kristallisieren sie vornehmlich in Zinkblende- oder Wurzit-Struktur (Navrotsky und Phillips 1975; Triboulet 1991). Eine Ausnahme hiervon ist MgS, das Aufgrund seiner hohen Ionizität eine Kochsalzstruktur annimmt (Wolverson u. a. 2001). Dies ist ein entscheidender Faktor beim grundlegenden Probendesign gewesen, auf den später noch eingegangen wird. Wählt man ein kubisches Substrat, lassen sich jedoch alle Verbindungen bis zu einer gewissen Dicke in Zinkblendestruktur abscheiden. Abb. 2.1 zeigt die Zinkblende-Kristallstruktur.

Einen Überblick der wichtigsten Eigenschaften der hauptsächlich verwendeten binären Verbindungen ist in Tab. 2.1 gegeben.

Bei der Epitaxie von Halbleitern ist es wichtig, vollverspannte Schichten zu wachsen um die Ausbildung von Kristallfehlern (z. B. Versetzungen) zu vermeiden. Die Schwierigkeiten steigen dabei mit zuhnehmender Schichtdicke und sind besonders relevant für die in dieser Arbeit hergestellten und untersuchten Proben.

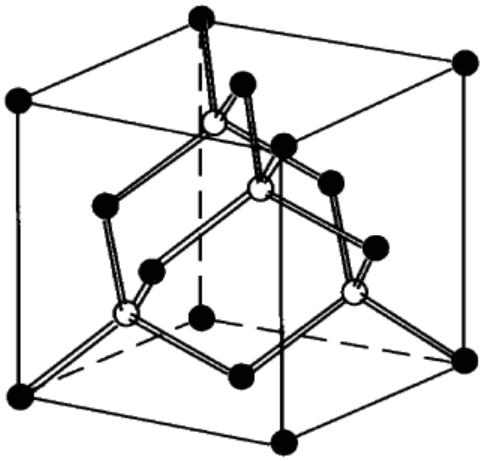


Abb. 2.1: Einheitszelle der Zinkblende-Kristallstruktur. Die schwarzen Punkte entsprechen den Elementen der II. Hauptgruppe, die weißen Punkte der der VI. Hauptgruppe (Kittel 1986).

Material	Kristallstruktur	Gitterkonstante [Å] (bei 300 K)	Bandlücke [eV] (bei 300 K)
ZnSe	Zinkblende	5.668	2.71
ZnS	Wurzit	a = 3.82, b = 6.26	3.68
ZnTe	Zinkblende	6.103	2.393
MgS	Kochsalz	5.562	4.45
GaAs	Zinkblende	5.653	1.42

Tab. 2.1: Materialparameter wichtiger binärer Verbindungen im ZnSe basierten Materialsystem und des verwendeten Substrats (Glick und Long 1971).

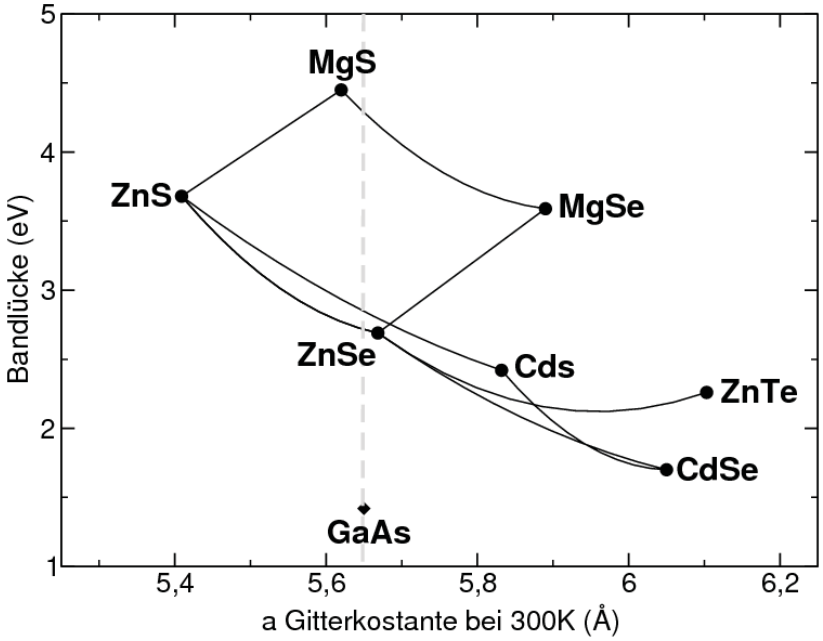


Abb. 2.2: Diagramm der Bandlücke bei 300 K in Abhängigkeit der Gitterkonstante gängiger Halbleiter im II-VI Materialsystem. Die gestrichelte Linie zeigt die Gitterkonstante des Substratmaterials GaAs. Die Linien zwischen den binären Verbindungen kennzeichnen die Bereiche, auf denen sich die ternären Verbindungen dieser Materialien bewegen.

Hierfür ist es notwendig, dass das Substrat und die aufzubringenden Schichten die gleiche laterale Gitterkonstante besitzen.

Die untersuchten Proben wurden alle auf GaAs Substraten mit der Wachstumsrichtung [001] hergestellt. Die Gitterfehlanpassung zum ZnSe beträgt hierbei

$$\frac{a_{\mathrm{ZnSe}} - a_{\mathrm{GaAs}}}{a_{\mathrm{GaAs}}} = 0.27\%. \tag{2.1}$$

Geht man von binären zu ternären oder quaternären Verbindungen über, kann man die Gitterkonstante (und auch die Bandlücke) in gewissen Bereichen variieren. Dies ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Im Falle der ternären Verbindung kann man mittels der Vegrad-

'schen Regel die Gitterkonstante $a(x)$ ermitteln:

$$a(x) = x a_{\mathrm{AC}} + (1-x) a_{\mathrm{BC}} \tag{2.2}$$

Im Falle von ZnSe kann man so z.B. durch die Zugabe von 6% Schwefel $\mathrm{ZnS_{0.06}Se_{0.94}}$ gitterangepasst auf GaAs abscheiden.

Für die Bandlücke ergibt sich eine ähnliche Beziehung.

$$E_{\mathrm{g}}(x) = x\, E_{\mathrm{g,AC}} + (1-x)\, E_{\mathrm{g,BC}} - x(1-x)\, b, \tag{2.3}$$

mit b als Biegeparameter nach Wood (1994).

Für quaternäre Verbindungen $\mathrm{A}_x\mathrm{B}_{1-x}\mathrm{C}_y\mathrm{D}_{1-y}$ ergibt sich folgendes:

$$a(x,y) = xy\, a_{\mathrm{AC}} + y(1-x)\, a_{\mathrm{BC}} + x(1-y)\, a_{\mathrm{AD}} + (1-x)(1-y)\, a_{\mathrm{BD}} \tag{2.4}$$

$$\begin{aligned} E_g(x,y) = {} & xy\, E_{g,\mathrm{AC}} + y(1-x)\, E_{g,\mathrm{BC}} \\ & + x(1-y)\, E_{g,\mathrm{AD}} + (1-x)(1-y)\, E_{g,\mathrm{BD}} \\ & - x(1-x)\left[y\, b_{\mathrm{ABC}} + (1-y)\, b_{\mathrm{ABD}}\right] \\ & - y(1-y)\left[x\, b_{\mathrm{ACD}} - (1-x)\, b_{\mathrm{BCD}}\right] \end{aligned} \tag{2.5}$$

Abhängig von den verwendeten Materialien kann es vorkommen, dass sich nicht alle Mischungsverhältnisse realisieren lassen bzw. dass diese instabil sind (Hotje u. a. 2003).

2.2 Lichtemission im Halbleiter

Durch die Anzahl von Atomen, die im Kristall regelmäßig angeordnet sind, sowie durch deren Wechselwirkung untereinander überlappen die einzelnen Atomniveaus zu Energiebändern. Von diesen sind besonders Valenz- und Leitungsband von Bedeutung,

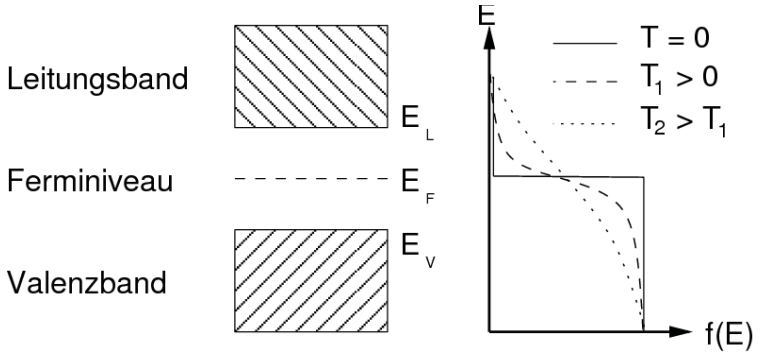


Abb. 2.3: (links) Energieschema eines Halbleiters. Bei einer Temperatur T=0 sind alle Zustände bis zum Ferminiveau besetzt. (rechts) Fermiverteilung für verschiedene Temperaturen. Je höher die Temperatur ist, desto mehr weicht die Besetzungsverteilung von einer Stufenfunktion ab.

da sie maßgeblich die elektrischen und optischen Eigenschaften bestimmen. Ein wichtiges Kriterium von Festkörpern ist die Energie- oder Bandlücke zwischen diesen beiden Bändern. Bei Metallen ist das oberste (Leitungs-)Band teilweise besetzt. Bei Isolatoren ist das Leitungsband unbesetzt und der Abstand zum darunter liegenden Valenzband ist groß genug, um eine Absorption im sichtbaren Spektralbereich zu unterbinden. Bei Halbleitern ist die Bandlücke geringer. Hier ist bei tiefen Temperaturen das Leitungsband ebenfalls nicht besetzt. Allerdings können durch thermische Energie oder Absorption von Photonen Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband angeregt werden. Die Besetzung der Bänder mit Elektronen erfüllt im thermischen Gleichgewicht die Fermi-Dirac-Verteilung:

$$f(E,T) = \left(e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1\right)^{-1} \tag{2.6}$$

Dabei ist E_F die Fermienergie. Für $T = 0$ sind alle Zustände bis $E < E_F$ besetzt. Bei höheren Temperaturen weicht die Verteilung zunehmend von einer Stufenfunktion ab. Dies ist in Abb. 2.3 (rechts) gezeigt.

Es gibt mehrere Möglichkeiten der Wechselwirkung von Licht und Halbleitern, wie in Abb. 2.4 dargestellt:

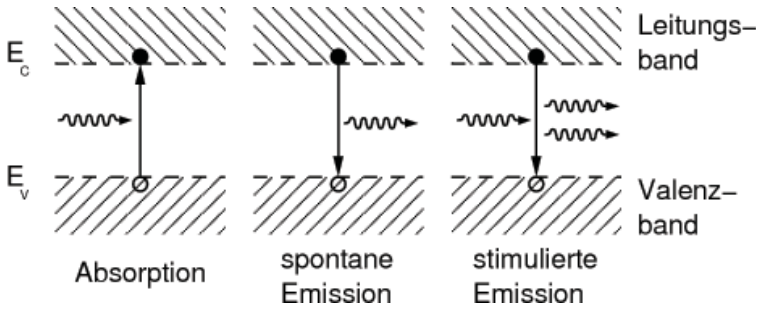


Abb. 2.4: Wechselwirkung von Licht und Halbleiter. (links) Absorption eines Photons, (mitte) spontane Emission durch Rekombination, (rechts) stimulierte Emission eines kohärenten Photons.

Absorption Bei diesem Vorgang geht ein Elektron, angeregt durch die Energie eines Lichtquants, vom Valenz- ins Leitungsband über.

Spontane Emission Hier findet eine vom äußeren Lichtfeld unabhängige Rekombination von Elektron und Loch unter Aussendung eines Photons statt. Die Wellenlänge des emittierten Lichts kann über

$$\Delta E = h\nu \tag{2.7}$$

bestimmt werden.

Stimulierte Emission Bei der stimulierten Emission induziert ein eingestrahltes Photon Übergänge vom Leitungs- ins Valenzband. Dabei werden Photonen erzeugt, die mit dem angeregten Photon in Phase, Energie und Richtung übereinstimmen (Meschede 2005). Dies ist die vorwiegende Emissionsart bei Lasern. Es kommt zu einem optischen Gewinn wenn sich mehr Ladungsträger im angeregten als im Grundzustand befinden. Der Punkt, an dem sich Gewinn und Verluste (Spiegel, Absorption, Streuung) ausgleichen, wird Schwelle (engl. threshold) genannt. Die Schwellstromdichte wird durch folgende Gleichung beschrieben (Chow

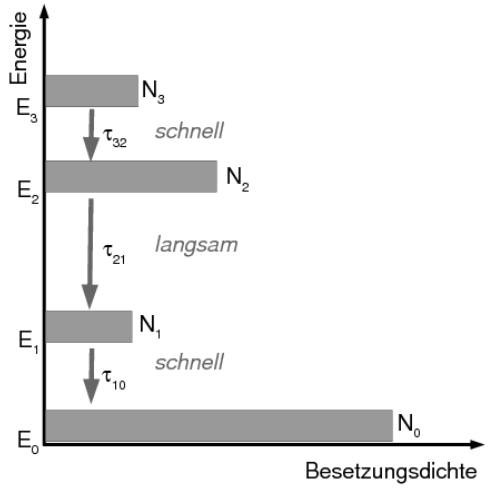


Abb. 2.5: Übergangsprozesse bei einem Vier-Niveau-Laser. (Eichler und Eichler 2002)

u. a. 1994):

$$j_{\mathrm{th}} = \frac{j_0 d}{\eta_i} + \frac{d}{\eta_i \Gamma \beta}\left(\alpha_{\mathrm{int}} + \frac{1}{L}\ln\frac{1}{R_1 R_2}\right), \tag{2.8}$$

mit den Größen: j_0 nominelle Schwellstromdichte, d Dicke der aktiven Zone, η_i interne Quanteneffizienz, Γ Einschlussfaktor, β Verstärkungsfaktor, α_i interne Verluste, L Resonatorlänge und R_1, R_2 Reflektivitäten der Resonatorspiegel.

Für die stimulierte Emission wird ein aktives Medium benötigt. Bei einem solchen befinden sich mehr Ladungsträger im angeregten als im Grundzustand. Um diese Besetzungsinversion zu erreichen, muss dem System Energie zugeführt werden. Dieses Pumpen kann optisch oder elektrisch erfolgen. Damit die Inversion erhalten bleibt, benötigt man mehr als zwei Energieniveaus (Eichler und Eichler 2002). Ein Beispiel ist in Abb. 2.5 gezeigt.

Die Übergänge zwischen den Niveaus haben unterschiedliche Relaxationszeiten τ. Der Pumpprozess regt die Elektronen aus dem Grundzustand E_0 auf das höchste Energieniveau E_3 an. Von dort

findet ein schneller Zerfall τ_{32} auf das tiefer liegende Niveau E_2 statt. Dies hat den Vorteil, dass Elektronen vom Grundniveau wieder ins Niveau E_3 angeregt werden können. Der eigentliche Laserprozess ist die Rekombination zwischen den Niveaus E_2 und E_1 (τ_{21}). Von E_1 findet wieder ein schneller Zerfall τ_{10} auf das Grundniveau E_0 statt.

Ein weiterer wichtiger Punkt in Bezug auf stimulierter Emission sind die Ratengleichungen von Ladungsträgern N und Photonen N_P. Diese beschreiben die Dynamik im aktiven Gebiet und lauten (Agrawal und Dutta 1993; Einstein 1917):

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV - R_{sp} - R_{nr} - g\nu_g N_P} \tag{2.9}$$

und

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma R_{st} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_P}{\tau_P}, \tag{2.10}$$

mit der Injektionseffizienz η_i, dem Volumen der aktiven Zone V, der Rate der spontanen Rekombination R_{sp}, der Rate der nichtstrahlenden Rekombination R_{nr}, der Rate der stimulierten Emission R_{st}, dem Modeneinschlussfaktor Γ, dem Faktor der spontanen Emission β_{sp} und der Lebenszeit τ_p der Photonen in der Kavität.

2.3 Bragg-Spiegel

Der wichtigste Baustein für die vorliegende Arbeit ist der Bragg-Spiegel oder Distributed Bragg Reflector (DBR). Mit diesen Spiegeln lassen sich Reflektivitäten von über 99% erreichen, wie sie für oberflächen-emittierende Laser gebraucht werden. Herkömmliche Spiegel mit Silber- oder Aluminiumbeschichtung erreichen diese Werte nicht. Selbst hochwertige Teleskopspiegel erreichen nur Reflektivitäten von 94% (Ransburg 2008). Bragg-Spiegel sind aus abwechselnden Schichten mit hohem und niedrigem Brechungsindex aufgebaut. Die optischen Schichtdicken d entsprechen einer viertel

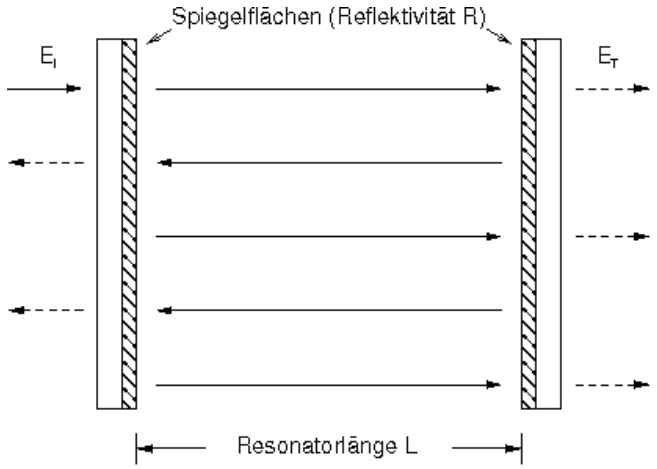


Abb. 2.6: Prinzip des Fabry-Perot-Resonators. Die Lichtwelle E_I dringt von links in den Resonator ein und wird zwischen den Schichten reflektiert. Bei jeder Reflektion wird ein Teil E_T des Lichts ausgekoppelt.

Bragg-Wellenlänge. An den Grenzschichten kommt es zu Reflektion und die hohen Reflektivitäten ergeben sich aus der daraus resultierenden konstruktiven Interferenz nach Braggs Gesetz (s. auch Abb 2.6:

$$d = \frac{\lambda}{4n} \tag{2.11}$$

Je mehr Schichtpaare oder Perioden aufeinander folgen, desto höher wird die Reflektivität. Dies verdeutlicht eine Simulation (Abb. 2.7) von Bragg-Spiegeln mit typischen Parametern der in dieser Arbeit verwendeten Spiegel mit verschiedenen Periodenzahlen. Es wurden Spiegel mit drei bis 18 Perioden mit einem Inkrement von drei Perioden berechnet. Man erkennt die Erhöhung der Reflektivität und die Ausbildung eines Stoppbandes, wenn man die Periodenzahl erhöht. Bei einem Stoppband handelt es sich um einen plateauartigen Bereich mit einer Reflektivität nahe Eins.

Die Bragg-Wellenlänge ist die Wellenlänge, bei der der DBR seine maximale Reflektivität erreicht bzw. die Mitte des Stoppbandes

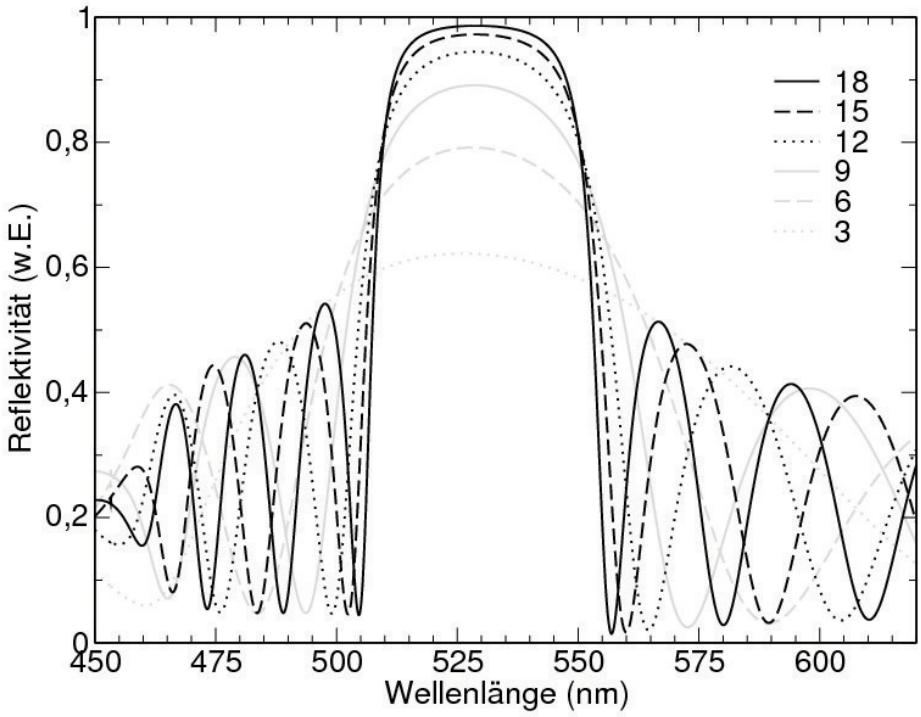


Abb. 2.7: Simulation der Reflektivitäten von Bragg-Spiegeln mit verschiedener Periodenzahl. Eine Periode besteht aus einer 48 nm ZnSSe Hochindexschicht und einem 27-fach periodischen MgS (1.1 nm) / ZnSe (1.0 nm) Niedrigindex-Übergitter.

bei sehr hohen Reflektivitäten[1]. Dieses Stoppband hat eine Reflektivität nahe Eins und eine Breite von

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{4}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1}\right). \tag{2.12}$$

Die Breite des Stoppbandes hängt nur von den Brechungsindizes der Hoch- und Niedrigindexmaterialien n_1 und n_2 , d. h. dem Indexkontrast, ab (Wilmsen u. a. 1999).

Ein schematischer Aufbau eines Bragg-Spiegels, wie sie in dieser Arbeit untersucht wurden, ist in Abb. 2.8 gezeigt. Der genaue Aufbau und die Zusammensetzung der Schichten wird in Kapitel 6 erläutert.

2.4 Oberflächen-emittierende Lichtemitter

Das Prinzip der oben vorgestellten Bragg-Spiegel findet unter anderem in oberflächen-emittierenden Lasern Anwendung. Diese VCSEL (engl. von vertical-cavity surface-emitting laser) genannten Bauelemente zeichnen sich durch die Emission senkrecht zur Oberfläche der Substratscheibe aus. Dieses bietet im Vergleich zu herkömmlichen Kantenemittern, die lateral zur Oberfläche emittieren, einige Vorteile, wie z.B. ein homogenes Strahlprofil und eine mögliche Einzelmodenemission. In Abb. 2.9 sind beide Bauformen dargestellt.

Durch die senkrechte Ausrichtung der Kavität verringert sich dessen Länge deutlich von typischerweise einigen hundert auf wenige Mikrometer. Um dennoch Lasing zu erreichen, müssen die Spiegel eine wesentlich höhere Reflektivität aufweisen. Dies können nur Bragg-Spiegel leisten, denn man benötigt Reflektivitäten von über 99%. Zum Vergleich: Bei Kantenemittern ist bereits eine Reflek-

[1] Im weiteren Verlauf der Arbeit wird häufig von der Reflektivität der Spiegel gesprochen, gemeint ist hier die maximale Reflektivität in der Mitte des Stoppbandes.

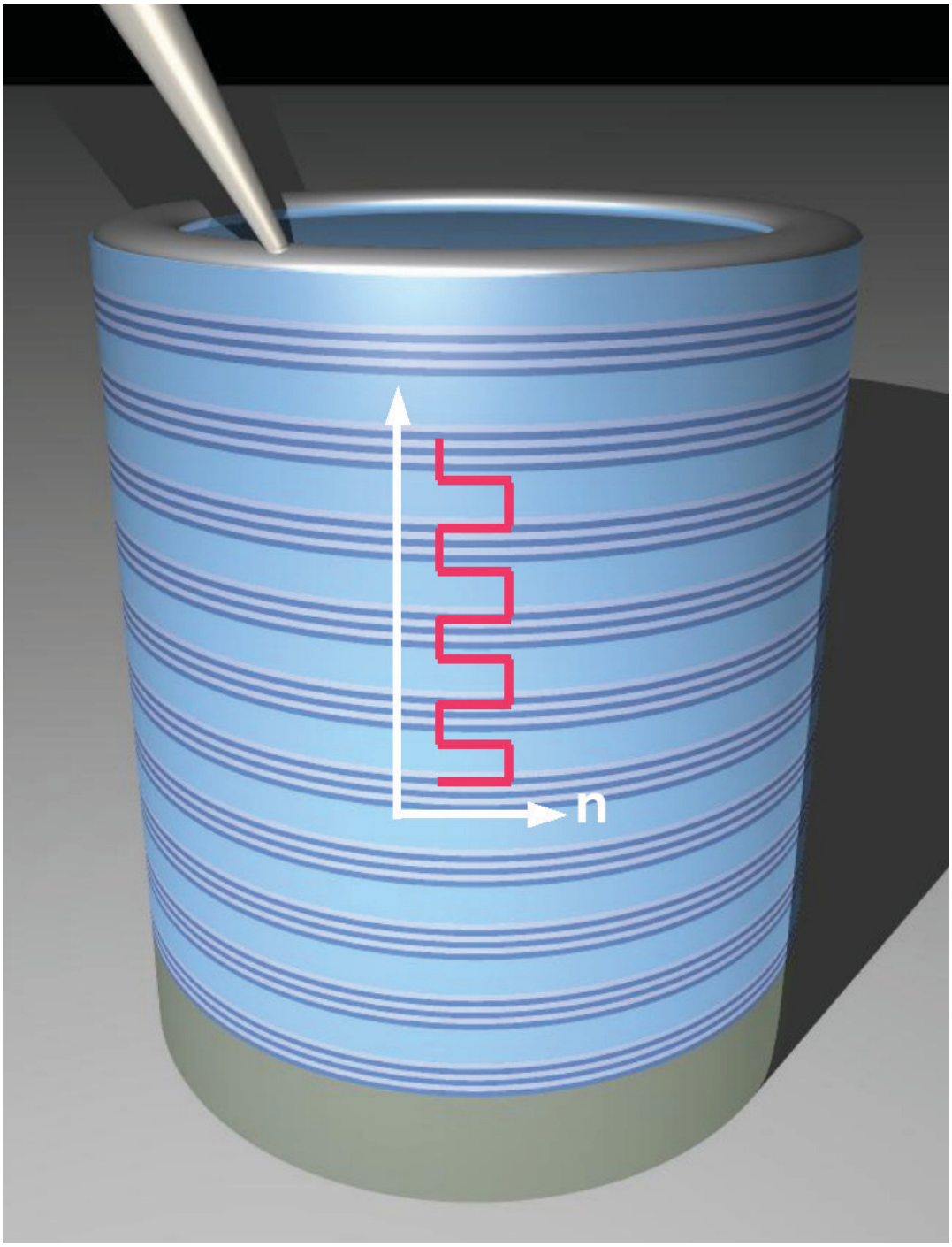


Abb. 2.8: Schematischer Aufbau eines Bragg-Spiegels mit Brechungsindexverlauf der Schichten.

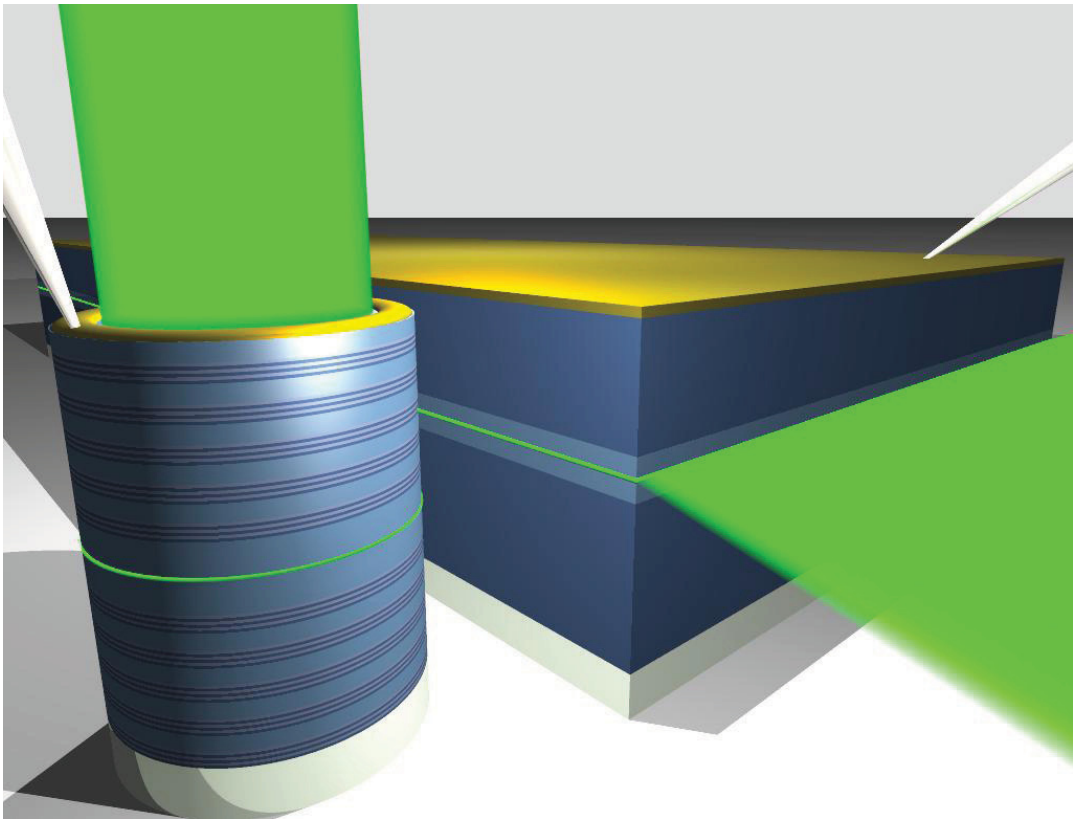


Abb. 2.9: Vergleich von Oberflächenemitter und Kantenemitter.

tivitäten um die 30% ausreichend. Dies ist i.A. schon durch den Brechungsindexsprung von Halbleitermaterial und Luft gegeben, wie er an Spaltkanten auftritt.

Wie oben erwähnt schrumpft die Kavitätslänge bei solchen Strukturen signifikant und erreicht dabei die Größenordnung der Emissionswellenlänge. Je nachdem aus welchem Material (Hoch- oder Niedrigindex) die Kavität besteht, muss deren Länge einem ganz- oder halbzahligen Vielfachen der Emissionswellenlänge entsprechen. In Kapitel 7 finden sich weitere Einzelheiten hierzu.

Neben den Spiegeln und der Kavität ist der entscheidende Teil eines VCSEL die aktive Zone. In dieser wird das Licht generiert. Für die Emission im grünen Spektralbereich bieten sich verschiedene kadmiumhaltige Verbindungen an. Eine Möglichkeit sind Quantentröge aus CdZnSSe (Klude 1998). In dieser Arbeit wurden CdSe Quantenpunkte verwendet. Bei diesen Strukturen handelt es sich um niederdimensionale Strukturen. Dies führt unter Anderem zu einer Änderung der Zustandsdichte des Leitungsbandes hin zu einer Stufenfunktion bei einem (2-dimensionalem) Trog und zu einzelnen Zuständen bei (0-dimensionalen) Punkten. Quantenpunkte besitzen nur wenige Zustände und können in ihren Eigenschaften wie ein Atom behandelt werden. Die QDs haben eine Ausdehnung von wenigen bis zu einigen zehn Nanometern und werden im Fall von CdSe Punkten selbstorganisiert gewachsen. Einzelheiten hierzu finden sich in Passow (1998).

Eine genauere Betrachtung des in dieser Arbeit benutzten aktiven Gebiets findet sich ebenfalls in Kapitel 7.

Weitergehende Details zum Thema Oberflächenemitter finden sich in Li und Iga (2003) sowie Wilmsen u. a. (1999).

2.5 Leitfähigkeit

Neben den optischen Eigenschaften werden in dieser Arbeit auch die elektrischen Eigenschaften der Bauelemente untersucht. Dies

geschieht im Allgemeinen quantitativ durch den direkten Vergleich der Strom-Spannungs-Kennlinine. In späteren Kapiteln wird oft von Leitfähigkeit gesprochen. Gemeint ist dort die erreichbare Stromdichte bei vorgegebener Spannung.

Wie die physikalische Einheit der elektrischen Leitfähigkeit daraus berechnet werden kann wird im folgenden kurz dargestellt.

Die elektrische Leitfähigkeit σ ist der Kehrwert des spezifischen Widerstandes ρ.

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \tag{2.13}$$

Der spezifische Widerstand ist über den Widerstand R und die Geometrie des Objektes definiert (Stöcker 1998):

$$R = \rho \frac{d}{A}, \tag{2.14}$$

wobei d die Dicke und A die Grundfläche des Objektes sind.

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters lässt sich auch als Produkt der Beweglichkeit und der Zahl der freien Ladungsträger darstellen:

$$\sigma = q(\mu_n \cdot n + \mu_p \cdot p), \tag{2.15}$$

mit den Beweglichkeiten μ der Elektronen (n) und Löcher (p) sowie der Dichte der freien Elektronen n und der Dichte der Löcher p. Die Elektronendichte im Leitungsband ist gegeben durch:

$$n = n_L \cdot e^{\frac{E_L - E_F}{k_b T}}, \tag{2.16}$$

die Löcherdichte im Valenzband durch:

$$p = n_V \cdot e^{\frac{E_F - E_V}{k_b T}}. \tag{2.17}$$

Dabei ist E_L die untere Kante des Leitungsbandes, E_V die obere Kante des Valenzbandes, n_L die effektive Elektronendichte im Leitungsband und n_V die effektive Löcherdichte im Valenzband.

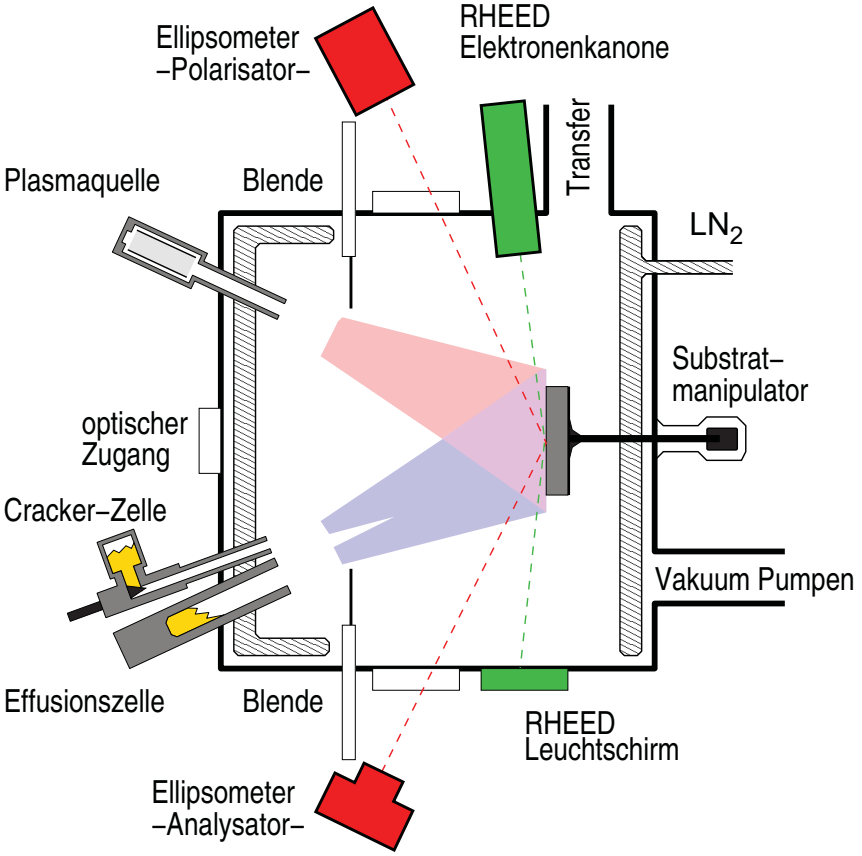
Bei der Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit der untersuchten Strukturen erweist sich die Definition der genaue Probengeometrie als schwierig. So ist für die Epitaxieschicht die Grundfläche A durch die Prozessgeometrie und die Dicke über die Wachstumsraten festgelegt, allerdings werden die Proben durch das Substrat hindurch vermessen. Die Prozessierung reicht nur einige Mikrometer in das 350 µm dicke Substrat hinein, so dass Effekt wie z.B. eine Strompfadaufweitung nicht ausgeschlossen werden können. Für die späteren Abschätzungen der elektrischen Leitfähigkeiten wurde deshalb die Grundfläche, die durch die Prozessierung vorgegeben wurde, und die Dicke der Epitaxieschicht mit Substrat für die Berechnung benutzt.

3 EPITAKTISCHES WACHSTUM

Das epitaktische Wachstum von Kristallen ist ein komplexer Vorgang. In dem folgenden Kapitel soll auf die Grundlagen und Umsetzung des Kristallwachstums eingegangen werden. Neben den technischen Grundlagen werden auch die umfangreichen Vorbereitungen, die für das Wachstum solch komplexer Strukturen nötig sind, besprochen und auf den eigentlichen Wachstumsprozess eingegangen.

3.1 Grundlagen

Unter Epitaxie versteht man kristallines Wachstum einer Schicht, in diesem Fall von Verbindungshalbleitern, auf einem einkristallinen Substrat. Die Kristallstruktur und -orientierung der Schicht wird dabei durch das Substratmaterial bestimmt. Man unterscheidet zwischen Homo- und Heteroepitaxie. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Heteroepitaxie unterscheiden sich Schicht (II-VI Halbleiter) und Substrat (GaAs, ein III-V Halbleiter) voneinander. GaAs hat den Vorteil, dass es in hoher Qualität und kostengünstig verfügbar ist. Bei der Heteroepitaxie haben die Materialien also verschiedene Gitterkonstanten. Dies führt zu einer Verspannung der aufgebrachten Schichten. Eine ZnSe Schicht auf GaAs nimmt die laterale Gitterkonstante des GaAs an und ist kompressiv verspannt. Man spricht in einem solchen Fall von voll verspannten oder pseudomorphen Schichten. Wird eine gewisse Schichtdicke überschritten, baut sich diese Spannung durch den Einbau von Versetzungen ab. Die Gitterkonstanten können über ternäre und quaternäre Verbindungen angeglichen werden. Ein-



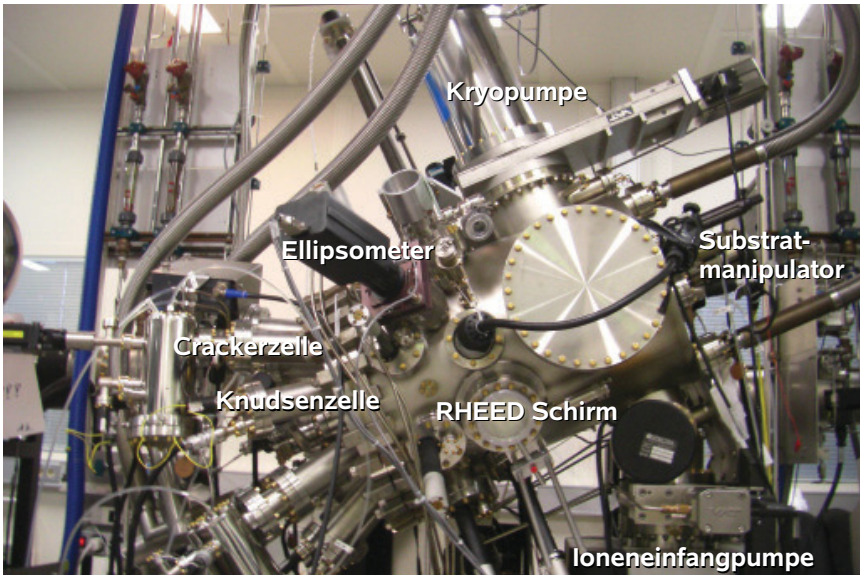


Abb. 3.1: (oben) Schematische Darstellung der MBE Wachstumskammer (Gust 2003). (unten) Foto der MBE Anlage mit Erläuterungen.

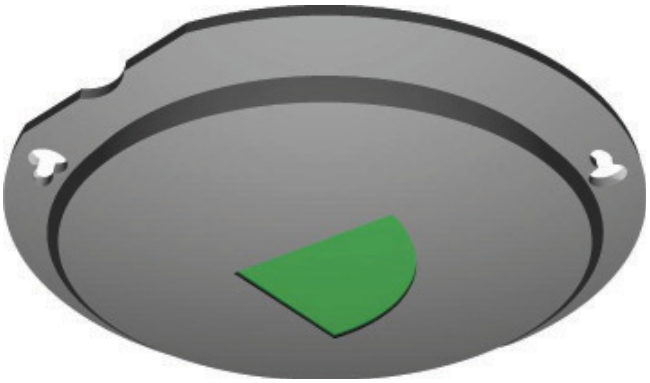


Abb. 3.2: Schematische Darstellung eines Substrathalters mit $\frac{1}{4}2$ Zoll Substrat. In der gezeigten Geometrie befänden sich die Zellen unten.

zelheiten dazu finden sich im Kapitel Grundlagen.

Die hier benutze Wachstumsmethode ist die Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. molecular beam epitaxy). Hier werden die Quellmaterialien (an der II-VI Anlage Feststoffe) in einem Tigel verdampft und als Molekularstrahlen auf die Probe geführt. Das Substrat wird in einem Molybdänblock gehalten und von hinten geheizt. Ein solcher Block mit einem $\frac{1}{4}2$ Zoll Substrat, welches für die meisten Wachstumsvorgänge benutzt wird, ist in Abb. 3.2 dargestellt[1].

In der verwendeten Anlage gibt es zwei Sorten von solchen Materialquellen, die Knudsen- oder Effusionszelle (Abb. 3.3 links) und die Cracker-Zelle (Abb. 3.3 rechts). Die Knudsenzelle besteht vereinfacht dargestellt aus einem geheizten, offenen Tiegel, während die Cracker-Zelle zusätzlich über ein Ventil verfügt, über das sich der Materialstrahl regeln lässt. Ihren Namen hat die Cracker-Zelle von einer zweiten Heizung vor dem Ventil, in dem größere Moleküle aufgebrochen (engl. to crack) werden können.

Um bei den verdampften Materialien von einem Molekülstrahl sprechen zu können, müssen der Partialdruck der Strahlen und der Hintergrunddruck des Reaktors so gewählt sein, dass auf dem

[1] Ein Wachstum auf 2 Zoll und 3 Zoll Substraten ist auch möglich.

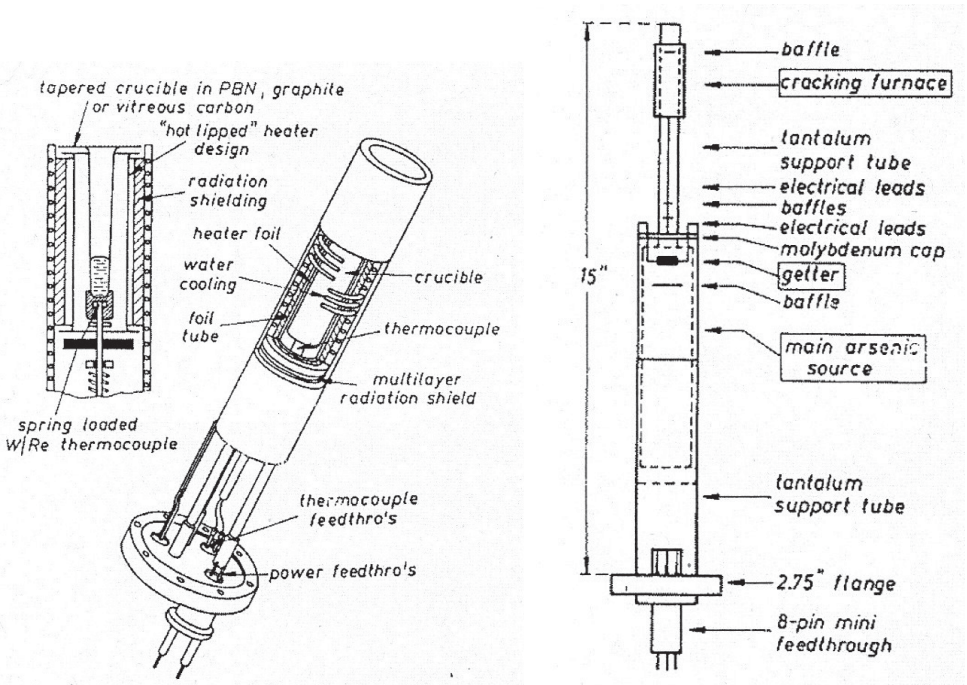


Abb. 3.3: (links) Schematische Darstellung einer Knudsen-Zelle. (oben-links): Ausschnitt des zentralen Teils der Zelle mit Heizung und Tigel. (unten-rechts) Schnittzeichnung der gesamten Baueinheit. (IO-Publishing)
(rechts) Schematische Darstellung einer Cracker-Zelle mit zwei Heizzonen. Die Skizze zeigt einen As-Cracker für das III-V Materialsystem. Der Aufbau ist jedoch identisch mit Cracker-Zellen für das II-VI System (Herman und Sitter 1996).

Weg zum Substrat keine Stöße unter den Molekülen stattfinden. Nimmt man an, dass sich die Teilchen wie ein ideales Gas verhalten, kann man den benötigten Druck über die kinetische Gastheorie abschätzen (Fedler 2003). Für die freie Weglänge eines Moleküls gilt (Einfeldt 2002):

$$L = \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi p d^2} \tag{3.1}$$

mit dem Druck p, der Temperatur T, der Boltzmannkonstante k_B und dem Durchmesser der Moleküle d. Dieser liegt bei den in dieser Arbeit verwendeten Materialien im Bereich von 140 pm (Zink) bis 190 pm (Selen)(Schröter u. a. 2002). Nimmt man einen durchschnittlichen Durchmesser von 170 pm und eine Quelltemperatur von 300°C, wie sie typischerweise in dieser Arbeit verwendet wurden, sowie einen Abstand Quelle-Substrat von 0.3 m an, ergibt sich ein benötigter Hintergrunddruck von unter 1.5×10^{-3} Torr [2].

Eine weitere Anforderung an den Hintergrunddruck ergibt sich durch den Anspruch von hoher Materialreinheit (Herman und Sitter 1996). Um auch hier eine Abschätzung vornehmen zu können wird angenommen, dass die Zeit t_R, in der sich eine Monolage Verunreinigungen aus dem Restgas des Reaktors ablagert, um den Faktor 100000 größer ist als die Zeit t_Q, die benötigt wird, um eine Monolage des Quellmaterials abzuscheiden (Fedler 2003).

$$t_Q = 10^{-5} t_R \tag{3.2}$$

Bei typischen Wachstumsraten von einer Monolage pro Sekunde ergibt sich nach der obigen Gleichung dann für die Bildung einer Monolage aus Restgasatomen ein Zeitraum von über einem Tag. Dieses Verhältnis sorgt für hinreichend saubere Oberflächen, um eine gute Kristallqualität zu gewährleisten.

[2] Torr als Druckangabe entspricht nicht der SI-Norm, allerdings ist es in der Literatur und in der Epitaxie durchaus verbreitet. Da eine Anlage aus US-amerikanischer Produktion verwendet wird, zeigen die Druckmessgeräte in der Einheit Torr an. 760 Torr entsprechen einer Atmosphäre (1000 hPa).

Über den Fluss der Restgasmoleküle

$$f_R = p\sqrt{\frac{N_A}{2\pi k_B MT}} \tag{3.3}$$

mit dem Molekulargewicht M und dem Fluss des Quellmaterials $F_Q \approx 10^{23} \frac{1}{cm^2 s}$ ergibt sich ein Maximaldruck von $p \leq 10^{-11}$ Torr (Einfeldt 2002).

Für die Epitaxie von Halbleitern benötigt man also ein sehr hohes Vakuum. Man spricht hier von einem Ultrahochvakkum ($P \leq 10^{-9}$ Torr) (Maissel und Glang 1970).

Befinden sich die Moleküle dann auf der Oberfläche, können dort verschieden Prozesse ablaufen (s. Abb. 3.4). Diese sind:

Adsorption Die physikalische Adsorption (auch Precursor) beschreibt die Anlagerung am Substrat ohne Elektronenaustausch. Die anziehenden Wechselwirkungen sind van-der-Waals-Bindungen.

Diffusion Im Precursorzustand können sich die Teilchen auf der Oberfläche bewegen.

Kristalleinbau Die chemische Adsorption der Teilchen auf einem freien Gitterplatz.

Desorption Das Teilchen verlässt die Substratoberfläche wieder.

Im Allgemeinen findet der Einbau des Quellmaterials als Zwei-Schritt-Kondensation statt (vgl. Abb. 3.4):

$$\textbf{Gas} \overleftarrow{K_d}\ \overrightarrow{K_c}\ \textbf{Precursor}\ \overrightarrow{K_a \cdot g(\Theta)}\ \textbf{Chemisorbiert},$$

mit der Kondensationsrate K_c, der Desoptionsrate K_d, der Chemisorptionsrate K_a und der Wahrscheinlichkeit für einen freien Gittereinbauplatz $g(\Theta)$.

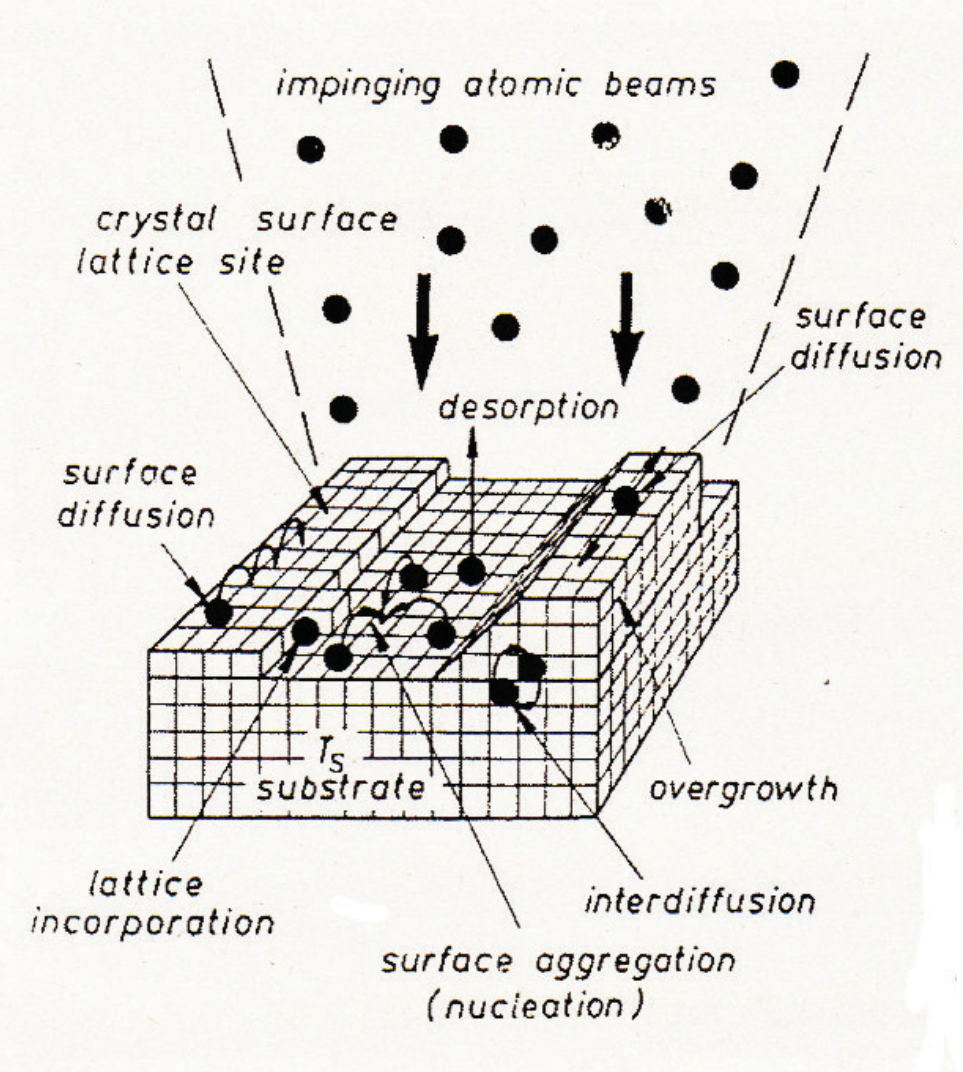


Abb. 3.4: Oberflächenprozesse beim epitaktischen Wachstum. (Herman und Sitter 1996)

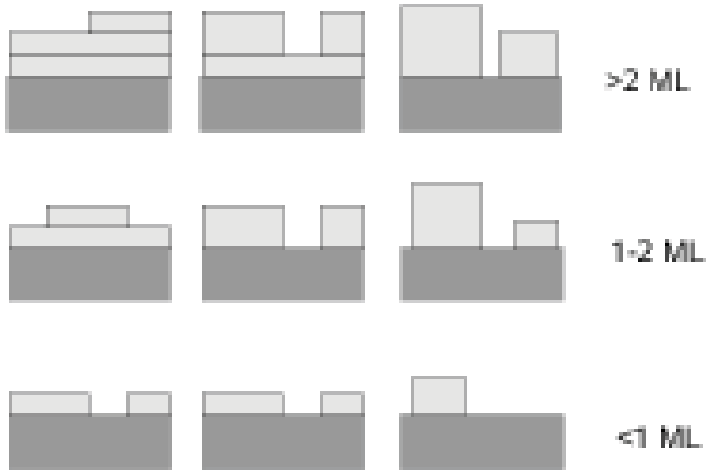


Abb. 3.5: Schematische Darstellung von verschiedenen Wachstumsmethoden. (links) Frank-van der Merwe Schichtwachstum, (mitte) Stranski-Krastanov Schicht-Insel-Wachstum, (rechts) Volmer-Weber Inselwachstum.

Beim Kristallwachstum kann man drei Modi unterscheiden: den Vollmer-Weber Modus, den Frank-van der Merwe-Modus und den Stranski-Krastanov-Modus (s. Abb. 3.5).

Volmer-Weber Das Wachstum findet als reines Inselwachstum statt. Es tritt auf, wenn die Bindungen der aufgewachsenen Schicht untereinander stärker sind als die zum Substrat.

Frank-van der Merwe Durch eine stärkere Bindung zum Substrat als zur aufgewachsenen Schicht lagert sich das Quellmaterial in einzelnen Monolagen ab.

Stranski-Krastanov Bei dieser Mischform der oberen beiden Wachstumsmodi beginnt nach wenigen Monolagen ebenfalls ein Inselwachstum, wenn die Verspannungsenergie größer wird als die nötige Oberflächenenergie.

In Tabelle 3.1 werden die typischen Wachstumsparameter für die verwendete Anlage genannt.

Material	T_{Bulk}[C°]	T_{Tip}[C°]	Ventil-Öffnung	Typ. Fluss [$Torr_{BEP}$]
Zink	320	—	—	4.8×10^{-7}
Selen	205	—	—	1.2×10^{-6}
Schwefel	100	100	35	8×10^{-8}
Schwefel	100	200	130	3.9×10^{-7}
Schwefel	100	200	300	$3{,}0 \times 10^{-6}$
Tellur	330	370	—	4.6×10^{-7}
Magnesium	435	—	—	1.5×10^{-7}
Kadmium	240	—	—	3.9×10^{-7}

Tab. 3.1: Typische Wachstumsparameter und daraus resultierende Strahläquivalenzflüsse der verwendeten Materialien. Bei der Crackerzelle entspricht die Ventilstellung 300 komplett geöffnet.

3.2 Vorbereitung des Wachstums

Vor dem Beginn des eigentlichen Wachstums sind verschiedene Schritte notwendig, um eine optimale Epitaxie zu gewährleisten.

Vorbereitung des Substrats Die Substrate, in diesem Fall Viertel von 2 Zoll GaAs Scheiben mit einer Dicke von 350 µm und einer (001)-orientierten Oberfläche, werden vor dem Einschleusen in das Hochvakuumsystem eine Minute in einer Ammoniak/Wasserstoffperoxid-Lösung geätzt[3], in entionisiertem (DI) Wasser gespült, mit Stickstoff trocken geblasen und in einen Substrathalter aus Molybdän gespannt. Diese Halter oder Blöcke werden dann in die Ladeschleuse gehängt[4]. Dieses Schleusensystem wird auf einen Druck von unter 10^{-8} Torr evakuiert und mehrere Stunden bei 140°C ausgeheizt. Nach dem Abkühlen kann das Substrat ins Ul-

[3] Ganze 2 Zoll Wafer werden ungeätzt eingeschleust.

[4] Ist eine III-V-Pufferschicht für das Substrat geplant müssen die Blöcke vorher geätzt werden. Hierbei wird der Halter in kochender Salz- und Salpetersäure gereinigt. Dies ist notwendig um eine Verunreinigung der III-V-Kammer mit II-VI-Materialien zu verhindern

trahochvakuumsystem (hier: $\leq 10^{-10}$ Torr) eingebracht werden. Hier folgt ein weiterer Ausheizschritt bei 300°C (bzw 400°C bei geätzten Blöcken). Jetzt können die Substrate in die Wachstumskammern geschleust werden. Hier folgt noch ein Deoxidationsschritt. Hierfür wird das Substrat auf 770°C hochgeheizt, um Oxide an der Oberfläche zu entfernen[5]. Abb. 3.6 zeigt ein Foto des glühenden Substrats bei der Deoxidation. Jetzt ist das Substrat für das eigentliche Wachstum vorbereitet. Hier wird deutlich, wie aufwändig die Präparation von Substraten für die Molekularstrahlepitaxie ist. Dies ist jedoch nötig, um qualitativ hochwertige Schichten abzuscheiden.

Das Doppelkammersystem aus III-V und II-VI MBE ermöglicht noch einen weiteren Schritt zur Optimierung der Wachstumsqualität: Das Abscheiden einer Pufferschicht in der III-V-Kammer. Hierbei wird eine 150 -200 nm dicke GaAs-Schicht aufgebracht und das Substrat dann unter Vakuum in die II-VI-Kammer transferiert. So erreicht man noch glattere und sauberere kristalline Oberflächen. Das Pufferwachstum kann mit in-situ Methoden überprüft werden um gegebenenfalls auf die Wachstumsparameter der Pufferschicht einzuwirken und ein optimales Ergebnis zu erhalten.

Einstellen der Wachstumsparameter Bei der Epitaxie ist es wichtig, die Schichtdicken und Stöchiometrie der abgeschiedenen Materialien exakt zu kennen. Aus diesem Grund müssen die Wachstumsparameter genau eingestellt werden. Dies geschieht mit Hilfe von Eichschichten.

Die Temperaturen der Quellenmaterialien und des Substrates sind die einzigen Parameter, die aktiv geändert werden können um Wachstumsraten zu ändern. Nach einer Öffnung der Kammer oder längeren Standzeiten müssen Eichschichten gewachsen werden, um die richtigen Temperaturen der einzelnen Zellen zu bestimmen.

[5] Bei den hier genannten Temperaturen handelt es sich um die Angabe des Thermoelemnts. Die Realtemperatur kann hiervon abweichen und ist i. A. geringer.

Abb. 3.6: Foto eines $\frac{1}{4}2$ Zoll Substrats bei der Deoxidation. Man erkennt an der unterschiedlichen Helligkeit des Substrates Bereiche unterschiedlicher Temperatur. Dies führt zu Inhomogenitäten im Randbereich. Auswirkungen davon werden im Kapitel Bauelemente besprochen.

Die Messung der Materialflüsse (BEP, engl.: Beam Equivalent Pressure) über eine spezielle Messröhre direkt vor dem Substrat liefert zwar Anhaltspunkte, aber nicht die benötigte Präzision.

Die wichtigste Eichschicht ist die Bestimmung der ZnSe Stöchiometrie und Wachstumsrate. Bei dieser Probe wird einerseits über das Anpassen von Ellipsometriekurven von ausreichenden Wachstumsintervallen (z. B. 10 min) die Wachstumsrate bestimmt und andererseits mittels Elektronenstreuung (s. Kap. 4.1) die Stöchiometrie von Zink und Selen ermittelt (Azzam und Bashra 1987).

Ebenfalls unerlässlich ist die Gitteranpassung des ternären ZnSSe zum GaAs-Substrat. Hierfür werden ZnSSe Schichten mit verschiedenem Schwefelgehalt[6] abgeschieden. Anschließend werden die Schichten mittels Röntgenbeugung (s. Kap. 4.2) untersucht. Dabei kann man die Gitterkonstante der verschieden ZnSSe Schichten bei gegebenen Ventilstellungen bezüglich der Gitterkonstante des Substrates bestimmen und so die benötigte Ventilstellung durch lineare Interpolation zu ermitteln.

Dies sind die zwei wichtigsten Eichschichten, die in dieser Arbeit verwendet werden – sie wurden daher genauer vorgestellt. Nach diesem Prinzip können aber auch alle anderen bi- und ternären Materialien kalibriert werden. Bei anderen Bauelementen wird teilweise mit quaternären Schichten gearbeitet, z.B. wird bei quaternären Quantentrögen neben der Gitterkonstante auch die Bandlücke angepasst. Hierfür ist es nötig, mehrere Schichten bei verschiedenen Parametern zu wachsen und diese dann (im Falle von Quantentrögen z.B. mittels Photolumineszenz) zu vergleichen.

Wachstumsrezept Sind alle Parameter kalibriert und ist ein Substrat eingeschleust und wie oben beschrieben behandelt, kann mit dem eigentlichen Epitaxieprozess begonnen werden. Das Wachstum läuft vollständig computergesteuert ab. Der Experimentator

[6] Dies kann ohne Probleme mittels der Crackerzelle erreicht werden, da bei dieser der Schwefelfluss bei konstanter Temperatur über ein Ventil im Sekundenbereich gesteuert werden kann.

pause		1.5					x		x		x
reduce_S_valve		3					x			30	
ZnSSe:Cl_16		382	x	x			x	x			x
open_S_valve		3					x			225	
SL_start	loop	27									
open_Mg_S		1.5					x		x		x
MgS		6					x	x	x		x
pause		1.5					x		x		x
open_Zn_Se		1.5	x	x			x				
ZnSe:Cl		8	x	x			x	x			
pause		1.5	x	x			x				
SL_end	endloop										
open_Mg_S		1.5					x		x		x
MgS		6					x	x	x		x
pause		1.5					x		x		x
reduce_S_valve		3					x			30	
ZnSSe:Cl_17		382	x	x			x	x			x
open_S_valve		3					x			225	
SL_start	loop	27									
open_Mg_S		1.5					x		x		x
MgS		6					x	x	x		x
pause		1.5					x		x		x
open_Zn_Se		1.5	x	x			x				
ZnSe:Cl		8	x	x			x	x			
pause		1.5	x	x			x				
SL_end	endloop										
open_Mg_S		1.5					x		x		x
MgS		6					x	x	x		x
pause		1.5					x		x		x
reduce_S_valve		3					x			30	
ZnSSe_cavity_bottom		693.5	x	x	120	3	x	x			x
ZnSSe_cavity_bottom		693.5	x	x				x			x
se_stab		25	x					x			
IFR-open_S_valve		5	x					x		225	
mbe_MgS		5						x	x		x
InterfaceRecover_S-Va		30	x					x		75	
mee_znsse	loop	18									
zn		5		x				x			
delay		2						x			
se		8	x					x			
delay		2						x			

Abb. 3.7: Teil eines Wachstumsrezeptes einer VCSEL-Struktur. Das ganze Rezept hat etwa den zwölffachen Umfang. In den ersten beiden Spalten sind Name und Dauer (in Sekunden) der einzelnen Schritte dargestellt. Die weiteren Spalten sind einzelnen Zellen zugeordnet und steuern die Blendenposition, Zelltemperatur und Temperaturrampe.

kann nur Parameter wie die Zell- und Substratemperatur, Wachstumszeit oder die Substratrotation[7] kontrollieren und in-situ Verfahren wie z.B. RHEED (s. Kap. 4) anwenden. Ein Eingreifen ist nur im Notfall notwendig. Die ablaufenden Rezepte können dabei recht umfangreich werden. Als Beispiel ist in Abb. 3.7 ein Ausschnitt aus einem Wachstumsrezeptes gezeigt. Komplexe Strukturen wie Leucht- und Laserdioden können leicht mehr als den zehnfachen Umfang erreichen

Die wesentliche intellektuelle Leistung besteht daher in der Entwicklung und fehlerfreien Programmierung des Wachstumsrezeptes. Dieses sollte daher vor dem Start ausreichend geprüft werden, da jeder Fehler zu einem Totalverlust der Probe führen kann.

[7] Im Allgemeinen wird die Substratrotation konstant gehalten um eine homogene Verteilung des Quellmaterialien auf der Substratoberfläche zu gewährleisten. In einigen Fällen, wie z. B. dem Einstellen der Schichtdicken über in-situ Reflektometrie, ist ein Ändern der Rotation nötig.

4 CHARAKTERISIERUNGSMETHODEN

Dieses Kapitel soll einen Überblick über die verwendeten Charakterisierungsmethoden geben. Dabei wird zwischen den in-situ (4.1) und den ex-situ Verfahren (4.2, 4.3, 4.5, 4.4, 4.6) unterschieden, wobei die letzteren erst nach dem Wachstum, und teilweise auch erst nach einer weiteren Prozessierung (4.4) angewandt werden können.

4.1 Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen

Eines der wichtigsten Kontrollverfahren während des Wachstums ist die Beugung von Elektronen mit hoher Energie an der Oberfläche in Reflexion (RHEED, engl.: reflection high-energy electron diffraction). Gründe hierfür sind die Möglichkeit der in-situ Nutzung und die Vielseitigkeit der Methode. So können mittels RHEED beispielsweise die Rekonstruktion der Oberfläche (Ino 1977) oder der Abstand der Oberflächenatomlagen (Britze und Meyer-Ehmsen 1978) bestimmt werden.

Elektronen werden in einer Elektronenkanone auf 25 kV beschleunigt und treffen unter streifendem Einfall von wenigen Grad auf die Probenoberfläche und werden am Kristallgitter gebeugt. Die Eindringtiefe der Elektronen beschränkt sich aufgrund der starken Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kristall und dem geringen Einfallswinkel auf wenige Monolagen. Dies ermöglicht die Nutzung von RHEED als oberflächensensitive Messmethode. In der Abbildung 4.1 ist das Prinzip dieser Methode gezeigt.

Das Beugungsbild lässt direkte Rückschlüsse auf die Oberfläche zu. Man kann anhand der Muster Informationen über die Ober-

flächenrauhigkeit erhalten. Dies ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Eine glatte Oberfläche führt zu Punktreflexen auf den Laue-Kreisen. Diese Punktreflexe verlängern sich zu Streifen bei rauer werdender Oberfläche. Ist die Oberfläche z.B. durch Inselwachstum so rauh, dass es zu Beugung im Volumen kommt, zeigt das Beugungsbild regelmäßige Punktreflexe. Diese sind dann unabhängig von den Laue-Kreisen. Dies ist ein gutes Kontrollverfahren um während des Wachstums direkte Rückschlüsse auch die Kristallqualität zu ziehen. Gerade im Hinblick auf die teilweise mehrere Mikrometer dicken Epitaxieschichten ist dies sehr nützlich um frühzeitig Korrekturen anzubringen oder die Probe noch rechtzeitig abzubrechen.

Die seitlichen Abstände der Reflexe sind proportional zur lateralen Gitterkonstante. Dadurch lassen sich Informationen über die Oberflächenrekonstruktion und somit über die Oberflächenstöchiometrie während des Wachstums gewinnen. Dies wird durch zusätzliche Beugungslinien sichtbar. Die Anzahl dieser Linien spiegelt die Periodizität der Oberflächenbindungen wieder. Dies ist z. B. für die Eichung der ZnSe Wachstumsrate von Bedeutung, da dort neben der eigentlichen Wachstumsrate auch die Stöchiometrie kontrolliert werden muss.

Eine ausführliche Betrachtung der theoretischen Grundlagen von RHEED findet sich in Maksym und Beeby (1981).

4.2 Hochauflösende Röntgenbeugung

Bei der hochauflösenden Röntgenbeugung (HRXRD, engl.: high resolution X-ray diffraction) handelt es sich um elastische Streuung von Röntgenquanten an den Elektronen der Atome. Damit lassen sich Gitterkonstanten, Verspannungen, Materialzusammensetzung und Schichtdicken zerstörungsfrei messen. Diese Methode ist daher entscheidend für die Bestimmung der korrekten Wachstumsparameter. Mittels HRXRD lässt sich auch die Dicke der Periode der Niedrigindex-Übergitter bei Bragg–Spiegeln bestimmen.

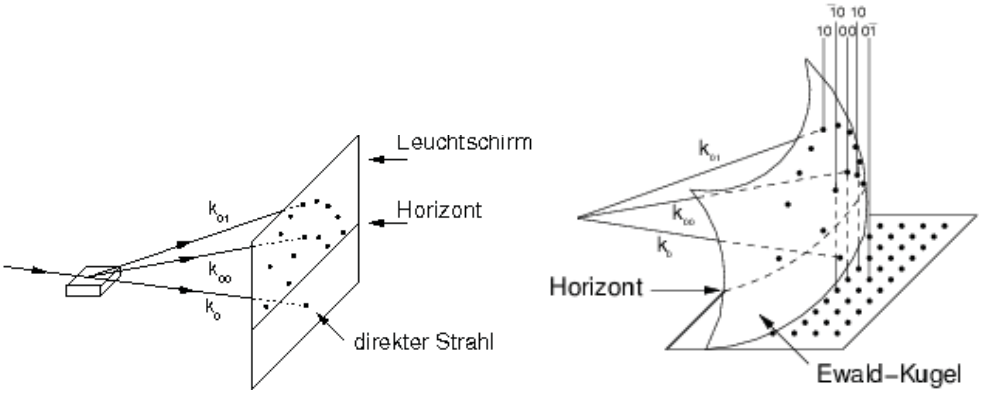


Abb. 4.1: RHEED–Beugungsgeometrie. (links) realer Raum, (rechts) reziproker Raum (Henzler und Göpel 1994).

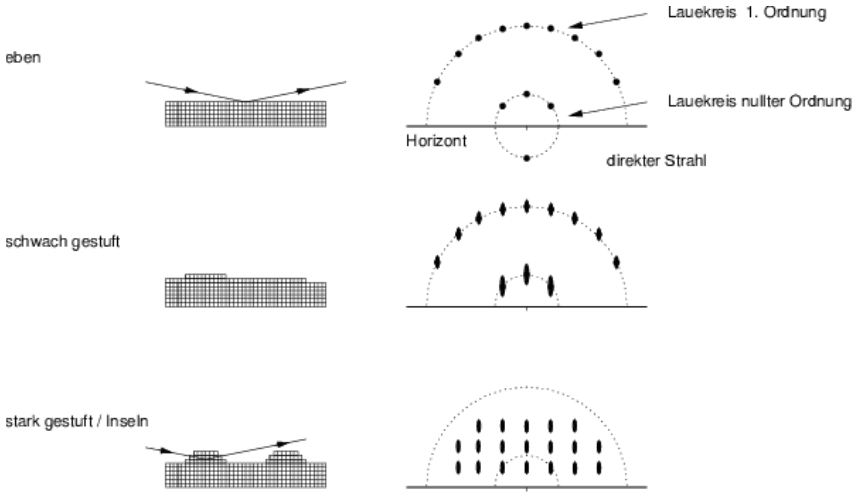


Abb. 4.2: Beugungsbilder bei RHEED in Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit. (Henzler und Göpel 1994).

Für die Beugung, betrachtet im reziproken Raum, gilt die Laue–Gleichung (Guinier 1994)

$$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0 = \vec{G}_{hkl}. \tag{4.1}$$

Der Beugungsvektor $\vec{q}$ ist die Differenz aus ein- und ausfallendem Wellenvektor. Er entspricht einem Vektor $\vec{G}_{hkl}$, der von den Vektoren $\vec{q}_{x,y,z}$ aufgespannt wird:

$$\vec{G}_{hkl} = h\vec{q}_x + k\vec{q}_y + l\vec{q}_z. \tag{4.2}$$

h, k, l sind die Millerschen Indizes, die die jeweiligen Netzebenen bezeichnen. Die Beugungsgeometrie ist in Abb. 4.3 gezeigt.

Die wichtigste Messmethode während der Eichung der Wachstumsparameter ist der $\omega - 2\theta$–Scan. Die beiden Winkel ergeben sich aus der Geometrie des Messaufbaus. Die Probe ist zum einfallenden Röntgenstrahl um den Winkel ω gedreht. Der Detektor ist um den Winkel 2θ gegenüber des Strahls gedreht. Hierüber lässt sich die Gitterkonstante und das Verhältnis der Gitterkonstanten zum Substrat bestimmen. Eine beispielhafte Messung ist in Abb. 4.4 gezeigt. Um das Maximum des Substrats herum befinden sich links das Maximum der ZnSSe Schicht und rechts das Maximum des MgS/ZnSe Übergitters (0. Ordnung). Diese Messmethode wurde vor allem im Vorfeld der eigentlichen Schichten, während des Wachstums von Eichschichten verwendet.

Neben den $\omega - 2\theta$–Messungen am (004) Reflex können auch reziproke Gitterkarten (RSM, engl.: reciprocal space map) erstellt werden (Passow 1998; Fewster 1997). Hierbei werden mehrere $\omega - 2\theta$–Scans für verschiedene ω–Winkel aufgenommen und über eine Farbkodierung der Intensität zu einer Gitterkarte zusammengefügt. Werden die Epitaxieschichten nicht vollverspannt abgeschieden, überlagern sich, durch die unterschiedlichen Gitterkonstanten, die Reflexe im reziproken Raum. Dies ermöglicht eine Bestimmung des Relaxationsgrades bzw. ob die Schichten vollverspannt zum Substrat aufgewachsen wurden, oder nicht. Dies

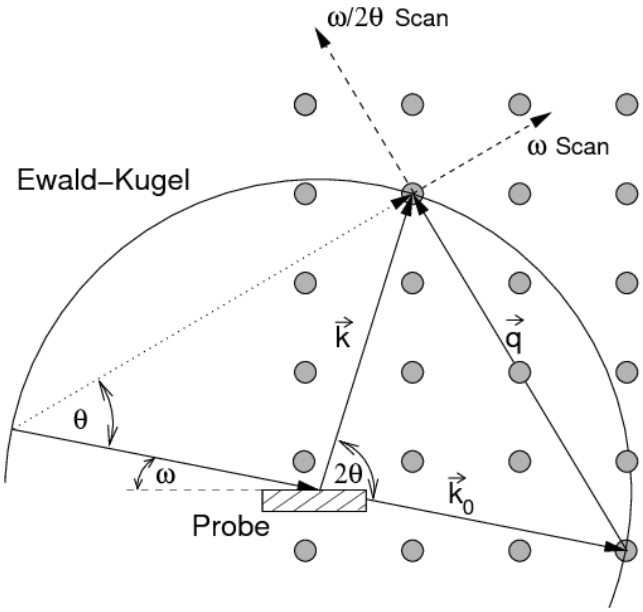


Abb. 4.3: Ewald–Konstruktion für ein kubisches Kristallgitter. Der einfallende Röntgenstrahl $\overrightarrow{k_0}$ wird an der um den Winkel ω gedrehten Probe gebeugt. Über Änderungen der Winkel ω und 2θ können verschiedene Richtungen vermessen werden. Die beiden oberen Pfeile geben die Scanrichtungen für ω und ω-2θ Messungen wieder (Gust 2003).

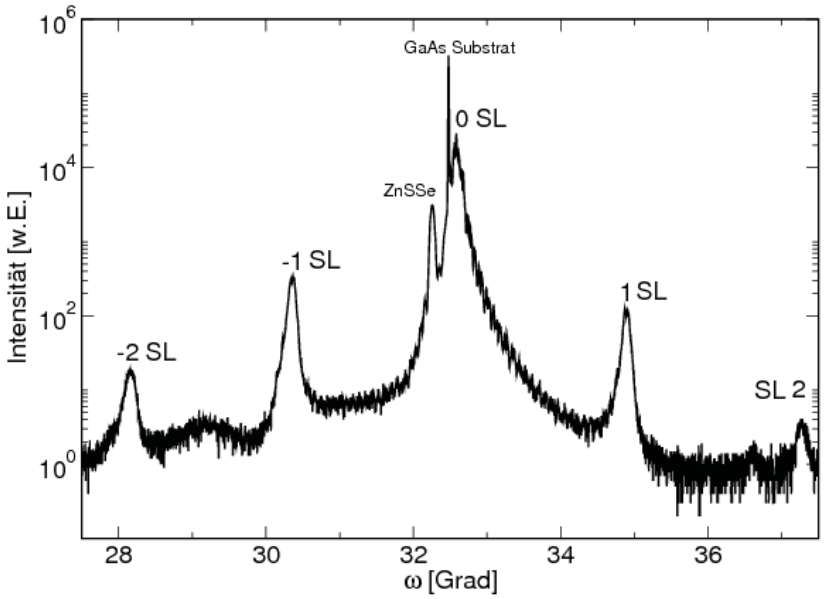


Abb. 4.4: Exemplarische $\omega - 2\theta$ Messung eines DBRs. Die Zahlen über den Maxima geben die Übergitterordnung wieder. Es sind die Übergittermaxima bis zur 2. Ordnung gezeigt.

ist bei den hier untersuchten dicken Schichte von entscheidender Bedeutung.

Abb. 4.5 erläutert das Prinzip zur Bestimmung des Verspannungsparameters γ. In dieser Arbeit wurden Gitterkarten des (224)–Reflexes erstellt.

4.3 Reflektometrie

Die Reflektometrie ist eine Charakterisierungmethode der optischen Eigenschaften von Schichtsystemen, die sowohl während des Wachstums als auch ex-situ an der Probe nach dem Wachstum angewandt werden kann. Mit ihr können Schichtdicken und die Dispersion des Brechungsindexes $n(\lambda)$ bestimmt werden (Born und Wolf 1999). Abb. 4.7 zeigt exemplarisch ein Reflexionsspektrum eines Bragg-Spiegels mit 17 Perioden. Neben der Messung ist

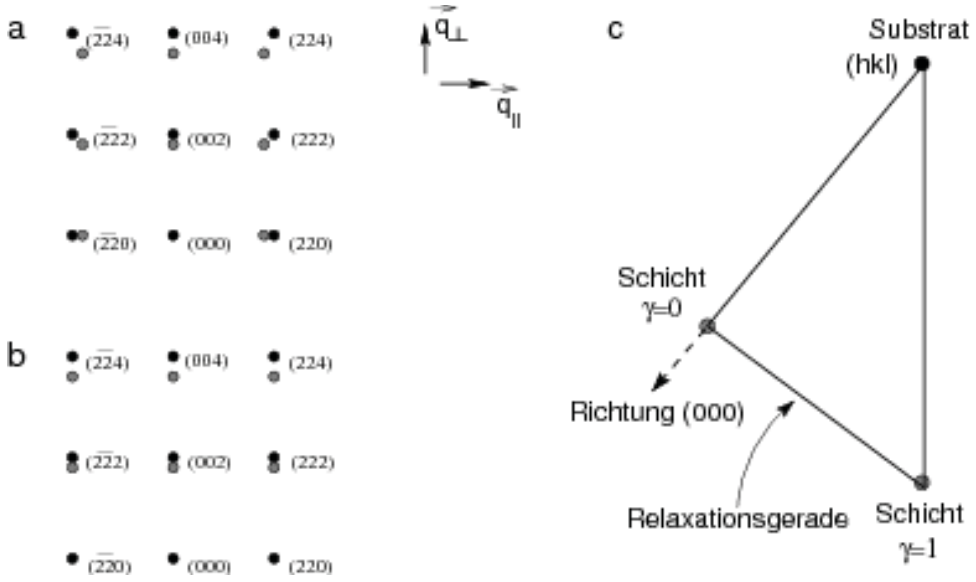


Abb. 4.5: Überlagerung der Beugungsreflexe für eine: (a) relaxierte und (b) vollverspannte Schicht. (c) Konstruktion der Relaxationsgeraden zur Bestimmung des Verspannungsparameters γ. Ist die Schicht vollverspannt, hat also einen Verspannungsparameter von 1, liegen Schicht und Substrat übereinandert. Relaxiert die Schicht nun verschiebt sich der Reflex auf der Relaxationsgeraden bis hin zur vollständig relaxierten Schicht bei $\gamma = 1$
Die grauen Punkte geben die Schichten wieder, die schwarzen Punkte das Substrat (Henzler und Göpel 1994).

auch eine Simulation gezeigt. Diese Simulationen werden mittels der Transfer-Matrix Methode berechnet. Einzelheiten dazu finden sich in Dartsch (2007).

Während des Wachstums ermöglicht eine zeitaufgelöste Reflexionsmessung die in-situ Kontrolle der Viertelwellenlängenschichten über die Beziehung $d = \frac{\lambda}{4n}$.[1] Nach dem Wachstum ermöglicht die Reflektometrie eine Beurteilung der optischen Qualität der Spiegelschichten. Gerade für VCSEL werden hochreflektive Spiegelschichten benötigt.

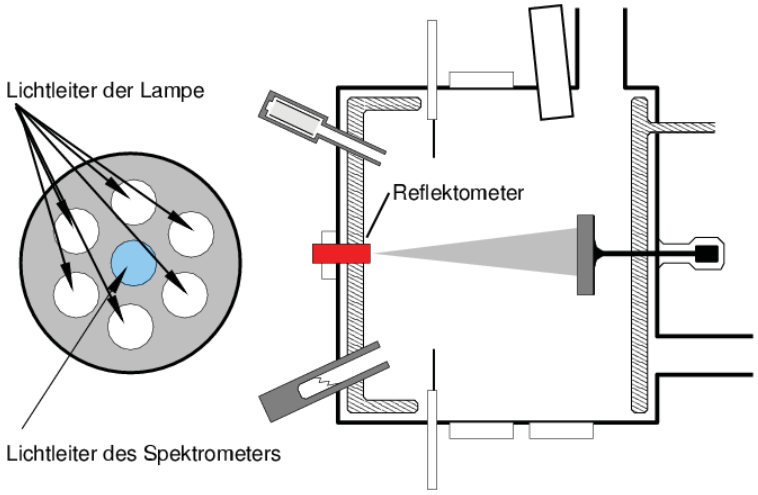


Abb. 4.6: Reflektometrie in der MBE-Anlage. (links) Schnitt durch den Lichtleiter, (rechts) Aufbau. Nach Gust (2003)

Das Prinzip dieser Methode ist die Untersuchung von Licht, das von der Oberfläche reflektiert wird. Hierzu wird weißes Licht senkrecht auf die Probe geleitet. Dies geschieht, wie in Abb. 4.6 gezeigt, über kreisförmig angeordnete Glasfasern.

Die Anteile von reflektiertem und transmittiertem Licht bei senkrechtem Einfall lassen sich über die Fresnelschen Formeln berechnen. Einzelheiten hierzu finden sich in Böttcher (2002) und Hecht (2005).

[1] Ein solches Spektrum ist exemplarisch in Kapitel 6 auf Seite 74 gezeigt.

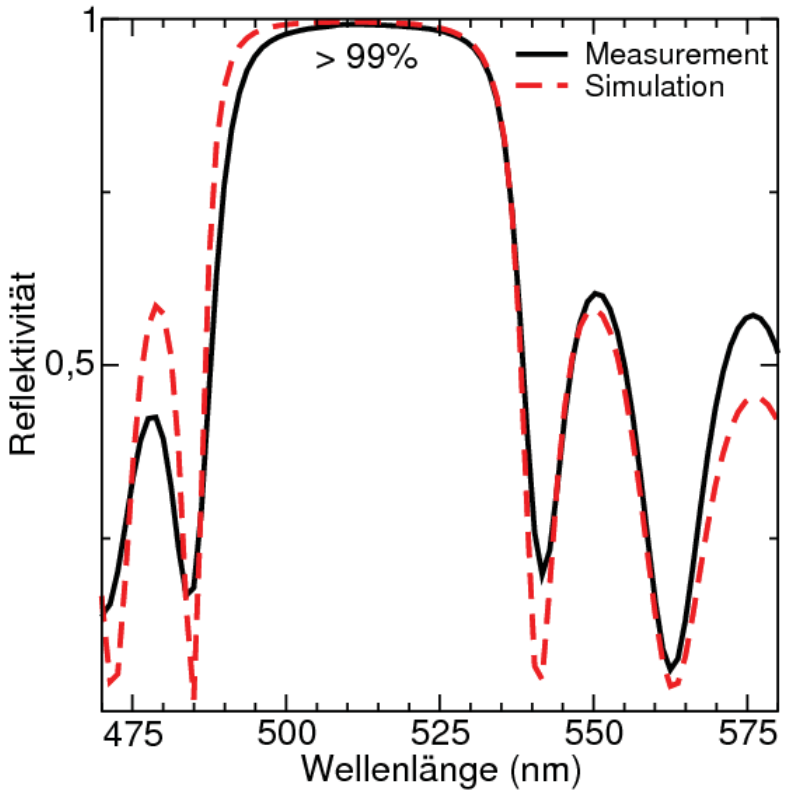


Abb. 4.7: Reflexionsspektrum eines Bragg-Spiegels mit 17 Perioden und einer Simulation. Auf der kurzwelligen Seite des Spektrums fällt die Messung unter die Simulation. Dies liegt daran, dass in der Simulation mit ZnSe als Hochindexmaterial gerechnet wird. Das tatsächlich verwendete ZnSSe fängt bei 470 nm an zu Absorbieren. Darurch ergibt sich die geringere Reflektivität der Messung.

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \tag{4.3}$$

$$T = \frac{4n}{(n+1)^2} \tag{4.4}$$

$$n = \frac{n_2}{n_1} \tag{4.5}$$

4.4 Strom-Spannungs-Kennlinien

Für diese Untersuchungsmethode ist es im Gegensatz zu den bisher genannten nötig, die Probe speziell zu präparieren. Es müssen Metallkontakte aufgebracht und die Probe strukturiert werden. Einzelheiten zur jeweiligen Prozessierung werden in Kapitel 5 angegeben.

Die Probe wird mittels Silberleitlack auf einen Kupferstreifen geklebt und mit Nadeln kontaktiert (s. Abb. 4.8). Das Kupfer dient einerseits als Wärmesenke und erlaubt andererseits die Kontaktierung der Probenrückseite von der Oberseite des Streifens. Über eine Spannungsquelle wird an der Probe eine variable Spannung angelegt und der resultierende Stromfluss gemessen. Dies ermöglicht eine quantitative Abschätzung über die Leitfähigkeiten der gewachsenen Strukturen.

4.5 Elektrochem. Kapazität-Spannung-Messung

Bei der ECV–Messung (engl.: electrochemical capacitance voltage) wird der Halbleiter mit einer lichtempfindlichen Elektrolytlösung in Kontakt gebracht. Es entsteht ein Schottky-Kontakt. Über eine Kapazität–Spannungs–Messung lässt sich die Ladungsträgerkonzentration zu

$$N_{\text{eff}} = -\frac{2}{\epsilon\epsilon_0 q A^2} \frac{dV}{d\frac{1}{C^2}} \tag{4.6}$$

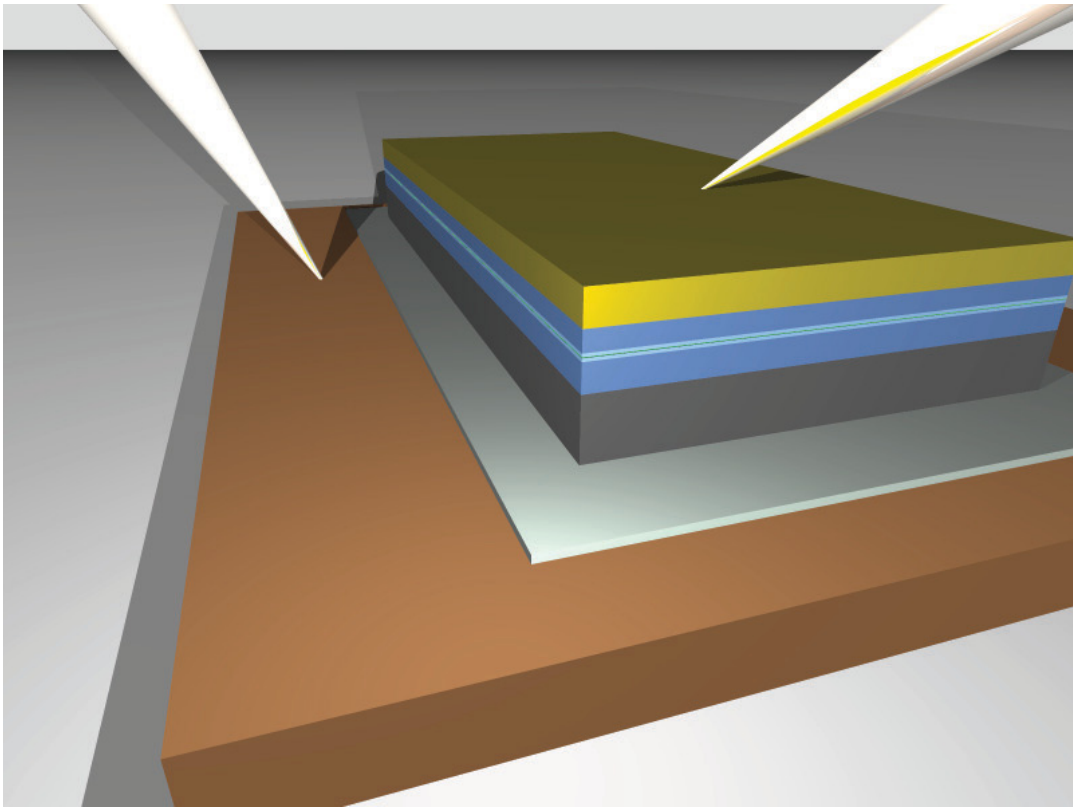


Abb. 4.8: Schematische Darstellung des Aufbaus einer IV-Messung. Das prozessierte und mit einem Goldkontakt versehene Probenstück (blau) wird mit dem Substrat (grau) nach unten mit Silberleitlack auf ein Kupferblech geklebt und über Nadeln kontaktiert.

ermitteln (Wang u. a. 1992). ϵ bzw. ϵ_0 sind die Dielektrizitätskonstanten des Halbleiters bzw. des Vakuums, A die Kontaktfläche und q die Elementarladung. Des Weiteren kann der Halbleiter mit der Lösung geätzt werden, so dass Ladungsträgerprofile durch den ganzen Halbleiter möglich sind.

Dieses Verfahren dient vor allem der Kontrolle von Dotierungen. Das Dotierniveau und somit die Ladungsträgerkonzentration lassen Rückschlüsse auf die Leitfähigkeit zu. Einzelheiten hierzu finden sich in Klude (1997).

4.6 Rasterelektronenmikroskopie

Die Rasterelektronenmikroskopie ist ein bildgebendes Verfahren, bei dem die Probenoberfläche mit einem Elektronenstrahl abgetastet wird. Wechselwirkungen der Elektronen mit der Probe werden zur Erzeugung eines Bildes genutzt. Der Elektronenstrahl wird dabei in einem festgelegten Raster über die Probe geführt. Das in der Arbeitsgruppe zur Verfügung stehende REM ist Teil eines Ionenstrahlätzsystems (FIB, engl.: focused ion beam), mit dem die Proben über das Ätzen mit Gallium-Atomen auch präpariert werden können. So ist es z.B. möglich, Querprofile freizulegen und dann mit dem REM abzubilden. Das Auflösungsvermögen liegt im Bereich einiger Nanometer (von Ardenne 1937).

In dieser Arbeit wurden REM Aufnahmen vor allem zur Kontrolle der Schichtdicken von dielektrischen Spiegeln und der Qualität der Prozessierungen genutzt.

5 METALL-HALBLEITER-KONTAKTE

Neben dem Wachstum ist auch die Prozessierung der hergestellten Proben im Hinblick auf Bauelemente von entscheidender Bedeutung. Im Folgenden soll einerseits die Technologie der Prozessierung erläutert und andererseits die Auswahl und Eigenschaft verschiedener Metallkontakte dargestellt werden.

5.1 Prozessierung und Geometrie

Um die epitaktisch hergestellten Schichten auf ihre elektrischen Eigenschaften hin zu untersuchen, müssen diese prozessiert werden, d. h. einzelne Bauelemente werden separiert und mit Metallkontakten versehen. In dieser Arbeit wurden vor allem zwei Bauteilgeometrien benutzt, die nun genauer vorgestellt werden sollen.

Streifengeometrie Hierbei handelt es sich um die Standardgeometrie für LED- und Laserstrukturen der Arbeitsgruppe. Auf die Probe werden Kontaktstreifen aufgetragen, die durch einen Isolator elektrisch voneinander getrennt sind. Neben der planaren Prozessierung ist es auch möglich eine Rippenwellenleiter-Struktur herzustellen, indem in die Probe einzelne Rippen bis zur aktiven Zone geätzt werden. Von dieser Probe werden dann senkrecht zu den Streifen etwa 1 mm lange Barren abgespalten. Sie ermöglichen das seitliche Auskoppeln von Licht für spektrale Messungen. Bei dieser Geometrie ist allerdings das Spalten der Probe unumgänglich, um eine definierte Probengröße zu erhalten. Da das Spalten per Hand durchgeführt wird, müssen die Barren anschließend mit dem Mikroskop vermessen werden um ihre genaue

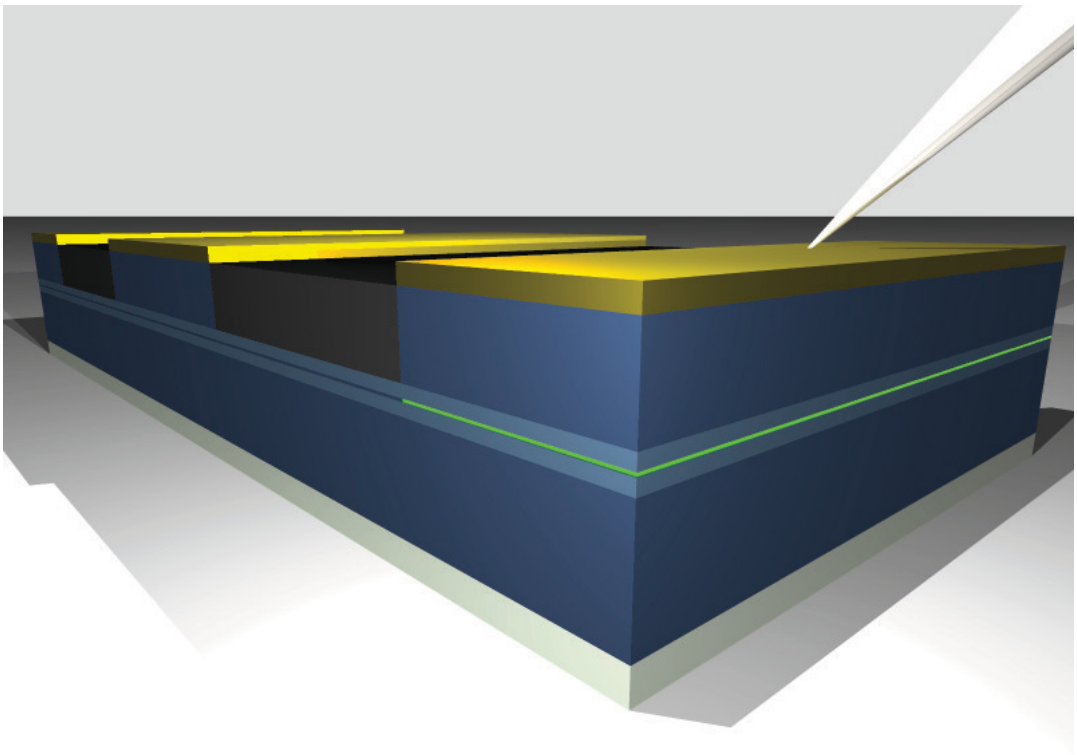


Abb. 5.1: Schematische Darstellung eines Barrens in der Streifengeometrie mit Gold-Kontakt. Der Isolator ist schwarz dargestellt.

Größe zu ermitteln. Abb. 5.1 zeigt eine schematische Darstellung eines Barrens in Streifengeometrie.

Mesageometire Im Gegensatz zur Streifen- wird bei der Mesageometrie die Probe in quadratische Mesen von 500 µm Kantenlänge eingeteilt, die zu allen Seiten 100 µm Abstand zur nächsten Mesa haben (s. Abb. 5.2). Diese Geometrie wurde vor allem für die elektrische Vermessung der Bauelemente verwendet, da hier eine definierte Probengröße ohne Spalten erreicht wird. Dies ermöglicht eine gute Vergleichbarkeit der Ergebnisse.

Zuerst werden mittels Elektronenstrahlverdampfer eine oder mehrere Metallschichten aufgetragen. Anschließend wird bei beiden Verfahren auf die Probe Fotolack aufgetragen und dann eine Mas-

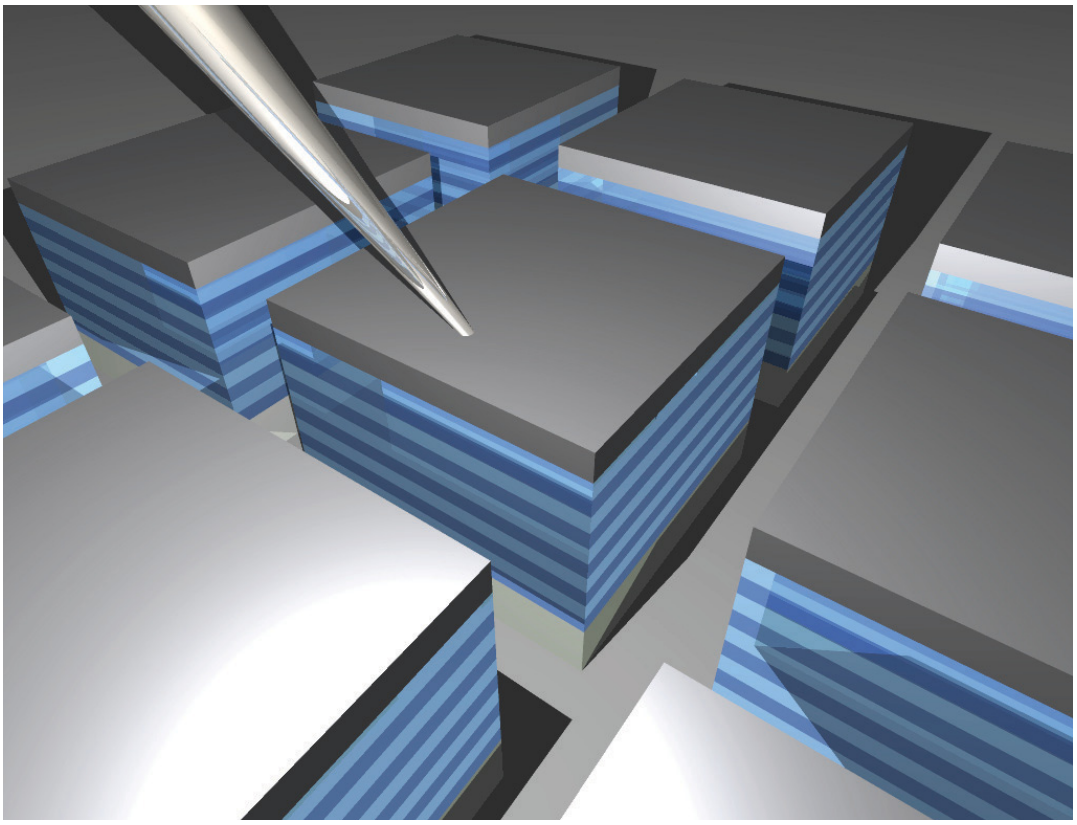


Abb. 5.2: Schematische Darstellung von Mesa-Kontakten mit Aluminium-Kontakt.

kenstruktur mittels Lithographie auf die Struktur übertragen. Danach werden mittels Ionenstrahlätzens die nicht durch Fotolack geschützten Bereiche abgetragen. Abschließend werden die Fotolackreste entfernt und bei der Verwendung mehrerer Metalle noch ein Legierschritt durchgeführt. Eine allgemeine Beschreibung der Abläufe in der Technologie findet sich bei Dennemarck (2008).

Intra-Kavitätskontakt Eine weitere Kontaktgeometrie ist der Intra-Kavitätskontakt (Verschaffelt u. a. 2000; Huffaker und Deppe 1999). Hierbei wird nach dem Wachstum durch einen Ätzschritt ein Teil der Struktur bis zum oberen Teil der Kavität freigelegt. Dieser kann nun kontaktiert werden und der Strom kann direkt oberhalb des aktiven Gebietes injiziert werden. Der Vorteil dieser Methode ist, dass man einen nicht-leitfähigen oberen Spiegel verwenden kann. Einzelheiten zu dieser Kontaktart, die erstmals am Institut erprobt wurden, finden sich in Kap. 7.

5.2 Materialien und Charakteristika

N-Kontakte

Um die Leitfähigkeit von n-dotierten Bragg Spiegeln zu untersuchen, benötigt man Metallkontakte auf n-ZnSSe. Bei einer Elektronenaffinität von -3.5 eV für ZnSSe liegen die Schottky-Barrieren im Bereich von 0.5 und 1.6 eV (Wang und Anderson 1995a, b; Tipler und Llewellyn 1999). Somit sind keine ideal linearen Kontakte realisierbar (Z. Yu u. a. 1995).

In der Literatur finden sich verschiedene Metalle, die für akzeptable Kontaktschichten geeignet sind. Eine Auflistung davon findet sich in Wenisch (1999). In dieser Arbeit wurden zwei Materialien genauer untersucht: Indium und Aluminium.

Der Indiumkontakt wurde ohne Brechen des UHVs in der III-V Kammer der Epitaxieanlage aufgebracht. Die Schichtdicke be-

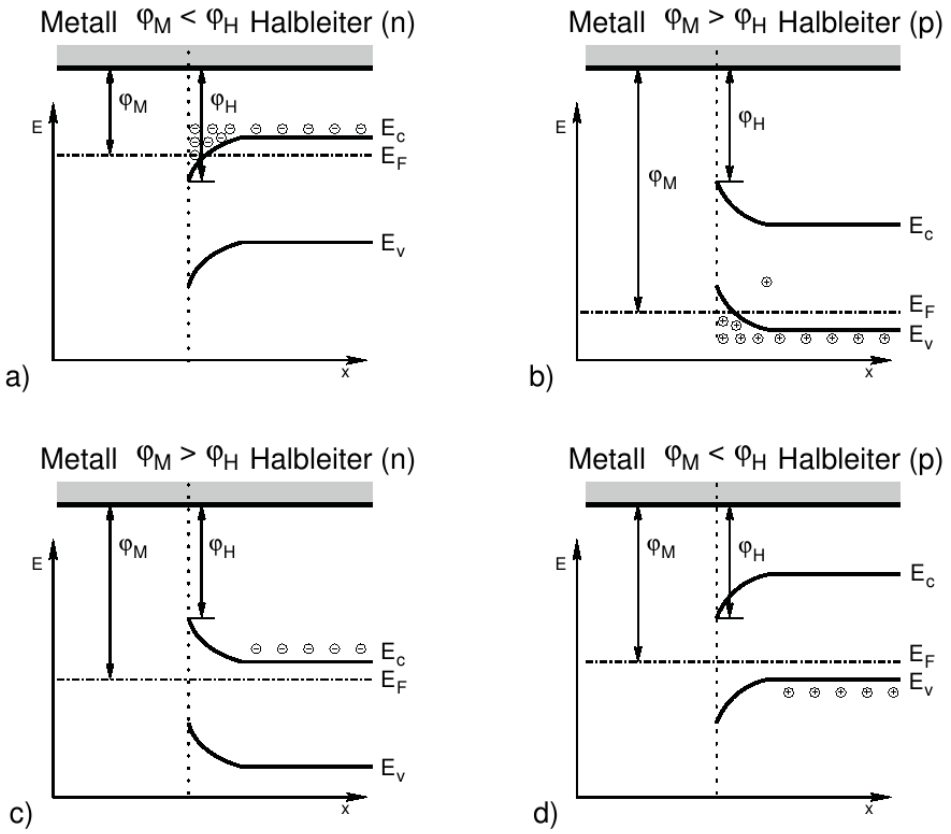


Abb. 5.3: Band-Diagramme für Metall-Halbleiter-Kontakte. Bei a) und b) erreicht man eine lineare Charakteristik. Bei c) und d) bildet sich eine Barriere aus. ϕ_M und ϕ_H sind dabei die Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter (Dennemarck 2007).

trägt 300 nm. Nach dem Aufdampfen wurde noch ein Legierschritt bei 200°C durchgeführt. Das Aluminium hingegen wurde herkömmlich mit einem Elektronenstrahlverdampfer nach dem Ausschleusen aus dem UHV System aufgebracht. Die Dicke beträgt ebenfalls 300 nm.

Ein Vergleich der beiden Kontakte in Abb. 5.4 zeigt die deutlich bessere Leitfähigkeit der Aluminiumkontakte. Im anwendungsrelevanten Bereich zwischen 2 und 3,5 V liegt ein Faktor von 30 zwischen den beiden Stromdichten.

Aufgrund dieser signifikant besseren Leistung wurden die im Weiteren untersuchten Spiegelschichten mit Aluminiumkontakten versehen.

P-Kontakte mit Kontaktschicht

Bei den p-Kontakten wird zwischen zwei verschiedenen Ansätzen unterschieden: Kontakte mit und ohne epitaktische Kontaktschicht.

Aufgrund der hohen Elektronenaffinität der Halbleitermaterialien benötigt man Metalle mit sehr hohen Austrittsarbeiten. Als Beispiele seien ZnSe mit seiner Elektronenaffinität χ von -4.1 eV und einer Raumtemperaturbandlücke von 2.67 eV sowie ZnSSe mit -3.5 eV und 2.73 eV genannt (Wang und Anderson 1995b). Daraus ergibt sich nach

$$\Phi_{\mathrm{H}} = E_{\mathrm{g}} - \chi \tag{5.1}$$

eine benötigte Austrittsarbeit von 6.8 eV für ZnSe bzw. 6.2 eV für ZnSSe. Solche hohe Werte besitzt kein zur Verfügung stehendes Metall. Werte von häufig für Kontakte genutzten Metallen sind 5.1 eV (Gold), 5.2 eV (Nickel) und 5.7 eV (Platin). Bei solchen Kontakten bildet sich eine Schottky-Barriere aus, die theoretisch der Differenz der beiden Werte entspricht (vgl. Abb. 5.3). Dem widersprechend zeigen Untersuchungen der Barrierenhöhe, dass es zu einer materialunabhängigen Ausbildung einer Schottky-Barriere von 1.2 eV kommt (Koide u. a. 1997).

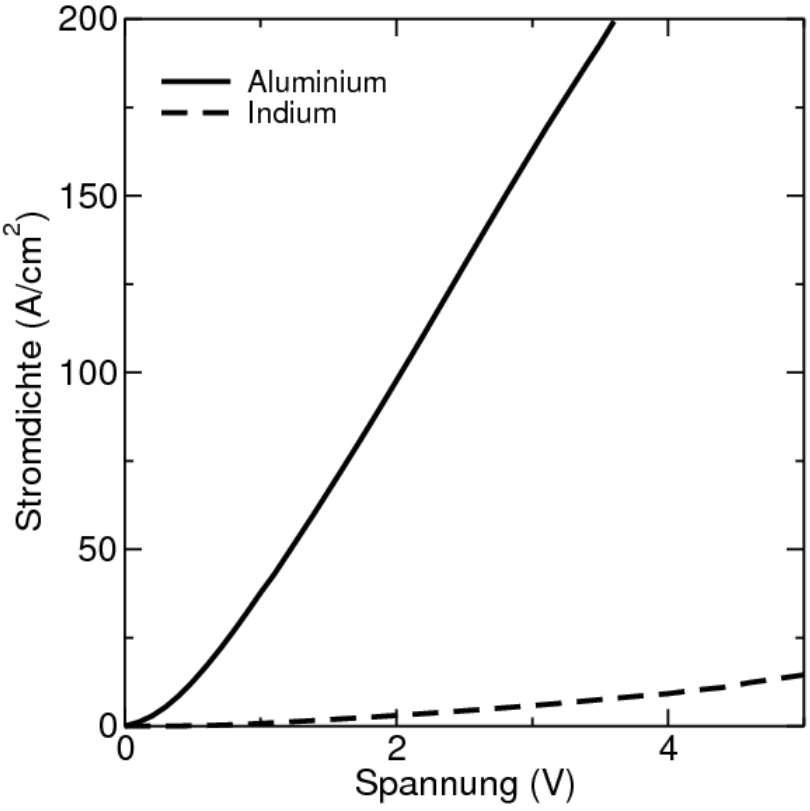


Abb. 5.4: Stromdichte-Spannung-Kennlinie von Aluminium- und Indiumkontakten auf 500 nm ZnSe:Cl Schichten. Der Aluminiumkontakt zeigt zwischen 2 und 3.5 Volt hat eine etwa um den Faktor 30 bessere Leitfähigkeit.

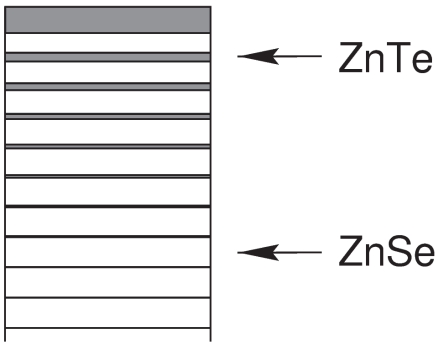


Abb. 5.5: Aufbau einer ZnSe/ZnTe-Übergitter-kontaktschicht (Klude 1998).

Um dennoch gute Kontakte zu realisieren, kann man zwischen der eigentlichen Struktur und dem Metallkontakt eine epitaktisch aufgebrachte Zwischenschicht, die Kontaktschicht, aufbringen. Diese Kontaktschicht besteht aus einem ZnSe/ZnTe Übergitter mit zunehmender Schichtdicke des ZnTe (Hiei u. a. 1993). In diesem Übergitter bilden sich Sub-Bänder aus die ein resonantes Tunneln ermöglichen. Der Aufbau dieser Kontaktschicht ist in Abb. 5.5 gezeigt (Klude 1998). Eine Auflistung der Schichtdicken findet sich in Anhang B.

Diese Art der p-Kontakte ist der Standardansatz am Institut für LEDs und Kantenemitter-Laserdioden. Warum dennoch ein neuer Ansatz für die p-Kontaktierung untersucht wurde, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

P-Kontakte ohne Kontaktschicht

Für die Verwendung von Intra-Kavitätskontakten ist der oben vorgestellte Ansatz nicht verwendbar, da die Kontaktschicht nicht gitterangepasst gewachsen wird und so ein weiteres, kristallographisch hochwertiges Wachstum ausgeschlossen wird.

Um das Wachstum des oberen Bragg-Spiegels nicht zu beeinträchtigen, soll untersucht werden, ob direkte p-ZnSSe Metallkontakte für den elektrischen Betrieb der in dieser Arbeit zugrunde liegenden Strukturen ausreichen.

Abb. 5.6 zeigt Strom-Spannungs-Kennlinien von RCLEDs mit ei-

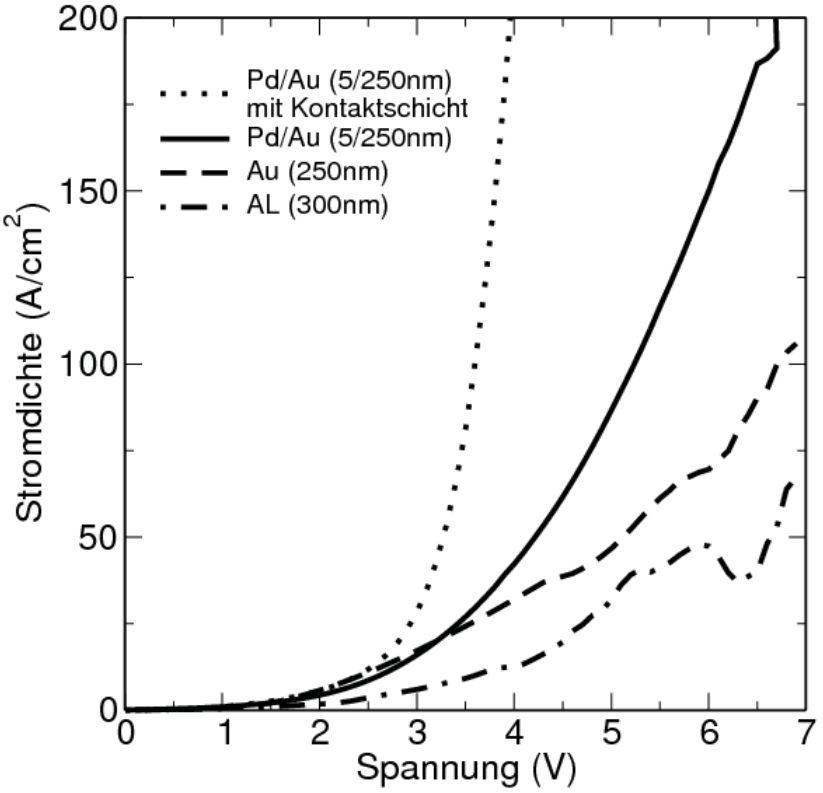


Abb. 5.6: Vergleichende Strom-Spannungs-Charakteristik von RCLED Strukturen mit 14 Spiegelpaaren. Die ungestrichelte Linie zeigt eine LED mit Pd/Au Kontakt, wie er auch bei Prozessierungen mit Kontaktschicht benutzt wird. Die gestrichelten Linien zeigen Kontakte mit Gold und Aluminium. Zum Vergleich ist die Kennlinie einer RCLED mit dem gleichen Aufbau und einer ZnSe/ZnTe-SL-Kontaktschicht aufgetragen.

nem 14 Perioden Bragg-Spiegel[1]. Man erkennt die Vorteile der Kontaktschicht im Hinblick auf die elektrischen Eigenschaften solcher Bauelemente. Die gepunktete Linie zeigt die Kennlinie einer solchen LED. Direkte Kontakte ohne ZnSe/ZnTe-Übergitter haben einen flacheren Verlauf, wobei auch hier der Pd/Au Kontakt die besten Eigenschaften aufweist. Das für n-Kontakte favorisierte Aluminium zeigt hier die schlechtesten Ergebnisse.

5.3 Fazit

Bei den n-dotierten Spiegeln hat sich die Prozessierung in Mesa-Geometrie mit Aluminiumkontakten als gute Methode dargestellt die Leitfähigkeiten dieser Strukturen qualitativ und quantitativ zu bestimmen. Bei den p-Kontakten konnte gezeigt werden, dass auch ohne Kontaktschicht für den elektrischen Betrieb nutzbare Metall-Halbleiter-Kontakte möglich sind und dem elektrischen Betrieb von Bauelementen nicht grundlegend im Wege stehen. Eine Kontaktschicht verbessert zwar die elektrischen Eigenschaften der Kontakte, steht aber für eine komplett epitaktisch hergestellte Struktur mit nicht leitfähigem oberen Spiegel nicht zur Verfügung.

[1] Eine Erläuterung der Bauelemente findet sich in Kap. 7. In diesem Zusammenhang ist nur wichtig, dass die verschiedenen Metallkontakte auf der gleichen Struktur aufgebracht wurden und daher gut vergleichbar sind.

6 LEITFÄHIGKEIT VON BRAGG-SPIEGELN

Die für diese Arbeit wichtigste Komponente und entscheidender Baustein im Hinblick auf Laser und Leuchtdioden ist der Bragg-Spiegel oder Distributed Bragg Reflector (DBR). Seit etwa zehn Jahren gibt es verstärkt Bemühungen, die optischen Eigenschaften von Bragg-Spiegeln mittels eines Übergitterkonzeptes für das schwierig zu realisierende Niedrigindexmaterial voranzutreiben, z.B. durch MOVPE Wachstum von ZnSe/ZnS (Tawara u. a. 1998), ZnSe/ZnMgS (Tawara u. a. 2000a) und ZnSe/MgS (Tawara u. a. 2000b) oder ZnSe/ZnTe (Peiris u. a. 1999; Fu u. a. 2003). Vorher wurden hauptsächlich Ansätze mit ternären und quaternären Materialien verfolgt (Rakennus u. a. 1996). In jüngster Zeit gibt es auch Ansätze, im GaN basierten Materialsystem Bragg-Spiegel für den blau-grünen Spektralbereich herzustellen (Feltin u. a. 2005). Bei den oben genannten Arbeiten geht es jedoch ausschließlich um die optischen Eigenschaften. Die elektrischen Eigenschaften der Spiegel werden dort nicht diskutiert. Im ZnSe basierten System erwies sich der Ansatz mit ZnSe/MgS als Niedrigindexmaterial als viel versprechend und wurde in unser Arbeitsgruppe auf das Wachstum mit der Molekularstrahlepitaxie adaptiert (Kruse 2004). Auf diesen Grundlagen basierend wird in diesem Kapitel dargestellt, wie die elektrischen Eigenschaften solcher Bragg-Spiegel optimiert werden können.

6.1 Aufbau und Wachstum

Wie bereits in dem Grundlagenkapitel erwähnt, erreicht man mit einer größeren Anzahl von Perioden höhere Reflektivitäten. Bei

der Übertragung dieses theoretischen Konzeptes auf die Realität der Epitaxie von Halbleitern ergeben sich verschiedene Probleme, die bewältigt werden müssen.

Bei der Auslegung von Kristallstrukturen müssen immer das Substratmaterial und die zur Verfügung stehen Quellenmaterialien berücksichtigt werden.

Um voll verspannte Strukturen zu wachsen, müssen die lateralen Gitterkonstanten von Substrat und aufzuwachsendem Halbleiter übereinstimmen. Zusammen mit den zufügbaren Quellenmaterialien ergeben sich oft nur wenige Möglichkeiten die gewünschten Kristallstrukturen zu realisieren. Von diesen muss die optimale gefunden werden.

Im Fall der vorliegenden Arbeit basiert das grundlegende Design der Bragg-Spiegel auf den Arbeiten von Takehiko Tawara und Carsten Kruse (Tawara u. a. 2000b; Kruse 2004) und soll hier kurz erläutert werden.

Eine Übersicht der zur Verfügung stehenden Materialien ist in Kapitel 2 gezeigt. An dieser Stelle soll nur auf die relevanten Verbindungen eingegangen werden. Für das Hochindexmaterial bietet sich ZnSSe an. Diese ternäre Verbindung hat eine geringe Bandlücke und lässt sich sehr genau an die Gitterkonstante des GaAs-Substrates anpassen. Ein Zusatz von 6% Schwefel zu ZnSe führt zu einer Gitteranpassung an GaAs. Ein Ausschnitt eines EGA-Diagramms ist in Abb. 6.1 gezeigt. Hierfür wird eine Kalibrierungsprobe gewachsen, die aus zwei dicken Schichten ZnSSe mit verschiedenem Schwefelgehalt besteht. Die Schwefelzelle verfügt über ein Nadelventil, welches selbst während des Wachstums schnell und hochpräzise den Materialfluss steuern kann. Über eine Bestimmung der Gitterkonstanten per Röntgendiffraktometrie kann dann die exakte Ventilposition für eine zum Substrat hin gitterangepasste ZnSSe-Schicht ermittelt werden.

Für das Niedrigindexmaterial bieten sich verschiedene Ansätze an. Der Schlüsselbaustein ist das MgS. Es besitzt eine große Bandlücke und ist so sehr gut als Niedrigindexmaterial geeignet. Pures MgS

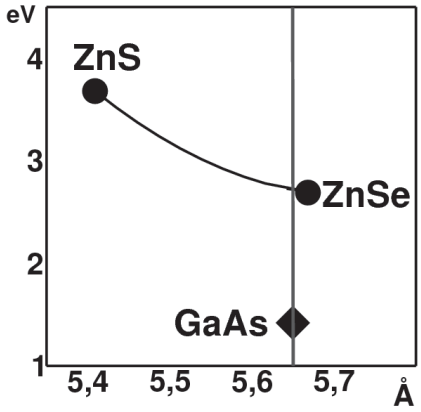


Abb. 6.1: Diagramm von Bandlücke und Gitterkonstante der Hochindexschicht.

wächst allerdings für dicke Schichten größer 10 nm in der ungeeigneten Kochsalz-Kristallstruktur auf. Aus diesem Grund wurde für das Niedrigindexmaterial ein Übergitteransatz gewählt (Tawara u. a. 2000b). Ein solches kurzperiodiges Übergitter aus MgS und ZnSe ermöglicht sowohl die Übernahme des geringen Brechungsindexes des MgS als auch die Gitteranpassung an das Substrat. Abb. 6.2 zeigt eine Transmissions-Elektronen-Mikroskopieaufnahme eines Vertikalresonators mit Bragg-Spiegeln. Man erkennt die gute kristalline Qualität der Schichten sowie das deutlich sichtbare Übergitter aus MgS und ZnSe. Hierfür müssen die Dicken der MgS- und ZnSe-Schichten im richtigen Verhältnis stehen. Die mittlere Gitterkonstante entspricht dann der des GaAs (vgl. Abb. 6.3). Dies kann ebenfalls über Kalibrierungsproben ermittelt werden, indem Proben mit verschiedene Dickenverhältnissen mittels Röntgendiffraktometrie untersucht werden. Dies erfolgt ganz ähnlich wie beim Hochindexmaterial.

Sind die Hoch- und Niedrigindexmaterialien hinsichtlich der Gitterkonstante kalibriert, erfolgt im nächsten Schritt die Ermittlung der richtigen Schichtdicke für die $\frac{\lambda}{4}$-Schichten. Dies kann entweder in-situ mittels Reflektometrie geschehen oder im Anschluss ex-situ durch eine Simulation des Reflexionsspektrums. Bei der

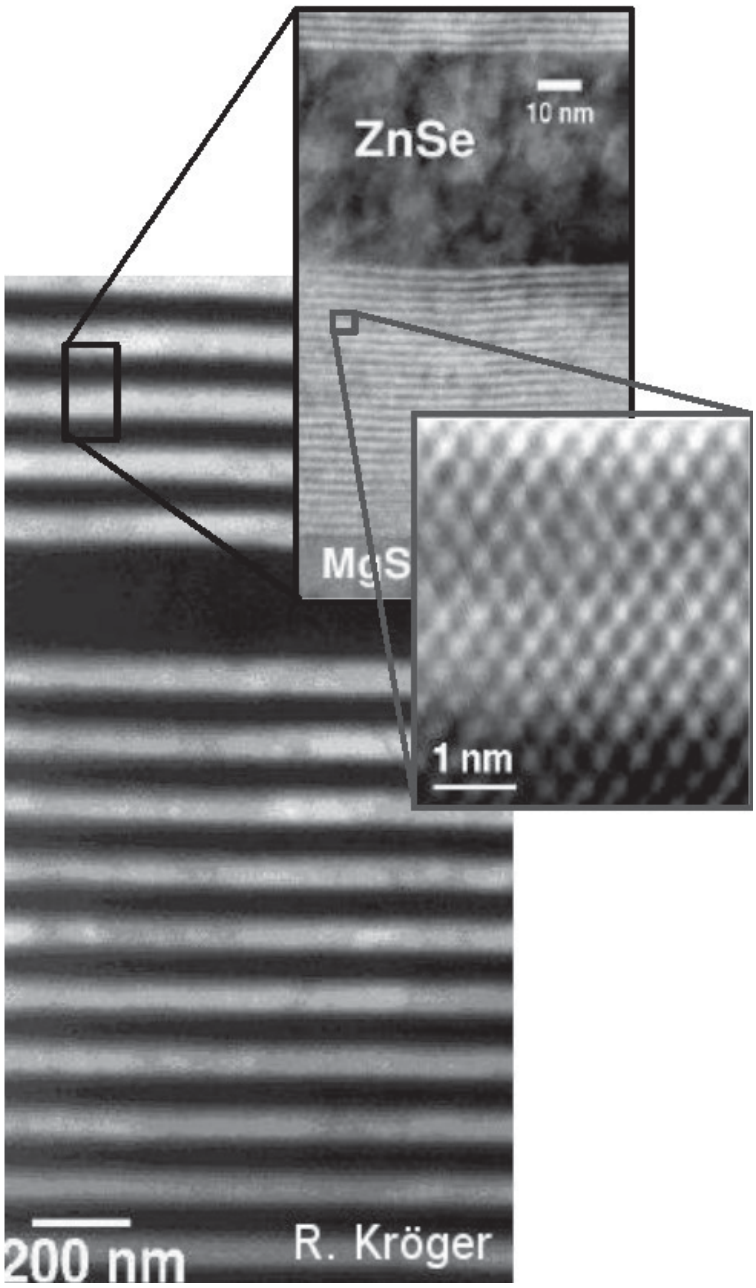


Abb. 6.2: TEM Aufnahme einer VCSEL-Struktur mit verschiedenen Auflösungen. Man erkennt die dunklen Hochindex- und die hellen Niedrigindexbereiche. In den Vergrößerungen ist das Übergitter deutlich zu erkennen und die gute kristalline Qualität der Struktur wird deutlich. Das Bild wurde von R. Kröger aufgenommen.

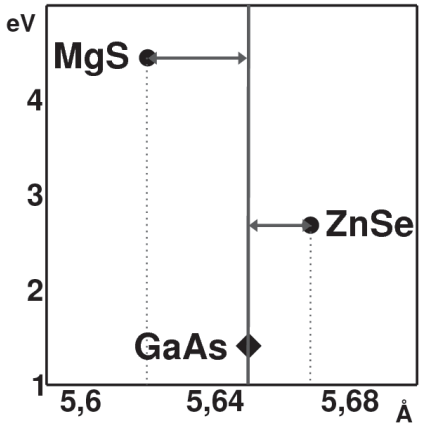


Abb. 6.3: Diagramm von Bandlücke und Gitterkonstante des Niedrigindexübergitters.

ersten Methode wird so lange die Hoch- bzw. Niedrigindexschicht gewachsen bis ein Maximum bzw. Minimum im Reflexionstransienten der Zielwellenlänge auftritt. Dann wird die folgende Schicht wieder bis zum Erreichen des Umkehrpunkt abgeschieden. Wird die Bestimmung nach dem Wachstum durchgeführt, sind unter Umständen weitere Kalibrierungsproben erforderlich, bis die gewünschten Schichtdicken erreicht sind.

Bei einer Zielwellenlänge von 520 nm und einem Brechungsindex von 2.7 beträgt die Dicke einer ZnSSe Hochindexschicht nach

$$d = \frac{\lambda}{4n}$$

48 nm. Die Dicke des Übergitters mit einem Brechungsindex von 2.3 beträgt dann 57 nm.

Nach diesen Kalibrierungen können Bragg-Spiegel mit verschiedenen Reflektivitäten je nach Periodenzahl gewachsen werden. Dies wird in Abb. 6.4 verdeutlicht. Hier kann man die Erhöhung der Reflektivität mit steigender Periodenzahl gut erkennen. Bei dieser Probe wurde die Schichtdicke in-situ bestimmt und erst danach die Substratrotation gestartet.

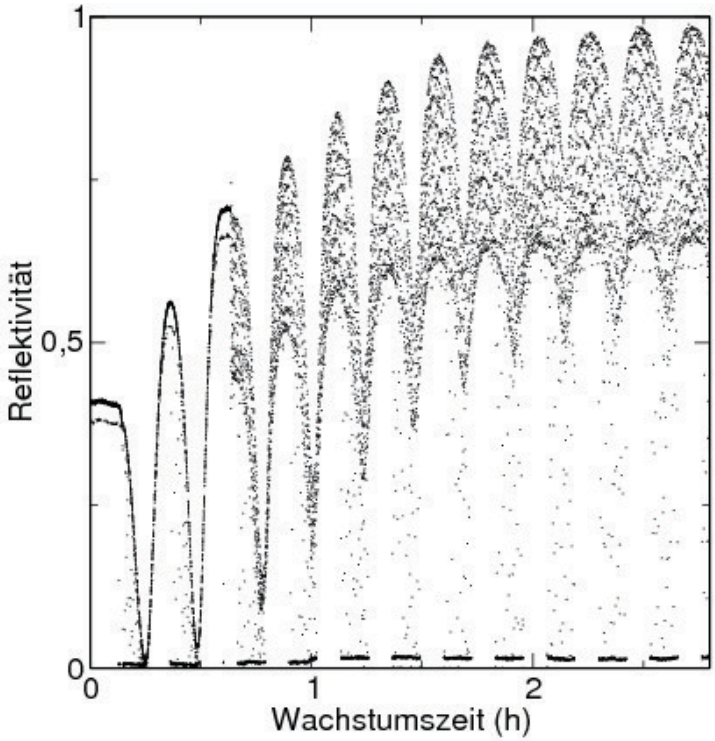


Abb. 6.4: In-Situ Reflexionsmessung. Man erkennt die Steigerung der Reflektivität bei steigender Periodenzahl. Das nach zwei Perioden auftretende Rauschen ist durch die Substratrotation bedingt.

6.2 Dotierung

Um eine gute Leitfähigkeit der Strukturen zu gewährleisten, müssen die Schichten dotiert werden. Für eine n-Dotierung bieten sich Elemente der VII. Hauptgruppe wie z.B. Chlor oder Jod an. Mit der Chlordotierung lassen sich Ladungsträgerkonzentrationen von 1×10^{19} erreichen (Ohkawa u. a. 1987). Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden mit $ZnCl_2$ dotiert, welches über eine Knudsenzelle zugeschaltet werden kann. Der einzige regelbare Parameter für das Dotierniveau ist die Zellentemperatur. Bei der Dotierung mittels Zinkchlorid liegt die ideale Zellentemperatur bei 150°C. Niedrige Temperaturen führen zu einer geringeren Ladungsträgerkonzentration (vgl. Abb. 6.5). Liegt die Temperatur deutlich über dem optimalen Wert, kommt es zu dreidimensionalem Wachstum und einer Reduktion der Wachstumsrate durch Ätzeffekte (Ferreira u. a. 1995). Dies tritt bei Temperaturen von über 200°C auf. Dies zeigen auch Arbeiten von Ferreira u. a. (1995), auch wenn die Zellentemperatur bei vergleichen verschiedener Kammer- und Zellgeometrien nur einen groben Anhaltspunkt darstellt.

Ein weiteres Problem ist das Auftreten von oranger Störstellenlumineszenz. Diese tritt bei Zelltemperaturen von über 150°C auf. Da dies für diese Arbeit nicht wichtig ist wird nicht weiter darauf eingegangen. Eine genauere Betrachtung dieser Lumineszenz ist in der noch nicht veröffentlichten Dissertation von Gust zu finden.

6.3 Optimierung der Leitfähigkeit

Erste Ergebnisse im Hinblick auf n-leitende Bragg-Spiegel sind in Otte (2004) und Otte u. a. (2005) dargestellt. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob sich die erreichten Leitfähigkeiten noch steigern lassen.

Um bessere Leitfähigkeiten zu erreichen, müssen die Hochindex-

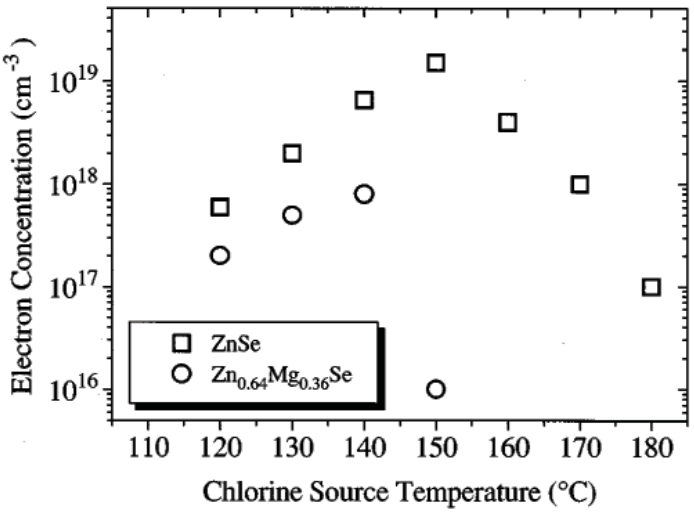


Abb. 6.5: Elektronenkonzentration als Funktion der $ZnCl_2$ Zellentemperatur für ZnSe (Ferreira u. a. 1995).

und/oder die Niedrigindexschichten verbessert werden. Die Hochindexschicht aus ternärem ZnSSe kann von der epitaktischen Seite in der Zusammensetzung nicht verändert werden, da sonst die Gitteranpassung zum Substrat verloren geht. Auch die Dotierung mit Zinkchlorid bietet wenig Spielraum und ist bereits optimiert (s.o.). Bleibt das Niedrigindex-Übergitter: Hier ist vor allem das MgS der limitierende Faktor, da es aufgrund der hohen Bandlücke nur schwer dotierbar ist (Lin u. a. 1998). Für die Dotierbarkeit einer Verbindung ist die Position von Leitungs- und Valenzband relativ zur Fermienergie entscheidend. Die maximal erreichbare Ladungsträgerkonzentration kann aus dem Abstand der Bänder zum Ferminiveau abgeschätzt werden (Pearton 2000). Dies ist in Abb. 6.6 dargestellt.

Werden die MgS-Schichten im Übergitter ausgedünnt, sollte sich insgesamt eine höhere Leitfähigkeit für die Spiegel ergeben. Ein Ansatz, die Leitung dieser kurzperiodigen Übergitter zu beschreiben, ist ein System von Quantentrögen (in diesem Fall das ZnSe) und Barrieren (MgS) (Davies u. a. 1985). Durch die sehr gerin-

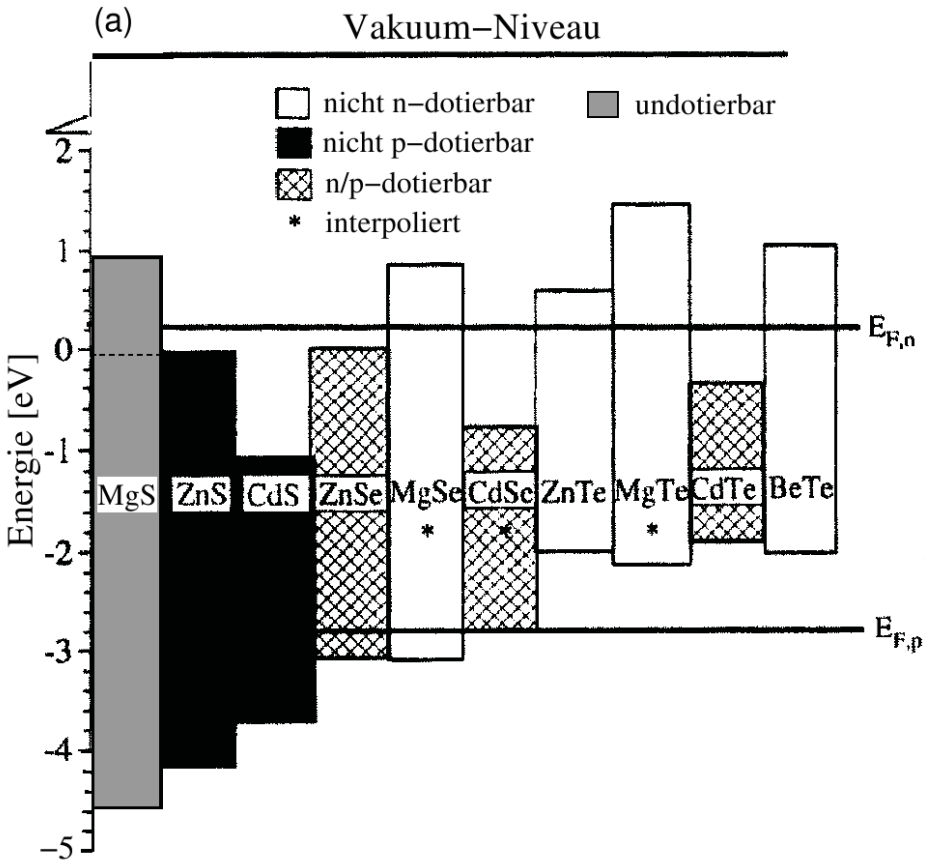


Abb. 6.6: Relative Lage der Bandlücken verschiedener binärer Verbindungen zueinander. Die jeweils energetisch höchste ($E_{F,n}$) bzw. niedrigste ($E_{F,p}$) Position des Ferminiveaus bei steigender dotierkonzentration des entsprechenden Typs ist mit den waagerechten Linien markiert. Entscheidend ist hier die Lage des MgS und der daraus resultierenden schlechten Dotierbarkeit. Aus Kruse (2004) nach (Pearton 2000).

gen Dicken der einzelnen Schichten von 1.0 bis 1.5 nm bilden sich Minibänder aus, die die Tunnelwahrscheinlichkeit erhöhen (Esaki und Tsu 1970; Tsu und Esaki 1973). Durch das Ausdünnen der MgS Schichten werden so auch die Dicken der Barrieren verringert und die Tunnelwahrscheinlichkeit steigt.

Bei dem Ausdünnen treten allerdings zwei Probleme auf. Erstens wird das Niedrigindexübergitter insgesamt dünner und verstimmt sich hinsichtlich der Wellenlänge zur Hochindexschicht und Substrat. Dies kann jedoch problemlos durch eine Erhöhung der Periodenzahl ausgeglichen werden. Dies geschieht proportional mit der Verringerung der MgS-Schichtdicke. Wird bei einer MgS-Dicke von 1.5 nm mit 21 Perioden gearbeitet, benötigt man bei einer reduzierten Schichtdicke von 1.1 nm MgS 27 Perioden. Abb. 6.7 zeigt die Reflexionsspektren von zwei Bragg-Spiegeln. Die zentrale Wellenlänge beider Spiegel ist dieselbe. Der DBR mit 1.5 nm MgS wurde mit 21 Perioden gewachsen, der DBR mit 1.1 nm MgS mit 27 Perioden. Die unterschiedliche Anzahl von Perioden spielt für die spektrale Lage keine Rolle. Sie ist für die maximale Reflektivität verantwortlich. Dies wird später in diesem Kapitel noch behandelt.

Zweitens ist das Übergitter über die Schichtdickenverhältnisse zum Substrat hin gitterangepasst. Wie sich jedoch zeigt, ist dieser Parameter in gewissen Grenzen stabil und eine Reduktion der MgS-Schichtdicke um 25% führt bei den Proben nicht zur Relaxation der Schichten. Dies verdeutlicht die reziproke Gitterkarte von einem Bragg-Spiegel mit der MgS-Schichtdicke von 1.1 nm. Die Röntgenreflexe liegen übereinander, was ein Zeichen dafür ist, dass die Schichten vollverspannt aufgewachsen wurden (Fewster 1997).

Wie gezeigt, stellt die Änderung der MgS-Schichtdicke im Niedrigindexübergitter in gewissen Grenzen keine Probleme hinsichtlich der kristallinen Qualität und der spektralen Lage des DBRs dar. Allerdings ändert man durch das Ausdünnen der Schicht den Brechungsindex. Für MgS Schichtdicken von 0.8 nm, 1.1 nm und 1.5

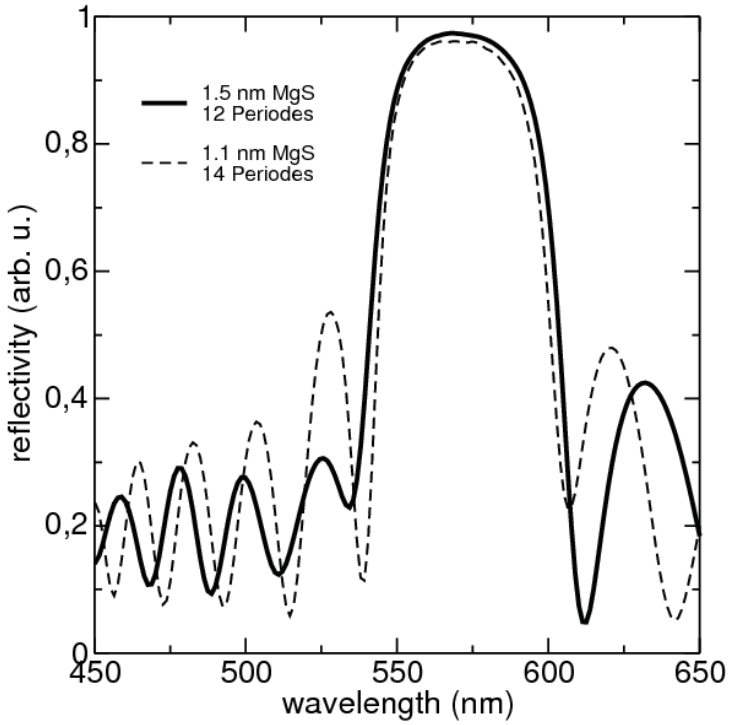


Abb. 6.7: Reflexionsspektrum von zwei DBR Strukturen. Das durchgezogene Spektrum ist von einem 12 Perioden Bragg-Spiegel mit 1.5 nm MgS Dicke im Niedrigindexübergitter. Das gestrichelte Spektrum zeigt einen DBR mit 1.1 nm MgS Dicke und 14 Perioden. Durch die zwei zusätzlichen Spiegelpaare erreicht der Spiegel eine ähnliche maximale Reflektivität wie der Spiegel mit 1.5 nm MgS Dicke.

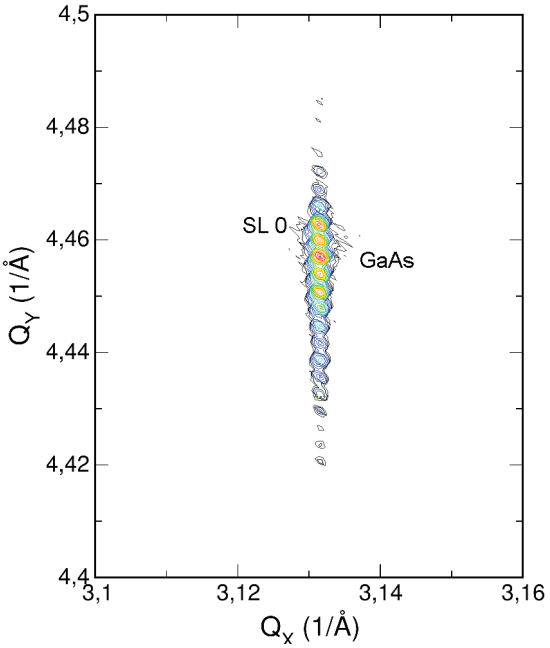


Abb. 6.8: Reziproke Gitterkarte eines Bragg-Spiegels mit 1.1 nm MgS Schichtdicke

nm ist die Dispersion des Übergitters in Abb. 6.9 gezeigt[1]. Man erkennt, dass der Brechungsindex der Niedrigindexschicht mit abnehmender MgS Dicke steigt und dass somit der Brechungsindexkontrast geringer wird. Hieraus folgt, dass die maximale Reflektivität der Bragg-Spiegel geringer ist, wenn man die MgS Schichten ausdünnt. Durch das Zufügen von zusätzlichen Perioden kann der kleinere Indexkontrast allerdings ausgeglichen werden (s. Abb. 6.7). So kann beispielsweise mit 14 Perioden eines DBRs mit 1.1 nm MgS annähernd die gleiche Reflektivität erreicht werden wie mit einem Bragg-Spiegel mit 12 Perioden und 1.5 nm MgS im Niedrigindexübergitter.

Die zentrale Fragestellung ist allerdings die Veränderung der Leitfähigkeit. Wie ändert sie sich bei Veränderung der MgS Schichtdicke? Um dies zu untersuchen, wurden verschiedene DBR Strukturen hergestellt. Als Referenzprobe dient ein 12 Perioden Spiegel mit 1.5 nm MgS Dicke. Von dieser Struktur ausgehend wurden die MgS Schichten um 25% und 50% reduziert. Ein Vergleich von

[1] Die Dispersionen wurden mittels Simulationen aus vermessenen Bragg-Spiegeln bestimmt.

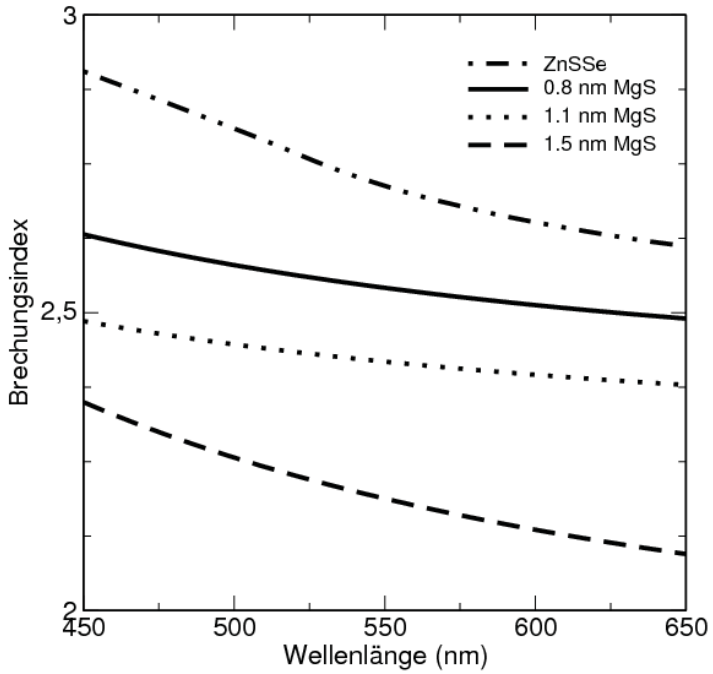


Abb. 6.9: Dispersion der Hochindexschicht ZnSSe und der Niedrigindexschicht MgS/ZnSe SL mit verschiedenen MgS Schichtdicken.

d_{MgS}	ρ (Ωm)	σ (S/m)
0.8	6.9×10^{-3}	145
1.1	8.8×10^{-3}	115
1.5	2.5×10^{-2}	40

Tab. 6.1: Spezifischer Widerstand ρ und elektrische Leitfähigkeit σ von 12-periodigen Bragg-Spiegeln mit unterschiedlich dicken MgS Schichten bei einer Betriebsspannung von 4V.

I-V-Kennlinien ist in Abb. 6.10 gezeigt. Man erkennt deutlich die Steigerung der Leitfähigkeit bei abnehmender MgS Dicke[2].

Für diese Bragg-Spiegel wurde die elektrische Leitfähigkeit bei einer Betriebsspannung von 4 V bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Die Leitfähigkeiten liegen dabei in einem Bereich von 40 bis 145 S/m. Dies entspricht spezifischen Widerständen von 6.9×10^{-3} bis 2.5×10^{-2} Ωm. Zum Vergleich sind in Tabelle 6.2 einige Literaturwerte angegeben (Halliday u. a. 2001). So liegt z. B. der spezifische Widerstand von dotiertem Silizium im Bereich von 8.7×10^{-4} bis 2.8×10^{-3} Ωm. Die für die in dieser Arbeit untersuchten Bauelemente haben etwas höhere Widerstände, liegen aber im gleichen Bereich um 1×10^{-3} Ωm.

Neben Strom-Spannungs-Kennlinien wurde auch die freie Ladungsträgerkonzentration mittels elektrochemischer Kapazität-Spannung-Messung ermittelt. Bei dieser Methode wurde die Ladungsträgerkonzentration im Schnitt durch die Probe gemessen, indem mittels Natriumsulfatlösung in die Probe geätzt wurde (s. Abb. 6.11). Bei den Messwerten ist anzumerken, dass bei dem zur Verfügung stehenden Gerät ein Offset zur tatsächlichen Ladungsträgerkonzentration besteht. Die Messwerte wurden mittels der konstanten Konzentration des Substrates zueinander angeglichen, allerdings ermöglicht dies nicht eine absolute Bestimmung der Ladungsträger-

[2]Die Proben wurden, sofern nicht gesondert angezeigt, in der Mesa-Geometrie mit Al-Kontakten, wie in Kap. 5 beschrieben, prozessiert.

Material	ρ (Ωm)
Kupfer	1.69×10^{-8}
Aluminium	2.75×10^{-8}
Platin	1.1×10^{-7}
n-Silizium	8.7×10^{-4}
p-Silizium	2.8×10^{-3}
Glas	1×10^{12}
Quarzkristall	1×10^{16}

Tab. 6.2: Literaturwerte des spezifischen Widerstandes verschiedener Materialien (Halliday u. a. 2001).

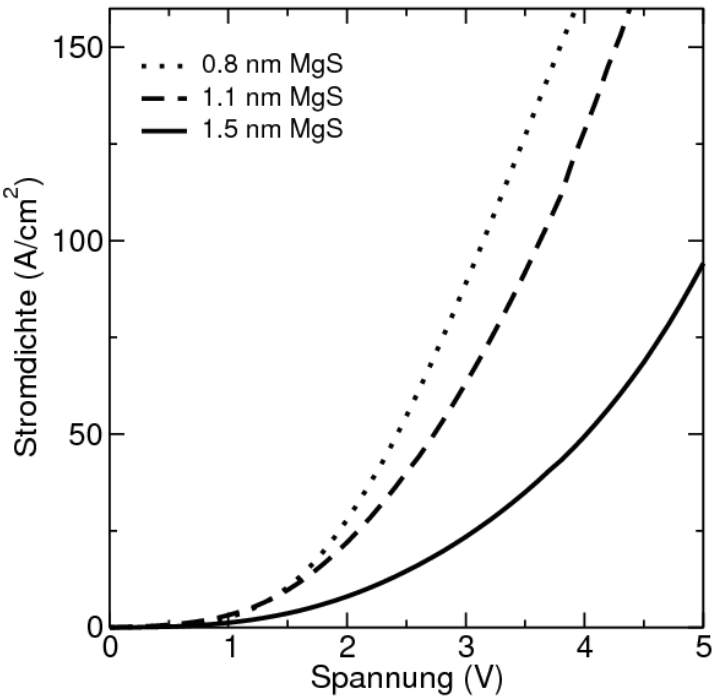


Abb. 6.10: Strom-Spannungs-Kennlinien von 12 Perioden DBRs mit unterschiedlich dicken MgS-Schichten im Niedrigindexübergitter. Man erkennt eine Steigerung der Leitfähigkeit bei abnehmender MgS-Dicke.

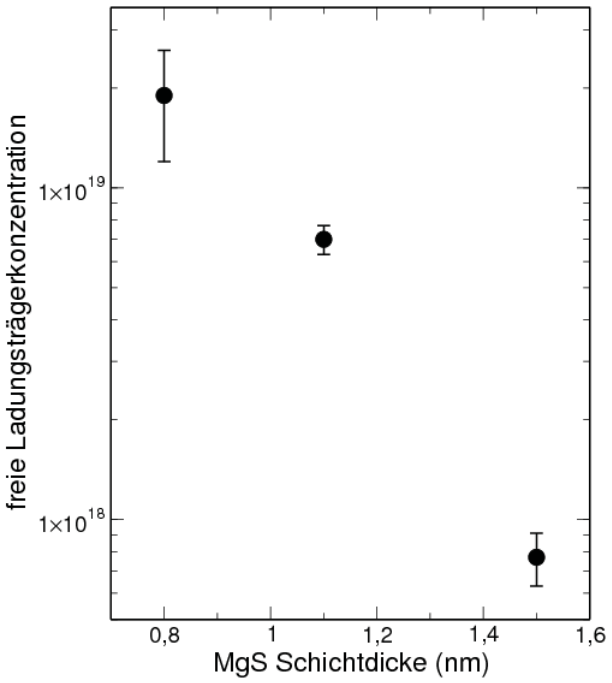


Abb. 6.11: Gemittelte freie Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit der MgS Schichtdicke.

konzentration. Trotzdem kann man die Messungen untereinander vergleichen und man erkennt einen Zusammenhang zwischen der über die Struktur gemittelten Ladungsträgerkonzentration und der Dicke der MgS-Schicht. Ebenso wie die Leitfähigkeit steigt auch die Ladungsträgerkonzentration der Spiegel, wenn man das MgS ausdünnt.

Die besten Leitfähigkeiten kann man mit 0.8 nm dicken MgS-Schichten erreichen. Für ein späteres Bauteil ist aber auch die Reflektivität von entscheidender Bedeutung, so dass hier ein Kompromiss eingegangen werden muss. Betrachtet man die Spiegel mit 1.1 nm MgS Dicke, so zeigen diese eine verbesserte Leitfähigkeit im Vergleich zur Referenzprobe und einen immer noch akzeptablen Brechungsindexsprung. Für weitere Untersuchungen soll also das Spiegeldesign mit 1.1 nm MgS-Schichtdicke betrachtet werden.

Durch das Hinzufügen von Spiegelpaaren sinkt die Leitfähigkeit. Abb. 6.12 zeigt den Vergleich von zwei Bragg-Spiegel mit 12 bzw. 17 Perioden um dies zu verdeutlichen. Wie oben gezeigt, erreicht

d_{MgS} (nm)	Perioden	ρ (Ωm)	σ (S/m)
1.5	14	1.2×10^{-2}	22
1.1	14	2.0×10^{-2}	50
1.1	12	4.5×10^{-2}	81

Tab. 6.3: Vergleich des spezifischen Widerstands ρ und der elektrischen Leitfähigkeit σ von Bragg-Spiegeln.

man mit dem DBR mit 1.1 nm MgS bei 14 Perioden die gleiche Reflektivität wie bei einem DBR mit 1.5 nm MgS und 12 Perioden. Untersucht man diese beiden Strukturen in Hinblick auf ihre Leitfähigkeiten, so zeigt sich, dass der Spiegel mit 1.1 nm MgS trotz gleicher Reflektivität eine bessere Leitfähigkeit aufweist. Die entsprechenden I-V-Kennlinien sind in Abb. 6.13 dargestellt. Die Kennlinie A zeigt den Spiegel mit 1.1 nm MgS und angepasster Reflektivität, die Kennlinie B den DBR mit 1.5 nm MgS und 12 Perioden. Als Vergleich ist noch ein DBR mit 12 Perioden und 1.1 nm MgS in Kennlinie C dargestellt. Ein Vergleich der elektrischen Leitfähigkeiten und spezifischen Widerstände bei einer Bestriebstannung von 3 Volt ist in Tabelle 6.3 gezeigt. Der Bragg-Spiegel mit den dünneren MgS-Schichten zeigt bei gleicher Reflektivität eine Verbesserung der Leitfähigkeit fast um den Faktor zwei.

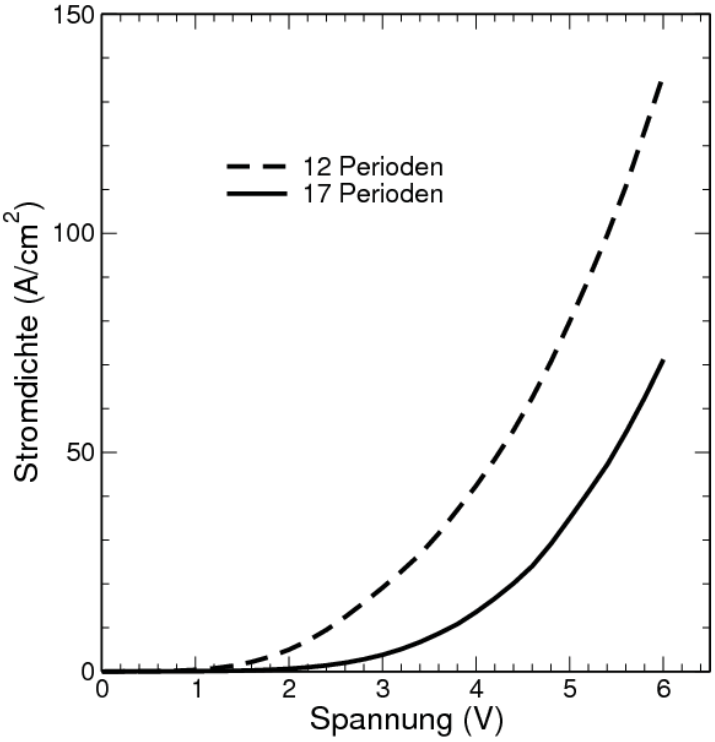


Abb. 6.12: Vergleich der I-V-Kennlinien von zwei Bragg-Spiegeln mit 1.5 nm MgS-Schichten mit 12 bzw. 17 Perioden. Bei einer größeren Periodenzahl sinkt die Leitfähigkeit.

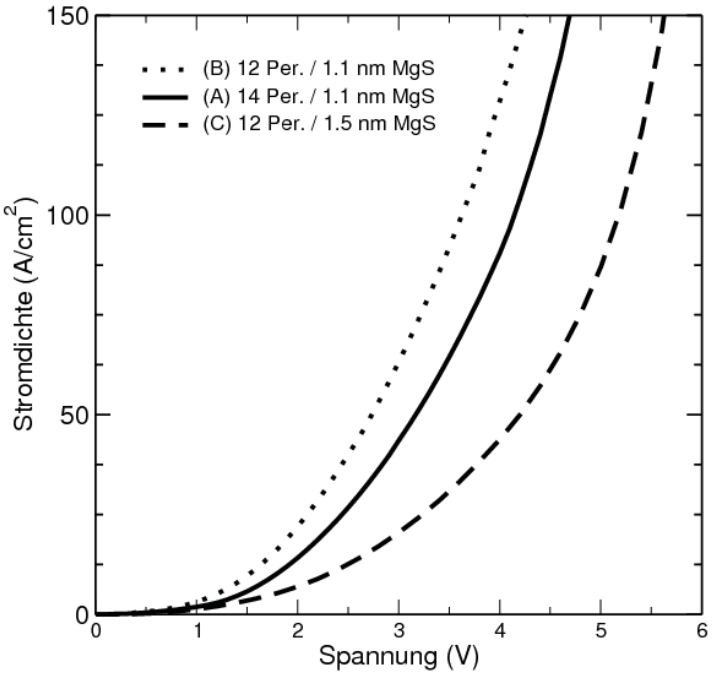


Abb. 6.13: Vergleich der IV-Kennlinien von Bragg-Spiegeln. Die Linien B und C zeigen Kennlinien von 12 Perioden DBRs mit 1.1 bzw. 1.5 nm MgS-Schichtdicke im Übergitter. Der Spiegel A zeigt einen DBR mit 1.1 nm MgS und 14 Perioden. Durch das Hinzufügen von zwei weiteren Spiegelpaaren kann die Reflektivität an den DBR B angeglichen werden. A zeigt eine deutlich bessere Leitfähigkeit als B.

6.4 Fazit

Es ist gelungen, mittels der Ausdünnung der MgS-Schichten im Niedrigindexübergitter die Leitfähigkeit der n-dotierten Bragg-Spiegel zu erhöhen. Dies geht weder zu Lasten der Kristallqualität noch der spektralen Lage des Stoppbandes. Durch zusätzliche Spiegelpaare kann auch die maximale Reflektivität auf ein vergleichbares Niveau angehoben werden, wobei selbst dann noch eine erhöhte Leitfähigkeit vorhanden ist. Man erhält so einen Parameterraum, in dem man ohne Einbußen der kristallinen Qualität Spiegel mit genauen Anforderungen an Leitfähigkeit und Reflektivität herstellen kann. Noch höhere Leitfähigkeiten sind möglich, gehen aber zu Lasten der Reflektivität und wurden aus diesem Grund nicht weiter untersucht. Das Spiegeldesign mit 1.1 nm MgS-Dicke wird im weiteren Verlauf als Standarddesign für die im nächsten Kapitel vorgestellten Bauelemente verwendet.

7 BAUELEMENTE

In diesem Kapitel werden die in den vorherigen Kapiteln vorstellten Konzepte im Hinblick auf die Realisierung von elektrisch betriebenen Bauelementen zusammengeführt.

Drei unterschiedliche Lichtemitter, die jedoch auf dem gleichen Prinzip beruhen, werden vorgestellt. Das charakteristische Merkmal dieser Strukturen ist die Verwendung von Bragg-Spiegeln. Man kann zwei Gruppen von Bauelementen unterscheiden: die Leuchtdioden (in diesem Fall die Leuchtdioden mit und ohne oberen Spiegel) und die Laserdioden. Der Aufbau dieser Strukturen ist ähnlich und unterscheidet sich nur in der Anzahl der Perioden beim Bragg-Spiegel.

Zuerst werden das aktive Gebiet der Bauelemente vorgestellt und erste Resultate der Intra-Kavitätskontakte gezeigt. Danach werden die verschiedenen Dioden beschrieben und Ergebnisse präsentiert. Abb. 7.1 zeigt eine mit den Konzepten dieser Arbeit hergestellten LED im Betrieb. Die Struktur hat eine Größe von etwa 1 $\times$ 0.4 mm^2.

7.1 Kavität mit aktivem Gebiet

Eines der wichtigsten Teile einer Leucht- bzw. Laserdiode ist das aktive Gebiet in dem das Licht erzeugt wird. Die theoretischen Hintergründe hierzu wurden bereits in Kapitel 2 dargestellt. Hier soll nun spezieller auf die Struktur und die Eigenschaften des verwendeten aktiven Mediums und der Kavität eingegangen werden.

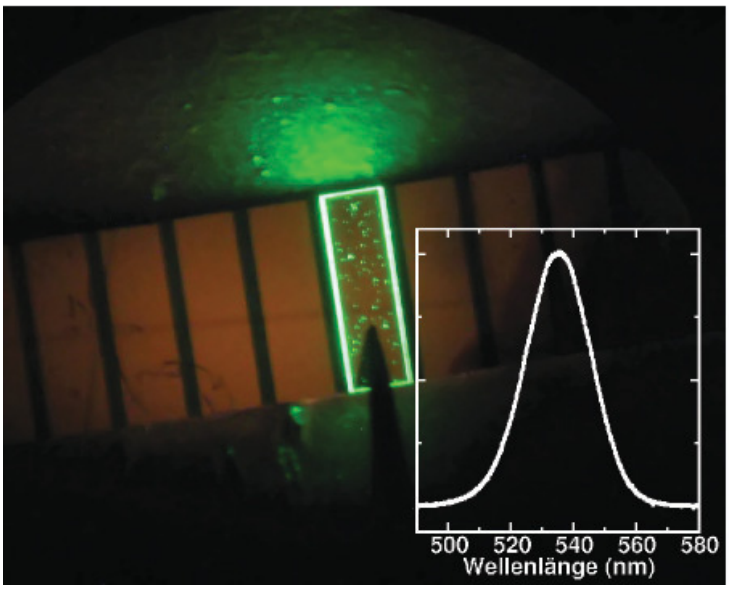


Abb. 7.1: Foto einer RCLED im Betrieb mit Spektrum von Quantenpunkten im elektrischen Betrieb. Das Spektrum wurde von Arne Gust aufgenommen.

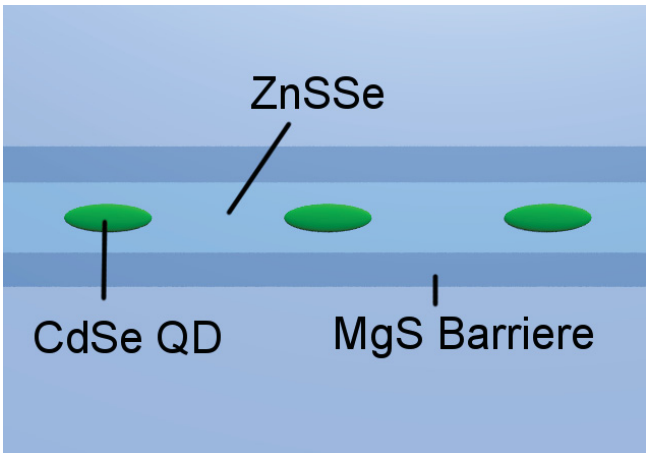


Abb. 7.2: Schematische Darstellung des aktiven Gebietes. Die CdSe-Quantenpunkte sind in einer ZnSSe-Schicht eingebettet und von MgS Barrieren umschlossen.

Quantenpunkte Für die Lichtemission in Halbleiterdioden stehen verschiedene Konzepte zur Verfügung. Zu den gebräuchlichsten gehören Quantenfilme und Quantenpunkte. In dieser Arbeit wurden die Letzteren verwendet.

Bei den Quantenpunkten (QDs) handelt es sich um CdSe-QDs, die selbst-organisiert wachsen und in einer ZnSSe Schicht eingebettet sind (Passow u. a. 2001). Durch den Einsatz von MgS-Barrieren lässt sich der Einschluss der Ladungsträger noch erhöhen (Gust u. a. 2005). Eine schematische Darstellung des aktiven Gebietes ist in Abb. 7.2 gegeben. Auf Einzelheiten bezüglich der Quantenpunkte wird in dieser Arbeit nicht eingegangen; es sei auf die noch nicht veröffentlichte Dissertation von A. Gust verwiesen (Gust).

Ein Spektrum der untersuchten Quantenpunkte in einer RCLED im elektrischen Betrieb ist in Abb. 7.1 zu sehen. Man erkennt ein Maximum bei 530 nm im grünen Spektralbereich.

Das Konzept der in dieser Arbeit verwendeten Quantenpunkte basiert auf den Arbeiten von T. Passow und A. Gust der Arbeitsgruppe.

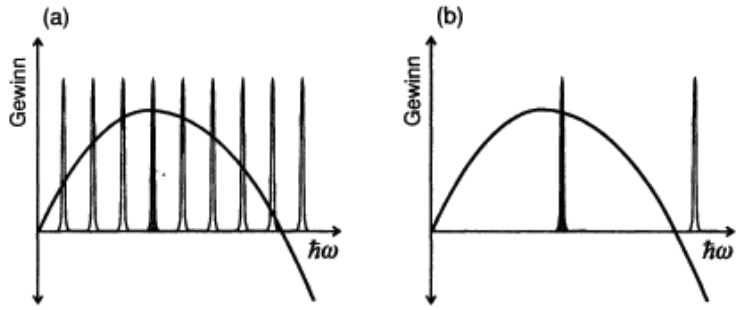


Abb. 7.3: Vergleich von optischer Modendichte und Verstärkungskurve eines Kantenemitters (links) und eines VCSELs (rechts) (Hense 1999).

Kavität Eine Kavität (oder auch Fabrit-Perot-Kavität) ist ein optischer Resonator, welcher durch zwei planparallele Spiegel mit einem definierten Abstand gebildet wird (Fabry und Perot 1899). Ist dieser Abstand, wie in dieser Arbeit gegeben, im Bereich der Wellenlänge des sichtbaren Lichts, spricht man auch von einer optischen Mikrokavität. In einer solchen Kavität werden optische Moden neben der fundamentalen Resonanzmode und ihren Oberschwingungen unterdrückt (Schubert u. a. 1994). Dies ist in Abb. 7.3 verdeutlicht.

Die Kavität umschließt das aktive Gebiet und sorgt durch die richtige Wahl der Dicke für ein Maximum des elektrischen Feldes im Bereich der Quantenpunkte, wie es für die hier untersuchten Bauelemente wünschenswert ist. Die Anschlussbedingungen sind in Abb. 7.4 gezeigt. Für die hier vorgestellten Strukturen benötigt man eine kosinusartige n λ-Kavität aus Hochindexmaterial ($n \in \mathbb{N}$). Bei dotierten Strukturen wurde jeweils die Hälfte der Kavität oberhalb (p) bzw. unterhalb (n) des aktiven Gebietes dotiert.

Alle hier untersuchten Strukturen besitzen eine 2-λ-Kavität. Diese hat den Vorteil, dass die dotierten Bereiche der Kavität dicker sind als bei λ Kavitäten, und so dass die Prozessierung für Intra-Kavitätskontakte vereinfacht wird.

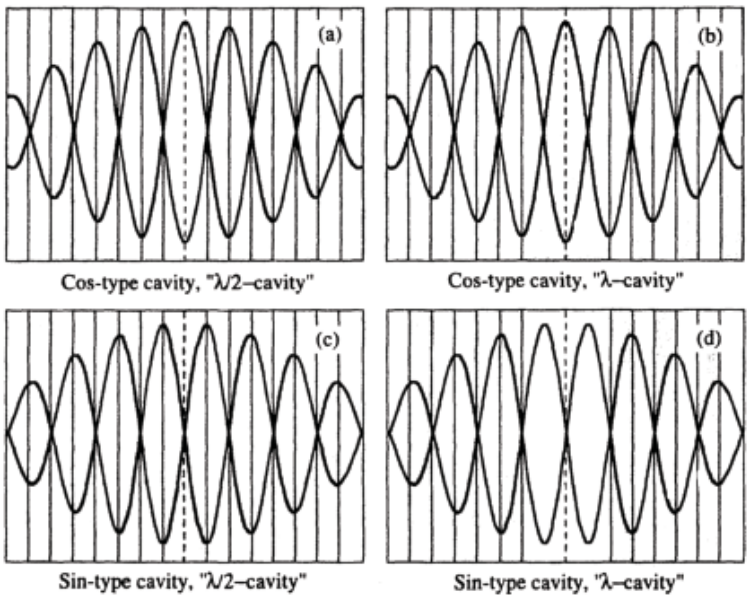


Abb. 7.4: Amplitudenverteilung des elektrischen Feldes in einem VCSEL.
Die beiden oberen Bilder zeigen eine Kavität mit einem Maximum im Zentrum, wie sie für Laser erforderlich ist. (a) $\lambda/2$ Kavität aus Niedrigindexmaterial, (b) λ Kavität aus Hochindexmaterial.
Die beiden unteren Bilder zeigen einen unerwünschten Aufbau mit Schwingungsknoten im Zentrum. (c) $\lambda/2$ Kavität aus Hochindexmaterial, (d) λ Kavität aus Niedrigindexmaterial (Yokoyama und Ujihara 1995).

7.2 Intra-Kavitätskontakte

Der herkömmliche Aufbau einer elektrisch betriebenen Leucht- oder Laserdiode besteht aus einer p- und einer n-dotierten Seite, die direkt bzw. durch das Substrat hindurch kontaktiert werden. Bei den hier vorgestellten RCLED- und VCSEL-Strukturen verhindert die geringe Leitfähigkeit der p-dotierten Spiegel diesen Ansatz (Otte u. a. 2005). Um genügend hohe Stromdichten im aktiven Gebiet bei sinnvollen Spannungen zu erreichen, muss die Kontaktierung direkt an der Kavität geschehen (Strijbos u. a. 2000; Augustin u. a.). Eine Unterbrechung des Wachstums und ex-situ Prozessierung kommt nicht in Frage, da eine hinreichende Qualität der obersten Schicht für ein Überwachsen mit einem Bragg-Spiegel nach dem Ausschleusen aus dem UHV nicht gewährleistet ist.[1] Die einzige Möglichkeit bei einer komplett epitaktisch hergestellten Struktur ist der Weg über die nachträgliche Prozessierung. Hierbei müssen Teile des Spiegels bis zum p-dotierten Teil der Kavität abgetragen werden. An diesen Stellen kann dann ein Metallkontakt aufgebracht werden.

Die Prozessierung ist in Abb. 7.5 illustriert. Das oberste Bild zeigt die unbehandelte Struktur, sie wurde lediglich in eine für die Technologie günstige Größe gespalten. Zunächst wird dann eine Maske aus Fotolack aufgetragen. Diese schützt die darunter liegende Schicht beim Trockenätzen (2. Bild von oben). Dann wird mittels Ionenstrahlätzens die unbedeckte Schicht bis in die p-dotierte Kavität herunter geätzt (3. Bild von oben). Anschließend wird ein Metallkontakt aufgedampft. Dieser bedeckt die gesamte Probe. Durch einen Lift-Off-Prozess wird der Fotolack von der Probe entfernt. Dadurch wird die vorher bedeckte Oberfläche freigelegt. Aus dieser Öffnung kann nun das Licht ausgekoppelt werden (unteres Bild).

Der kritische Schritt bei diesem Verfahren ist das Herunterätzen in

[1] Ein anderer Ansatz ist die Verwendung von dielektrischen Spiegeln, der im nächsten Abschnitt erläutert wird.

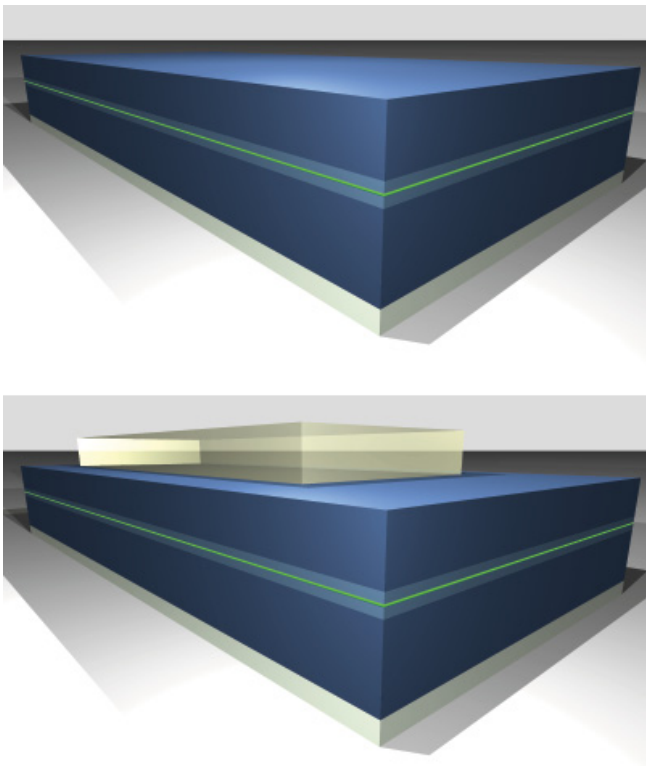


Abb. 7.5:
Prozessierungsschritte bei einem Intra-Kavitäts-Kontakt:

(oben)
Struktur nach dem Wachstum

(2. v. oben)
Auftragen einer Maske aus Fotolack

(3. v. oben)
Herunter ätzen in den oberen Bereich der Kavität

(unten)
Auftragen eines Goldkontaktes und Entfernen des Fotolacks

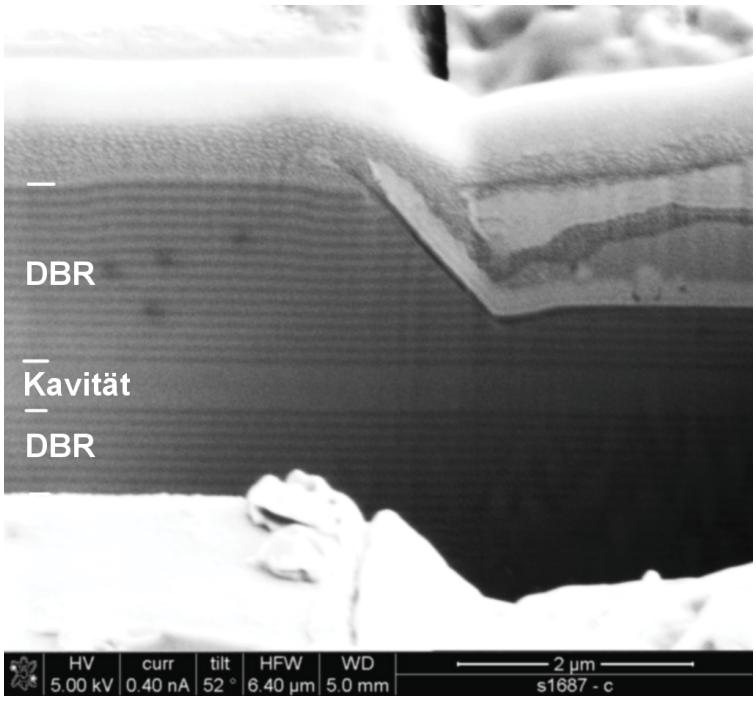


Abb. 7.6: RTM Aufnahme der Prozessierung eines Intra-Kavitätskontaktes.

die Kavität. Diese nur etwa 400 nm dicke Schicht ist nur im oberen Viertel p-dotiert. Man muss also beim Ätzen eine 100 nm dicke Schicht treffen, um einen Kontakt aufbringen zu können. Um dies zu gewährleisten, müssen die Ätzraten sehr genau bekannt sein. Um diese zu bestimmen wurden Testätzungen von Torben Rohbeck an DBR- und VCSEL-Strukturen durchgeführt, die genau der Zusammensetzung der späteren Bauelemente entsprechen. Bei den Bragg-Spiegeln ergaben sich Ätzraten von 82 $\frac{\text{nm}}{\text{min}}$.

Abb. 7.6 zeigt eine RTM-Aufnahme von ersten Ätzversuchen für die Prozessierung. Man erkennt, dass die Schicht nicht tief genug geätzt wurde.

Weitere Untersuchungen im Hinblick auf Intra-Kavitätskontakte konnten aufgrund von längeren Ausfallzeiten des Ionenstrahlätzers nicht durchgeführt werden.

$\frac{\text{mn}}{\text{Typ}}$	400	450	480	500	520	550	600
SiO_2	1.558	1.553	1.550	1.549	1.548	1.546	1.544
TiO_2	2.996	2.813	2.746	2.711	2.683	2.648	2.605

Tab. 7.1: Brechungsindizes von SiO_2 und TiO_2 zwischen 400 und 600 nm.

7.3 Dielektrische Spiegel

Neben epitaktisch aufgebrachten Spiegeln gibt es auch dielektrische Spiegel. Sie basieren auf dem gleichen Prinzip wie die vorher vorgestellten DBRs, bestehen aber aus SiO_2 und TiO_2 . Diese beiden Materialien zeichnen sich durch einen hohen Brechungszahlsprung aus, können aber nicht dotiert werden und wirken daher als Isolator. Die Materialien haben einen Brechungsindex von 1,5 (SiO_2) bzw. 2,7 (TiO_2) (Kasikov u. a. 2006; Aarik u. a. 2002; Xi u. a. 2005; Devore 1951). Der somit erzielbare Indexsprung von 1,2 ist mehr als doppelt so groß wie derjenige der epitaktisch hergestellten Schichten. Dies ermöglicht es, mit deutlich weniger Spiegelpaaren die gleichen maximalen Reflektivitäten zu erreichen.

Die Brechzahlen für den in dieser Arbeit relevanten optischen Spektralbereich von 400 bis 600 nm sind in Tabelle 7.1 gezeigt. Eine graphische Auftragung der Dispersion ist in Abb. 7.7 gegeben.

Mit diesen Materialien lassen sich hochreflektive Spiegel im blaugrünen Spektralbereich realisieren (Honda u. a. 1996). Solche Spiegel werden u. a. für oberflächen-emittierende LEDs und Laser eingesetzt. In der Literatur finden sich Beispiele für solche Bauelemente mit einem oder sogar zwei dielektrischen Spiegeln (Roux u. a. 1999).

Bei der vorliegenden Arbeit bieten die dielektrischen Spiegel die Möglichkeit, den oberen Spiegel nach dem Wachstum ex-situ mittels einer Sputteranlage aufzutragen (Scherer u. a. 1992; Petter

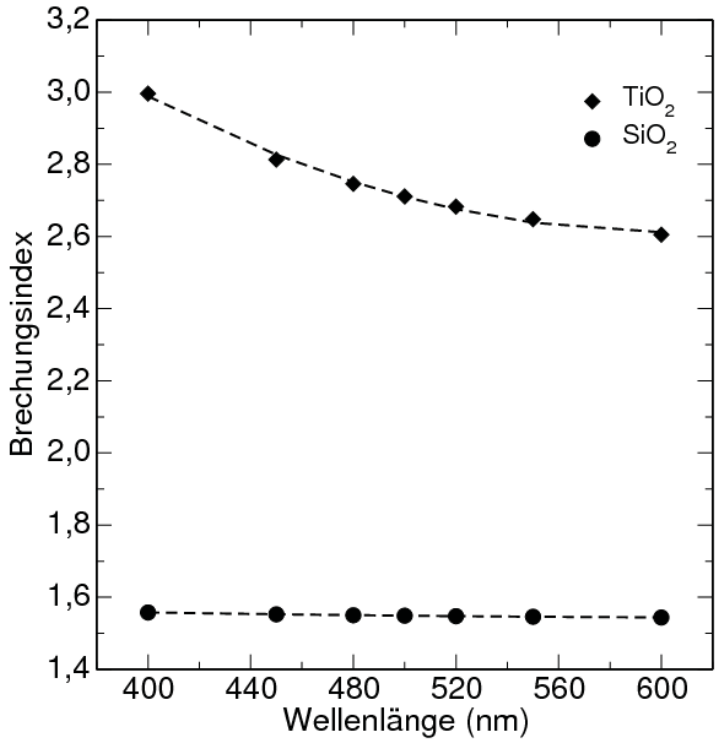


Abb. 7.7: Dispersion von Siliziumdioxid und Titandioxid.

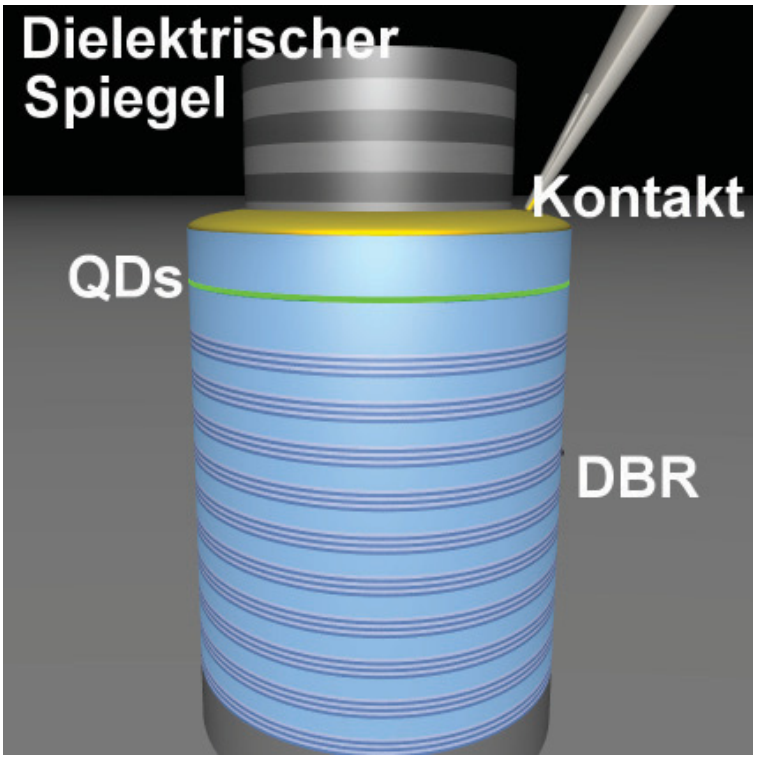


Abb. 7.8: Schematische Darstellung einer RCLED-Struktur mit oberem dielektrischen Spiegel. Der p-Kontakt ist als intra-Kavitätskontakt realisiert.

2002).

Erste Versuche mit diesen Spiegeln wurden auf Glassubstraten durchgeführt. Die Zielwellenlänge für diese Spiegel betrug 500 nm. Wie im Grundlagenkapitel erläutert wurde, benötigt man für Bragg-Spiegel Schichten mit einer optischen Dicke von einer viertel Wellenlänge.

$$d = \frac{\lambda}{4n} \tag{7.1}$$

Mit den entsprechenden Brechungsindizes ergeben sich Zielschichtdicken von 78 nm für SiO_2 bzw. 46 nm für TiO_2 .

Für eine erste Abschätzung der benötigten Spiegelpaare wurde eine Simulation der erwarteten Reflektivität berechnet. Für diese Simulation wurde MatLab verwendet. Das Simulationsprogramm

wurde von Heiko Dartsch aus der Arbeitsgruppe zur Verfügung gestellt.

Die Ergebnisse für drei, fünf und sieben Paare sind in Abbildung 7.9 gezeigt. Bei dem oberen Graphen in Abb. 7.9 wurde als Unterlage Glas mit einem Brechungsindex von 1.5 angenommen. Dies entspricht dem Brechungsindex von Borosilikatglas, welches ein typisches Material für die verwendeten Objektträger aus Glas ist (Marienfeld 2008). Solche Objektträger wurden als Substratersatz für erste Tests verwendet.

In dem unteren Teil der Abbildung 7.9 wurde als Unterlage eine ZnSSe-Schicht angenommen. Dies entspricht der eigentlichen Schicht bei den hergestellten Strukturen, auf denen die Spiegel aufgetragen werden sollen. Bei beiden Unterlagen erreicht man mit 7 Perioden eine Reflektivität von 99%. Bei weniger Perioden erkennt man geringere Werte für Spiegel auf einem Glassubstrat. Dies rührt aus dem geringeren Brechungsindex des Glases im Vergleich zu ZnSSe her, aus dem die Kavität der Bauelemente besteht.

In Abb. 7.10 ist eine REM-Aufnahme eines dielektrischen Spiegels mit drei Perioden gezeigt.

Zuerst sollen nun die Ergebnisse der Testspiegel auf Glas und ZnSSe gezeigt werden. Neben dreiperiodigen Spiegeln wurden auch zwei- und fünfperiodige Strukturen abgeschieden. Abb. 7.11 zeigt die Reflexionsspektren von dielektrischen Spiegeln mit zwei bzw. fünf Perioden und die zugehörigen Simulationen. Mit zwei Perioden lassen sich Reflektivitäten von 75% erreichen. Dies reicht zwar nicht für oberflächen-emittierende Laser, findet aber eine Anwendung z.B. in der Verspiegelung von Laserfacetten herkömmlicher Kantenemitter (Petter 2002).

Die dielektrischen Schichten mit fünf Spiegelpaaren erreichen Reflektivitäten von 96% (Glas) und 93% (ZnSSe) und stimmen gut mit der Simulation überein. Die Probe mit dem Spiegel auf einer dicken ZnSSe-Schicht zeigt eine um wenige Prozentpunkte geringere Reflektivität. Die ZnSSe Kalibrierungsschicht, die für diese Spiegelexperimente verwendet wurde, war zu dieser Zeit bereits ei-

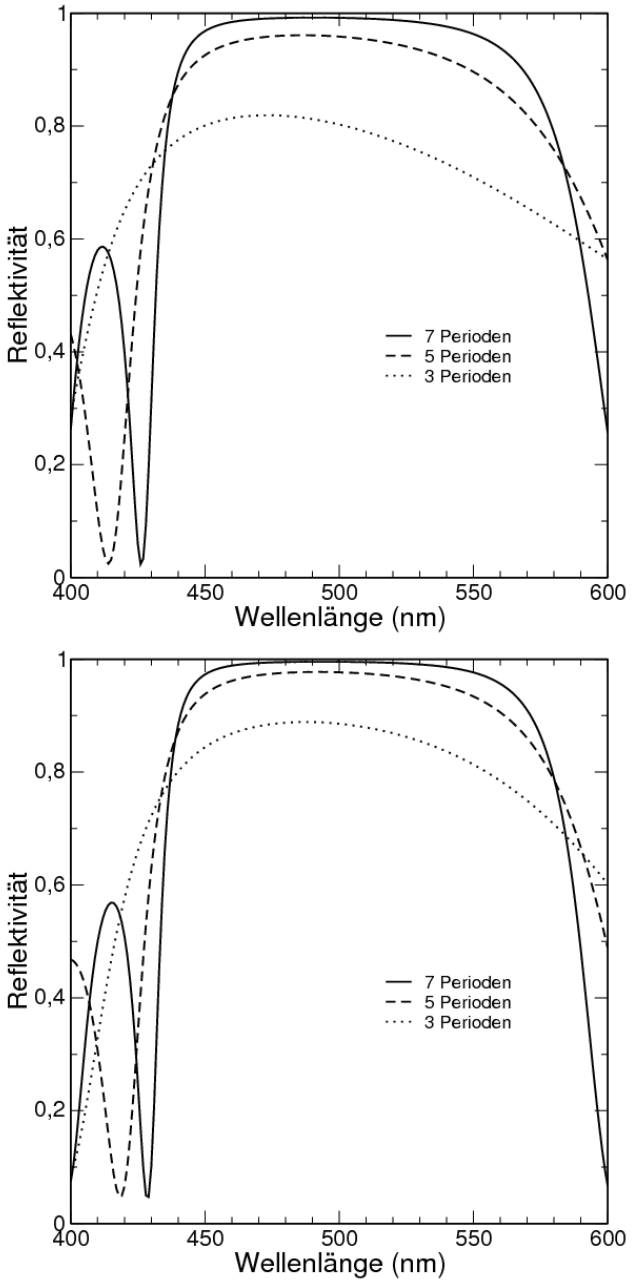


Abb. 7.9: Simulation der Reflektivität von dielektrischen Spiegeln aus TiO_2 und SiO_2 mit drei, fünf und sieben Bragg-Paaren.
(oben) Als Unterlage dient ein Objektträger aus Glas. Bei 520 nm erreicht man 77% (3 Perioden), 94% (5 Perioden) bzw. 99% (7 Perioden).
(unten) Als Unterlage wurde eine ZnSSe Schicht angenommen, wie sie auch bei den untersuchten Strukturen vorhanden ist. Bei 520 nm erreicht man 86% (3 Perioden), 96% (5 Perioden) bzw. 99% (7 Perioden).

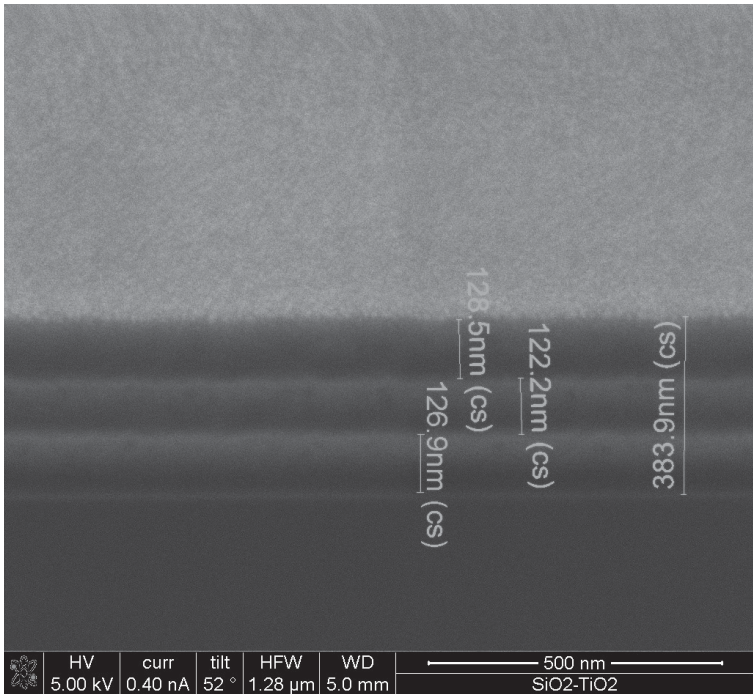


Abb. 7.10: Rasterelektronen-Mikroskopaufnahme eines dreiperiodigen dielektrischen Spiegels. Eine Dickenabschätzung der einzelnen Spiegelpaare ist im Bild eingezeichnet. Die theoretische Dicke eines Spiegelpaares liegt bei 124 nm. Eine Messung über die vorliegende REM Aufnahme ergab 125 nm $\pm$ 3 nm.

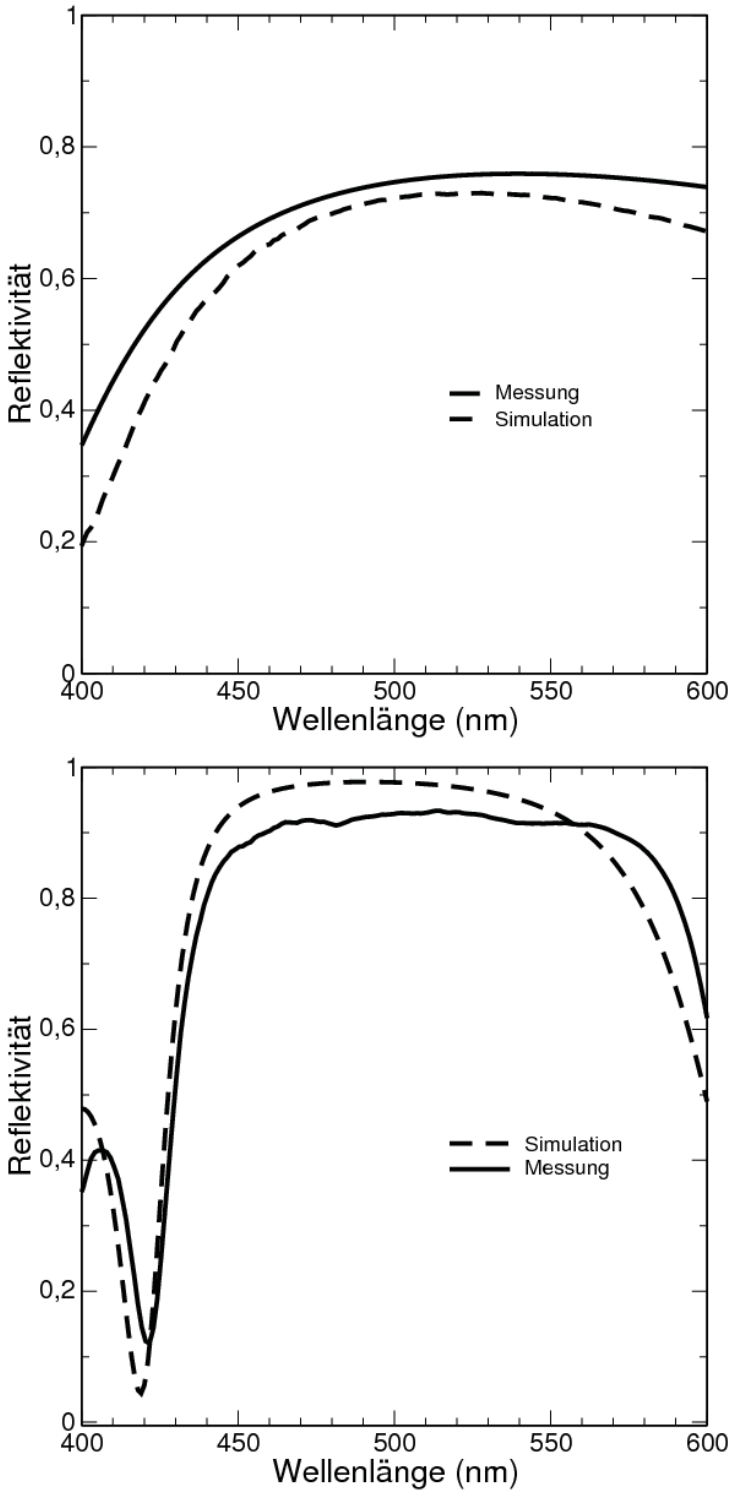


Abb. 7.11: Vergleich der Simulation und der Messung der Reflektivität von dielektrischen Spiegeln auf ZnSSe. (oben) zwei Perioden, (unten) fünf Perioden.

nige Monate alt, weshalb sich Degradationseffekte der Oberfläche nicht ausschließen lassen, die diese leicht reduzierte Reflektivität erklären. Die bei der Simulation ermittelten Schichtdicken von 42 nm für TiO_2 und 75 nm für SiO_2 liegen nah bei den berechneten Werten von 46 nm bzw. 78 nm.

Im nächsten Schritt wurden dann die entwickelten dielektrischen Spiegel auf RCLED Strukturen aufgebracht. Das Wachstum der Schichten wurde also nach der Kavität beendet. Eine Kontaktschicht wurde nicht aufgewachsen. Als Beispiel soll hier eine RCLED mit 14 Spiegelpaaren unterhalb der Kavität dienen. Die Reflexionsspektren mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) dielektrischem Spiegel sind in Abb. 7.12 gezeigt. Man erkennt ein deutliche Verbreiterung der Bereiche hoher Reflektivität. Auch der Q-Wert der Strukturen konnte von 25 auf 50 verdoppelt werden. Der Q-Faktor ist das Verhältnis der Resonanzfrequenz ν_0 und der Breite der Resoanz $\Delta\nu$ bei halber Höhe (engl. FWHM, full width at half maximum):

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}. \tag{7.2}$$

Ein Problem dieses Ansatzes ist die weitere Prozessierung. Beispiele für mögliche Prozessierungen sind die Strukturierung von Mesen mittels Fotolack und eines Lift-Off Prozesses oder eine Auftragung des Kontakts vor den Spiegeln. Dieser einfache Weg der Prozessierung von Intra-Kavitätskontakten ist allerdings nicht möglich. Experimente haben gezeigt, dass der Fotolack nach dem Aufsputtern fest mit dem Halbleiter verbunden ist. Ein Lift-Off Prozess ist nicht mehr durchführbar. Für eine Kontaktierung der Schichten bleibt dann nur noch der Ansatz über einen Ätzschritt wie er für komplett epitaktisch hergestellte Schichten ebenfalls notwendig ist. In diesem Fall scheint es dann jedoch sinniger zu sein die erforderliche Technologie auf komplett gewachsene Strukturen anzuwenden, da dort ein Verstimmen der Spiegel zueinander praktisch ausgeschlossen werden kann, und auch keine Verunreinigung an der Grenzfläche der Kavität zum oberen Spiegel durch

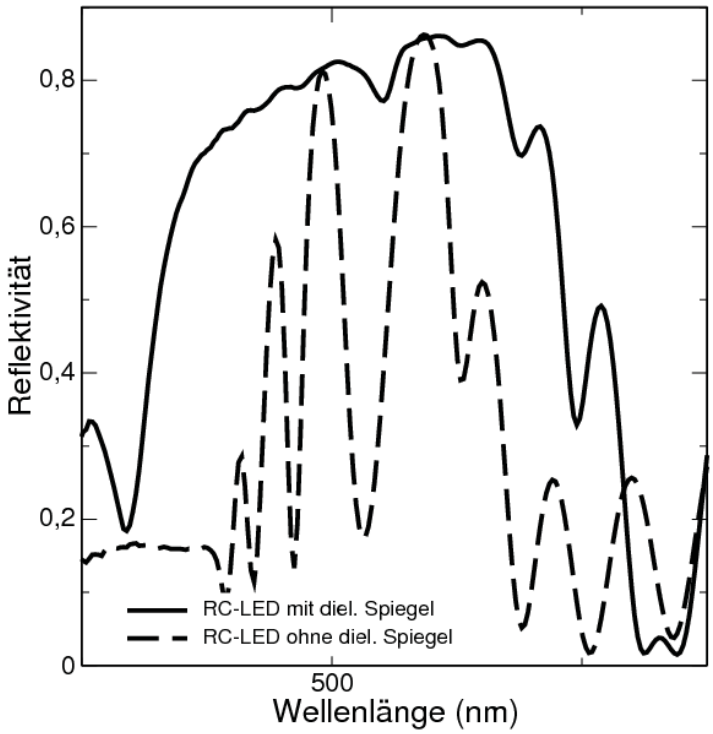


Abb. 7.12: Reflexionsspektrum einer RCLED mit 14 unteren Spiegelpaaren und einer 2 λ Kavität mit und ohne oberen Spiegel. Der obere dielektrische Spiegel besteht aus fünf Perioden SiO_2 / TiO_2 .

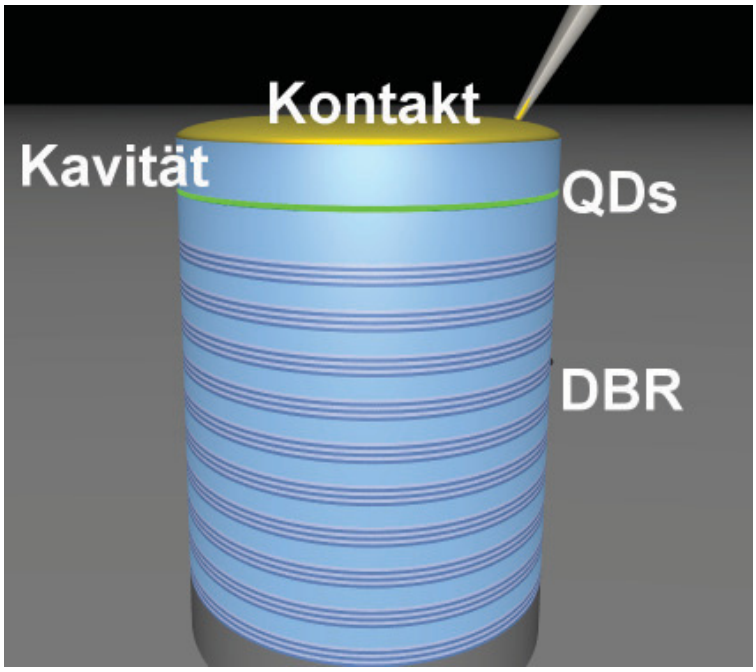


Abb. 7.13: Schematische Darstellung einer RCLED.

den Transfer an Luft auftritt.

Nichts desto trotz zeigt sich, dass mit den dielektrischen Spiegeln hohe Reflektivitäten erreichbar sind und die Spiegel gut auf die epitaktisch hergestellten Schichten abgeschieden werden können. Dies bietet die Möglichkeit, Proben, die für andere Experimente ohne oberen Spiegel hergestellt wurden, weiter zu prozessieren und so z.B. für optische Untersuchungen weiter zu verwenden.

7.4 Leuchtdioden ohne oberen Spiegel

Die ersten Versuche, elektrisch betriebene Bauelemente herzustellen, wurden mit Leuchtdioden mit resonanter Kavität (RCLEDs) durchgeführt. Bei diesem Bauteil handelt es sich um eine Quantenpunkt-LED mit unterliegendem Bragg-Spiegel. Auf einen oberen Spiegel wurde zugunsten einer ZnTe-Kontaktschicht verzichtet. Eine schematische Skizze dieser Struktur ist in Abb. 7.13 gezeigt.

Um die elektrischen Eigenschaften der RCLEDs zu untersuchen und den Einfluss des unteren Spiegels zu ermitteln, wurden erste Experimente mit konventionellen Kontakten durchgeführt. Die Dioden wurden von oben mit Metallkontakten bedampft und in Spaltengeometrie (s. Kap. 5) prozessiert. Zu Vergleichszwecken wurde mit den gleichen Wachstumsparametern und identischen Rezepten für die aktive Zone und die Kontaktschicht auch eine reine LED Struktur hergestellt. Sie hat bis auf den fehlenden unteren Spiegel die gleiche Struktur wie die RCLED. Diese LEDs wurden dann elektrisch vermessen. Die Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abb. 7.14 gezeigt. Die beiden Charakteristiken liegen eng beieinander. Natürlich lässt sich ausgehend von wenigen Proben keine quantitative Aussage ableiten aber man erkennt, dass die RCLED keine deutlich schlechtere Kennlinie aufweist und somit kein generelles Problem bei dem elektrischen Betrieb solcher Strukturen auftreten sollte.

7.5 Leuchtdioden mit resonanter Kavität

Aufbauend auf der RCLED kann man diese mit einem oberen Bragg-Spiegel abschließen (Schubert u. a. 1994). Dieser obere Spiegel führt allerdings dazu, dass die Diode nicht mehr ohne weiteres von oben kontaktiert werden kann. Für diesen Ansatz sind die Leitfähigkeiten der p-dotieren Spiegel zu gering (Otte u. a. 2005). Hier bietet der Ansatz der Intra-Kavitätskontakte eine Lösung. Dabei erfolgt die Kontaktierung der oberen p-dotierten Seite direkt nach der Kavität unterhalb des Spiegels. Diese wurde in Abschnitt 7.2 beschrieben. In Abb. 7.15 ist ein Reflexionsspektrum einer RCLED mit einem unteren Spiegel mit 14 Perioden (n-dotiert) und einem oberen Spiegel mit 11 Perioden (undotiert) gezeigt. Man erkennt ein ausgeprägtes Stoppband und die Resonanzlinie des Resonators bei 515 nm.

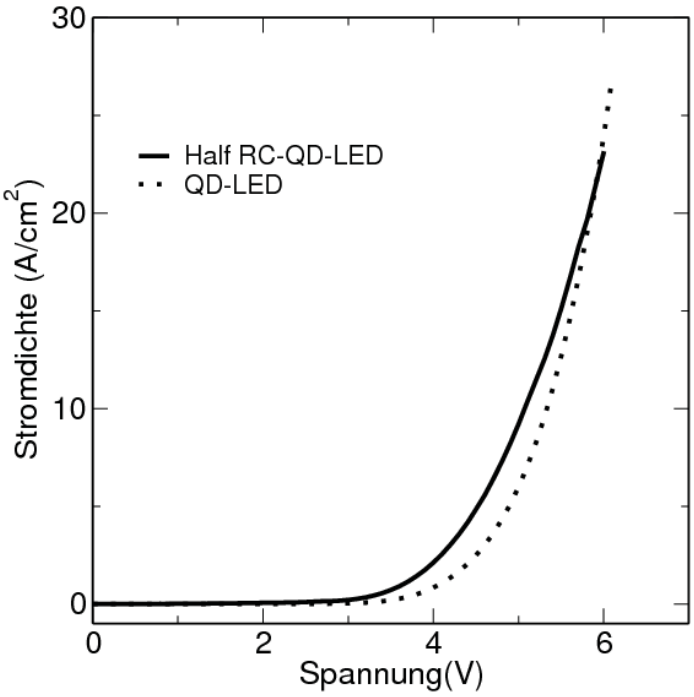


Abb. 7.14: Vergleich der elektrischen Eigenschaften von LED und RCLED. Die Stromleitung durch die dotierten Spiegel hat keinen signifikanten Einfluss auf die Betriebscharakteristik der LEDs.

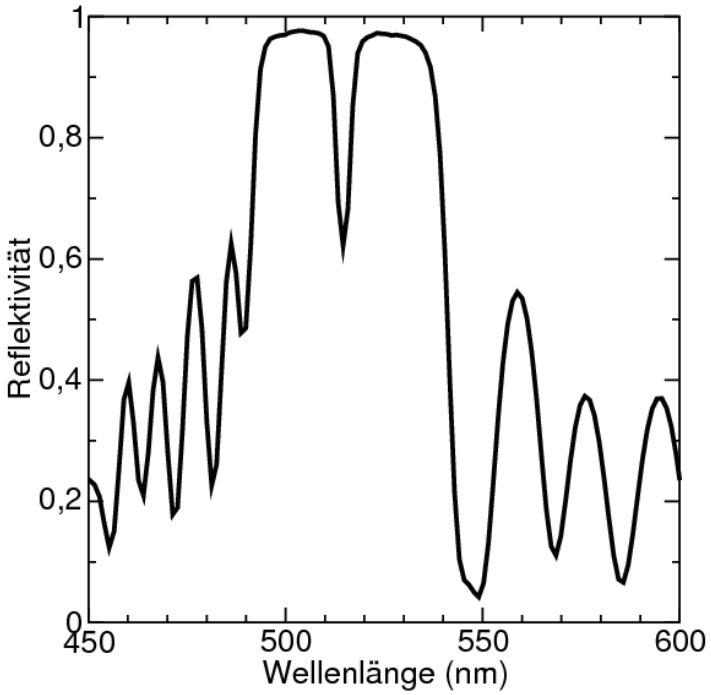


Abb. 7.15: Reflexionsspektrum einer RCLED mit 11/14 Perioden und einem Q-Faktor von 100. Die Resonanz liegt bei 515 nm.

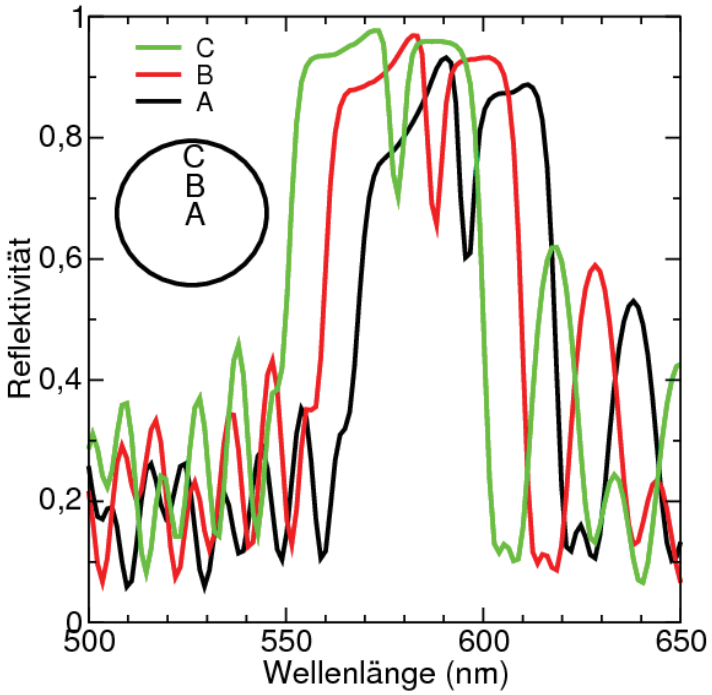


Abb. 7.16: Reflexionsspektren eines 15/18 Perioden VCSELs. Man erkennt das unterschiedliche Temperaturverhalten des 2 Zoll Substrates. In den Randbereich herrschen andere Temperaturen als im Zentrum des Wafers. Hierdurch ergeben sich unterschiedlichen Wachstumsraten und somit eine verschobene spektrale Lage.

7.6 Laserstrukturen

Erhöht man die Periodenzahl der Bragg-Spiegel und steigert damit die Reflektivitäten auf Werte über 99%, erreicht man eine genügend hohe Verstärkung im aktiven Gebiet, um Lasing zu erreichen. In diesem Fall spricht man von einem VCSEL (Vertical-cavity surface-emitting laser). In dem untersuchten Materialsystem benötigt man Bragg-Spiegel mit über fünfzehn Perioden, um genügend hohe Reflektivitäten zu erreichen. Abb. 7.16 zeigt Reflexionsspektren von einem VCSEL mit einem 18 periodigen unteren Spiegel (n-dotiert) und einem 15 periodigen oberen Spiegel (undotiert). Die über den Wafer verteilten Messpunkte zeigen deutlich,

dass ein Temperaturgradient vorliegt[2].

7.7 Fazit

Es wurden verschiedene Konzepte vorgestellt, die für elektrisch betriebene Oberflächen-Emitter geeignet sind. Um ohne leitfähigen oberen Spiegel einen elektrischen Betrieb zu realisieren, kann ein Intra-Kavitätskontakt verwendet werden. Dieser kann technologisch über das Herunterätzen von Epitaxieschichten in die Kavität geschehen ober über das nachträgliche Auftragen von dielektrischen Spiegeln. Beide Verfahren sind technologisch sehr anspruchsvoll und bedürfen noch weiterer Untersuchungen. Grundlegend steht einem elektrisch betriebenen Bauelement jedoch nichts im Weg, denn das entscheidende Bauteil, der leitende Bragg-Spiegel, bietet hinreichend gute Leitfähigkeiten dafür. Dies konnte am Beispiel der RCLED gezeigt werden. Dieses Bauelement mit einem n-dotieren DBR konnte elektrisch betrieben werden.

[2]Dies entspricht dem Verhalten was schon in Kap. 3 beim Deoxidieren des Substrates beobachtet werden konnte.

8

ZUSAMMENFASSUNG

Ziel dieser Arbeit war die Realisierung von elektrisch betriebenen, oberflächen-emittierenden Bauelementen im grünen Spektralbereich auf Basis des ZnSe Materialsystems. Grundlage hierfür waren Arbeiten des Instituts für Festkörperphysik in Bereichen der Kantenemitter, VCSEL- und Quantenpunktstrukturen. Es wurden folgende Schritte unternommen:

Zuerst wurden die Bragg-Spiegel im Hinblick auf ihre elektrische Leitfähigkeit optimiert. In vorherigen Arbeiten konnte gezeigt werden, dass p-dotierte Spiegel eine sehr geringe Leitfähigkeit aufweisen und daher für elektrische Bauelemente nicht geeignet sind. Daher beziehen sich alle Ergebnisse auf n-dotierte Spiegel. Am Erfolg versprechensten erwies sich eine Modifikation im Niedrigindexübergitter. Bei diesem MgS/ZnSe-Übergitter kann in gewissen Grenzen ohne Einbußen der Kristallqualität die MgS Schicht verdünnt werden. Das MgS mit seiner hohen Bandlücke von 5.6 eV ist das Material, welches die Leitfähigkeit am meisten einschränkt. Verwendet man nun dünnere MgS-Schichten, steigt die Leitfähigkeit der Spiegel deutlich an. Daneben verliert man aber auch Indexkontrast, da das MgS für den geringen Brechungsindex des Übergitters verantwortlich ist. Untersuchungen haben gezeigt, dass dieser Verlust durch mehr Spiegelpaare problemlos ausgeglichen werden kann. Zwar fällt dann auch wieder die Leitfähigkeit, jedoch bleibt sie auf einem höheren Niveau als bei Spiegeln mit dickerer MgS-Schichtdicke. Durch das in dieser Arbeit entwickelte Probendesign für leitfähige Spiegel konnten die Leitfähigkeiten bei gleichen Reflektivitäten, nahezu um den Faktor zwei gesteigert werden.

In einem zweiten Schritt wurden die Metall-Halbleiter-Kontakte untersucht. Es hat sich herausgestellt, dass bei n-dotiertem Halbleiter Aluminium deutlich bessere Eigenschaften besitzt als das Indium, welches zuvor für die Leitfähigkeitsuntersuchungen von n-DBRs verwendet wurde. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit das Aluminium nachträglich aufzudampfen, während Indium in der Arbeitsgruppe nur in der Epitaxiekammer aufgebracht werden kann. Es wurden ebenfalls p-Kontakte untersucht. Hier gibt es Standardrezepte mit epitaktischer Kontaktschicht, wie sie z.B. für Kantenemitter benutzt werden. Da bei den Oberflächenemittern das Licht jedoch vertikal ausgekoppelt wird, beeinträchtigt eine ZnTe Kontaktschicht die optischen Eigenschaften. Vergleiche verschiedener Metall-Kontakte haben gezeigt, dass auch ohne Kontaktschicht annehmbare Kontakte realisierbar sind. Diese kommen qualitativ zwar nicht an die Kontakte mit Kontaktschicht heran, bieten aber für Bauelemente ausreichende Leitfähigkeiten.

Im dritten Schritt wurden dann verschiedene Konzepte für elektrisch betriebene, oberflächen-emittierende Bauelemente entwickelt. Da keine p-dotierten Bragg-Spiegel zur Verfügung stehen, bietet sich eine Kontaktierung im oberen Bereich der Kavität an. Es gibt verschiedene Möglichkeiten dies zu erreichen. Eine Möglichkeit ist nur einen unteren Spiegel und die Kavität epitaktisch herzustellen und dann den oberen DBR als dielektrischen Spiegel zu realisieren. Mit diesen Bragg-Spiegeln lassen sich ebenfalls gute Reflektivitäten erreichen. Eine andere Möglichkeit den Intra-Kavitätskontakt zu schaffen ist, eine komplett epitaktisch gewachsene Struktur nachträglich mittels Ionenstrahlätzens zu prozessieren. Beide Ansätze scheinen realisierbar, sind jedoch technologisch sehr anspruchsvoll.

Um zu demonstrieren, dass die in dieser Arbeit vorgestellten, leitfähigen Bragg-Spiegel für Lichtemitter geeignet sind, wurden RC-LEDs, also Leuchtdioden mit unten liegendem DBR, hergestellt. Diese wurden mit einem herkömmlichen Kontakt versehen und zeigen, dass die Leitfähigkeiten der Spiegel für den elektrischen Betrieb von Bauelementen groß genug sind.

QUELLENANGABEN

Aarik u. a. 2002 Aarik, J. ; Aidla, A. ; Mändar, H. ; Uustare, T. ; Schuisky, M. ; Harsta, A.: Atomic layer growth of epitaxial TiO_2 thin films from $TiCl_4$ and H_2O on α - Al_2O_3 substrates. In: *Journal of Crystal Growth* 242 (2002), S. 189–198

Agrawal und Dutta 1993 Agrawal, G. ; Dutta, N.: *Semiconductor Lasers*. Springer, 1993

von Ardenne 1937 Ardenne, M. von: Das Elektronen-Rastermikroskop - Theoretische Grundlagen. In: *Zeitschrift für Physik* 109 (1937), S. 553–572

Augustin u. a. Augustin, L. ; Strijbos, R. ; Smalbrugge, E. ; Choquette, K. ; Verschaffelt, G. ; Geluk, E. ; Karouta, F. ; Roer, T. v. d.: *Processing of Intra-cavity VCSELs in Structures with Doped DBRs*

Azzam und Bashra 1987 Azzam, R. (Hrsg.) ; Bashra, N. (Hrsg.): *Ellipsometry and Polarized Light*. Elsevier Science, 1987

Born und Wolf 1999 Born, M. ; Wolf, E.: *Principles of Optics*. Cambridge, 1999

Britze und Meyer-Ehmsen 1978 Britze, K. ; Meyer-Ehmsen, G.: High Energy Electron Diffraction at Si(001) Surfaces. In: *Surface Science* 77 (1978), S. 131–141

Böttcher 2002 Böttcher, T.: *Heteroepitaxy of Group–III Nitrides for the Application in Laser Diodes*, Universität Bremen, Dissertation, 2002

Chow u. a. 1994 Chow, W. ; Koch, S. ; Sergant, M: *Semiconductor-Laser Physics*. Springer, 1994

Dartsch 2007 Dartsch, H.: *Herstellung von AlGaN/GaN-Bragg-Reflektoren mittels MOVPE*, Universität Bremen, Diplomarbeit, 2007

Davies u. a. 1985 Davies, R. ; Kelly, M. ; Kerr, T.: Tunneling between Two Strongly Coupled Superlattices. In: *Physical Review Letters* 55 (1985), Nr. 10, S. 1114–1116

Dennemarck 2007 Dennemarck, J.: *Technologie und Charakterisierung von GaN-Laserdioden*, Universität Bremen, Dissertation, 2007

Dennemarck 2008 Dennemarck, J.: *Technologie der AG Hommel*. 2008

Devore 1951 Devore, J.: Refractive Indices of Rutile and Sphalerite. In: *Journal of the Optical Society of America* 41 (1951), Nr. 6, S. 416–417

Eichler und Eichler 2002 Eichler, J. ; Eichler, H.: *Laser — Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer, 2002

Einfeldt 2002 Einfeldt, S.: *Vorlesung: Epitaxie von Halbleitern*. 2002. – Universität Bremen, WS 2002/2003

Einstein 1917 Einstein, A.: Zur Quantentheorie der Strahlung. In: *Physikalische Zeitschrift* (1917), Nr. 18, S. 121–128

Esaki und Tsu 1970 Esaki, L. ; Tsu, R.: Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. In: *IBM Journal of Research Developements* (1970)

Fabry und Perot 1899 Fabry, C. ; Perot, A.: Interferometry. In: *Annales des Chimie et des Physique* 16 (1899), Nr. 115

Fedler 2003 Fedler, F.: *Herstllung hochreflektierender AlGaN/AlN-DBR- und UV-VCSEL-Strukturen mittels plasmaunterstützter Molekularstrahlepitaxie*, Universität Hannover, Dissertation, 2003

Feltin u. a. 2005 Feltin, E. ; Butte, R. ; Carlin, J. ; Dorsaz, J. ; Ganrdjean, N. ; Ilegems, M.: Lattice-matched distributed Bragg reflectors for nitride-based vertical cavity surface emitting lasers. In: *Electronic Letters* 41 (2005), Nr. 2

Ferreira u. a. 1995 Ferreira, S. O. ; Sitter, H. ; Faschinger, W.: Molecular beam epitaxial doping of ZnMgSe using $ZnCl_2$. In: *Appl. Phys. Lett.* 66 (1995), S. 1518

Fewster 1997 Fewster, P.: Reciprocal Space Mapping. In: *Critical Reviews in Solid State and Material Sciences* 22 (1997), S. 69–110

Fu u. a. 2003 Fu, C. B. ; Yang, C. S. ; Kuo, M. C. ; Lai, Y. J. ; Lee, J. ; Shen, J. L. ; Chou, W. C. ; Jeng, S.: High Reflectance ZnTe/ZnSe Distributed Bragg Reflector at 570 nm. In: *Chinese Journal of Physics* 41 (2003), October, Nr. 5, S. 535–543

Glick und Long 1971 Glick, A. ; Long, W.: Valence-Band Parameters in Cubic Semiconductors. In: *Physical Review B* 4 (1971), Nr. 10, S. 3490–3467

Guinier 1994 Guinier, Andre: *X-ray diffraction in crystals, imperfect crystals, and amorphous bodies*. Courier Dover Publications, 1994

Gust Gust, A.: *Einzelphotonenemitter auf Basis von II-VI Halbleitern*, Universität Bremen, Dissertation

Gust 2003 Gust, A.: *Herstellung und Prozessierung von II–VI Laserdioden*, Universität Bremen, Diplomarbeit, 2003

Gust u. a. 2005 Gust, A. ; Kruse, C. ; Sebald, K. ; Lohmeyer, H. ; Gutowski, J. ; Hommel, D.: Growth and characterization of self-assembled CdSe quantum dots in MgS barriers. In: *Physica Status Solidi (c)* 3 (2005), Nr. 4, S. 767–770

Halliday u. a. 2001 Halliday, D. ; Resnick, R. ; Walker, J.: *Physik*. Wiley-VCH, 2001

Hecht 2005 Hecht, E.: *Optik*. Oldenbourg, 2005

Hense 1999 Hense, S.: *Untersuchung zur Ladungsträger– und Emissionsdynamik oberflächenemittierender Halbleitermikrolaser*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 1999

Henzler und Göpel 1994 Henzler, M. ; Göpel, W.: *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Teubner, 1994

Herman und Sitter 1996 Herman, M. A. ; Sitter, H.: *Molekular Beam Epitaxy*. Springer, 1996

Hiei u. a. 1993 Hiei, F. ; Ikeda, M. ; Ozawa, M. ; Miyajima, T. ; Ishibashi, A. ; Akimoto, K.: Ohmic contacts to p-type ZnSe using ZnTe/ZnSe multi quantum wells. In: *Elektronic Letters* 29 (1993), Nr. 10, S. 878–879

Honda u. a. 1996 Honda, T. ; Sakaguchi, T. ; Koyama, F. ; Iga, K. ; Inoue, K. ; Munekata, H. ; Kukimoto, H.: Design and fabrication of ZnSe-based blue/green surface emitting lasers. In: *Journal of Crystal Growth* 159 (1996), S. 595–599

Hotje u. a. 2003 Hotje, Urte ; Rose, Christoph ; Binnewies, Michael: Lattice constants and molar volume in the system ZnS, ZnSe, CdS, CdSe. In: *Solid State Sciences* 5 (2003), Nr. 9, S. 1259–1262

Huffaker und Deppe 1999 Huffaker, D. ; Deppe, D: Intracavity Contacts for Low-Threshold Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 11 (1999), Nr. 8, S. 934–936

Iga u. a. 1984 Iga, K. ; Ishikawa, S. ; Ohkouchi, S. ; Nishimura, T.: Room–temperature pulsed oszillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection lasers. In: *Applied Physics Letters* 45 (1984), S. 348

Iga u. a. 1988 Iga, K. ; Koyama, F. ; Kinoshita, S.: Surface emitting semiconductor lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron* 24 (1988), S. 1845

Ino 1977 Ino, S.: Some New Techniques in Reflection High Energy Electron Diffraction (RHEED) Application to Surface Structure Studies. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 16 (1977), S. 891

IO-Publishing IO-Publishing: *Technische Zeichnungen von MBE Teilen*

Kasikov u. a. 2006 Kasikov, A. ; Aarik, J. ; Mändar, H. ; Moppel, M. ; Pärs, M. ; Uustare, T.: Refractive index gradients in TiO_2 thin films grown by atomic layer deposition. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006), S. 54–60

Kittel 1986 Kittel, C.: *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley Sons, 1986

Klude 1997 Klude, M.: *Studienarbeit*. 1997

Klude 1998 Klude, M.: *Optimierung von p–Kontakten für II–VI–Halbleiterstrukturen*, Universität Bremen, Diplomarbeit, 1998

Koide u. a. 1997 Koide, Y. ; Kawakami, T. ; Teraguchi, N. ; Tomomura, Y. ; Suzuki, A. ; Murakami, M.: Schottky barrier heights of metals contacting to p-ZnSe. In: *Journal of Applied Physics* 82 (1997), Nr. 5, S. 2393–2399

Kruse 2004 Kruse, C.: *Grüne oberflächenemittierende Halbleiterlaser (VCSEL) auf Basis von II–VI–Verbindungen*, Universität Bremen, Dissertation, 2004

Li und Iga 2003 Li, H. ; Iga, K.: *Vertical–cavity Surface–emitting Laser Devices*. Springer, 2003

Lin u. a. 1998 Lin, W. ; Cavus, A. ; Zeng, L. ; Tamargo, M.: N-type doping of lattice-matched ZnCdSe and ZnCdMgSe epilayers on InP using $ZnCl_2$. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), Nr. 3, S. 1472–1475

Maissel und Glang 1970 Maissel, L. I. (Hrsg.) ; Glang, R. (Hrsg.): *Handbook of Thin Film Technology*. McGraw-Hill, New York, 1970

Maksym und Beeby 1981 Maksym, P. ; Beeby, J.: A Theory of RHEED. In: *Surface Science* 110 (1981), S. 423–438

Marienfeld 2008 Marienfeld: *Prospekt Objektträger*. Lauda-Königshofen 2008

Meschede 2005 Meschede, D.: *Optik, Licht, Laser*. Teubner, 2005

Navrotsky und Phillips 1975 Navrotsky, A. ; Phillips, J. C.: Ionicity and phase transitions at negative pressures. In: *Physical Reveiw B* 11 (1975), Nr. 4, S. 1583–1586

Ohkawa u. a. 1987 Ohkawa, K. ; Mtsuyu, T. ; Yamazaki, O.: Characteristics of Cl-doped ZnSe layers grown by molecular-beam epitaxy. In: *Journal of Applied Physics* 62 (1987), Nr. 8, S. 3216–3221

Otte u. a. 2005 Otte, K. ; Kruse, C. ; ; Dennemarck, J. ; Hommel, D.: Study on electrical porperties of II-VI based distributed Bragg reflektors. In: *Physica Status Solidi (c)* Bd. 3, 2005

Otte 2004 Otte, Kai: *Kontaktstrukturen von grün emittierenden II-VI VCSELn*, Universität Bremen, Diplomarbeit, 2004

Passow 1998 Passow, T.: *Strukturelle Charakterisierung niederdimensionaler II–VI Halbleiterstrukturen mit hochauflösender Roentgenbeugung*, Universität Bremen, Diplomarbeit, 1998

Passow u. a. 2001 Passow, T. ; Leonardi, K. ; Hommel, D.: Optical and Structural Properties of CdSw/Zn(S)Se Quantum Dot Stacks. In: *Physica Status Solidi (b)* 224 (2001), Nr. 1, S. 143–146

Pearton 2000 Pearton, S.: *Wide Bandgap Semiconductors: Growth, Processing and Applications.* William Andrew Inc., 2000

Peiris u. a. 1999 Peiris, F. C. ; Bindley, U. ; Furdyna, J. K.: Molecular-beam-epitaxy-grown ZnSe/ZnTe high-reflectivity distributed Bragg reflectors. In: *Semiconductor Science Technology* 14 (1999), S. 878–882

Petter 2002 Petter, C.: *Einfluss von Spiegelschichten auf das Betriebsverhalten von Laserdioden*, Universität Bremen, Diplomarbeit, 2002

Rakennus u. a. 1996 Rakennus, K. ; Uusimaa, P. ; Nappi, J. ; Salokatve, A. ; Pessa, M. ; Aherne, T. ; Doran, J. P. ; J.O'Gorman ; Hegarty, J.: Growth of II-IV Bragg mirrors by molecular beam epitaxy. In: *Journal of Crystal Growth* 159 (1996), S. 628–631

Ransburg 2008 Ransburg, Teleskop-Service: *Katalog Teleskop Servie.* 2008

Roux u. a. 1999 Roux, C. ; Filloux, P. ; Mula, G. ; Pautrat, J.: II-VI infrared microcavity emitters with two post-growth dielectric mirros. In: *Journal of Crystal Growth* 201/202 (1999), S. 1036–1039

Scherer u. a. 1992 Scherer, A. ; Walther, M. ; Schiavone, L. ; Gaag, P. V. der ; Beebe, E.: High reflectivity

dielectric mirror deposition by reactive magnetron sputtering. In: *Journals of Vacuum Science Technology* 10 (1992), Nr. 5, S. 3305–3311

Schröter u. a. 2002 Schröter, W. (Hrsg.) ; Lautenschläger, K. (Hrsg.) ; Teschner, J. (Hrsg.): *Taschenbuch der Chemie*. Verlag Harri Deutsch, 2002

Schubert u. a. 1994 Schubert, E. F. ; Hunt, N. E. ; Micovic, M. ; Malik, R. J. ; Sivco, D. L. ; Cho, A. Y. ; Zydzik, G. J.: Highly Efficient Light-Emitting Diodes with Microcavities. In: *Science* 265 (1994), S. 943–945

Schwarz 2001 Schwarz, J.: *Rote oberflächenemittierende Laser: Realisierung und Analyse*. Shaker, 2001

Stöcker 1998 Stöcker, H. (Hrsg.): *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 1998

Strijbos u. a. 2000 Strijbos, R. ; Verschaffelt, G. ; Creusen, M. ; Vleuten, W. van der ; Karouta, F. ; Roer, T. van de ; Buda, M.: Intracavity contacted VCSELs with polarization control. In: *SPIE VCSELs Polarization and Modes* Bd. 3946, 2000

Tawara u. a. 1998 Tawara, T. ; Arita, M. ; Uesugi, K. ; Suemune, I.: MOVPE growth of ZnSe/ZnS distributed Bragg reflectors on GaAs (100) and (311)B substrates. In: *Journal of Crystal Growth* 184/185 (1998), S. 777–782

Tawara u. a. 2000a Tawara, T. ; Suemune, I. ; Tanaka, S.: MOVPE growth of ZnSe/ZnMgS distributed Bragg reflectors with high refractive-index contrast. In: *Journal of Crystal Growth* 214/215 (2000), S. 1019–1023

Tawara u. a. 2000b Tawara, T. ; Yoshida, H. ; Yogo, T. ; Tanaka, S. ; Seumune, I.: Mircocavities with distributed Bragg reflectors based on ZnSe/MgS superlattice grown by MOVPE. In: *Journal of Crystal Growth* 221 (2000), S. 699–703

Tipler und Llewellyn 1999 Tipler, P. ; Llewellyn, R.: *Modern Physics*. Freeman, 1999

Triboulet 1991 Triboulet, R.: The growth of bulk ZnSe crystals. In: *Semiconductor Science Technolgy* 6 (1991), S. A18–A23

Tsu und Esaki 1973 Tsu, R. ; Esaki, L.: Tunneling in a finite superlattice. In: *Applied Physics Letters* 22 (1973), Nr. 11, S. 562–564

Verschaffelt u. a. 2000 Verschaffelt, G. ; Vleuten, W. van der ; Creusen, M. ; Smalgrugge, E. ; Roer, T. van de ; Karouta, F. ; Strijbos, R. ; Danckaert, J. ; Verentennicoff, I. ; Ryvkin, B. ; Thienpont, H. ; G.Acket: Polarization Stabilization in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Through Asymmetric Current Injection. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 12 (2000), Nr. 8, S. 945–947

Wang und Anderson 1995a Wang, A. ; Anderson, W.: Electrical properties of Schottky contacts to N-type ZnSSe epilayers. In: *Journal of Applied Physics* 77 (1995), S. 3513–3517

Wang und Anderson 1995b Wang, A. ; Anderson, W.: Enhancement of the Schottky barrier height of Au/ZnSSe diodes. In: *Applied Physics Letters* 66 (1995), S. 1963–1965

Wang u. a. 1992 Wang, S. ; Simpson, J. ; Prior, K. ; Cavanett, B.: Electrochemical capacitance-voltage profiling of n-type ZnSe. In: *Journal of Applied Physics* 72 (1992), Nr. 11, S. 5311–5317

Wenisch 1999 Wenisch, H.: *Homoepitaxie und Charakterisierung von Leucht– und Laserdioden auf ZnSe–Einkristallen*, Universität Bremen, Dissertation, 1999

Wilmsen u. a. 1999 Wilmsen, C. ; Temkin, H. ; Coldren, L.: *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. Cambridge University Press, 1999

Wolverson u. a. 2001 Wolverson, D. ; Bird, D. M. ; Bradford, C. ; Prior, K. A. ; Cavenett, B. C.: Lattice dynamics and elastic properties of zinc-blende MgS. In: *Physical Review B* 64 (2001), Nr. 11, S. 113203

Wood 1994 Wood, D.: *Optoelectronic Semiconductor Devices*. Prentice Hall, 1994

Xi u. a. 2005 Xi, J. ; Ojha, M. ; Cho, W. ; Plawsky, J. ; Gill, W. ; Gessmann, T. ; Schubert, E.: Omnidirectional reflector using nanoporous SiO_2 as a low-refractive-index material. In: *Optics Letters* 30 (2005), Nr. 12, S. 1518–1520

Yokoyama und Ujihara 1995 Yokoyama, H. ; Ujihara, K.: *Spontaneous Emission and Laser Oscillation in Microcavities*. CRC Press, 1995

Z. Yu u. a. 1995 Z. Yu, C. ; Boney, W.C. ; Hughes, W.H. ; Rowland, Jr. ; Cook, J.W. ; Jr. ; Schetzina, J.F. ; Cantwell, G. ; Harsch, W.C.: Blue-green laser diodes on ZnSe substrates. In: *Electronic Letters* 31 (1995)

A

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

BEP beam equivalent pressure (Strahläquivalenzdruck)

CAIBE chemical assited ion beam etcher (Chemisch unterstützter Ionenstrahlätzer)

DBR distributed bragg reflector (Bragg–Spiegel)

ECV–Messung electrochemical capacity voltage Messung (Elektrochemische Kapazität–Spannungs–Messung)

HRXRD high–resolution x-ray diffraction (Hochauflösende Röntgenbeugung)

I–V–Kennlinie Strom–Spannungs–Kennlinie

IBE ion beam etching (Ionenstrahlätzen)

LASER light amplification by stimulated emission of radiation (Lichtverstärkung durch stimulierte Emission)

LD laser diode (Laserdiode)

LED light emitting diode (Leuchtdiode)

MBE molecular beam epitaxy (Molekularstrahlepitaxie)

PL Photolumineszenz

RCLED resonant cavity light emitting diode (resonante Kavitätsleuchtdiode)

RHEED reflection high energy electron diffraction (Beugung hochenergetischer Elektronen)

Kapitel A: Abkürzungsverzeichnis

RSM reciprocal space map (reziproke Gitterkarte)

RTM Raster-Tunnel-Mikroskop

SL super lattice (Übergitter)

VCSEL vertical cavity surface emitting laser (Oberflächenemittierender Laser mit Vertikalresonator)

B

PROBENVERZEICHNIS

Bragg-Spiegel

Probe	Perioden	Dotierung	Solldicke ZnSSe [nm]	Übergitterperioden	Solldicke MgS [nm]	Solldicke ZnSe [nm]	Kontaktrezept
S1477	15	-	48	26	1.5	1	-
S1549	15	n	48	26	1.1	1	-
S1557	12	n	48	21	1.5	1	-
S1558	12	n	48	21	1.5	1	-
S1559	12	n	48	21	1.5	1	-
S1561	12	n	48	41	1.5	1	-
S1563	12	n	48	21	1.5	1	-
S1564	17	n	40	18	1.5	1	-
S1565	20	n	38	17	1.5	1	-
S1566	20	n	38	17	1.1	1	-
S1567	12	n	38	17	1.5	1	-
S1568	12	n	38	17	1.1	1	-
S1569	12	n	38	17	0.8	1	-
S1570	12	n	38	17	0.8	1	-
S1577	12	n	38	17	1.1	1	-
S1590	12	n	38	17	1.1	1	-
S1592	18	n	38	18	1.1	1	-
S1598	18	n	38	20	1.1	1	-

S1599	18	n	38	20	1.1	1	-
S1600	20	n	38	20	1.1	1	-
S1601	20	n	38	20	1.1	1	-
S1614	16	n	38	19	1.1	1	-
S1615	16	n	38	19	1.1	1	-
S1618	18	n	38	19	1.1	1	-
S1636	12	n	48	22	1.1	1	-
S1665	12	n	48	22	1.1	1	-
S1671	14	n	48	22	1.1	1	-
S1672	14	n	48	22	1.1	1	-
S1673	14	n	48	22	1.1	1	-

Tab. B.1: Probenverzeichnis Bragg-Spiegel

Bauelemente

Probe	Perioden oberer Spiegel	Dotierung oberer Spiegel	Perioden unterer Spiegel	Dotierung unterer Spiegel	Aktives Medium	Kavität	Intra-Kavitätskontakt	Kontakt auf oberem Spiegel
S1642	-	-	-	-	QD	2λ	x	-
S1644	10	n	8	-	QD	2λ	x	-
S1645	7	n	5	-	QD	2λ	x	-
S1646	14	n	-	-	QD	2λ	-	x
S1647	7	n	5	p	QD	2λ	-	x
S1648	7	n	5	p	QD	2λ	-	x
S1649	10	n	8	p	QD	2λ	x	-
S1650	18	n	-	p	QD	2λ	x	-

S1683	12	n	9	-	QD	2λ	x	-
S1684	14	n	11	-	QD	2λ	x	-
S1686	18	n	15	-	QD	2λ	x	-

Tab. B.2: Probenverzeichnis Bauelemente

P-Kontakte

Probe	Plasmaleistung [W]	N BEP [10^{-7} Torr]	Kontaktrezept	ZnSe Dicke [nm]	ZnTe/ZnSe SL Kontakt	ZnSTe Kontakt
S1523	330	3.0	-	100	-	x
S1524	330	2.8	c52	100	x	-
S1525	330	2.4	c43	100	x	-
S1633	330	3.0	c43	500	x	-
S1634	300	3.0	c43	500	x	-
S1635	330	6.0	c43	500	x	-

Tab. B.3: Probenverzeichnis P-Kontakte

	c43/54	**c52**
ZnSe Dicke [nm]	1,7	2
1. ZnTe Dicke [nm]	1,1	1,1
2. ZnTe Dicke [nm]	1,5	1,5
3. ZnTe Dicke [nm]	1,8	1,8
4. ZnTe Dicke [nm]	2,2	2,2
5. ZnTe Dicke [nm]	2,9	2,9
6. ZnTe Dicke [nm]	3,7	3,7
7. ZnTe Dicke [nm]	5,8	5,8
ZnTe–Cap Dicke [nm]	12,5	12,5

Tab. B.4: Dickenverhältnisse der ZnSe/ZnTe Kontaktschicht

C

WARTUNG

Um die Zeiten nach einer Wartung, in denen die Wachstumskammer nicht genutzt werden kann zu reduzieren, wurden kleinere Arbeiten mittels eines Stickstoff-gespülten Plastikschlauchs durckgeführt. Hierdurch wurde die Kammer vor der umgebenden Atmosphäre geschützt und es konnte auf ein zeitraubendes Ausheizen verzichtet werden. Abb. C.1 zeigt einen solchen Plastikschlauch.

Wichtig ist, dass alle geschweißten Nähte und mechanisch strapazierten Stellen mit Gewebeklebeband verstärkt werden und dass in dem Schlauch ständig ein Überdruck herrscht, um ein Eindringen von Sauerstoff zu verhindern.

Das offene Ende das Schlauchs wird über den zu öffnenden Flansch gestülpt und mit Kabelbindern fixiert. Überstehende Falten werden mittels Gewebeklebeband abgedichtet. Danach muss er mehrere Stunden mit Stickstoff gespült werden.

Da ein Öffnen des Schlauches bei geöffneter Kammer nicht durchgeführt werden sollte, müssen alle Werkzeuge und Verbrauchsmaterialien bereits vor dem Spülen und Befestigen an der Kammer im Schlauch vorhanden sein.

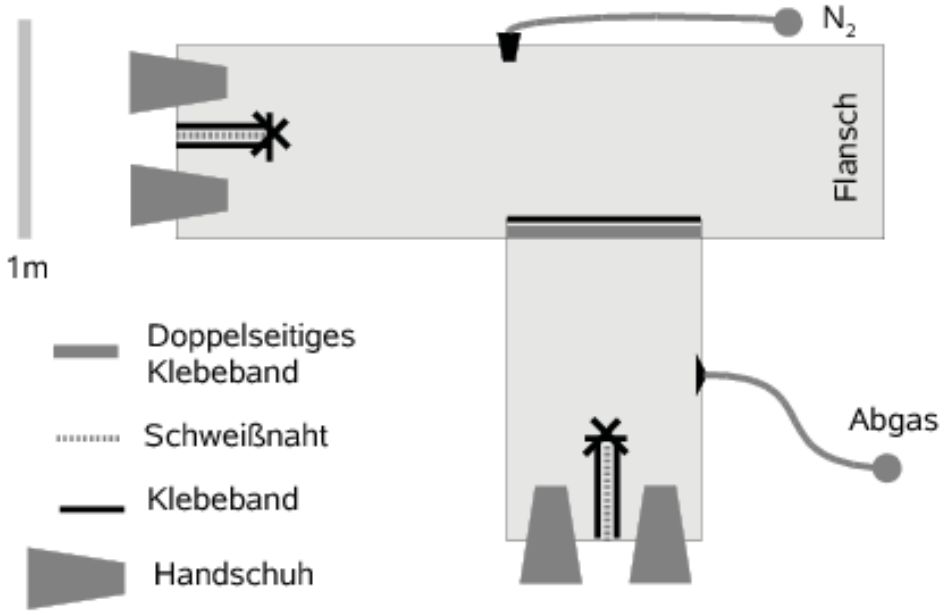


Abb. C.1: Skizze der Platstikschlauch-Konstruktion, welche für kleinere Wartungsarbeiten an der Wachstumsanlage benutzt wurde.

D

VERÖFFENTLICHUNGEN/VORTRÄGE

Teile dieser Arbeit wurden auf folgenden nationalen und internationalen Konferenzen vorgestellt und in wissenschaftlichen Zeitschriften veröffentlicht:

- K. Otte, A. Ueta, A. Gust M. Klude und D. Hommel, *Comparison of planar and ridge ZnSe laser diodes* Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Regensburg, 2004

- K. Otte, C. Kruse, J. Dennemarck und D. Hommel, *Kontaktstrukturen von grün-emittierenden II-VI VCSELn* Vortrag, Deutscher MBE Workshop, Braunschweig, 2004

- A. Ueta, M. Klude, A. Gust, S. Figge, K. Otte und D. Hommel, *Study of ZnSe-based green-yellow ridge waveguide laser diodes toward long lifetime operation*, Physica Status Solidi (c), Band 1 Ausgabe 4, Seiten 1014-1017, 2004

- K. Otte, C. Kruse, J. Dennemarck und D. Hommel, *Study on electrical properties of II-VI-based distributed Bragg reflectors*, Poster, XXXIV International School on the Physics of Semiconducting Compounds, Jaszowiec (Polen), 2005

- K. Otte, C. Kruse, J. Dennemarck und D. Hommel, *Kontaktstrukturen von grün-emittierenden II-VI VCSELn* Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin, 2005

- K. Otte, C. Kruse, J. Dennemarck und D. Hommel, *Study on electrical properties of II-VI-based distributed Bragg re-*

flectors, Physica Status Solidi (c), Band 3 Ausgabe 4, Seiten 1217-1220, 2006

- K. Otte, C. Kruse, J. Dennemarck, A. Gust und D. Hommel, *Improvement of Conduction ZnSe-based Bragg-mirrors*, Vortrag International Conference on II-VI Materials, Jeju (Korea), 2007

- K. Otte, C. Kruse, J. Dennemarck und D. Hommel, *Improvement of Conduction ZnSe-based Bragg-mirrors* Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Regensburg, 2007

- A. Gust, C. Kruse, K. Otte, J. Kalden, T. Meeser, K. Sebald, J. Gutowski und D. Hommel, *CdSe quantum dot based resonant cavity light-emitting diode showing single line emission up to 90 K*, Nanotechnology, 2008

- K. Otte, C. Kruse, A. Gust, J. Dennemarck und D. Hommel, *DBR and RC-LED structures in the ZnSe-based material system* Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin, 2008

LEBENSLAUF

10.08.1979 geboren in Rotenburg/Wümme

1986-1990 Grundschule Schulzentrum Dörverden

1990-1992 Orientierungsstufe Schulzentrum Dörverden

1992-1999 Gymnasium am Wall Verden

29.06.1999 Abitur

1999-2004 Studium der Physik an der Universität Bremen

03.10.2004 Diplom Physik

2004-2008 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Festkörperphysik der Universität Bremen

2009- Sachverständiger der TÜV NORD EnSys Hannover - Leittechnik und rechnergestützte Systeme

Kapitel D: Veröffentlichungen/Vorträge

DANK

- Prof. Detlef Hommel für die Möglichkeit am Institut für Festkörperphysik meine Doktorarbeit anzufertigen
- Prof. Jürgen Gutowski für die Übernahme des Zweitgutachtens
- Dr. Carsten Kruse für die wertvollen wissenschaftlichen Diskussionen
- meinen Zimmerkollegen Arne Gust, Dr. Jens Dennemarck, Christian Tessarek und Heiko Dartsch für viele Anregungen und eine gute Atmosphäre im Büro
- Kalle Vennen-Damm für die Instandhaltung der Epitaxiekammer
- Torben Rohbeck und Sonja Hesselmann für die Technologie und Anfertigung von REM Aufnahmen
- Arne Hilke für die Unterstützung beim Satz dieser Arbeit
- Thorsten Klein für das Korrekturlesen
- allen anderen Mitarbeitern am Institut für Festkörperphysik

Kapitel D: Veröffentlichungen/Vorträge

ABSTRACT

The key technology towards electrically pumped vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) are high reflectivity Bragg-mirrors with high conductivity in vertical direction. A Bragg pair is made of a high and a low refractive index layer with an optical thickness of a quater wavelength each. The ZnSe-based material system is the only one to realize epitaxial high reflectivity distributed Bragg reflectors (DBRs) for monolithic devices lattice matched to GaAs in the blue-green spectral region.

The use of II-VI materials enables an emission in the green spectral region which is of high interrest for many applications. With green being a primary color it can be used together with red and blue emitters for display technologies. Another application is the use in an optical network using plastic optical fibre (POF) with a absorption minima at 560 nm. A green-emitting VCSEL will enhance the performance of these networks.

In literature approaches of II-VI-DBRs are reported using ZnSe/ZnS or ZnSe/ZnTe-DBR structures. DBRs wtih ZnSe/MgSSLs as low index material have been reported but with ZnSe as high index material and fewer SL-periods. These structures reach reflectivities around 93%. Also nitride-based structures with high reflectivities have been reported. But up to now these structures are not conductive.

Previous investigations showed that the doping does not affect the optical properties within the accuracy of measurement and p-type doped DBRs have a much lower conductivity than n-type doped DBRs. Therefore only n-doped DBRs seem to be suitable for the use in electrically pumped devices. This work is concentrating on the optimaziation of the design of n-type DBRs, suitable metal contacts and the incorporation of such DBRs into devices.

In a first step metal contacts for n- and p-type doped semiconductors were inverstigated. For the n-type structures Aluminium is a siutable contact material. Current densities of over 160 $\frac{A}{cm^2}$ at 3 volts have been achieved. Concerning the p-type contacts Pd/Au is the best material. The introduction of a epitactically grown ZnTe/ZnSe contact layer leeds to the best results but also contact without that layer are applicable having the benefit of a better crystal quality of the top mirror.

The second step was then to optimize the conductivity of the Bragg-mirrors. To achieve this the MgS layer thickness in the low index super lattice was reduced. This leeds also to a reduction of reflectivity. But even after compensation the latter effct with more periodes a conductivity increase of almost a factor of two can be achieved.

In the third and final step the above shown concepts were incorporated into electrically driven surface-emitting devices. Here a RCLED demonstrated the feasibillity of such devices. Different approaches for the contacting are displayed, i. e. intra-cavity contacts and dielectric mirrors.

STICHWORTVERZEICHNIS

Übergitter
    Dispersion, 80
    MgS, 76

Abkürzungsverzeichnis, 125
Absorption, 22
aktives Medium, 23

Bandlücke, 20, 21
Beugung
    hochenergetischer Elektronen, 47
    Röntgenstrahlen, 48
Bragg-Spiegel, 24
    Aufbau, 69
    Dotierung, 75
    Wachstum, 69
Bragg-Wellenlänge, Stoppband, 25

DBR, 24
Dielektrische Spiegel, 97
Distributed Bragg Reflektor, 24
Dotierung, 75

Emission
    spontane, 22
    stimulierte, 22
Epitaxie
    Molekularstrahl, 33

Fermi-Dirac-Verteilung, 21
Fermienergie, 21

Hintergrunddruck, 37
Hochindex Material, 70
HRXRD, 48

Kammeröffnung, Wartung, 131
Kavität, 91
Kennlinie
    Kapazität-Spannung, 56
    Strom-Spannung, 56
Kontakt
    p-Kontakt, 66
Kontakte
    Intra-Kavitäts, 62, 94
    n-Kontakte, 62
    p-Kontakt mit Kontaktschicht, 64

Ladungsträgerverteilung, 56
Laser, 24
    VCSEL, 27
Leitungsband, 21
Lichtemission, 20

Materialparameter, 18
Materialsystem, Zinkblende, 17
MBE, 34
Mehrniveausystem, 23
Metall-Halbleiter-Kontakte, 62
MgS, 17

Niedrigindexmaterial, 70

Oberflächenprozesse, 38

Probenverzeichnis
    Bauelemente, 128
    Bragg-Spiegel, 127
    Kontakte, 129
Prozessgeometrie
    Mesa, 60
    Streifen, 59
Prozessierung, 59

Quantenpunkte, 89

Röntgenbeugung, 48
RCLED, 107
RCLED ohne oberen Spiegel, 106
Reflektometrie, 52
REM, 58
RHEED, 47

Stoppband, 27
Substrat
    ausheizen, 42
    deoxidieren, 42

Valenzband, 21
VCSEL, 27, 110
Vegard'sche Regel, 20
Veröffentlichungen, 133
Vorträge, 133

Wachstum, 33
    Eichschichten, 42
    Frank-van der Merwe, 40
    Pufferschicht, 42
    Rezept, 44
    Stranski-Krastanov, 40
    Volmer-Weber, 40
Wachstumsparameter, 40, 41
Wechselwirkung von Licht und Halbleiter, 21

Zellen
    Cracker, 35
    Knudsen, 35
ZnSSe, 19

Stichwortverzeichnis