

Grüne oberflächenemittierende Halbleiterlaser (VCSEL) auf Basis von II-VI-Verbindungen

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
— Dr. rer. nat. —
des Fachbereichs 1
der Universität Bremen

vorgelegt von
Carsten Kruse
aus Bremen

1. Gutachter: Prof. Dr. Detlef Hommel
2. Gutachter: Prof. Dr. Heinz Schweizer

Eingereicht am: 15. Januar 2004
Tag der mündlichen Prüfung: 15. März 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	9
2.1	Lichtverstärkung durch stimulierte Emission	9
2.2	Bauformen von Halbleiterlasern	12
2.3	Bragg-Reflektoren und Mikroresonatoren	14
2.4	Aufbau eines oberflächenemittierenden Lasers	22
2.5	Materialsysteme für oberflächenemittierende Laser	26
2.6	Starke und schwache Kopplung	28
2.7	Einzelphotonenemitter	30
3	Das II-VI-Materialsystem	31
3.1	Grundlegende Eigenschaften	31
3.2	Stand der Forschung: II-VI-Oberflächenemitter	35
4	Experimentelle Methoden	39
4.1	Molekularstrahlepitaxie (MBE)	39
4.2	Beugung hochenergetischer Elektronen (RHEED)	41
4.3	Hochauflösende Röntgenbeugung (HRXRD)	43
4.4	Reflektometrie	43
4.5	Photolumineszenz-Spektroskopie (PL)	46
4.6	Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM)	47
4.7	Kapazitäts-Spannungs-Messung (CV und ECV)	47
5	Wachstum und Charakterisierung von Vertikalresonatoren	49
5.1	Wachstum von MgS	49
5.2	MgS/Zn(Cd)Se-Übergitter als Material mit niedrigem Brechungsindex	52
5.3	Wachstum von Bragg-Spiegeln	61
5.4	Wachstum von Mikroresonatoren	68
5.5	Undotierte VCSEL	74
5.6	Kavitätpolariton	87

6	Untersuchungen zur Realisierung eines elektrisch-betriebenen Einzelphotonenemitters	93
6.1	Schaltung eines Quantenpunkt-basierten Einzelphotonenemitters mittels resonanter Tunnel-Injektion	93
6.2	CdSe-Quantenpunkte in MgS-Barrieren	97
7	Stromzuführung und Dotierung der VCSEL	105
7.1	P- und n-dotierte Bragg-Spiegel	105
7.2	ZnSTe und ZnTe/ZnS-Übergitter: Material mit hoher Löcherkonzentration	108
7.3	Leuchtdioden mit Tunnelübergang	113
8	Prozessierung des Bauelementes	117
8.1	Strukturierung von Mesen	117
8.2	Laterale Stromführung	121
9	Zusammenfassung und Ausblick	123
A	Transfermatrixmethode	137
B	Eigene Veröffentlichungen	141
	Danksagung	143
	Lebenslauf	145

Kapitel 1

Einleitung

Die vergangenen fünfzig Jahre wurden in hohem Maße von der Entwicklung der Mikroelektronik geprägt, welche Voraussetzung ist für zahlreiche Anwendungen wie Computertechnik, drahtlose Kommunikation und elektronische Massenmedien. Von stetig wachsender Bedeutung ist auch die Optoelektronik: Leuchtdioden finden vielfältige Verwendung in der Beleuchtungstechnik und zu Signalzwecken, Laserdioden erlauben beispielsweise die Informationsspeicherung auf optischen Datenträgern wie CDs¹ und DVDs² sowie die schnelle Datenübertragung des Internets. In Zukunft könnte eine auf optischen Komponenten beruhende Datenverarbeitung unter Ausnutzung von quantenmechanischen Effekten die Leistungsfähigkeit von Computern noch deutlich steigern [1].

Grundlage dafür sind die besonderen physikalischen Eigenschaften von Halbleiterkristallen, welche die Miniaturisierung von elektrischen Schaltungen sowie deren kostengünstige Massenproduktion erlauben. Von wesentlicher Bedeutung sind in diesem Zusammenhang drei Effekte: 1. Durch das Aneinanderfügen von zwei unterschiedlichen Halbleitermaterialien lassen sich auf einer Längenskala im Bereich atomarer Monolagen starke elektrische Felder erzeugen, mit deren Hilfe Ladungsträger beider Vorzeichen örtlich eingeschlossen oder getrennt werden können. 2. Die Erhöhung der naturgemäß begrenzten Leitfähigkeit von Halbleiterkristallen durch gezieltes Einbringen von Fremdatomen (Dotierung). Durch geeignete Wahl dieser Fremdatome können bei der n-Dotierung hochbewegliche Elektronen und bei der p-Dotierung entsprechende Elektronenfehlstellen (sogenannte Defektelektronen oder Löcher) in den Kristall eingebracht werden. 3. Die Existenz einer charakteristischen Energiedifferenz für Ladungsträger, die sogenannte Bandlücke. Treffen ein Elektron und ein Loch im Halbleiterkristall aufeinander, so erfolgt eine Rekombination unter Aussendung eines Photons von der Energie der Bandlücke. Bei der Umkehrung dieses Prozesses wird ein Photon absorbiert und ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Dies ist die Grundlage für die Optoelektronik.

Ein wichtiges Ziel der anwendungsorientierten Halbleiterphysik ist die Optimierung bestimmter Eigenschaften von Bauelementen durch gezielte Beeinflussung der oben genannten Effekte. Dies geschieht in der Praxis durch Kombination von verschiedenen Halb-

¹engl. Compact Discs

²engl. Digital Versatile Discs

leitematerialien und Metallen in Verbindung mit geeigneten Strukturierungsprozessen. Als Beispiele seien die Erhöhung der Schaltfrequenz und Reduktion der Leistungsaufnahme bei Transistoren oder die Verbesserung des Wirkungsgrades von Solarzellen genannt. Für lichtemittierende Bauelemente wie Laserdioden sind wichtige Parameter die Schwellstromdichte, optische Ausgangsleistung, Monomodigkeit und Strahlform. Diese werden im Wesentlichen von der Bauform des Lasers beeinflusst: ein Kantenemitter mit großer Resonatorlänge kann hohe Ausgangsleistungen erzeugen, während ein oberflächenemittierender Mikrolaser die Eigenschaft einer geringen Schwellstromdichte mit Monomodigkeit und kreisförmigem Strahlprofil vereint. Von entscheidender Bedeutung ist aber die Wellenlänge der Emission, d.h. die Farbe des ausgesandten Lichts. Diese wird bestimmt durch den im aktiven Gebiet der Laserdiode (engl. LD, Laser Diode) verwendeten Halbleitertyp, welcher Bestandteil eines sogenannten Materialsystems ist. Für den Wellenlängenbereich des mittleren Infrarots von 3 - 30 μm stehen Bleisalzverbindungen zur Verfügung, während für das Rote und nahe Infrarot von 0,65 - 2 μm Gruppe-III-Arsenide und III-Phosphide Verwendung finden [2]. Der ultraviolette bis blaue Bereich von 300 - 450 nm wird von den Gruppe-III-Nitridverbindungen abgedeckt. Die Erzeugung von Laseremission im grünen Teil des Spektrums von 500 - 560 nm bleibt dagegen derzeit ausschließlich den II-VI-Verbindungshalbleitern vorbehalten. Für Laserdioden gibt es entsprechend der Wellenlänge ihrer Emission zahlreiche Anwendungen, es handelt sich daher um eine Schlüsseltechnologie. Da charakteristische Absorptionslinien von Molekülen im Infraroten von 2 - 30 μm liegen, werden die entsprechenden Laserdioden beispielsweise zur Gasdetektion verwendet. Die Bauelemente des nahen Infrarots sind wichtig für die Datenübertragung über große Entfernungen, da bei 1,3 μm und 1,5 μm das Dispersions- bzw. Absorptionsminimum von Glasfasern liegt. Die Emittoren des sichtbaren Spektralbereiches haben große Bedeutung in der Projekts- und Bildschirmtechnik, während sich durch den Einsatz von ultraviolett-blauen LDs beispielsweise die Speicherdichte von optischen Speichermedien erhöhen lässt.

Die Herstellung von Halbleiterlasern geschieht mit Hilfe der Epitaxie, bei welcher die Abscheidung eines Kristalls auf einem Trägersubstrat mit der Genauigkeit von einzelnen Atomlagen erfolgt. Die wichtigsten Verfahren sind die metallorganische Gasphasenepitaxie und die Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. Molecular Beam Epitaxy), wobei letztere für das Wachstum der hier untersuchten II-VI-Verbindungen derzeit am besten geeignet ist.

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung eines II-VI-basierten oberflächenemittierenden Halbleiterlasers mit Vertikalresonator (VCSEL³, engl. Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) für den grünen Spektralbereich mittels MBE. Die Bauform des VCSELs hat gegenüber einem herkömmlichen Kantenemitter zahlreiche Vorteile, jedoch ist die Entwicklung deutlich aufwändiger und erfordert eine hohe Kontrolle des Epitaxieprozesses. Für die breitlückigen Halbleiter des II-VI-Materialsystems und der Gruppe III-Nitride ergeben sich besondere Schwierigkeiten aufgrund der geringen Leitfähigkeit des p-dotierten Materials. Speziell die Realisierung eines monolithischen (einkristallinen) VCSELs, welcher eine effiziente und kostengünstige Produktion verspricht, stellt in diesem Zusammenhang eine große Herausforderung dar. In Bezug auf einen im grünen Spektralbereich emittierenden

³Sprechweise: „Wiksel“

II-VI-VCSEL gab es zu Beginn dieser Arbeit nur wenige verwertbare Vorarbeiten in der Literatur. Grüne VCSEL sind besonders interessant für die kurzreichweitige Datenübertragung mittels Plastikfasern, welche im Vergleich zu Glasfasern einfacher zu handhaben und daher in der Systemintegration kostengünstiger sind. Ihr Anwendungspotential liegt vor allem in der Flug- und Kraftfahrzeugtechnik oder der lokalen Vernetzung von Computern und elektronischen Konsumartikeln.

Die vorliegende Dissertation gliedert sich wie folgt. In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen über die Funktionsweise von oberflächenemittierenden Bauelementen vermittelt und deren Einsatzmöglichkeiten erörtert, wobei der Schwerpunkt auf Lasern liegt. Es wird ein Überblick gegeben über die verschiedenen Materialsysteme, in denen die Realisierung von VCSELn bereits gelungen ist oder angestrebt wird. Außerdem wird auf die technologische Bedeutung eingegangen, welche die entsprechenden Arbeiten motiviert. Bei einem VCSEL handelt es sich um ein komplexes Bauelement, in welchem die optischen, elektrischen und thermischen Eigenschaften eng miteinander verknüpft sind und sich gegenseitig beeinflussen. Daher bedarf es während der Entwicklung einer genauen Abwägung in Bezug auf die Optimierung der einzelnen Komponenten. Da insbesondere der ausreichenden Stromzuführung in das aktive Gebiet des VCSELs eine wesentliche Bedeutung zukommt, werden verschiedene Konzepte zur Ladungsträgerinjektion vorgestellt. Das Kapitel 3 befasst sich mit den Eigenschaften der für die Arbeit relevanten Verbindungen des II-VI-Materialsystems und den im Zusammenhang mit der Realisierung von II-VI-Oberflächenemittern in der Literatur dokumentierten Vorarbeiten. In Kapitel 4 werden die zur Probenherstellung eingesetzten Verfahren und die zur Charakterisierung verwendeten experimentellen Methoden erläutert. Das Kapitel 5 behandelt die schrittweise Entwicklung eines optisch gepumpten VCSELs ausgehend von elementaren Untersuchungen bezüglich des Wachstums von Magnesiumsulfid über die Realisierung hochreflektiver Bragg-Reflektoren und beinhaltet damit den wichtigsten experimentellen Teil der Arbeit. Im Kapitel 6 werden Überlegungen und experimentelle Ergebnisse zur Zusammenführung von CdSe-Quantenpunkten, MgS-Barrierenschichten und den entwickelten Mikroresonatoren zwecks Realisierung eines praktisch einsetzbaren Einzelphotonenemitters vorgestellt. In Kapitel 7 sind die Ergebnisse bezüglich der Stromzuführung des VCSELs dargestellt, wobei dotierte Bragg-Reflektoren und Leuchtdioden mit Tunnelübergang behandelt werden. Im Anschluss an Kapitel 8, in dem Möglichkeiten zur Prozessierung des Bauelementes erörtert werden, folgt in Kapitel 9 schließlich die Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit mit einem Ausblick.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel soll eine Übersicht über die physikalischen Grundlagen in Bezug auf Halbleiterlaser gegeben werden, wobei der Schwerpunkt auf Oberflächenemitter mit Vertikalresonator (VCSEL) liegt. Die Darstellung beschränkt sich auf die wesentlichen zum Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendigen Aspekte und wichtige mathematische Beziehungen. Für weitergehende Betrachtungen sowie vollständige Herleitungen sei auf die entsprechenden Lehr- und Fachbücher verwiesen. Die Grundlagen zur Festkörperphysik werden beispielsweise in den Referenzen [3, 4, 5, 6, 7] vermittelt, während in [2, 8, 9, 10] Halbleiterlaser und Bauelemente behandelt werden. Eine Übersicht von VCSEL-Typen und deren Anwendungen sowie den entsprechenden theoretischen Grundlagen findet sich in den Ref. [11, 12, 13]. Die hier zusammengefassten Daten stammen hauptsächlich von Strukturen auf Basis der Gruppe-III-Arsenide, da diese in Hinblick auf die optische und strukturelle Qualität sowie die Prozessierungstechnik am weitesten entwickelt sind und daher in der Literatur als Referenz betrachtet werden können.

2.1 Lichtverstärkung durch stimulierte Emission

Wenn Licht in Form eines Photons auf Materie trifft, so gibt es drei grundlegende Wechselwirkungsprozesse, welche in Abb. 2.1 dargestellt sind. Hierbei handelt es sich um die Absorption eines Photons der Energie $h\nu$, mittels welcher ein Elektron vom Energieniveau E_1 auf das Energieniveau E_2 angeregt wird (Abb. 2.1(a)), die stimulierte Emission eines Photons mit gleicher Energie, Ausbreitungsrichtung und Phase wie das einfallenden Photon durch entsprechende Abregung eines Elektrons (Abb. 2.1(b)) sowie die spontane Emission eines Photons (Abb. 2.1(c)). Damit die Lichtverstärkung durch stimulierte Emission der vorherrschende Prozess wird, muss die Anzahl von Elektronen im angeregten Zustand E_2 größer sein als jene im Grundzustand E_1 . Da dies aber der natürlichen Fermiverteilung widerspricht, muss auf geeignetem Wege eine Besetzungsinversion erreicht werden. Eine solche Besetzungsinversion entsteht in einem 3-Niveau-System unter stetiger Anregung durch einen Pumpprozess, wenn die energetische Abregung (Relaxation) zwischen den Niveaus E_3 und E_2 bzw. E_2 und E_1 unterschiedlich schnell, d.h. mit verschiedenen Raten erfolgt (Abb. 2.1(d)).

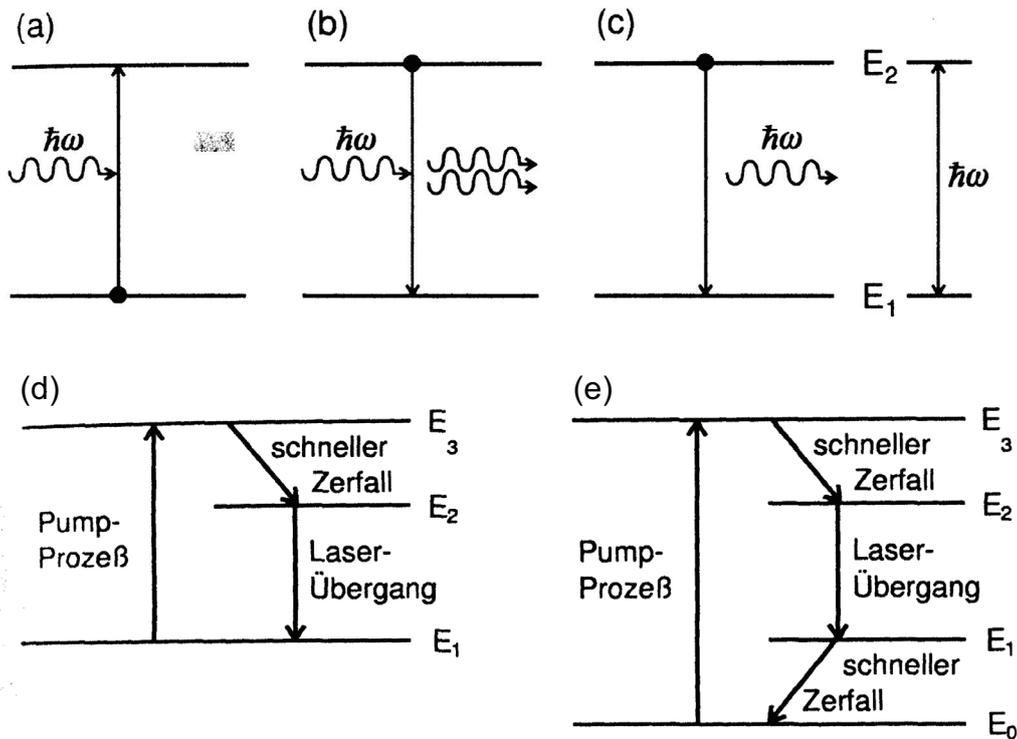


Abbildung 2.1: Grundlegende Prozesse bei der Licht-Materie-Wechselwirkung. (a) Absorption, (b) stimulierte Emission, (c) spontane Emission. Erzeugung von Besetzungsinversion mit (d) 3-Niveausystem und (e) 4-Niveausystem. Aus [14].

Der im Vergleich zum Laserübergang schnellere Zerfall vom Niveau E_3 auf E_2 bewirkt eine Anhäufung von Elektronen im Niveau E_2 , welche nun durch Photonen mit der Energie des Laserübergangs $E_2 - E_1$ zu stimulierter Emission veranlasst werden können. Dieser Vorgang verläuft in einem 4-Niveau-System noch effektiver, wenn auch das untere Niveau E_1 des Laserübergangs durch eine schnelle Relaxation in den Grundzustand E_0 entleert wird (Abb. 2.1(d)). Durch Einschließen eines Mediums mit einem solchen Übergangsschema in einen durch zwei Spiegel geformten Resonator kann nun unter geeigneten Bedingungen ein Laser (engl. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) realisiert werden. Die Strahlung eines Lasers zeichnet sich durch hohe Intensität, schmale Linienbreite und Kohärenz aus. Laser besitzen je nach Ausführung vielfältige Anwendungsmöglichkeiten in der Messtechnik, Materialbearbeitung sowie Informationsspeicherung- und Übertragung.

In Lasern werden verschiedene Materialien als aktives Medium verwendet, z.B. Gase zum Erreichen hoher Ausgangsleistungen (Größenordnung Kilowatt) oder Festkörper zur Realisierung kurzer Pulse (Femtosekunden). Der Einsatz von Halbleitern zu diesem Zweck erlaubt aufgrund des verhältnismäßig großen Verstärkungswertes im Bereich von 100 cm^{-1} die Herstellung sehr kleiner und kompakter Laser mit Abmessungen kleiner 1 mm, welche

sich gut in elektronische Systeme (z.B. CD-Abspielgeräte) integrieren lassen. Die Übertragung des oben erläuterten Laser-Prinzips auf Halbleiter ist in Abb. 2.2 dargestellt.

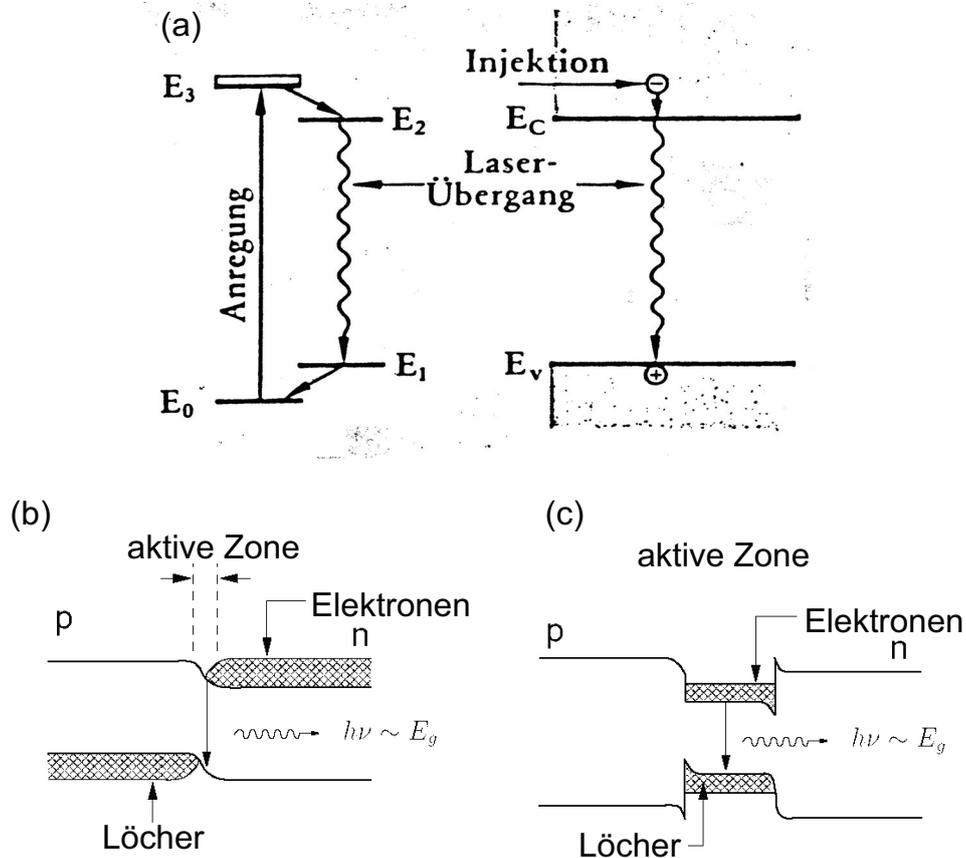


Abbildung 2.2: (a) Laserübergang in einem 4-Niveau-System im Vergleich zum Halbleiter. (b) Ausbildung von Quasiferminiveaus an einem p-n-Übergang bei Anlegen einer äußeren Spannung. Aus [7] bzw. [15]. (c) Einschluss von Ladungsträgern in das Potentialminimum eines Heteroübergangs. Aus [16], S. 8.

Die Bandlücke des Halbleiters, d.h. die Differenz $E_c - E_v$ zwischen Leitungsband und Valenzband, entspricht dabei dem eigentlichen Laserübergang (Abb. 2.2(a)). Bei Anregung eines Elektrons in das Leitungsband bleibt ein Defektelektron (Loch) im Valenzband zurück. Als Pumpniveaus dienen höhere Leitungsbandzustände, aus welchen die Elektronen schnell bis zur unteren Leitungsbandkante relaxieren.

Eine Zone, in welcher sowohl für Elektronen als auch Löcher eine Besetzungsinversion besteht, kann im einfachsten Fall an einem p-n-Übergang durch Anlegen einer äußeren Spannung erzeugt werden (Abb. 2.2(b)). Hierbei bilden sich für die Ladungsträger Qua-

siferminiveaus aus, welche im Vergleich zur jeweiligen Fermiverteilung modifizierte Besetzungsverteilungen nach sich ziehen (schraffierte Bereiche in Abb. 2.2(b)). In dem schmalen Bereich des p-n-Übergangs, wo sich Elektronen und Löcher überlappen, kommt es dann zur Rekombination unter Aussendung eines Photons entsprechend der Bandlückenenergie des Halbleiters. Wird nun über äußere Kontakte ständig eine ausreichende Anzahl von Ladungsträgern nachgeführt, kann eine konstante Lichterzeugung aufrechterhalten werden. Die Effizienz dieses Vorgangs kann erheblich gesteigert werden, wenn durch Aneinanderfügen von Halbleitermaterialien unterschiedlicher Bandlücke ein Potentialminimum für die Ladungsträger geschaffen wird. Der Bandverlauf einer solchen Heterostruktur ist in Abb. 2.2(c) gezeigt. Die Erzeugung eines solchen Potentialminimums, beispielsweise durch Einfügen eines Quantenfilms in die Struktur, stellt das zentrale Element bei der Realisierung moderner Laserdioden dar.

2.2 Bauformen von Halbleiterlasern

In Abb. 2.3 sind die zwei grundlegenden Bauformen von Halbleiterlasern dargestellt. Diese Schichtstrukturen werden auf Kristallscheiben hoher struktureller Qualität (engl. wafer) mittels des Verfahrens der Epitaxie abgeschieden, wobei eine Präzision von einzelnen Atomlagen erreicht wird (Einzelheiten dazu siehe Kapitel 4.1). Bei der Laserdiode des in Abb. 2.3(b) dargestellten Typs mit kubischer Kristallsymmetrie wird der Wafer entlang kristallographischer Richtungen zerteilt und die Emission des Laserlichts erfolgt aus den Spaltflächen der Struktur. Daher wird dieses Bauelement auch als Kantenemitter bezeichnet. Nachteilig ist in diesem Zusammenhang die erhebliche Aufweitung des Laserstrahls, weshalb zu Anwendungszwecken meist eine zusätzliche Linsenoptik zur Fokussierung erforderlich ist. Die Länge des Resonators kann in gewissem Umfang frei gewählt werden, typischerweise beträgt sie einige Millimeter. Als Resonatorspiegel können die Spaltflächen verwendet werden, welche im Idealfall atomar glatt sind und je nach Brechungsindexsprung zwischen Halbleiter und Luft Reflektivitäten zwischen 20 - 30% aufweisen (Gl. 2.1).

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.1)$$

Mit den Größen R Reflektivität, n_1 Brechungsindex Material 1 und n_2 Brechungsindex Material 2. Die Schwellstromdichte einer Laserdiode kann durch Gleichung 2.2 beschrieben werden:

$$j_{th} = \frac{j_0 d}{\eta_i} + \frac{d j_0}{g_0 \eta_i \Gamma} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (2.2)$$

Mit den Größen j_{th} Schwellstromdichte, j_0 nominelle Schwellstromdichte, d Dicke des aktiven Gebietes, η_i interne Quanteneffizienz, α_i interner Gesamtverlust, L Resonatorlänge, R_1 und R_2 Reflektivitäten der Resonatorspiegel. Der Ausdruck in der Klammer auf der rechten Seite entspricht dabei der Schwelllichtdichte.

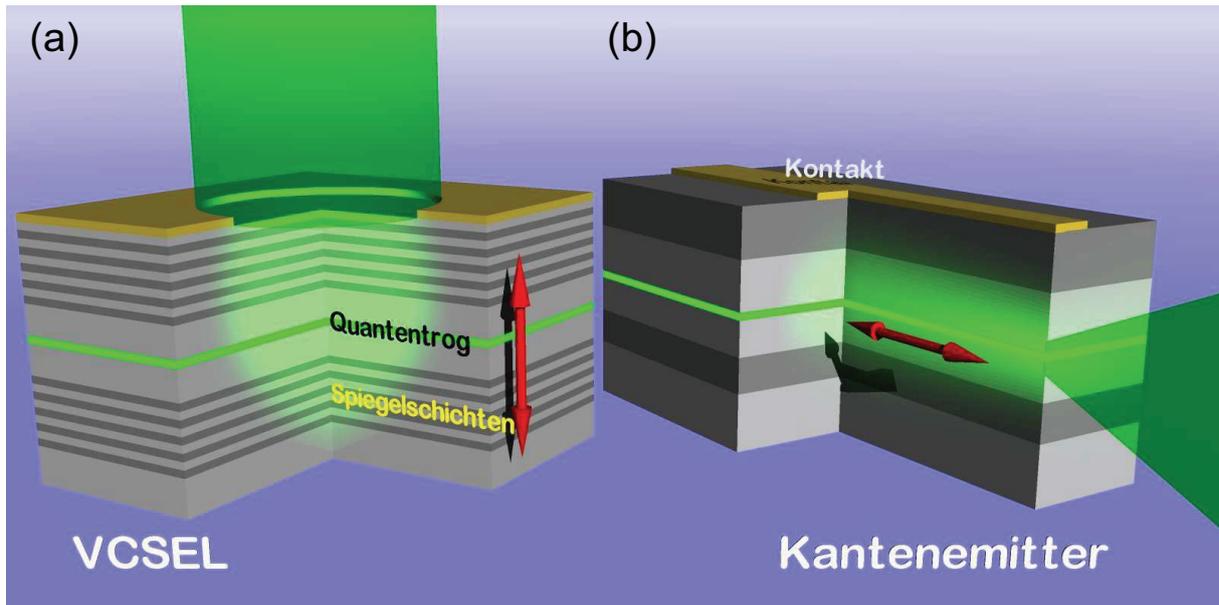


Abbildung 2.3: (a) Oberflächenemittierende Laserdiode mit Vertikalresonator (VCSEL). Aufgrund der kleinen Resonatorlänge im Bereich von Mikrometern müssen hochreflektive Spiegel mit Reflektivitäten $R > 99\%$ verwendet werden. Dies erfordert den Einsatz von Bragg-Reflektoren. (b) Kantenemittierende Laserdiode mit einer lateralen Resonatorlänge im Bereich von Millimetern. Die Resonatorspiegel können durch Spaltflächen des Kristalls mit Reflektivitäten von $R = 20\%$ realisiert werden. Bild von S. Figge [17].

Bei der Laserdiode aus Abb. 2.3(a) erfolgt die Laseremission senkrecht zur Waferfläche, man spricht daher von einem oberflächenemittierenden Laser mit Vertikalresonator. Da in diesem Fall die Resonatorlänge nur wenige Mikrometer beträgt, müssen bei Annahme eines vergleichbaren Wertes für die Verstärkung der aktiven Zone Spiegel mit Reflektivitäten über 99% verwendet werden. Da die Reflektivität eines Metallspiegels auf etwa 98% begrenzt ist, müssen verteilte Bragg-Reflektoren (DBRs, engl. Distributed Bragg Reflectors) eingesetzt werden, bei welchen die Reflektivität im Prinzip unbegrenzt erhöht werden kann. Die Funktionsweise eines Bragg-Reflektors wird im Anschluss an dieses Kapitel erläutert.

Die im Vergleich zu einem Kantenemitter um den Faktor 1000 reduzierte Resonatorlänge führt bei einem VCSEL zu einer deutlichen Veränderung der photonischen Modendichte bezüglich der Energie des Lichtes in longitudinaler Richtung, d.h. zwischen den Resonatorspiegeln (Abb. 2.4). Der Abstand der Moden lässt sich aus Gl. 2.3 bestimmen:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_{eff}L} \quad (2.3)$$

Während sich beim Kantenemitter mit Fabry-Perot-Resonator viele Moden ($\Delta\lambda = 0,05 \text{ nm}$ bei $L=1 \text{ mm}$, $\lambda = 500 \text{ nm}$, $n_{eff}=2,7$) im Bereich der Verstärkung befinden

(Abb. 2.4(a)), überschneidet sich im Falle des Mikroresonators nur eine longitudinale optische Mode mit der Gewinnkurve (Abb. 2.4(b)). Beim Einsetzen der Laseroszillation schwingen also weniger Moden an, was zu einem reduzierten Energieaufwand und damit einer geringeren Schwellstromdichte führt ($\Delta\lambda = 250 \text{ nm}$ bei $L=1 \text{ }\mu\text{m}$, $\lambda = 500 \text{ nm}$, $n_{eff}=2,7$). Dieser Effekt kann mittels des β -Wertes quantifiziert werden, welcher den Anteil der Anzahl der Photonen N_{mode} in einer Lasermode relativ zur Gesamtanzahl N_{spont} der spontan emittierten Photonen angibt:

$$\beta = \frac{N_{mode}}{N_{spont}} \quad (2.4)$$

Ein erhöhter β -Wert bewirkt eine Reduktion der Schwellstromdichte, wie in Abb. 2.4(c) und (d) dargestellt. Im Idealfall ergibt sich ein unmittelbares Einsetzen des Laserprozesses ohne Schwellverhalten, wenn bei $\beta = 1$ alle Photonen in eine einzige Mode emittiert werden. In der Praxis werden allerdings deutlich geringere Werte erreicht: Eine kantenemittierende Laserdiode liegt im Bereich $\beta = 10^{-5}$, während in VCSEL-Strukturen $\beta = 10^{-3}$ erzielt wird. Ursache hierfür ist die Existenz eines kontinuierlichen Untergrundes von Verlustmoden in der photonischen Zustandsdichte, an welche das Lichtfeld effektiv kopplen kann, beispielsweise in lateraler Ausbreitungsrichtung bei einer planaren Mikrokapazität.

2.3 Bragg-Reflektoren und Mikroresonatoren

Wie im vorangegangenen Kapitel bereits erwähnt, erfordert der kurze Verstärkungsweg in einem Mikroresonator die Verwendung von hochreflektiven Spiegeln, welche als Bragg-Reflektoren realisiert werden müssen. Der prinzipielle Aufbau eines Bragg-Reflektors ist in Abb. 2.5(a) dargestellt. Er besteht aus Schichten mit abwechselnd hohem und niedrigem Brechungsindex, wobei die jeweilige optische Dicke einem Viertel der Bragg-Wellenlänge entspricht, bei welcher sich das Reflexionsmaximum des DBRs ausbildet. Das einfallende Licht erfährt an den Grenzflächen entsprechend der Brechungsindexdifferenz entweder eine Phasensprung von π (Übergang von $n_{niedrig}$ nach n_{hoch} , Feldknoten) oder keinen Phasensprung (Übergang von n_{hoch} nach $n_{niedrig}$, Feldbauch). Aufgrund der Viertelwellendicke der Schichten interferiert das an den Grenzflächen reflektierte Licht konstruktiv, sodass mit steigender Anzahl von Spiegelpaaren die Reflektivität kontinuierlich ansteigt. Das typische Reflexionsspektrum eines Al(Ga)As-basierten Bragg-Reflektors ist in Abb. 2.5(b) gezeigt. Um die Bragg-Wellenlänge herum zentriert sich der Bereich hoher Reflexion mit einem Reflektivitätswert nahe $R = 1$ (Stopband), wobei in der vergrößerten Darstellung der ausgeprägte Charakter des Maximums erkennbar wird. Die Bandbreite wird dabei durch den Brechungsindexkontrast gemäß Gleichung 2.5 bestimmt:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{4}{\pi} \arcsin \left(\frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1} \right) \quad (2.5)$$

In Abb. 2.5(c) ist die Abhängigkeit der Reflektivität von der Anzahl der Spiegelpaare dargestellt. Im Fall ohne Absorption steigt der Wert asymptotisch gegen $R = 1$, wogegen

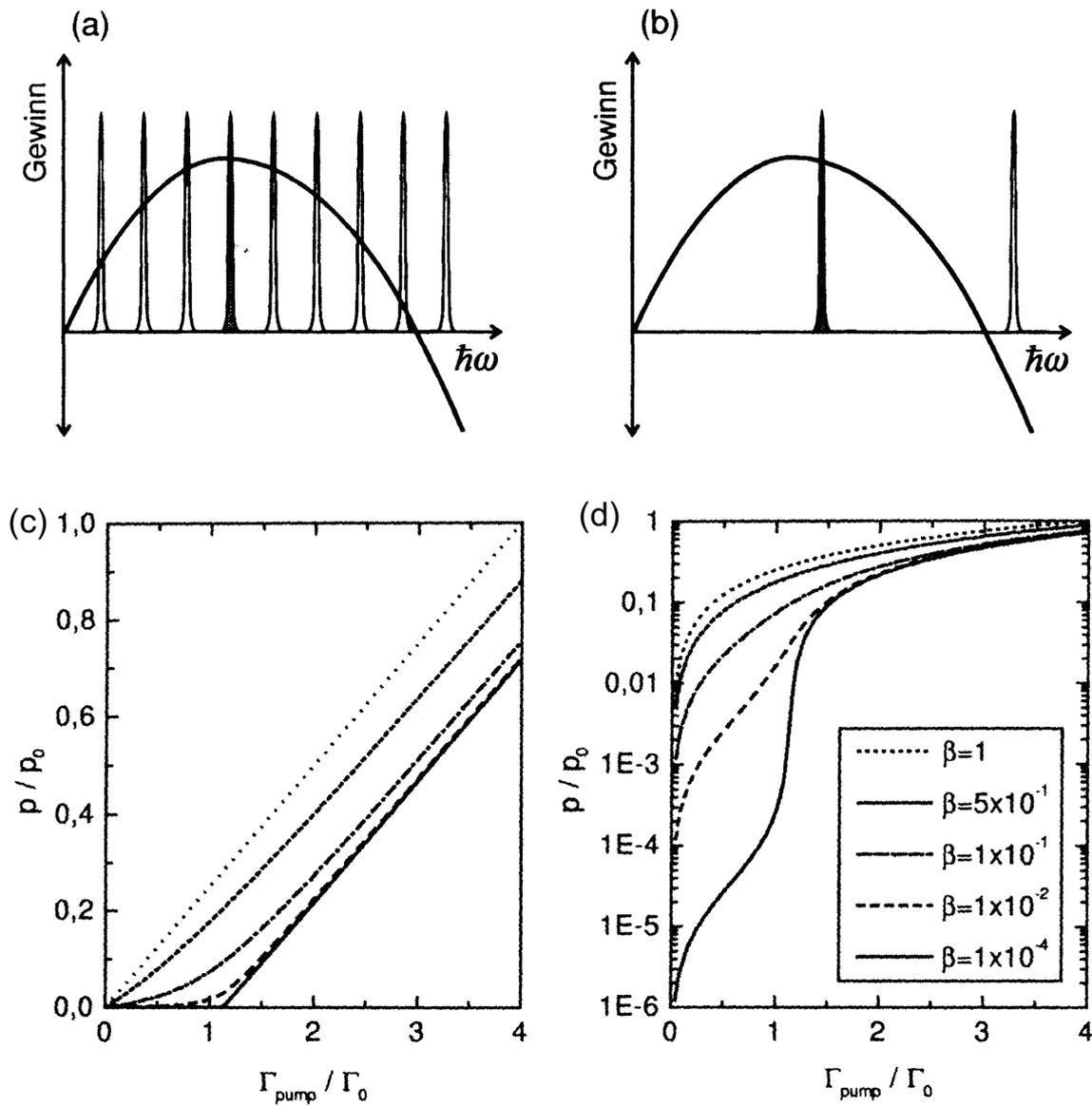


Abbildung 2.4: Vergleich von optischer Modendichte und Verstärkungskurve des aktiven Gebietes: (a) Kantenemitter, (b) VCSEL. Verlauf der Ausgangsleistung eines Halbleiterlasers von der Anregungsdichte für verschiedene β -Werte: (c) lineare Auftragung, (d) logarithmische Auftragung. Man beachte die unterschiedlich stark ausgeprägten Schwellen. Aus [14].

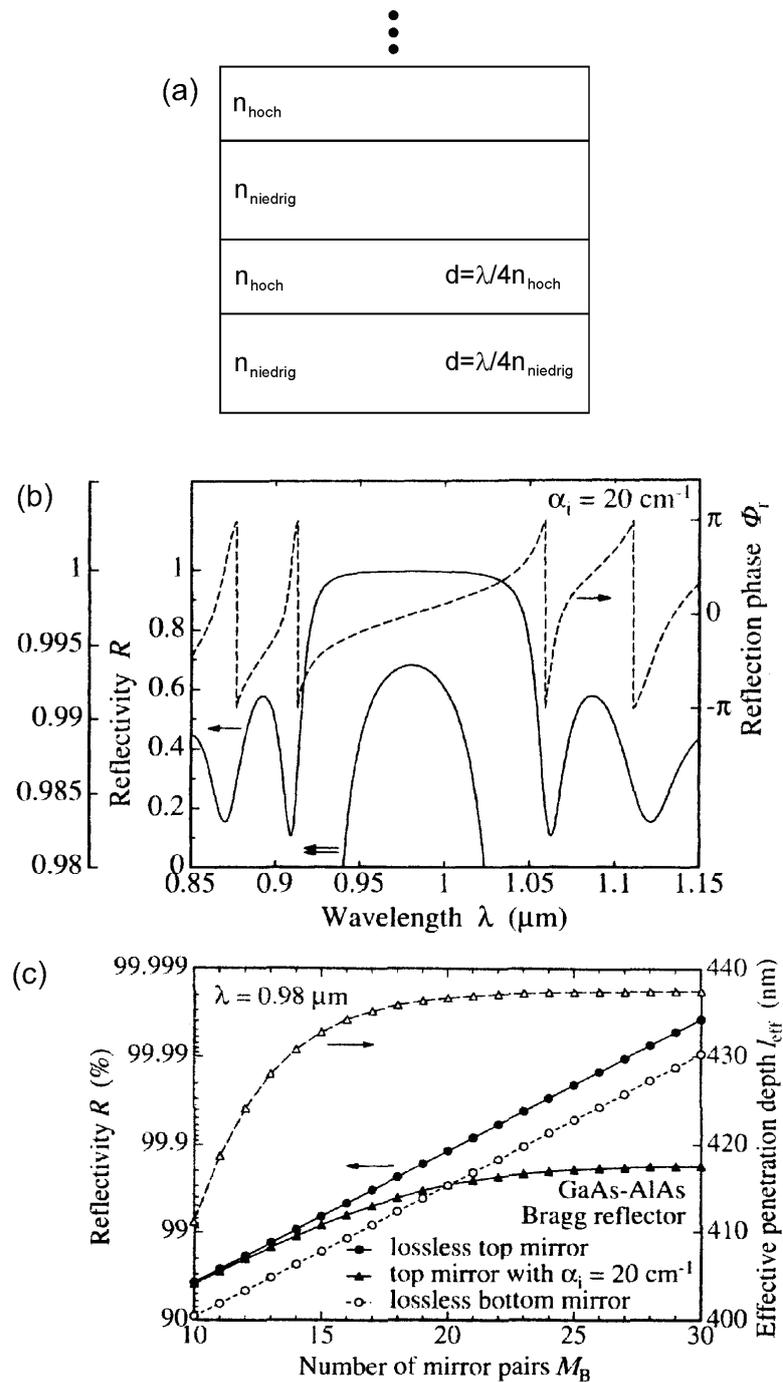


Abbildung 2.5: (a) Schichtfolge bei einem Bragg-Reflektor. Die optische Dicke der Schichten beträgt jeweils eine Viertelwellenlänge. (b) Reflektivität eines Bragg-Reflektors in Abhängigkeit der Wellenlänge als Übersicht sowie vergrößerter Ausschnitt des Stopbandes (durchgezogene Linien). In der Vergrößerung wird das ausgeprägte Maximum der Reflektivität im Zentrum des Stopbandes sichtbar. Außerdem ist das Phasenverhalten der Reflektivität dargestellt (gestrichelte Linie). (c) Anstieg der Reflektivität mit zunehmender Anzahl von Spiegelpaaren. Ohne Absorption steigt die Reflektivität praktisch unbegrenzt, während mit Absorption eine Sättigung eintritt. Aus [11].

das Vorhandensein von Absorption die maximale Reflektion auf einen bestimmten Wert $R < 1$ begrenzt. Für den Fall ohne Absorption gilt die Beziehung (n_{sub} Brechungsindex des Substrats, n_a Brechungsindex der Umgebung):

$$R(N) = \left[\frac{1 - \frac{n_{sub}}{n_a} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2}{1 + \frac{n_{sub}}{n_a} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2} \right]^2 \quad (2.6)$$

Wenn zwischen zwei Bragg-Reflektoren eine Schicht mit der optischen Dicke eines ganzzahligen Vielfachen von $\lambda/2$ eingefügt wird, bildet sich eine Resonanzlinie aus, die der longitudinalen Resonatormode entspricht (Abb. 2.6). Die Güte des Resonators ist dabei um so höher, je schärfer die Linie ist. Für den sogenannten Q-Wert gilt die Beziehung 2.7:

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{E}{\Delta E} \quad (2.7)$$

Mit den Größen λ Wellenlänge und E Energie des Lichts.

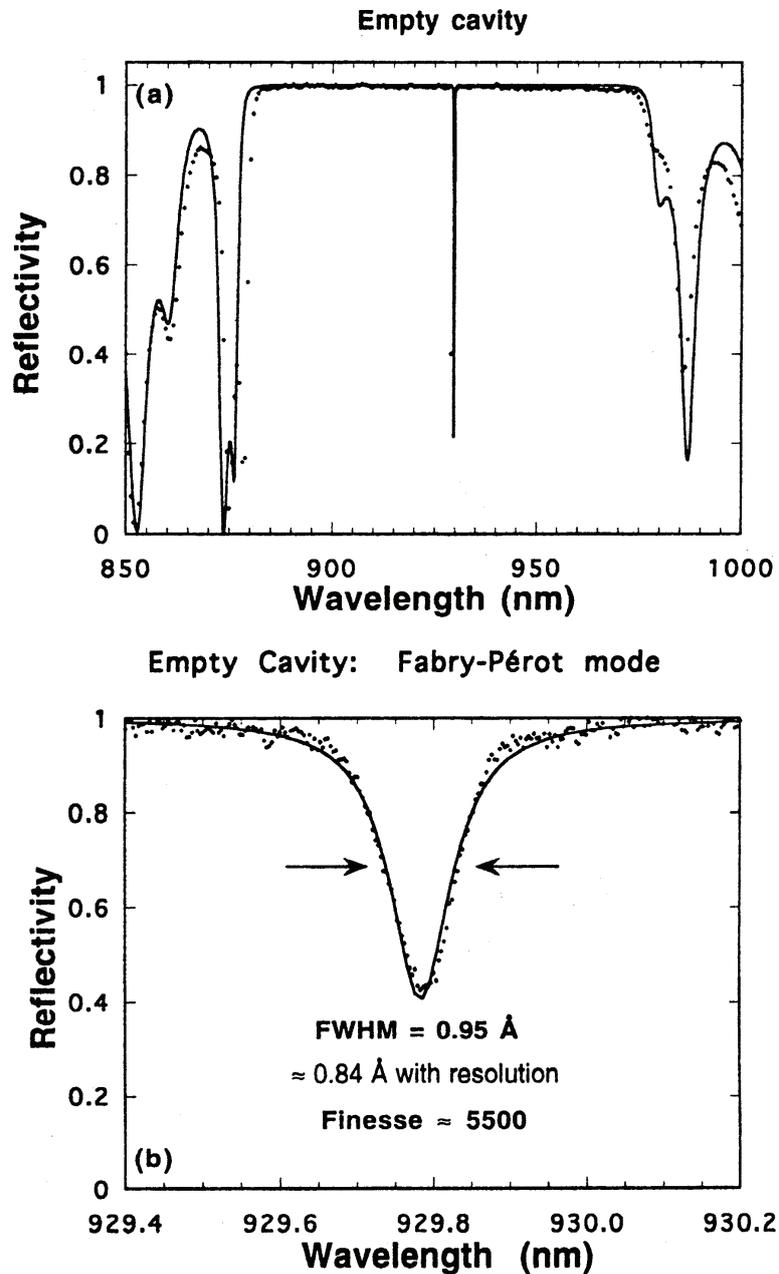


Abbildung 2.6: (a) Stopband eines Al(Ga)As-basierten Mikroresonators ohne aktive Zone. Im Zentrum ist die scharfe Resonanzlinie der Kavität zu erkennen. Die Messdaten sind durch Punkte und die Simulation als durchgezogene Linie dargestellt. (b) Vergrößerter Ausschnitt der lorentzförmigen Resonanzlinie. Aus [13].

Die Verlauf der elektrischen Feldamplitude in einem Al(Ga)As-Mikroresonator in longitudinaler Richtung ist in Abb. 2.7 dargestellt. Das Feld hat die maximale Amplitude in der Kavität und fällt dann in den Bragg-Reflektoren exponentiell ab. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einer offenen Kavität, da die Reflektion nicht abrupt sondern in einem vergleichsweise ausgedehnten Bereich erfolgt. Man definiert die effektive Resonatorlänge als den Abstand zwischen den zwei Punkten, an welchen die elektrische Feldstärke auf den e -ten Teil abgefallen ist. In Abb. 2.7(a) beträgt dieser Wert $1,7 \mu\text{m}$, wie durch die Pfeile angedeutet. Die Eindringtiefe des E-Feldes in die DBRs wird dabei umso geringer, je größer der Indexsprung der Bragg-Spiegelschichten ist. Gleichzeitig steigt die maximale Feldstärke in der Kavität und damit der Überlapp mit dem aktiven Gebiet des Lasers, was zu einer reduzierten Schwellleistungsdichte führt. In Hinblick auf die Optimierung der optischen Eigenschaften ist daher die Maximierung des Indexkontrastes der Spiegelschichten anzustreben. Die Abb. 2.7(b) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Kavität mit den drei InGaAs-Quantenfilmen.

Bei der Realisierung eines Mikroresonators müssen die Anschlussbedingungen des elektrischen Feldes an der Grenzfläche von Kavität zu Bragg-Reflektoren beachtet werden. Eine zweidimensionale Darstellung des E-Feldes mit Isolinien sowie Schnitten in lateraler und longitudinaler Richtung ist in Abb. 2.8(a) und (b) gezeigt. Der Verlauf des Feldes bei Verwendung von Hoch- bzw. Niedrigindexmaterial für die Kavität und Kavitätslängen von $\lambda/2$ und λ ist in Abb. 2.8(c) bis (f) dargestellt. Um eine maximale Feldstärke im Zentrum der Kavität zu erhalten, muss entweder eine $\lambda/2$ -Kavität aus Niedrigindexmaterial (Abb. 2.8)(c) oder eine λ -Kavität aus Hochindexmaterial gewählt werden (Abb. 2.8(d)). Die beiden anderen Resonator-Kombinationen in Abb. 2.8(e) und (f) führen zu einem Feldknoten im Kavitätszentrum und sind daher für ein VCSEL-Bauelement wenig geeignet. Wie bereits erwähnt, kann die Kavitätslänge im Prinzip einem beliebigem ganzzahligem Vielfachen von $\lambda/2$ entsprechen, d.h. auch relativ große Dicken sind möglich. Insgesamt sollte die Kavität aber so kurz wie möglich realisiert werden, da mit zunehmenden Dicken die Anzahl der Verlustmoden und damit auch die Schwellstromdichte ansteigt.

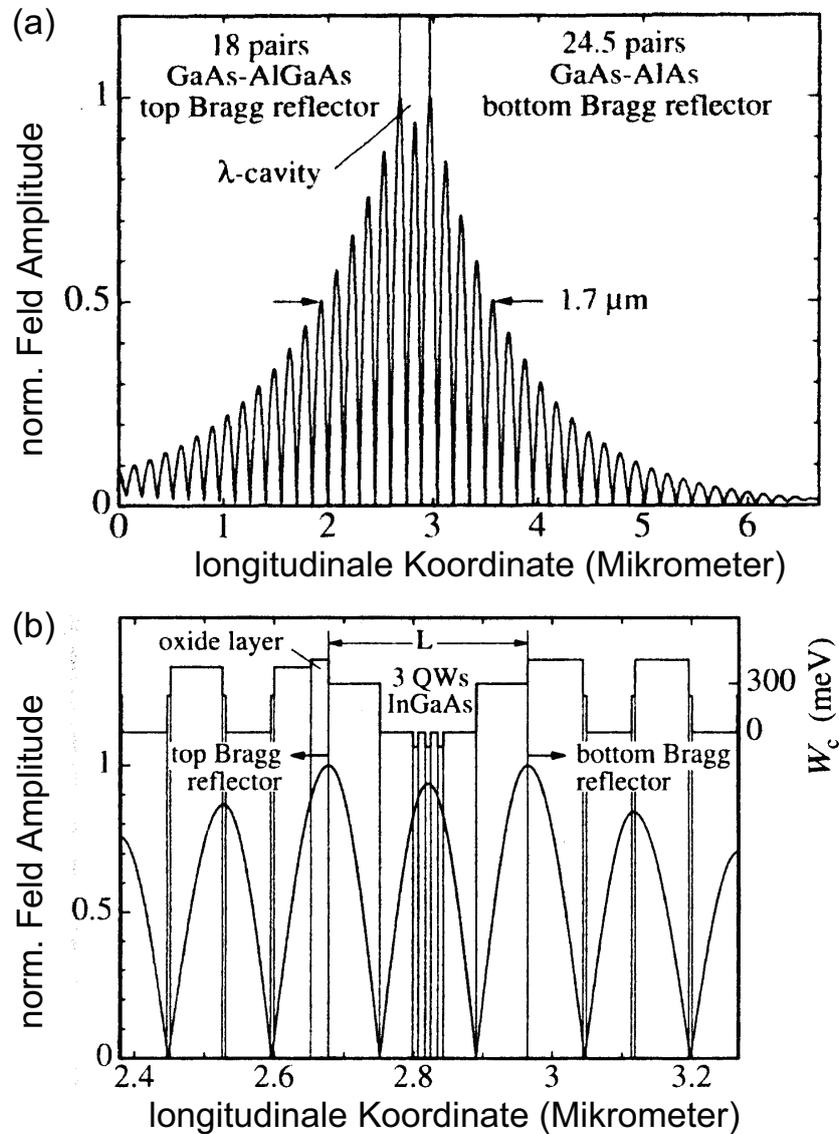


Abbildung 2.7: (a) Verlauf der Amplitude des elektrischen Feldes in longitudinaler Richtung in einem GaAs/Al(Ga)As-Mikroresonator mit λ -Kavität. Die effektive Resonatorlänge beträgt $1,7 \mu\text{m}$. Vergrößerter Ausschnitt der Kavität mit drei InGaAs-Quantenfilmen. Die QWs sollten symmetrisch in der Kavität liegen, um einen maximalen Überlapp mit der Feldamplitude zu erreichen. Aus [11].

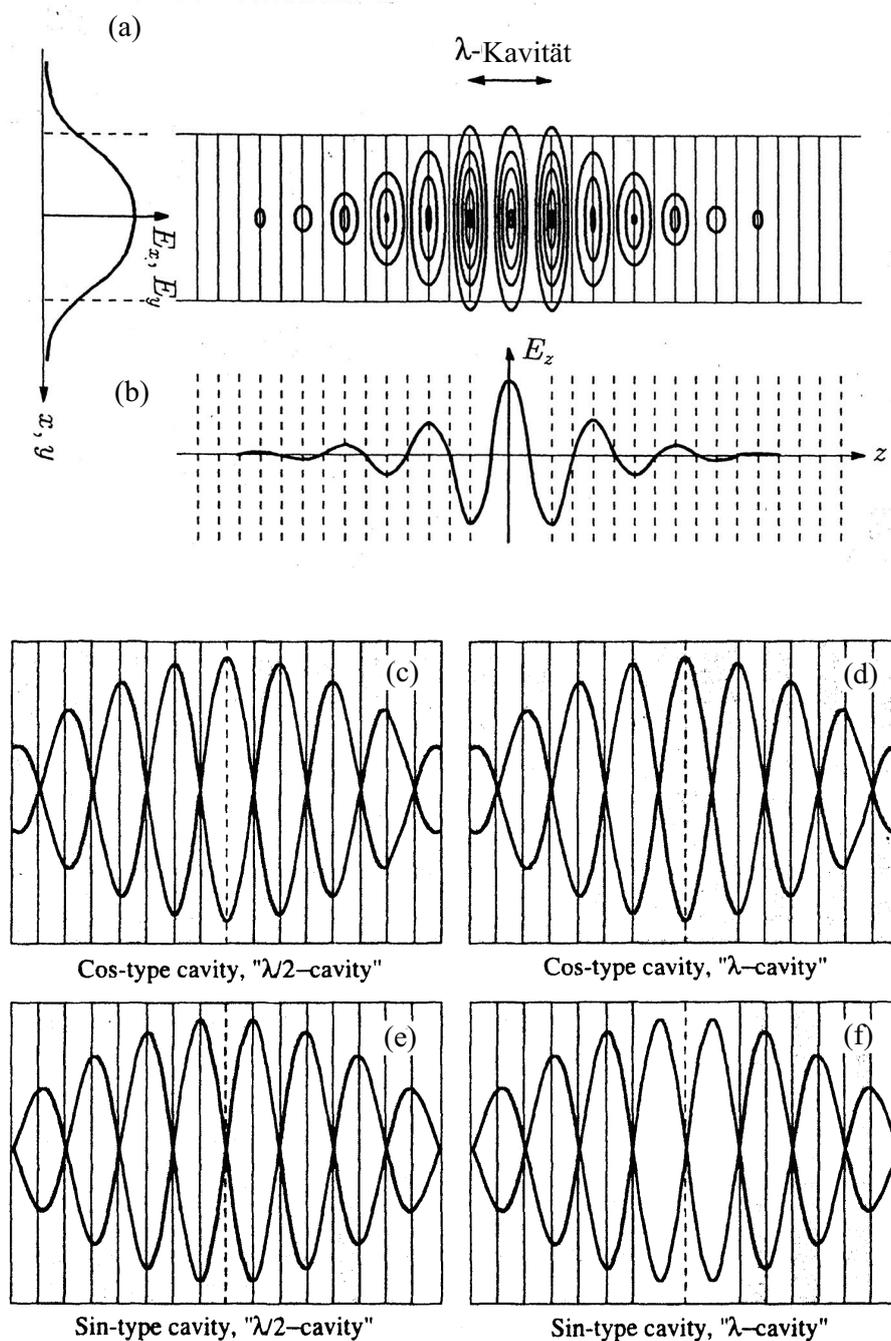


Abbildung 2.8: Verteilung der Amplitude des elektrischen Feldes in einem Mikroresonator. Zweidimensionale Darstellung mit Isolinien: (a) Schnitt in transversaler Richtung, (b) Schnitt in longitudinaler Richtung. Stehende Wellen in Mikroresonatoren mit unterschiedlicher Kavitätslänge: (c) $\lambda/2$ -Kavität aus Niedrigindexmaterial (Schwingungsbauch im Zentrum), (d) λ -Kavität aus Hochindexmaterial (Schwingungsbauch im Zentrum), (e) $\lambda/2$ -Kavität aus Hochindexmaterial (Schwingungsknoten im Zentrum), (f) λ -Kavität aus Niedrigindexmaterial (Schwingungsknoten im Zentrum). Nur für die Fälle (a) und (b) ist die Platzierung einer aktiven Zone im Zentrum der Kavität sinnvoll. Aus [13].

2.4 Aufbau eines oberflächenemittierenden Lasers

In Abb. 2.9 ist der schematische Aufbau einer VCSEL-Struktur gezeigt. Wichtige Merkmale sind die zylindrische Mesenform und der ringförmige Metallkontakt, welcher die Austrittsöffnung für das Licht definiert (Abb. 2.9(a)). Außerdem ist die Feldverteilung in longitudinaler und transversaler Richtung angedeutet. Die Strompfade bei Vorhandensein einer Einschnürungsschicht in der Nähe des aktiven Gebietes sind in Abb. 2.9(b) hervorgehoben. Eine solche Schicht zur Strombündelung kann beispielsweise durch Protonenimplantation oder selektive Oxidation einzelner Bereiche erzeugt werden.

Typischerweise wird in einem VCSEL (z.B. im AlGaAs-System) der untere Bragg-Reflektor n-dotiert und der obere DBR p-dotiert (Abb. 2.10(a)). In diesem Materialsystem liegen allerdings bezüglich der Dotierung sehr günstige Bedingungen vor, da ohne weiteres Donator- und Akzeptorkonzentrationen im Bereich von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden können. Bei den breitlückigen II-VI- und Nitridverbindungen ist allerdings insbesondere die p-Leitfähigkeit begrenzt, was wiederum einen verhältnismäßig großen elektrischen Widerstand eines p-DBRs zur Folge hat. Eine alternative Lösung in diesem Zusammenhang stellt der Einbau eines unter Rückwärtsspannung betriebenen Tunnelübergangs (TJ, engl. Tunnel Junction) in die Struktur dar, bei welcher als oberer Bragg-Reflektor ebenfalls ein n-DBR zum Einsatz kommt (Abb. 2.10(b)). Der hochleitfähig Tunnelübergang wirkt dabei auch als stromaufweitende Schicht, welche eine homogenere Verteilung der Stromdichte am Ort der aktiven Zone bewirkt. Dies erleichtert die gezielte Anregung der transversalen Grundmode, welche für die effektive Einkopplung in optische Fasern wichtig ist. In Abb. 2.11 ist das Grundprinzip eines Tunnelübergangs anhand von Banddiagrammen und Strom-Spannungskurven erläutert. Während unter Vorwärtsspannung ein ausgeprägtes Minimum in der I-V-Kurve durchlaufen wird ((a) bis (c)), entsteht eine monotone Abhängigkeit bei Anlegen einer negativen Spannung (Abb. 2.11(d)). Unter diesen Bedingungen wird der TJ in der VCSEL-Struktur aus Abb. 2.10(b) betrieben. Bei diesem Typ nimmt man eine leichte Erhöhung der Kontaktspannung in Kauf, da die beiden Bänder gemäß Abb. 2.11(d) zu einem ausreichenden Überlapp gebracht werden müssen. Stehen dagegen ausschließlich nicht-leitfähige DBRs zur Verfügung (z.B. SiO_2 oder TiO_2), kann der Strom auch lateral in die Kavität geführt werden (Abb. 2.10(c)). Dies ist allerdings mit einem höherem technologischen Aufwand verbunden und in der Produktion entsprechend kostenintensiv.

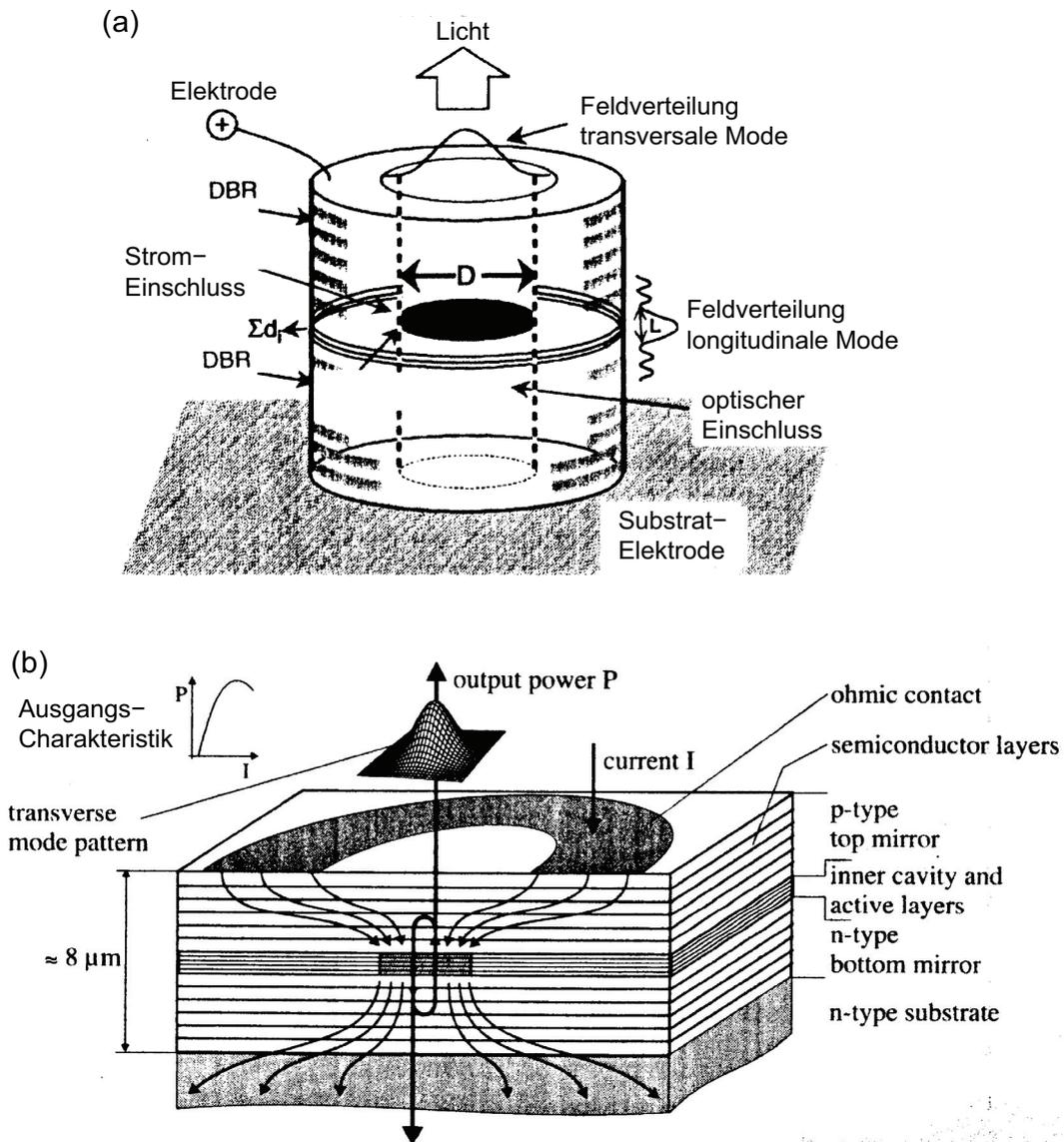


Abbildung 2.9: (a) Schematische Darstellung der wesentlichen Komponenten eines oberflächene-mittierenden Lasers mit Vertikalresonator (VCSEL). (b) Einengung des Strompfades im aktiven Bereiches eines VCSELs durch Verwendung von Protonenimplantation oder Oxidapertur. Aus [11].

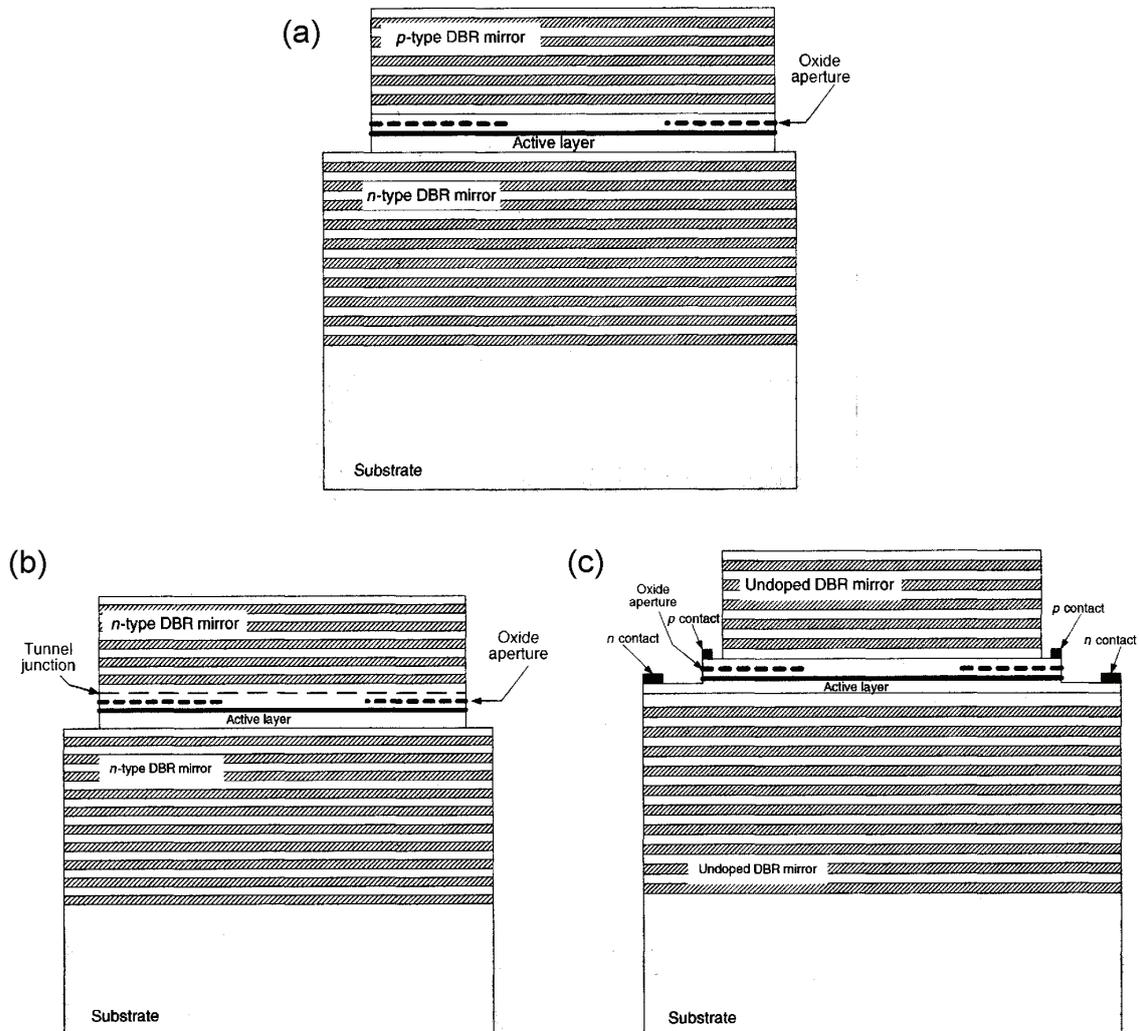


Abbildung 2.10: Verschiedene Konzepte für die Stromzuführung in eine VCSEL-Struktur. (a) Verwendung von *n*-DBR (unten) und *p*-DBR (oben), (b) Verwendung zweier *n*-DBRs verbunden mit der Integration eines hochdotierten *p*+/*n*+ -Tunnelübergangs in die Kavität, (c) laterale Kontaktierung bei Verwendung von undotierten, nicht-leitfähigen Bragg-Reflektoren. Aus [18].

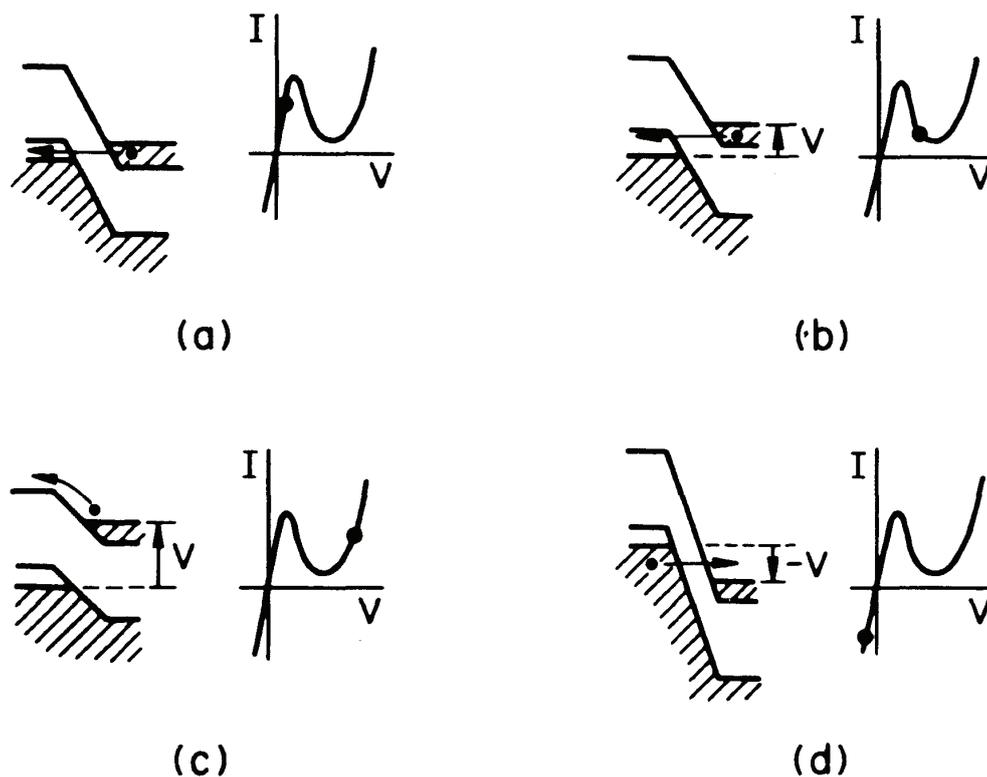


Abbildung 2.11: Bandverlauf sowie Strom-Spannungs-Charakteristik bei einem Tunnel-Übergang. (a) Anstieg des Stroms durch quantenmechanisches Tunneln von Elektronen aus dem n-Gebiet ins p-Gebiet. (b) Abfall des Stroms aufgrund der Verringerung des energetischen Überlapps von Valenzband (p-Gebiet) und Leitungsband (n-Gebiet) mit steigender Spannung. (c) Erneuter Anstieg des Stroms durch Fluss von Elektronen über die Potentialbarriere des p-n-Übergangs. (d) Tunneln von Elektronen aus dem Valenzband des p-Gebietes ins Leitungsband des n-Gebietes verbunden mit der Erzeugung eines Lochs beim Anlegen einer negativen Spannung. Die Variante (d) wird bei einem VCSEL mit Tunnel-Übergang verwendet (siehe Abb. 2.10(b)). Aus [10].

2.5 Materialsysteme für oberflächenemittierende Laser

Oberflächenemittierende Laser sind aufgrund ihres zirkularen Strahlprofils und die geringe Strahlkonvergenz hervorragend geeignet für die Datenübertragung mittels optischer Fasern und die Informationsspeicherung auf CDs und DVDs. Für die jeweilige Anwendung gibt es dabei eine optimale Wellenlänge in Bezug auf die Dämpfung oder die Fokussierbarkeit des Lichts. Das Absorptions- bzw. Dispersionsminimum für Glasfasern, wie sie für optische Netze mit Reichweiten bis 50 km benutzt werden, liegt bei einer Wellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ bzw. $1,3 \mu\text{m}$. Dieser Emissionsbereich wird von den Materialsystemen der Arsenide und Phosphide abgedeckt (2.12), jedoch konnte hier bislang noch kein VCSEL-Typ mit ausreichender Langzeitstabilität realisiert werden und ist daher Gegenstand intensiver Forschung. Anstelle von VCSELn werden hier DFB-Laser (engl. Distributed Feedback) verwendet, welche aber in der Herstellung verhältnismäßig teuer sind und keine ausreichende Temperaturstabilität der Emissionswellenlänge bieten, sodass eine externe Kühlung notwendig ist. Kommerziell erhältlich sind VCSEL für den Bereich des nahen Infrarots um 850 nm, welche auf AlInGaAs-Verbindungen basieren. Sie sind eine wichtige Grundlage für kurzreichweitige LAN-Netze (engl. Local Area Network) mit Übertragungstrecken von 0,01 - 1 km (Gigabit-Ethernet).

Bei den preiswerten und einfach zu verarbeiteten Plastikfasern (POF, engl. Plastic Optical Fibre) liegen die Minima der Absorption im Sichtbaren, d.h. im roten und grünen Spektralbereich (2.12(b)). Rote VCSEL sind seit Kurzem verfügbar, aber noch Gegenstand von Optimierungsarbeiten. Oberflächenemitter mit grüner Emission wären die idealen Lichtquellen für POF-basierte Datenübertragung, wobei diese auf absehbare Zeit nur mit Hilfe des II-VI-Materialsystems realisiert werden können. In diesem Zusammenhang gab es bisher nur wenige Vorarbeiten in der Literatur, der erste grüne monolithische II-VI-VCSEL (optisch gepumpt) wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisiert, wobei derzeit die Möglichkeiten eines elektrischen Injektionsbetriebs untersucht werden. Der blaue bis ultraviolette Spektralbereich ist aufgrund der kurzen Wellenlänge besonders interessant in Hinblick auf Datenspeicherung und Drucktechnik. Entsprechende VCSEL auf Basis der Gruppe III-Nitridverbindungen befinden sich aber ebenfalls noch im Entwicklungsstadium.

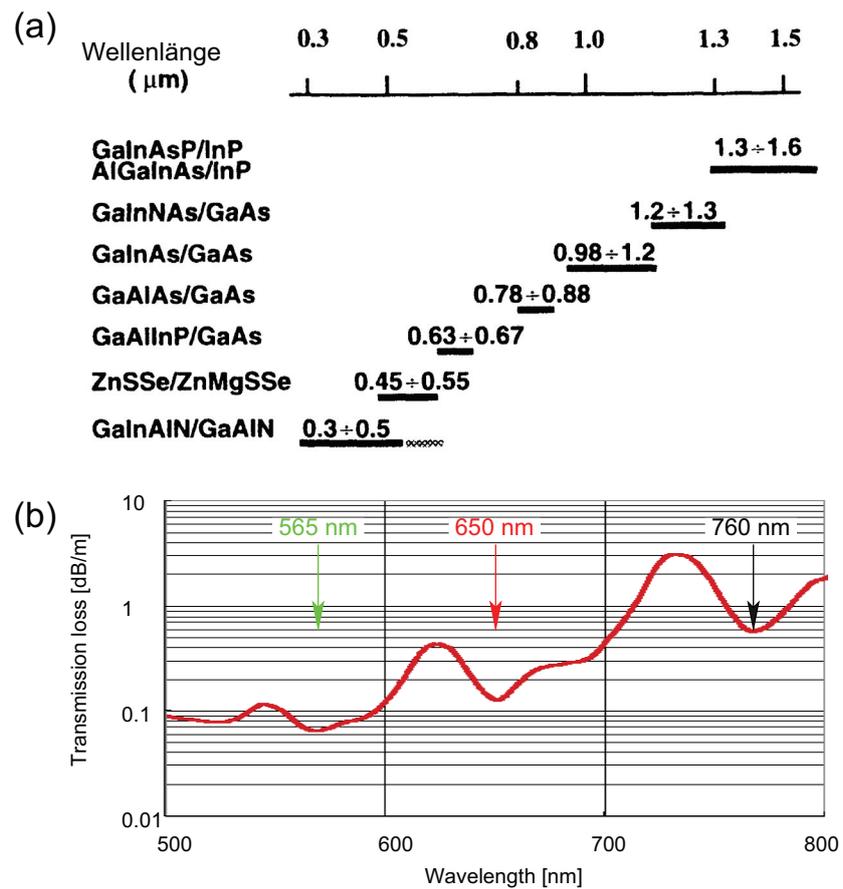


Abbildung 2.12: (a) Übersicht über VCSEL-Emissionswellenlängen bei Verwendung der angegebenen Materialsysteme. VCSEL mit kurzwelliger Emission (grün-blau-ultraviolett) auf Nitrid- bzw. II-VI-Basis befinden sich noch im Entwicklungsstadium. Aus [11]. (b) Absorptionsspektrum einer Plastikfaser mit PMMA-Kern (Polymethyl-Methacrylat). Aus [16] bzw. [19].

2.6 Starke und schwache Kopplung

Wird ein Emittor von Strahlung in einem geeigneten Resonator platziert, kann es unter gewissen Umständen zu einer Kopplung des entsprechenden Energieübergangs mit dem elektromagnetischen Feld kommen. Die Grenzfälle der schwachen und starken Kopplung sollen hier kurz diskutiert werden, insbesondere in Hinblick auf die Beobachtung der physikalischen Effekte in Halbleiterstrukturen. Grundlage hierfür ist die Beeinflussung der optischen Modendichte, wenn die Ausdehnung des Resonators im Bereich der Lichtwellenlänge liegt. Ein qualitatives Beispiel wurde bereits in den Abb. 2.4(a) und (b) gezeigt. Wenn die Kavitätsresonanz eines Mikroresonators (siehe Abb. 2.6) ausreichend mit der Emissionslinie eines Emittors überlappt, kommt es zu einer Kopplung. Handelt es sich hierbei um eine schwache Wechselwirkung, kann der Einfluss auf die spontane Emissionsrate bzw. die Lebensdauer des entsprechenden Zustands mit Hilfe der zeitabhängigen Störungstheorie abgeschätzt werden (Fermis goldene Regel):

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \rho(\omega) | \langle I | \vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}) | F \rangle |^2. \quad (2.8)$$

Mit den Größen: τ mittlere Lebensdauer des Photons im Zustand I, $\rho(\omega)$ optische Modendichte, ω Frequenz des Photons, $\vec{d} = -e\vec{r}$ Dipoloperator, $\vec{E}(\vec{r})$ elektrisches Vakuumfeld, I Anfangszustand, F Endzustand. In diesem Ausdruck steht die photonische Modendichte, da der Emittor nur in eine existierende Mode abstrahlen kann. Bei einem optimalen Überlapp zwischen einem Emittor mit unendlich scharfer Linienbreite und der photonischen Mode wird die spontane Emissionsrate erhöht bzw. entsprechend die strahlende Lebensdauer um den Purcell-Faktor verkürzt [62]:

$$F_P = \frac{3\lambda_c^3 Q}{\pi^2 n^3 V}. \quad (2.9)$$

Dies konnte für halbleiterbasierte Mikrokavitäten in zahlreichen Untersuchungen bestätigt werden (z.B. [85, 86]). Dabei konnten Purcell-Faktoren von $F_p = 32$ für Mikrosäulen und $F_p = 150$ für Mikroscheiben erreicht werden [20, 21]. Befinden sich dagegen beide Linien nicht in Resonanz, so kann die spontane Emission auch unterdrückt werden [83]. Durch Maßschneidern der photonischen Zustandsdichte beispielsweise durch Herstellung von photonischen Punkten mit einem dreidimensionalen Einschluss der optischen Welle [79, 80, 82, 84] oder die Verwendung von photonischen Kristallen [64, 65, 66, 67] kann die Erzeugung von Licht grundlegend beeinflusst werden.

Im Falle einer starken Kopplung kommt es zu einer Aufspaltung von Resonatormode und Emittorresonanz in zwei Polaritonzustände. Die spontane Emission wird dabei reversibel, d.h. ein emittiertes Photon wird im Resonator reflektiert und in zeitlich-periodischem Abstand reabsorbiert. Einige grundlegende experimentelle Befunde bei Vorliegen von starker Kopplung sind für einen AlGaAs-basierten Mikroresonator mit Quantenfilmen in Abb. 2.13 dargestellt. Diese Effekte wurden zuerst von Weisbuch et al. 1992 beobachtet [63]. Weitere Arbeiten untersuchten beispielsweise die Dispersion der Kavitätpolaritonen [115], Rabi-Oszillationen [76, 114], den Einfluss elektrischer Felder [70, 71], magnetischer

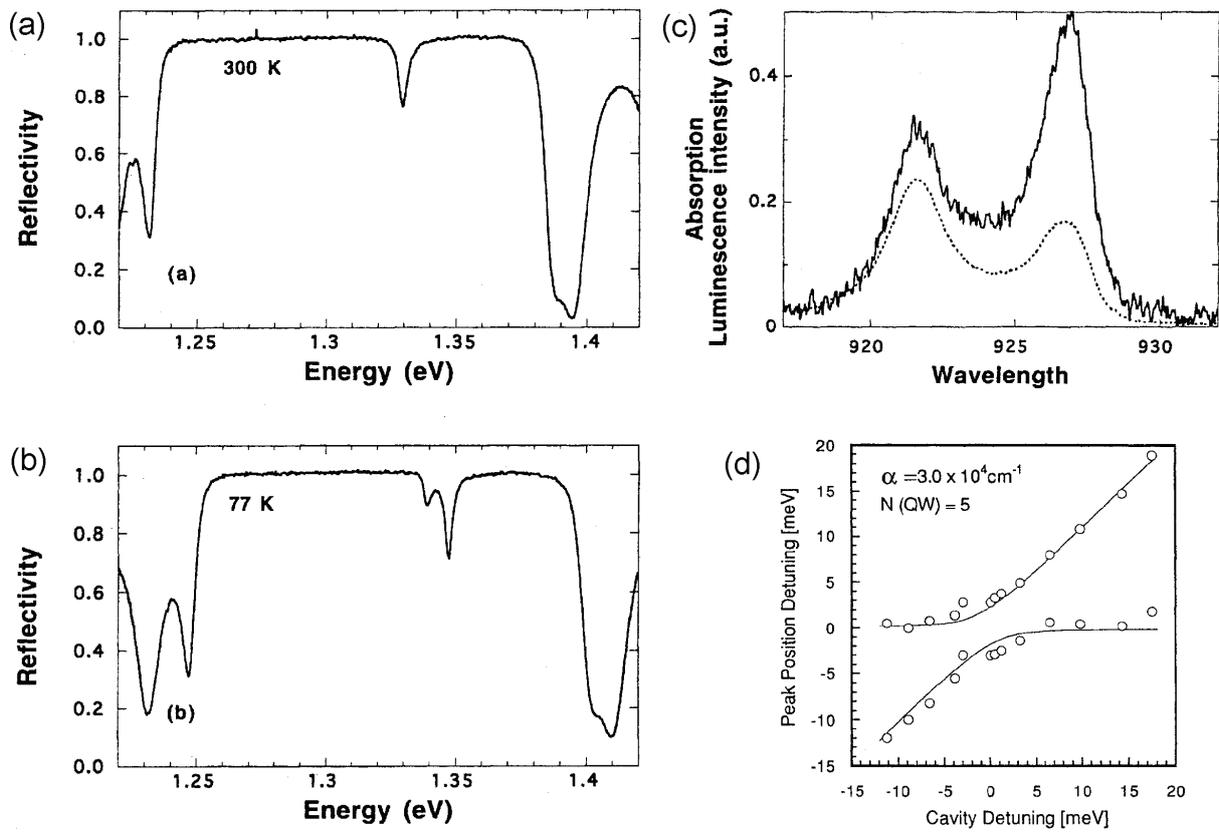


Abbildung 2.13: Effekte starker Kopplung in AlGaAs-basierten Mikroresonatoren: (a) QW-Resonanz nicht auf Kavitätsresonanz abgestimmt, keine Aufspaltung (b) Optimaler Überlapp beider Resonanzen, Aufspaltung in zwei Linien. (c) PL (durchgezogene Linie) und Absorption des Polariton-Bereiches aus (b). (d) Abhängigkeit der Polariton-Aufspaltung von der energetischen Verstimmung von QW und Resonatormode (keilförmige Kavität). Die minimale Aufspaltung erfolgt bei optimalem Überlapp. Aus [13].

Felder [73, 72] und Effekte bei Raumtemperatur [115]. Eine Übersicht zu diesem Thema mit vielen weiteren Referenzen gibt Ref. [78]. Entsprechende Untersuchungen für II-VI-basierte Mikrokavitäten wurden ebenfalls durchgeführt [68, 110, 113, 109]. Für ZnCdSe-Quantenfilme in einem dielektrischen Resonator konnte dabei eine Rabi-Aufspaltung von annähernd 20 meV beobachtet werden [60], bei einem ZnSe-QW wurden außerdem Hinweise auf Polariton-Biexziton-Übergänge gefunden [74, 75].

2.7 Einzelphotonenemitter

Die kontrollierte Erzeugung einzelner Photonen erlaubt den Zugriff auf die elementare Einheit der elektromagnetischen Strahlung und ist damit von fundamentaler Bedeutung für die Physik des Lichts und der Quantenmechanik. Eine Einzelphotonenquelle kann sowohl für die Grundlagenlagenforschung als auch praktische Anwendungen eingesetzt werden. Sie stellt einerseits das ideale Eichnormal für Energie und Intensität des Lichts dar und kann zur Untersuchung wichtiger quantenmechanischer Effekte wie beispielsweise Verschränkung von Zuständen und Nichtlokalität verwendet werden. Andererseits kann mit Hilfe einzelner Photonen eine prinzipiell abhörsichere Datenübertragung in Form der Quantenkryptographie [35] und in Zukunft möglicherweise Datenverarbeitung auf Basis quantenmechanischer Prinzipien realisiert werden [1].

Ein wesentliches Problem stellt das Auffinden eines geeigneten Emitters dar, welcher einzelne Photonen mit einer ausreichenden Wahrscheinlichkeit aussendet. Zwar kann eine klassische Lichtquelle wie beispielsweise ein thermischer Strahler durch Filtern der Intensität soweit abgeschwächt werden, dass nur noch Einzelemissionen auftreten. Allerdings tritt dieses Ereignis aufgrund der für diesen Typ geltenden Poisson- oder Super-Poisson-Statistik nur in etwa einem Drittel der Fälle ein, ansonsten wird entweder kein Photon ausgesendet oder es treten Mehrfachemissionen auf. Dies macht den klassischen Strahler beispielsweise in Hinblick auf die Quantenkryptographie ungeeignet, da es ein unbemerktes Abhören der verschickten Informationen ermöglicht. Wichtig ist die Verwendung eines Emitters, bei welchem keine Mehrphotonenemission auftritt und außerdem ein gewisser zeitlicher Abstand zwischen der Aussendung liegt, d.h. eine abstandshaltende Emission auftritt (engl. antibunching). Ein solcher (nichtklassischer) Quantenstrahler gehorcht der Sub-Poisson-Statistik und kann durch einzelne Atome, Moleküle, Ionen und Farbzentren gegeben sein [61]. Technologisch besonders interessant ist die Verwendung von Halbleiter-Quantenpunkten in diesem Zusammenhang, da sie die Herstellung kompakter und elektrisch betreibbarer Bauelemente zur Erzeugung von Einzelphotonen ermöglicht [36, 38]. In diesem Zusammenhang wird die Tatsache ausgenutzt, dass in Quantenpunkte eingefangene Elektron-Loch-Paare in Kaskaden rekombinieren, d.h. die Multiexzitonen vor dem 1X-Exziton zerstrahlen, dessen Emissionwellenlänge bekannt ist und daher entsprechend ausgefiltert werden kann. Die in Richtung und Zeitpunkt zufällige Aussendung der Photonen wird effektiv gebündelt, wenn ein Quantenpunkt in einen Mikroresonator hoher Güte integriert wird und an eine bestimmte Mode koppelt (z.B. in einer Mikroscheibe [36]).

Es konnte bereits eine elektrisch kontaktierte Diode zur Einzelphotonenemission auf Basis des GaAs-Materialsystems realisiert werden, allerdings ist eine geringe Arbeitstemperatur von 5 K erforderlich [38]. Das II-VI-Materialsystem erlaubt dagegen prinzipiell den Betrieb eines entsprechenden Bauelementes bei Raumtemperatur, was ein weites Feld praktischer Anwendungen eröffnen würde. Untersuchungen diesbezüglich sind in Kapitel 6 dieser Arbeit zusammengefasst.

Kapitel 3

Das II-VI-Materialsystem

3.1 Grundlegende Eigenschaften

Die Kation-Anion-Verbindungen aus den Elementen der zweiten Hauptgruppe (Be, Mg, Ca, Zn, Cd, Hg) mit denen der sechsten Hauptgruppe des Periodensystems (O, S, Se, Te) sind in kristalliner Form Halbleiter mit zumeist direkter Bandlücke, was sie für die Verwendung in optoelektronischen Bauelementen geeignet macht. Die Bandlückenenergien der Materialien reichen dabei vom Infraroten (HgTe, CdTe) bis in den ultravioletten Wellenlängenbereich des Spektrums (MgS, ZnS, MgSe), wobei die Verbindungen ZnSe, CdSe, CdS und ZnTe den sichtbaren Teil des Lichts abdecken. Die Gitterkonstanten der für diese Arbeit relevanten Verbindungs-Halbleiter sind zusammen mit den entsprechenden Werten der minimalen Energielücken (d.h. am Γ -Punkt der jeweiligen Bandstruktur) in Abb. 3.2 dargestellt. Als Substrate finden neben dem üblicherweise gebräuchlichen GaAs auch Einkristalle aus ZnSe, ZnTe und InP Verwendung, wobei für die zuletzt genannten bislang die strukturelle Qualität begrenzt und die kommerzielle Verfügbarkeit eingeschränkt ist. Die II-VI-Verbindungen kristallisieren je nach Grad der Ionizität f_i in Zinkblende-Struktur (Abb. 3.1), Wurtzit-Struktur oder Kochsalz-Struktur [131, 77]. Die Verbindungen ZnS ($f_i = 0,62$) und ZnSe ($f_i = 0,63$) nehmen sowohl Zinkblende-Struktur als auch Wurtzit-Struktur an, während für CdS ($f_i = 0,74$) die natürliche Form die Wurtzit-Kristallsymmetrie ist. Die hohe Ionizität von MgS ($f_i = 0,78$) lässt diese Verbindung dagegen in Kochsalz-Struktur kristallisieren. Wenn ein kubisches Substrat als epitaktische Unterlage dient, lassen sich jedoch alle Verbindungen bis zu einer gewissen Dicke in Zinkblende-Struktur abscheiden.

Für die Auswahl der Materialien zur Realisierung beispielsweise einer Laserdiode ist die Kenntnis der relativen Lage der Bandlücken zueinander sowie deren Bandversätze beim Aneinanderfügen in Heterostrukturen von wesentlicher Bedeutung. Diese Größen bestimmen die Stärke des quantenmechanischen Einschlusses von Ladungsträgern durch die sich an den Grenzflächen ausbildenden elektrischen Felder und müssen daher bekannt sein. Eine entsprechende Übersicht ist in Abb. 3.3 gezeigt. Für die Dotierbarkeit der Verbindungen und damit die elektrischen Eigenschaften ist dabei die jeweilige Position von Valenzband und Leitungsband relativ zur Fermienergie wichtig. Dieser Zusammenhang lässt sich mit Hilfe

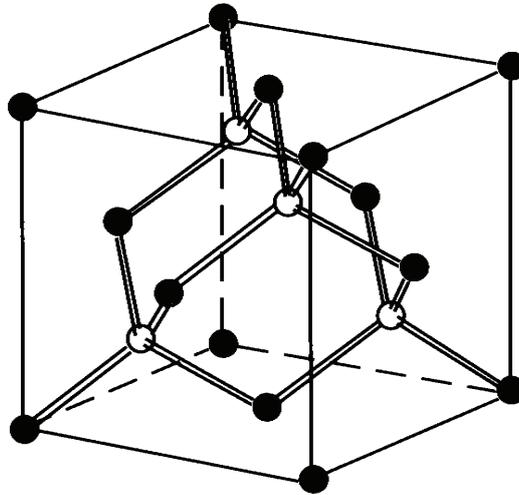


Abbildung 3.1: Zinkblende-Kristallstruktur (Einheitszelle). Die gefüllten Kreise repräsentieren Elemente der Gruppe II, die leeren Kreise Elemente der Gruppe VI. Aus [3].

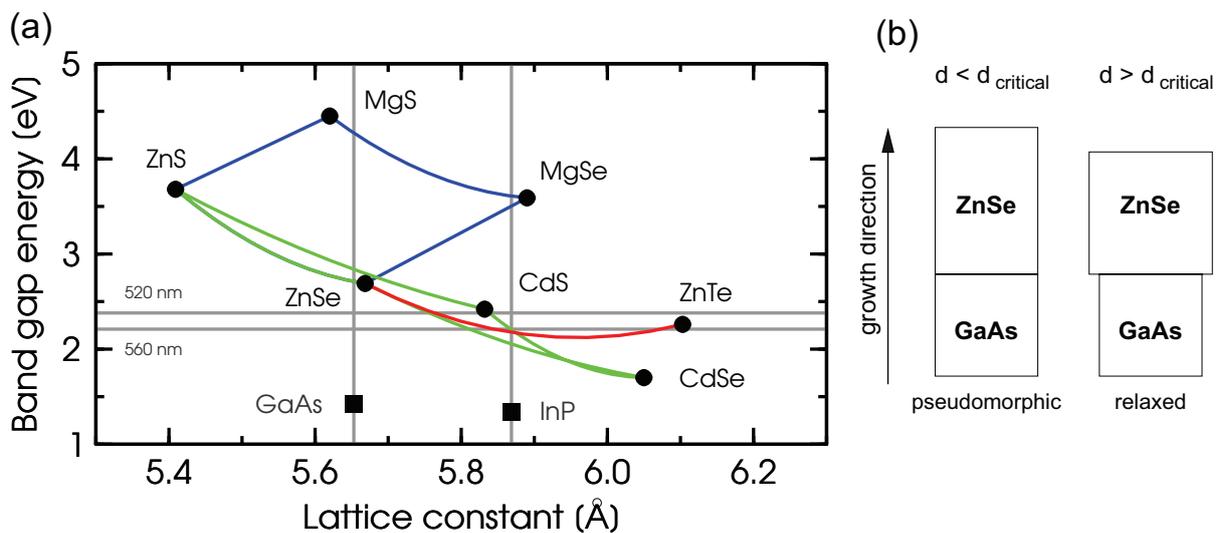


Abbildung 3.2: (a) Minimale Bandlückenenergien der für diese Arbeit relevanten II-VI-Verbindungen aufgetragen über der jeweiligen Gitterkonstanten. (b) Schematische Darstellung des Kristallgitters für eine vollverspannte (pseudomorphe) Schicht im Vergleich zum relaxierten Fall. Die Relaxation setzt ein, wenn die kritische Schichtdicke für das Material überschritten wird. Aus [16].

des Fermi-Pinning-Modells beschreiben [147, 148]: Bei steigender Dotierkonzentration wird die Fermienergie aus der Mitte der Bandlücke bei n-Dotierung in Richtung des Leitungsbandes und bei p-Dotierung in Richtung des Valenzbandes verschoben. Beim gewünschten Einbau eines Dotieratoms in das Kristallgitter, welches beispielsweise als Akzeptor wirkt, kann es während der epitaktischen Abscheidung auch zur unbeabsichtigten Bildung eines Defektes kommen (z. B. Gitterfehlstelle oder Atom auf Zwischengitterplatz) welcher als Donator wirkt. Durch Rekombination des Elektron aus diesem Donatorniveau in das Akzeptorniveau kann die Dotierung effektiv wieder aufgehoben werden, man spricht in die-

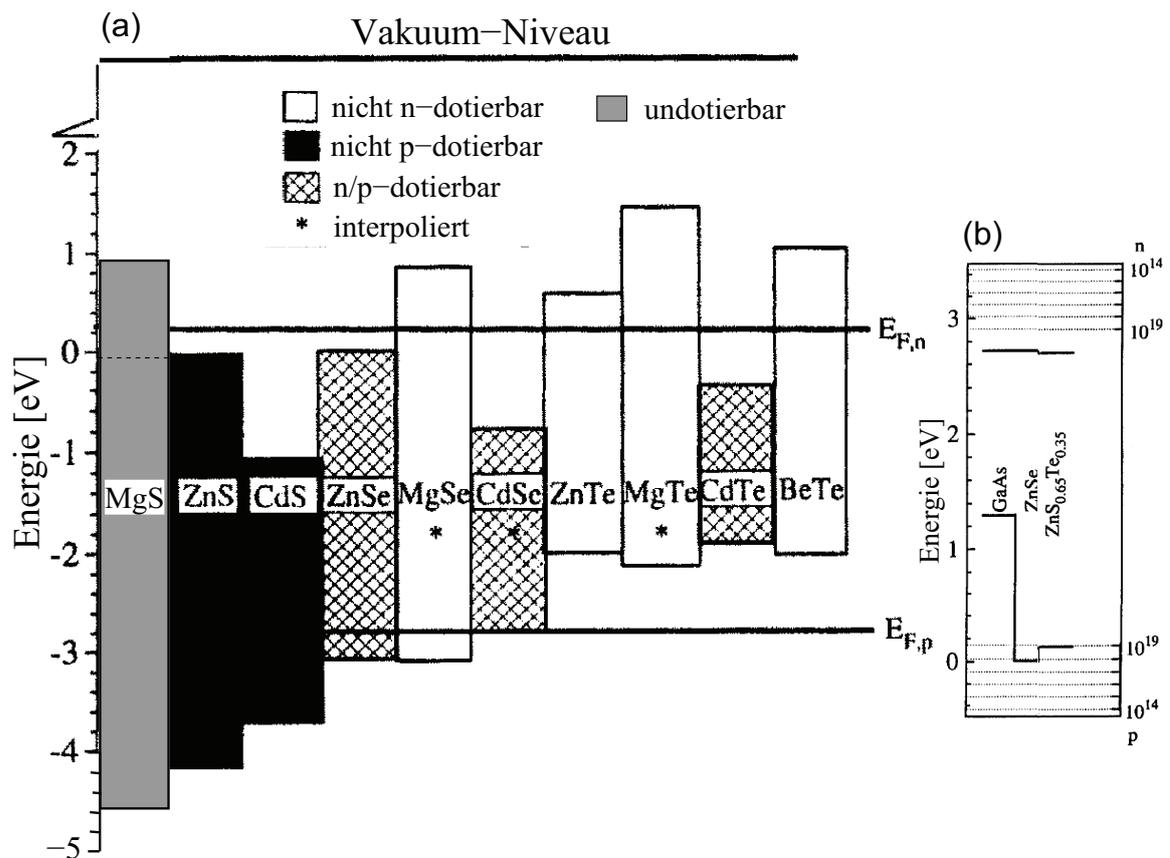


Abbildung 3.3: (a) Relative Lage der Bandlücken verschiedener II-VI-Verbindungen zueinander. Die waagerechten Linien markieren die energetisch höchste Position ($E_{F,n}$) und die energetisch tiefste Position ($E_{F,p}$) des Fermienergie bei steigender Dotierkonzentration des entsprechenden Typs. Wird die Dotierkonzentration weiter erhöht, tritt Selbstkompensation auf und es werden keine weiteren Ladungsträger aktiviert. Für die Lage des Leitungsbandes von MgS werden in der Literatur unterschiedliche Angaben gemacht, der höhere Wert bestätigt sich jedoch zunehmend. (b) Abhängigkeit der maximal erreichbaren Dotierkonzentration vom Abstand des Leitungs- bzw. Valenzbandes einer Verbindung von der Fermienergie $E_{F,n}$ bzw. $E_{F,p}$. Aus [136].

sem Fall von Selbstkompensation. Der Energiegewinn für diesen Prozess ergibt sich aus der

Parameter		ZnSe	CdSe	CdS	MgSe	MgS	ZnS	ZnTe	GaAs
Lattice constant a	[Å]	5.6684	6.050	5.832	5.890	5.620	5.409	6.103	5.653
Band gap E_g at 300 K	[eV]	2.69	1.70	2.42	3.59	4.45	3.68	2.26	1.42
Melting point	[°C]	1517	1239	1477			1827	1295	1237
Density	[g/cm ³]	5.42	5.674	4.826			4.079	6.34	5.316
Micro hardness	[N/mm ²]	1350	1300	1250			1780	900	7500
Thermal conductivity	[W/(K cm)]	0.19	0.09	0.2			0.251	0.108	0.44
Lin. thermal expansion	[10 ⁻⁶ 1/K]	8.2	3.8	4.7			6.36	8.19	6.4
Eff. electron mass	[m_e]	0.134	0.11	0.14			0.20	0.11	0.063
Eff. heavy hole mass	[m_e]	0.894	0.44	0.51				0.6	0.35
Ex. binding energy E_X^B	[meV]	20.8					40	12.4	4.2
Dielectric constants	ϵ_0	8.6					8.9	9.4	15.15
	ϵ_∞	5.7					5.7	7.28	12.25

Tabelle 3.1: Wichtige Materialparameter für die in dieser Arbeit verwendeten II-VI-Verbindungen. Diese Daten wurden von H. Wenisch zusammengestellt [55] und mittels der aktuellen Ausgabe des Landolt-Börnstein [29] überprüft. Aus [16].

Energiedifferenz von Donator- und Akzeptorniveau zuzüglich der Ionisierungsenergie. Ist dieser Energiegewinn nun größer als die Bildungsenthalpie eines Kompensationszentrums, wird der Prozess der Selbstkompensation sehr effektiv. In diesem Fall kann die Fermienergie nicht mehr durch Dotierung eines bestimmten Typs über einen gewissen Wert angehoben bzw. abgesenkt werden, der Wert der Fermienergie bleibt fest (Fermi-level-pinning). Dieses Phänomen tritt aufgrund des erhöhten Energiegewinns verstärkt bei breitlückigen Halbleitern auf, z. B. II-VI-Verbindungen und Gruppe-III-Nitridverbindungen. Die maximal erreichbare Elektronen- oder Löcherkonzentration kann daher in dotiertem Material aus dem relativen Abstand des Leitungs- bzw. Valenzbandes von der Position des (maximalen bzw. minimalen) Fermi-niveaus abgeschätzt werden [136]. Dies ist in Abb. 3.3(a) dargestellt, wobei die verschiedenen Schattierungen die experimentellen Ergebnisse bezüglich der Dotierbarkeit angeben. An der Skala in Abb. 3.3(b) können die jeweiligen Ladungsträgerkonzentrationen abgelesen werden. Während beispielsweise ZnSe und CdSe ausreichend n- und p-dotierbar sind, ist MgS aufgrund des tiefen Valenzbandes und hohen Leitungsbandes praktisch undotierbar. Für die zu GaAs gitterangepasste ternäre Legierung $\text{ZnS}_{0.65}\text{Te}_{0.35}$ ist eine vergleichsweise hohe Löcherkonzentration bis $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zu erwarten [139]. Die Verwendung diesen Materials ist daher vielversprechend in Hinblick auf die Realisierung eines p-n-Tunnelübergangs in einer Laserstruktur (siehe Kap. 7.2 dieser Arbeit).

Einige grundlegende Parameter der für die vorliegenden Arbeit relevanten Verbindungen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Wichtiger Unterschied von ZnSe im Vergleich zum III-V-Material GaAs ist neben der höheren Bandlücke die von 4,2 meV auf 20,8 meV um den Faktor vier erhöhte Exzitonenbindungsenergie, welche das Auftreten exzitonicer Effekte auch bei höheren Temperaturen zur Folge hat. Die Tatsache, dass die thermische Leitfähigkeit von ZnSe mit 0,19 W/(K cm) aufgrund der höheren Ionizität der Bindungen nur weniger als halb so groß ist wie jene des GaAs, hat Auswirkungen auf die Prozessie-

rung eines II-VI-VCSELs. Für die effektive Abführung der Wärme aus dem Bauelement muss hier wahrscheinlich unter anderem eine im Vergleich zu einem III-V-basierten VCSEL größere Mesastruktur gewählt werden.

Heterostrukturen auf Basis von II-VI-Verbindungen können mit der metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE, engl. Metal-Organic Vapour-Phase Epitaxy) und der Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. Molecular-Beam Epitaxy) hergestellt werden. Allerdings konnte bisher mit der MOVPE-Wachstumsmethode keine reproduzierbare p-Dotierung erreicht werden, wie sie für die meisten opto-elektronische Bauelemente nötig ist. Daher werden Leucht- und Laserdioden derzeit ausschließlich mittels MBE realisiert, wie sie auch am Institut für Festkörperphysik der Universität Bremen verwendet wird (Details siehe Kap. 4.1).

Eine wichtige Größe für die Halbleiterepitaxie ist die Fehlanpassung der Gitterkonstanten a , da sie die maximale (kritische) Schichtdicke bestimmt, mit welcher eine bestimmte Verbindung auf einem Substrat abgeschieden werden kann (siehe Abb. 3.2(b)). Im Falle von ZnSe auf GaAs beträgt die Gitterfehlanpassung 0,27% und die kritische Schichtdicke etwa 200 nm.

$$\frac{a_{ZnSe} - a_{GaAs}}{a_{GaAs}} = 0.27\%. \quad (3.1)$$

Bei ternären Legierungen des Typs $A_xB_{1-x}C$ besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Konzentration x der Verbindung A und der Gitterkonstanten $a(x)$ von ABC (Vegard'sche Regel) [59]:

$$a_{ABC}(x) = x a_{AC} + (1 - x) a_{BC}. \quad (3.2)$$

Die Abhängigkeit der Bandlückenenergie $E_g(x)$ von der Konzentration x ist in der Regel nichtlinear, sodass ein ein entsprechender Bowing-Parameter b eingeführt wird [22]:

$$E_g(x) = xE_g + (1 - x)E_{g,BC} - x(1 - x)b. \quad (3.3)$$

Dieser hat den Wert 0,30 eV für Zn_xCdSe_{1-x} [23] und 0,68 eV für ZnS_xSe_{1-x} [24].

3.2 Stand der Forschung: II-VI-Oberflächenemitter

In den Jahren 1991 bis 1994 konnten ZnSe-basierte Laserdioden mit blau-grüner Emission in der Bauform als Kantenemitter von der ersten Demonstration [45] bis zum Dauerstrichbetrieb (cw, engl. continuous wave) bei Raumtemperatur weiterentwickelt werden [46, 47]. Da in dieser Zeit die weitere Optimierung der Strukturen bis hin zur kommerziellen Marktreife (10000 Stunden cw-Betrieb) aussichtsreich erschien, wurde verstärkt nach Wegen gesucht, die vielversprechenden Ergebnisse auch auf oberflächenemittierende Laser mit Vertikalresonator zu übertragen. Als Basiskomponenten eines VCSELs mussten daher

Jahr Ref.	Hochindexmaterial	Niedrigindexmaterial	Substrat	Methode	g.a.	N	R_{max} [%]	λ [nm]	Δn
1995 [89]	ZnS _{0,06} Se _{0,94}	Zn _{0,81} Mn _{0,19} S _{0,24} Se _{0,76}	GaAs(100)	MBE	ja	25	81	468	0,07
1995 [92]	ZnS _{0,06} Se _{0,94}	Zn _{0,86} Mg _{0,14} S _{0,20} Se _{0,8}	GaAs(100)	MBE	ja	20	86	474	0,12
1997 [100]	Mg _{0,1} (Zn _{0,48} Mg _{0,52}) _{0,9} Se	Mg _{0,6} (Zn _{0,48} Mg _{0,52}) _{0,4} Se	InP(100)	MBE	-	30	98	595	-
1998 [102]	ZnSe	ZnS	GaAs(100)	MOVPE	nein	10	91	479	0,32
	ZnSe	ZnS	GaAs(311)B	MOVPE	nein	10	95	468	0,32
1999 [97]	ZnSe _{0,56} Te _{0,44}	Zn _{0,62} Mg _{0,38} Se	GaAs(100)	MBE	nein	10	85	750	0,35
	Zn _{0,74} Cd _{0,26} Se	Zn _{0,66} Mg _{0,34} Se	GaAs(100)	MBE	nein	20	98	615	0,20
1999 [98]	ZnSe	ZnMgSSe	GaAs(100)	MBE	nein	50	70	470	-
1999 [99]	ZnTe	ZnSe	GaAs(100)	MBE	nein	15	91	725	0,4
2000 [103]	ZnSe	Zn _{0,27} Mg _{0,73} S	GaAs(100)	MOVPE	nein	5	93	510	0,52
2000 [104]	ZnSe	ZnSe/MgS-SL	GaAs(100)	MOVPE	nein	5	92	510	0,50
2001 [111]	Zn _{0,86} Cd _{0,14} Se	Zn _{0,79} Mg _{0,21} Se	ZnSe(100)	MBE	nein	20	80	560	-
	ZnSe	Zn _{0,72} Mg _{0,21} Be _{0,07} Se	ZnSe(100)	MBE	nein	12	-	605	-
2001 [112]	ZnCd(Mg)Se	ZnCdMgSe	InP(100)	MBE	ja	10	80	685	0,33
			InP(100)	MBE	ja	16	95	605	0,33
			InP(100)	MBE	ja	10	77	507	0,23
diese Arbeit	ZnS _{0,06} Se _{0,94}	ZnCdSe/MgS-SL	GaAs(100)	MBE	ja	14	99,6	460-600	0,60

Tabelle 3.2: Übersicht der Literatur zu II-VI-DBRs. Die Abkürzungen stehen dabei für: g.a.: gitterangepasst (zum Substrat), N: Anzahl der Bragg-Perioden, R_{max} : maximale Reflektivität des Stopbandes, λ : Zentralwellenlänge des Stopbandes, Δn : Brechungsindexdifferenz. Erst im Verlauf dieser Arbeit konnten vollverspannte Bragg-Reflektoren mit einer Reflektivität größer als 99% realisiert werden, die zudem den höchsten Indexsprung von 0,6 aufweisen. Darüberhinaus können diese DBRs sowohl n- als auch p-dotiert werden.

geeignete Materialien für Bragg-Reflektoren gefunden werden, wobei zunächst die Verwendung der bereits gebräuchlichen ternären und quaternären Verbindungen ZnSSe bzw. ZnMgSSe untersucht wurde [92]. Zwar lassen sich deren Gitterkonstanten durch Wahl des Schwefel- und Magnesiumgehaltes an die Gitterkonstante des GaAs-Substrats anpassen und somit vollverspannte DBRs herstellen, doch ist für den üblichen Mg-Gehalt von etwa 14% die Brechungsindexdifferenz verhältnismäßig gering ($\Delta n = 0,12$). Zur Realisierung der hohen Reflektivität von über $R = 99\%$, wie sie für das Einsetzen von Lasing erforderlich ist, müssten in diesem Fall bis zu fünfzig Bragg-Paare aufgebracht werden, was nicht vertretbar erscheint. Eine Erhöhung der Mg-Konzentration im ZnMgSSe ist jedoch ebenfalls mit Schwierigkeiten verbunden: Bei einem Wert von $x_{Mg} = 0,7$ ändert sich der Kristalltyp von Zinkblende zu Kochsalzstruktur und die erreichbare freie Löcherkonzentration sinkt signifikant mit ansteigender Bandlücke [146]. Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die in der Literatur bisher verwendeten Materialkombinationen. Insgesamt leidet aber jeder Ansatz entweder an einem zu geringem Indexsprung zwischen Hochindex- und Niedrigindexmaterial oder der fehlenden Möglichkeit vollverspannte Strukturen abzuschneiden. Am vielversprechendsten erscheint das Konzept, die Verbindung mit dem kleinen Brechungsindex als kurzperiodiges Übergitter (SL, engl. Super Lattice) aus ZnSe- und MgS-Schichten zu realisieren, da dies einen hohen Indexkontrast erlaubt [104] und zusätzlich eine interessante Option zur gezielten Beeinflussung der Leitfähigkeit in dotierten DBRs bietet (Ausbildung von Minibändern) [135]. Durch Weiterentwicklung dieses Ansatzes im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten schließlich eine hohe Reflektivität mit pseudomorphen Wachstum der Bragg-Reflektoren und ein hoher Indexsprung vereint werden (siehe Tab. 3.2 unten).

Jahr Ref.	DBR-Material	aktives Gebiet	λ [nm]	P_{th}, j_{th}	Q	Bemerkung
1995 [94]	SiO ₂ /SiN	ZnCdSe	488	44 kW/cm ² (30 K)	-	optisch gepumpt
1995 [96]	SiO ₂ /TiO ₂	ZnCdSe	484	3,9 kA/cm ² (77 K)	70	elektrisch gepumpt
1995 [122]	SiO ₂ /HfO ₂	ZnCdSe	496	1,4 μ J/cm ² (RT)	2000	optisch gepumpt
1995 [60]	SiO ₂ /TiO ₂	ZnCdSe	484	-	650	Rabi-Aufspaltung 20 meV
1995 [95]	SiO ₂ /TiO ₂	ZnCdSe	520	-	-	optisch gepumpt
1999 [88]	dielektrisch	CdHgTe	1570	6 kW/cm ² (RT)	-	optisch gepumpt
2000 [104]	ZnSe, ZnSe/MgS-SL	-	-	-	40	-
2002 [87]	CdMnTe	CdTe	767	-	800	Rabi-Aufspaltung 19 meV
diese Arbeit	ZnSSe, ZnCdSe/MgS-SL	ZnCdSe	511	21 kW/cm²	3200	optisch gepumpt

Tabelle 3.3: Übersicht der Literatur zu II-VI-VCSELn bzw. Mikrokapititäten. Die Abkürzungen bedeuten: λ : Emissionswellenlänge, P_{th} : Schwellleistungsdichte, j_{th} : Schwellstromdichte, Q: Resonatorgüte.

Zeitlich parallel mit den Untersuchungen bezüglich der Bragg-Reflektoren begannen 1995 diverse Gruppen Mikrokapititäten mit ZnSe-basiertem aktiven Gebiet durch Aufbringen von dielektrischen Spiegeln herzustellen (Tab. 3.3). Zu diesem Zweck wird das GaAs-Substrat durch geeignete Methoden von den II-VI-Schichten abgelöst und beispielsweise durch aufgesputterte SiO₂/TiO₂-Schichten ersetzt. Zwar lassen sich durch dieses Verfahren VCSEL-Strukturen für grundlegende optische Untersuchungen präparieren, für praktische Anwendungen eignen sie sich jedoch weniger. Eine Methode zur Herstellung photonischer Punkte, d.h. Mikrokapititäten mit einem dreidimensionalen optischen Einschluss, ist das selektive Wachstum auf durch Masken vorstrukturierten Substraten. Die dabei entstehenden pyramidalen Strukturen mit Grundflächen im Bereich von $800 \times 800 \text{ nm}^2$ erreichen Q-Werte von bis zu 4900 [107, 108]. Allerdings erscheint eine Kontaktierung für den elektrischen Betrieb technologisch schwierig.

Aufbauend auf den vielversprechenden Ergebnissen bezüglich der Bragg-Reflektoren konnten im Rahmen dieser Arbeit schließlich leistungsfähige, monolithische VCSEL-Strukturen realisiert werden, welche im Vergleich zu den Literaturdaten eine deutliche Verbesserung darstellen (Tab. 3.3 unten) und perspektivisch auch einen elektrischen Injektionsbetrieb ermöglichen sollten.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden

4.1 Molekularstrahlepitaxie (MBE)

Die Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. Molecular-Beam Epitaxy) ist ein Verfahren zur Kristallabscheidung auf Substraten mit Wachstumsraten im Bereich $1 \mu\text{m/h}$ [31, 27]. Als Quellmaterialien dienen hochreine Elemente oder Verbindungen, welche in geheizten Keramiktiegeln auf Temperaturen gebracht werden, bei denen sich ein ausreichender Dampfdruck einstellt. Die Abscheidung erfolgt im Ultrahochvakuum (UHV) bei Drücken der Größenordnung $1 \cdot 10^{-11} \text{ Torr}^1$, so dass die mittlere freie Weglänge der Moleküle größer ist als die Ausdehnung der Wachstumskammer. Der Wachstumsprozess findet daher nicht im thermodynamischen Gleichgewicht statt, sondern wird durch die Reaktionskinetik auf dem Substrat bzw. der Wachstumsfront des Kristalls bestimmt. Ein auf das Substrat adsorbiertes Teilchen legt typischerweise eine gewisse Wegstrecke auf der Oberfläche zurück (Diffusionslänge) und wird dann in den Kristall eingebaut oder geht durch Desorption verloren. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, dass Teilchen an der Wachstumsfront aufschwimmen, ohne in größerem Umfang eingebaut zu werden (Segregation), beispielsweise wenn die Spezies einen verhältnismäßig großen kovalenten Radius besitzt. Die Teilchenflüsse werden entweder durch die Wahl der jeweiligen Zelltemperatur (Knudsenzelle) oder die Wahl der Ventilstellung (Crackerzelle) geregelt. Vor jeder Zelle und dem Substrat befindet sich eine Blende, mit welcher der entsprechende Teilchenstrahl abgeschirmt und damit das Wachstum der jeweiligen Verbindung begonnen oder unterbrochen werden kann. Wichtige Parameter für das Kristallwachstum sind die Substrattemperatur und bei Verbindungshalbleitern die Stöchiometrie der angebotenen Teilchenspezies, da diese beispielsweise die Oberflächenrauigkeit oder die Dichte von Punktdefekten und damit die strukturelle Qualität der abgeschiedenen Schicht bestimmen.

In Abb. 4.1 ist der Aufbau der MBE-Anlage des Instituts für Festkörperphysik der Universität Bremen dargestellt, mit welcher die II-VI-Verbindungen hergestellt werden (EPI 930). Eine prinzipiell baugleiche Wachstumskammer steht für III-V-Materialien zur Verfügung, mit welcher GaAs- und Nitridverbindungen hergestellt werden können. Da

¹770 Torr entsprechen 1000 mbar

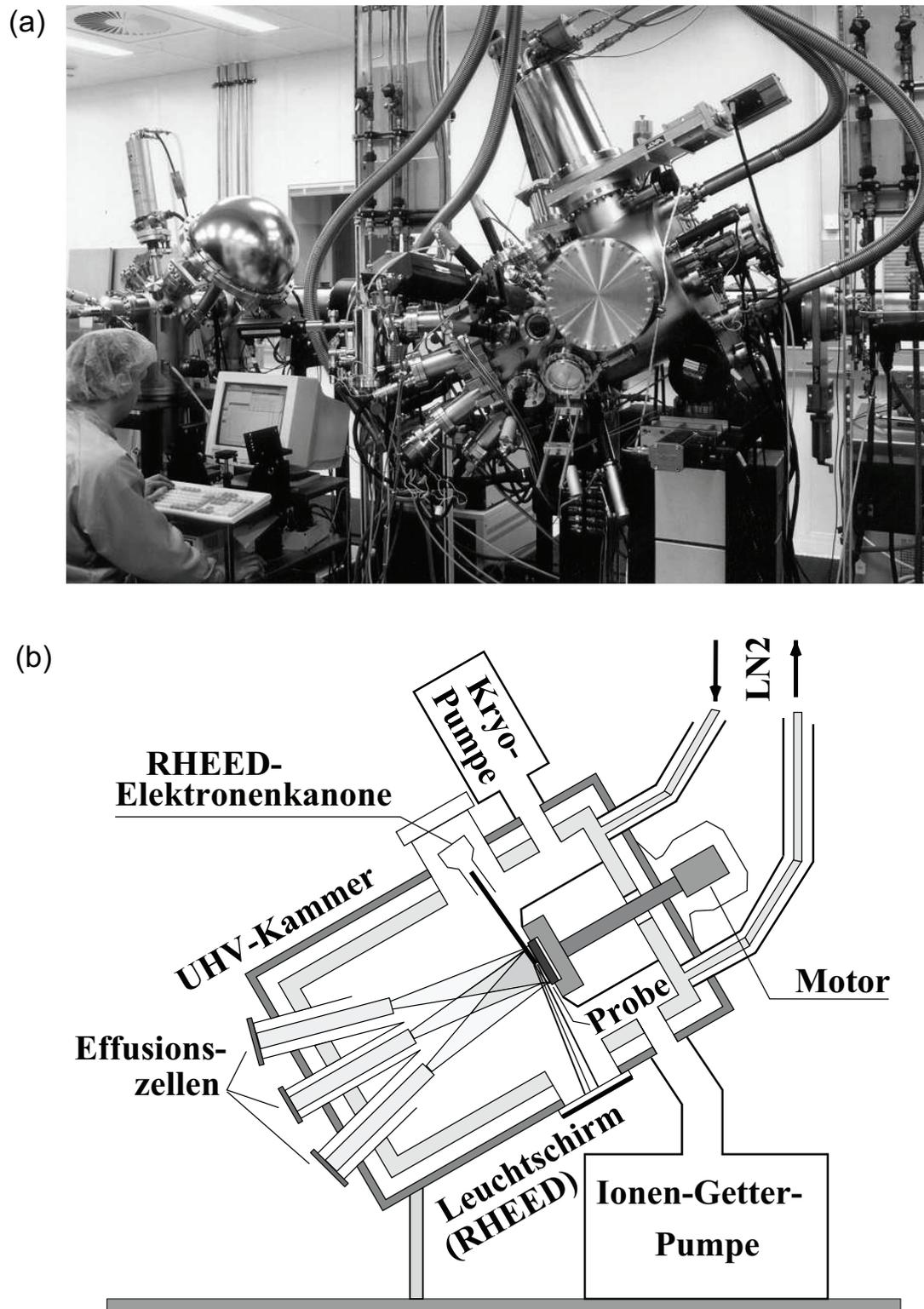


Abbildung 4.1: MBE-Anlage (EPI 930) für die Herstellung von II-VI-Verbindungen im Institut für Festkörperphysik der Universität Bremen. (a) Foto, (b) schematische Zeichnung (aus [52]).

beide Kammern miteinander verbunden sind, können GaAs-Pufferschichten unter UHV-Bedingungen transferiert werden, was für die Realisierung von qualitativ hochwertigen Schichten eine wichtige Grundvoraussetzung darstellt. An der II-VI-Kammer befinden sich neun Flansche, welche mit Knudsenzellen für Zn, Cd, Mg, Se, Te und ZnCl, Crackerzellen für S und Se, sowie einer Stickstoff-Plasmaquelle ausgestattet sind. Das ZnCl dient zur Bereitstellung des Chlors im Rahmen der n-Dotierung, während der Stickstoff zur p-Dotierung verwendet wird. Insgesamt stehen damit alle zur Herstellung von II-VI-Laserdioden mit blau-grüner Emission erforderlichen Elemente zur Verfügung. In Abb. 4.1(b) sind schematisch die wesentlichen Komponenten des Systems dargestellt. Die Vakuumkammer wird durch eine Kryopumpe und eine Ionengetterpumpe evakuiert, wobei die von flüssigem Stickstoff (LN₂) durchströmten Kühlschilde ebenfalls zur Reduzierung des Drucks beitragen. Zur in-situ-Wachstumskontrolle stehen neben der Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen (RHEED, engl. Reflection High-Energy Electron-Diffraction), ein spektroskopisches Reflektometer (Filmetrics F30) und ein spektroskopisches Ellipsometer (Woollam VASE M-44) zur Verfügung.

4.2 Beugung hochenergetischer Elektronen (RHEED)

Da der MBE-Abscheidungsprozess im Ultrahochvakuum vollzogen wird, können wichtige Verfahren der Oberflächenphysik für die in-situ-Charakterisierung des Wachstums verwendet werden. Neben der hier diskutierten Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen (RHEED, engl. Reflection High-Energy Electron-Diffraction) seien die Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED, engl. Low-Energy Electron-Diffraction) und die Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie (XPS, engl. X-ray Photoelectron Spectroscopy) als weitere Beispiele genannt. Das Prinzip der RHEED-Messung ist in Abb. 4.2 erläutert. Ein gebündelter Elektronenstrahl mit einer Energie zwischen 10 und 50 kV trifft unter streifendem Einfall auf die Probenoberfläche und wird an den Atomen des Kristallgitters gebeugt, sodass auf dem Phosphor-Leuchtschirm ein charakteristisches Reflexmuster entsteht. Aufgrund des flachen Einfallswinkels und der starken Wechselwirkung der Elektronen mit dem Festkörper beträgt die Eindringtiefe nur wenige Monolagen, d.h. im Beugungsmuster werden nur Informationen aus dem Bereich der Oberfläche abgebildet. Die gebeugten Elektronenwellen interferieren konstruktiv für bestimmte Werte des Wellenvektors \vec{k} , welche Punkte im reziproken Raum repräsentieren. Die Reflexe des reziproken Raumes ergeben sich aus einer Fouriertransformation des zweidimensionalen Kristallgitters an der Oberfläche, welcher damit ebenfalls zweidimensional ist. Die auf dem Leuchtschirm sichtbaren Reflexe ergeben sich als Schnittpunkte von senkrecht auf den Punkten des reziproken Raums konstruierten Stäben und der Ewald-Kugel, welche durch den einfallenden und den gebeugten Wellenvektor aufgespannt wird (Abb. 4.2(b)).

Anhand des RHEED-Beugungsbildes können unmittelbar Aussagen über die Oberflächenstruktur der Probe gemacht werden. In Abb. 4.2(c) ist schematisch der Zusammenhang von Oberflächenrauigkeit und Reflexform dargestellt. Während eine perfekt glatte Oberfläche zu Punktreflexen auf Laue-Kreisen führt, bewirkt eine leichte Stufung die Ver-

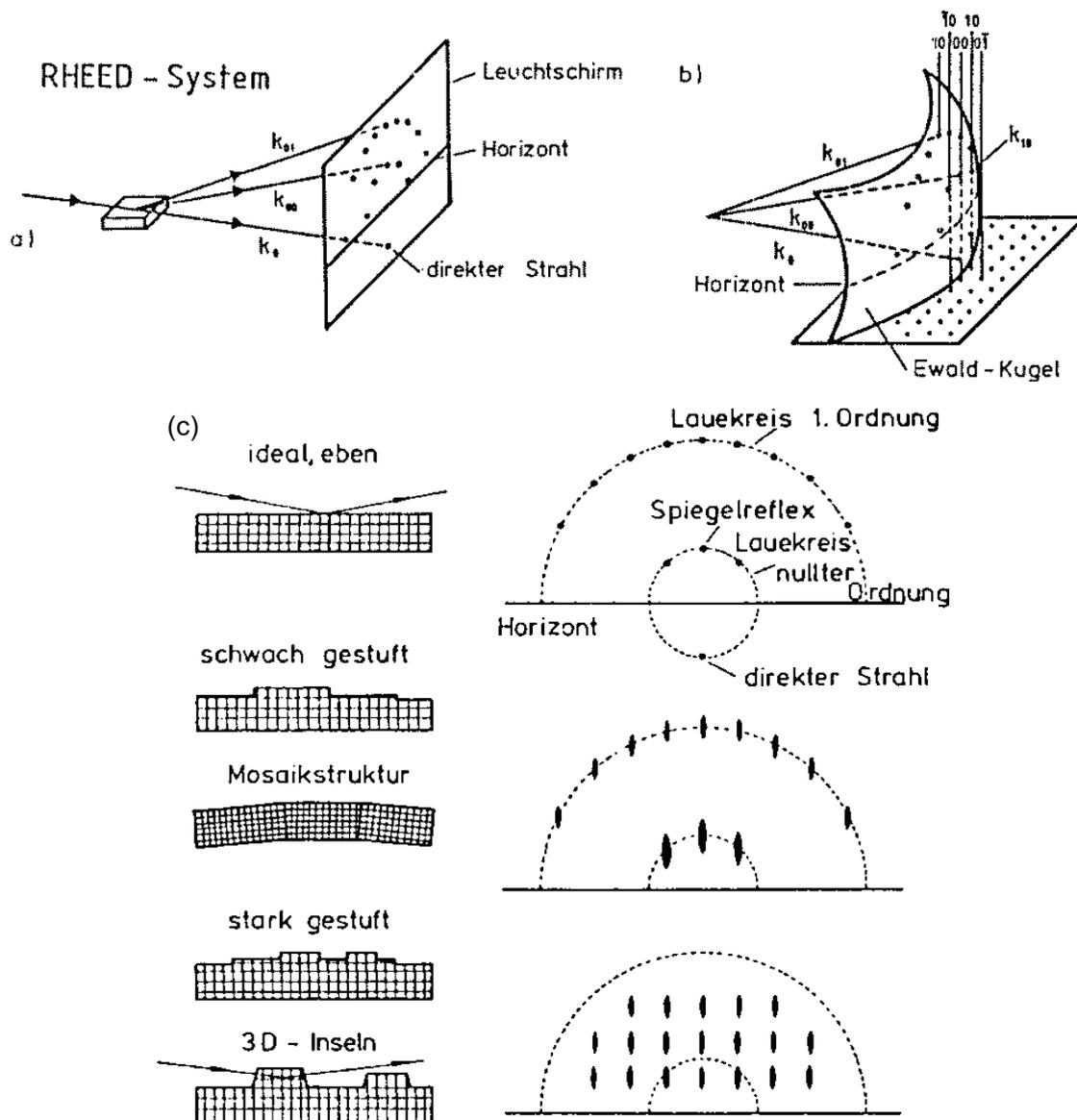


Abbildung 4.2: (a) Beugungsgeometrie bei RHEED-Messungen. (b) Vergleich verschiedener Oberflächenstrukturen mit den entsprechenden Beugungsbildern. Aus [30].

längerung der Punkte zu Streifen. Haben sich dagegen dreidimensionale Inseln auf der Oberfläche ausgebildet, erhält man aufgrund der Durchstrahlung ein periodische Anordnung von Punkten gemäß des entsprechenden dreidimensionalen reziproken Raumes. Da der seitliche Abstand der Reflexe umgekehrt proportional zur lateralen Gitterkonstante des Kristallgitters ist, lassen sich außerdem Oberflächenrekonstruktionen anhand ihrer periodischen Überstruktur identifizieren, welche zu zusätzlichen Linien zwischen den Hauptreflexen führen.

4.3 Hochauflösende Röntgenbeugung (HRXRD)

Die hochauflösende Röntgenbeugung (HRXRD, engl. High-Resolution X-Ray Diffraction) ist eine der wichtigsten Methoden zur Strukturanalyse von epitaktischen Strukturen [32]. Mit ihrer Hilfe können zerstörungsfrei Gitterkonstanten, Zusammensetzung, Relaxationsgrad und Defektdichten bestimmt werden. Die Messgeometrie ist zusammen mit dem reziproken Raum eines kubischen Gitters in Abb. 4.3(a) dargestellt, wobei typischerweise nur die mit offenen Kreisen gekennzeichneten Reflexe vermessen werden, da die anderen ausschließlich in Transmission zugänglich sind (gefüllte Kreise). Durch Variation der Winkel ω und Θ wird die Intensität der gebeugten Röntgenstrahlung entlang gewisser Strecken im \vec{q} -Raum detektiert: Ein $\omega - 2\Theta$ -Scan entspricht dem Schnitt durch einen Reflex in radialer Richtung des \vec{q} -Vektors, während ein ω -Scan tangential verläuft. Zur Bestimmung der Gitterkonstanten einzelner Schichten sowie der Periodenlänge von Übergitterstrukturen wurden jeweils $\omega - 2\Theta$ -Scans des (004)-Reflexes aufgenommen.

In epitaktischen Schichtsystemen haben die jeweiligen Gitterkonstanten im Allgemeinen unterschiedliche Werte, was zu einer Überlagerung von Reflexen im reziproken Raum führt. Abbildung 4.3(b) zeigt den relaxierten Fall, während in Abb. 4.3(c) die Schichten pseudomorph, d.h. vollverspannt sind. In Abb. 4.3(d) ist das Prinzip der Bestimmung des Verspannungsparameters γ durch Konstruktion einer Relaxationsgeraden dargestellt. In der vorliegenden Arbeit wurde zur Bestimmung des Relaxationsgrads die reziproke Gitterkarte (RSM, engl. Reciprocal Space Map) des (224)-Reflexes ausgewertet. Die HRXRD-Messungen wurden von Gabriela Alexe durchgeführt.

4.4 Reflektometrie

Das Messprinzip der Reflektometrie ist vergleichsweise einfach und liefert dennoch wichtige Informationen über die optischen Eigenschaften von epitaktischen Schichten. So können beispielsweise Größen wie Schichtdicke und Dispersion des Brechungsindex $n(\lambda)$ bzw. des Extinktionskoeffizienten $k(\lambda)$ bestimmt werden. In [26] ist eine Zusammenfassung der Methode zu finden. Insbesondere in Hinblick auf die Herstellung von Bragg-Reflektoren und VCSELn ist die Verwendung einer in-situ-Reflektometrie zur Wachstumskontrolle außerordentlich nützlich, da sie einen direkten Zugang zur optischen Dicke der Schichten ohne genaue Kenntnis des jeweiligen Brechungsindex ermöglicht. Aus dem Abstand eines

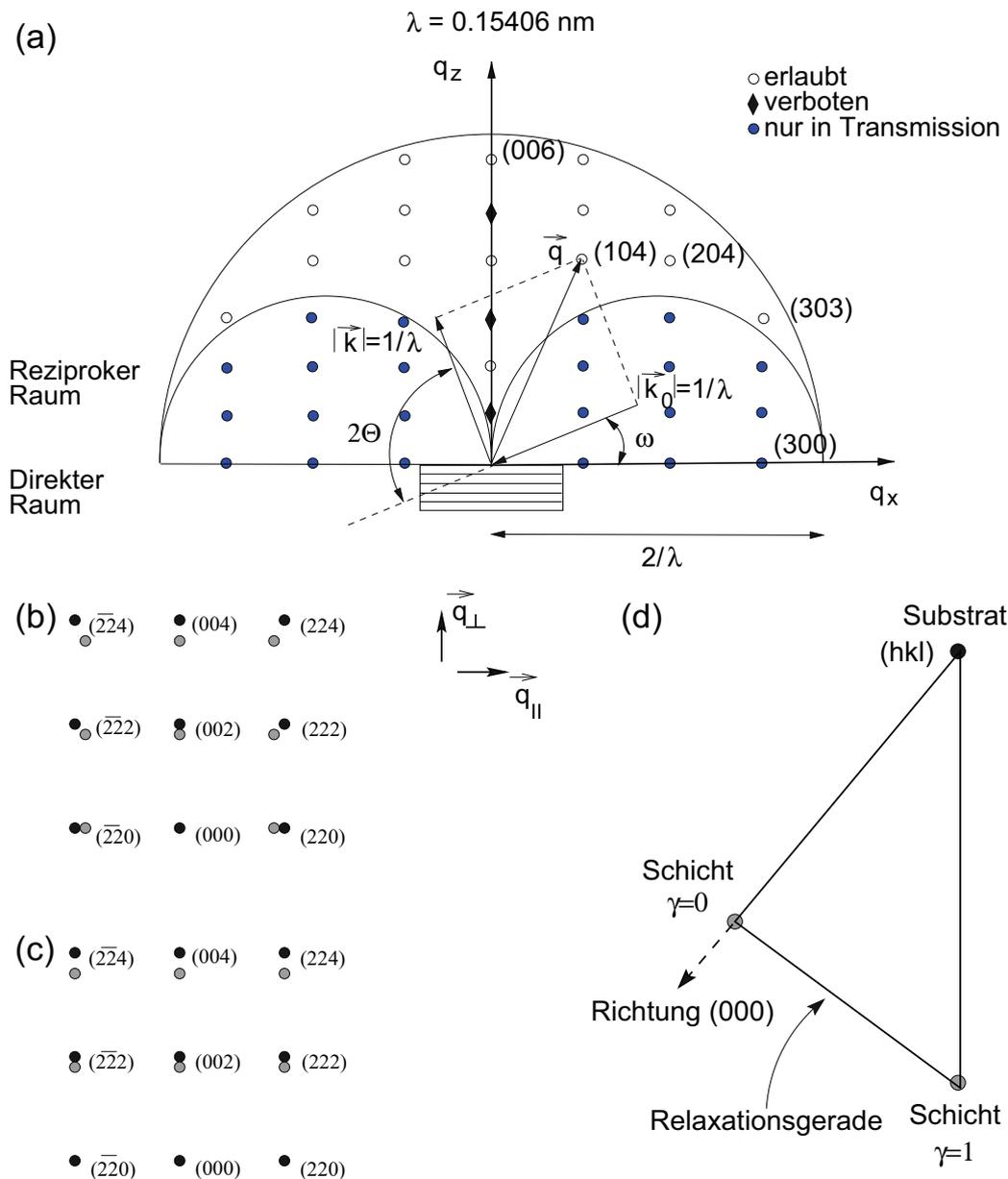


Abbildung 4.3: (a) Beugungsgeometrie bei hochauflösender Röntgenbeugung und reziproker Raum eines kubischen Kristallgitters (aus [56]). (b) Überlagerung der Beugungsrelexe zweier Schichten einer epitaktischen Struktur im relaxierten Zustand und (c) im vollverspannten (pseudomorphen) Zustand. (d) Konstruktion der Relaxationsgeraden im reziproken Raum zur Bestimmung des Verspannungsparameters γ . Aus [54].

Minimums vom benachbarten Maximum im Signalverlauf des zeitabhängigen Reflektometrietransienten kann die optische Dicke mit dem Äquivalent einer Viertelwellenlänge direkt aus der Beziehung $d = \lambda/4n$ bestimmt werden. Abbildung 4.4 zeigt schematisch den Messaufbau an der II-VI-Wachstumschammer. Das Gerät der Firma Filmetrics (F30) verwendet eine Halogen-Weißlichtlampe und ein Czerny-Turner Spektrometer, welches den Spektralbereich zwischen 400 - 1000 nm bei einer Auflösung von 1 nm abdeckt. Bei der in-situ-Messung können drei Transienten gleichzeitig aufgenommen werden, wobei die Detektionswellenlängen frei wählbar sind.

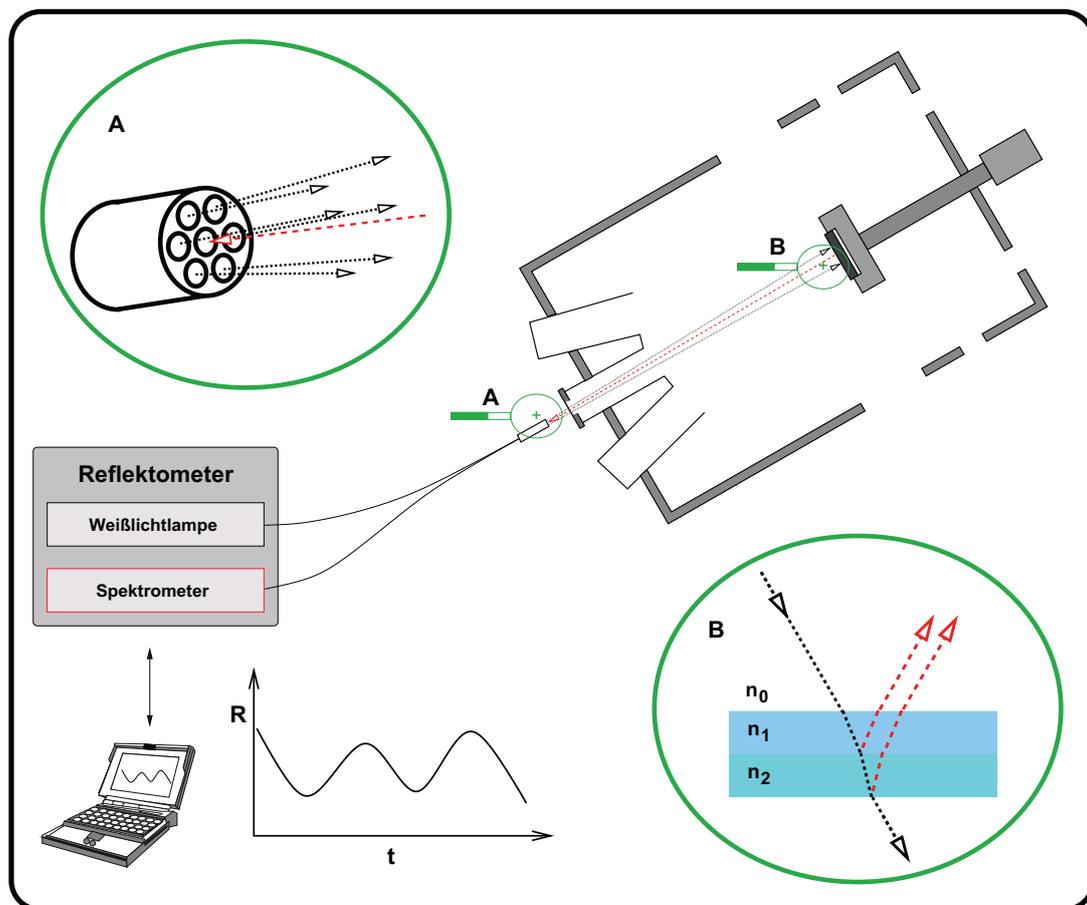


Abbildung 4.4: Messprinzip der in-situ-Reflektometrie an der MBE-Kammer. Durch die sechs äußeren Fasern eines Glasfaserbündels wird das Licht einer Weißlichtquelle zu einem Sichtfenster an der Wachstumskammer geführt, von wo es senkrecht auf die Probenoberfläche fällt. Das reflektierte Licht wird mittels einer Linse in die mittlere Faser des Glasfaserbündels fokussiert und zu einem Spektrometer geleitet. Rechts unten: Reflexion von Licht an den Grenzflächen zwischen Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist in der Darstellung ein nicht-senkrechter Einfall des Lichtstrahls gewählt worden. Aus [25].

4.5 Photolumineszenz-Spektroskopie (PL)

Bei der Photolumineszenz-Spektroskopie (PL, engl. Photoluminescence) werden mittels eines Laserstrahls Elektronen aus dem Valenzband eines Halbleiters in das Leitungsband angeregt, wobei im Valenzband gleichzeitig eine entsprechende Anzahl von Defektelektronen (Löcher) erzeugt werden. Elektronen und Löcher relaxieren dann durch Abgabe von Energie an Gitterschwingungen (Phononen) zur Leitungs- bzw. Valenzbandkante und rekombinieren schließlich unter Aussendung eines Photons mit der Energie der entsprechenden Bandlücke. Die Bandlücke eines Halbleiters verringert sich dabei mit steigender Temperatur, was durch die empirische Varshni-Formel [43] beschrieben werden kann:

$$\Delta E_g(T) = -\frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (4.1)$$

Mit den Fitparametern α und β . Für die Verbindungen CdSe und ZnSe werden $\alpha = 4,77 \cdot 10^{-4}$ eV/K und $\beta = 295$ K bzw. $\alpha = 5,73 \cdot 10^{-4}$ eV/K und $\beta = 65$ K verwendet [44].

Für die Standard-Charakterisierung der Proben wurde ein He-Cd-Laser (Emissionswellenlänge 325 nm, Ausgangsleistung 30 mW) sowie ein mit flüssigem Helium gekühlter Kryostat verwendet. Der experimentelle Aufbau für die anregungsabhängigen PL-Messungen an den VCSEL-Strukturen ist in Abb. 4.5 dargestellt. Als Laser kam ein Excimer (XeCl₂)-gepumpter Dye-Laser (Farbstoff Coumarine 2) zum Einsatz, dessen Emissionswellenlänge auf 455 nm eingestellt wurde. Die Pulsbreite betrug 4 ns (Halbwertsbreite) bei einer Wiederholrate von 25 Hz, der Durchmesser des Laserflecks auf der Probe etwa 500 μm . Für Reflexionsmessungen wurde eine Hg-Dampflampe als Weißlichtquelle verwendet. Die optischen Pumpexperimente wurden von Sven Marcus Ulrich und B. Brendemühl aus der Arbeitsgruppe von Prof. J. Gutowski (Halbleiteroptik) durchgeführt.

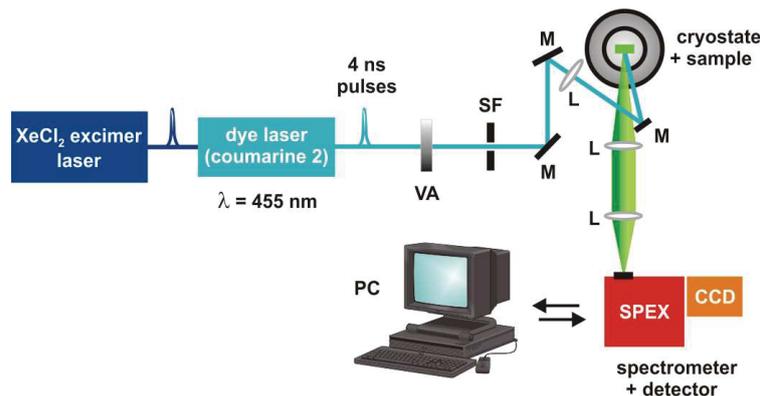


Abbildung 4.5: Experimenteller Aufbau für Photolumineszenz-Messung mit variabler Anregungsleistungsdichte und Temperatur (Optisches Pumpen). VA: Variable Abschwächer, SF: räumliche Filter, M: Spiegel, L: Linsen, T-Bereich 10 K - 300 K (Genauigkeit: ± 1 K). Aus [41], Zeichnung von S. M. Ulrich.

4.6 Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM)

Die Transmissions-Elektronenmikroskopie (engl. Transmission Electron Microscopy) beruht auf der Durchstrahlung von dünnen Probenstreifen mit Elektronen der Energie 100 keV bis 1000 keV [34, 49]. Dabei werden je nach Gerätetyp Auflösungen im Bereich von 0,1 - 0,2 nm erreicht, sodass die atomare Struktur eines Festkörpers untersucht werden kann. Die Proben müssen dabei durch geeignete Verfahren wie z.B. mechanisches Abschleifen und nachfolgendes Ionenätzen auf Dicken unterhalb von 100 nm abgedünnt werden. Für die hochauflösende Variante (HRTEM, engl. High-Resolution TEM) sind sogar Streifendicken von weniger als 50 nm erforderlich. Dies liegt in der starken Wechselwirkung der Elektronen mit den Atomen des Festkörpers begründet. Mittels TEM können Schichtdicken, Kristallstruktur, Zusammensetzung und Defektdichten von epitaktischen Proben mit hoher Präzision bestimmt werden. Allerdings ist die Methode nicht zerstörungsfrei und liefert nur Informationen aus einem kleinem Teilbereich der gesamten Probe. Die TEM-Untersuchungen an den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben wurden von Dr. Roland Kröger und Elena Roventa durchgeführt.

4.7 Kapazitäts-Spannungsmessung (CV und ECV)

Kapazität-Spannungsmessungen (CV, engl. Capacitance Voltage) dienen zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration einer Probe, d.h. es können Stärke und Typ einer Dotierung (n- oder p-leitend) ermittelt werden. Zu diesem Zweck wird die Kapazität C eines Schottky-Übergangs, welcher durch Aufbringen eines geeigneten Metalls auf den Halbleiter entsteht, in Abhängigkeit der angelegten Spannung V gemessen. Aus der Steigung der Kurve in einer Auftragung der Werte $1/C^2$ über V lässt sich dann die effektive Ladungsträgerkonzentration N_{eff} extrahieren:

$$N_{eff} = -\frac{2}{\epsilon\epsilon_0 q A^2 \frac{d(1/C^2)}{dV}} \quad (4.2)$$

Mit den Größen: ϵ Dielektizitätskonstante des Halbleiters, ϵ_0 Dielektrizitätskonstante des Vakuums, A Kontaktfläche, q Elementarladung. Bei der ECV-Variante (engl. Electro-Chemical CV) wird der Schottky-Kontakt durch einen Elektrolyten hergestellt, dessen Ätzrate sich durch Lichtintensität steuern lässt. Auf diese Weise erhält man ein Tiefenprofil der Dotierung für die Probe (verwendetes Gerät: BioRad PN 4300). Details zu beiden Methoden sind in [42] zu finden.

Kapitel 5

Wachstum und Charakterisierung von Vertikalresonatoren

5.1 Wachstum von MgS

Der Verbindung Magnesiumsulfid (MgS) kommt im Rahmen dieser Arbeit eine zentrale Bedeutung zu, da sie aufgrund ihrer hohen Bandlücke innerhalb des II-VI-Materialsystems den geringsten Brechungsindex im grünen Spektralbereich aufweist. Durch die Verwendung von MgS in Bragg-Reflektoren kann daher unter anderem ein hoher Brechungsindex-Kontrast zwischen den Viertelwellen-Schichten erreicht werden, wodurch sich die Gesamtdicke einer DBR- bzw. Resonatorstruktur minimieren lässt. Der maximale Indexkontrast beträgt etwa $\Delta n = 0,75$. Darüber hinaus weist MgS bezüglich dem GaAs(001)-Substrat eine vergleichsweise geringe Gitterfehlانpassung von $-1,1\%$ auf, was die Realisierung von vollverspannten, versetzungsarmen Bauelementstrukturen erleichtert.

Die natürliche, d.h. energetisch günstigste Kristallstruktur für MgS ist die Kochsalzstruktur, was die epitaktische Abscheidung auf einem Zinkblende-Substrat (GaAs oder ZnSe) erschwert [129, 128]. Eine aufwachsende Schicht von binärem MgS übernimmt die Kristallstruktur der Unterlage nur bis zu einer Schichtdicke von einigen Nanometern unter Verwendung von Elementquellen, wie sie an der MBE der Universität Bremen verwendet werden. Bei Einsatz einer ZnS-Quelle zur Bereitstellung des Schwefels während des Wachstumsprozesses können MgS-Schichten mit einer Dicke von bis zu 67 nm erzielt werden, bevor das Material seine Kristallstruktur ändert [126]. Durch Untersuchung solcher Schichten lassen sich auch zuverlässig Parameter wie Gitterkonstante und elastische Konstanten bestimmen [127, 124]. Eine MgS-Schichtdicke von 65 nm entspricht etwa auch jenem Wert, wie er für die Realisierung einer Viertelwellenschicht bei 520 nm Lichtwellenlänge benötigt wird. In diesem Zusammenhang muss aber beachtet werden, dass in einer solchen MgS-Schicht aufgrund der begrenzten n- und p-Dotierbarkeit keine ausreichende Konzentration von freien Ladungsträgern erzielt werden kann (siehe Kap. 3.1). Eine solche Schicht wirkt dann zwangsläufig als Isolator, was wiederum die Realisierung eines elektrisch leitfähigen Bragg-Spiegels verhindert. Dies ist das Hauptargument gegen

die Verwendung von dicken MgS-Schichten als Bestandteil von Bragg-Reflektoren in elektrisch betreibbaren VCSEL-Strukturen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit entwickelt werden sollen. Eine vielversprechende Alternative ist der Ansatz, das MgS mit Schichtdicken von wenigen Nanometern in ein kurzperiodisches Übergitter zu integrieren [104], in welchem die Zinkblende-Kristallstruktur stabilisiert werden kann und die Zwischenschichten, bestehend aus beispielsweise ZnSe, gut dotiert werden können [39, 40]. Die Ladungsträger können so innerhalb der Minibänder des Übergitters durch quantenmechanisches Tunneln die dünnen MgS-Schichten durchqueren und so für eine ausreichende elektrische Leitfähigkeit sorgen [135].

Zu diesem Zweck wurden die grundlegenden Bedingungen für das Wachstum von MgS experimentell untersucht. Ziel war die Bestimmung von Parametern, bei welchen das Wachstum von einigen Nanometern MgS mit glatter Oberfläche und einer Wachstumsrate im Bereich von 500 nm/h möglich ist. Die Wachstumsrate wurde aus der Auswertung von Satellitenreflexen bei Messungen mit HRXRD an MgS/ZnSe-Übergittern bestimmt. Dabei hat sich herausgestellt, dass die erreichbare Dicke von qualitativ guten Schichten mit zunehmendem S-Fluss ansteigt. Die Verwendung der S-Crackerzelle stellt sich in diesem Zusammenhang als vorteilhaft heraus, da sich hier einfach durch die entsprechende Ventilstellung der S-Fluss über zwei Größenordnungen variieren und sich außerdem ein vergleichsweise hoher Maximalfluss von $\text{BEP}_S = 2 \cdot 10^{-6}$ Torr erreichen lässt. Bei einem Äquivalenzdruck von $\text{BEP}_{Mg} = 1 \cdot 10^{-7}$ ließen sich so Schichten mit Dicken von 15 nm realisieren, welche die oben genannten Anforderungen erfüllen. In Abbildung 5.1 ist die Entwicklung des RHEED-Beugungsbildes in [110]-Richtung für zunehmende Schichtdicken dargestellt. Die ZnSe Unterlage zeigt streifige Reflexe (Abb. 5.1(a)). Dies ist das typische Bild für eine verhältnismäßig glatte Oberfläche mit einer Rauigkeit im Bereich einiger Monolagen. Die Abscheidung von 15 nm MgS bewirkt nur eine geringe Veränderung des Beugungsbildes (Abb. 5.1(b)), während ab 18 nm MgS die Streifen in punktförmige Reflexe mit diffusem Hintergrund übergehen (Abb. 5.1(c)), was durch eine fortschreitende Inselbildung auf der Oberfläche aufgrund des Übergangs zu Kochsalzstruktur erklärt werden kann. Nach dem Aufwachsen von 26 nm MgS auf ZnSe ist die Veränderung des RHEED-Bildes abgeschlossen und bleibt dann für zunehmende Schichtdicke stabil.

Um die Stöchiometrie während des Wachstumsprozesses zu untersuchen, wurde der zeitliche Intensitätsverlauf der (2x1) und c(2x2) Rekonstruktionslinien über eine CCD-Kamera aufgezeichnet. Eine intensive (2x1)-Rekonstruktion entsteht bei der Bedeckung der Oberfläche mit Atomen der VI. Hauptgruppe, während eine c(2x2)-Rekonstruktion Folge der Bedeckung mit Atomen der II. Hauptgruppe ist. Ist nur eine der beiden Rekonstruktionen während des Wachstums zu beobachten, zeigt dies das Überangebot der entsprechenden Atomsorte, d.h. es liegen VI-reiche bzw. II-reiche Wachstumsbedingungen vor. Die Helligkeit eines Rekonstruktionsreflexes ist dabei ein Maß für die Bedeckung der Oberfläche mit den jeweiligen Atomen. Stöchiometrische Bedingungen haben sich eingestellt, wenn beide Rekonstruktionen gleichzeitig auftreten, in diesem Fall existieren auf der Oberfläche Bereiche sowohl mit Zink-Bedeckung als auch mit Selen-Bedeckung. Die Intensität der (2x1)-Rekonstruktion (integriert gemessen über den Bereich des gestrichelten Rechtecks) nahm während der Abscheidung des MgS bis zu einer Dicke von 5 nm deutlich zu (Abb.

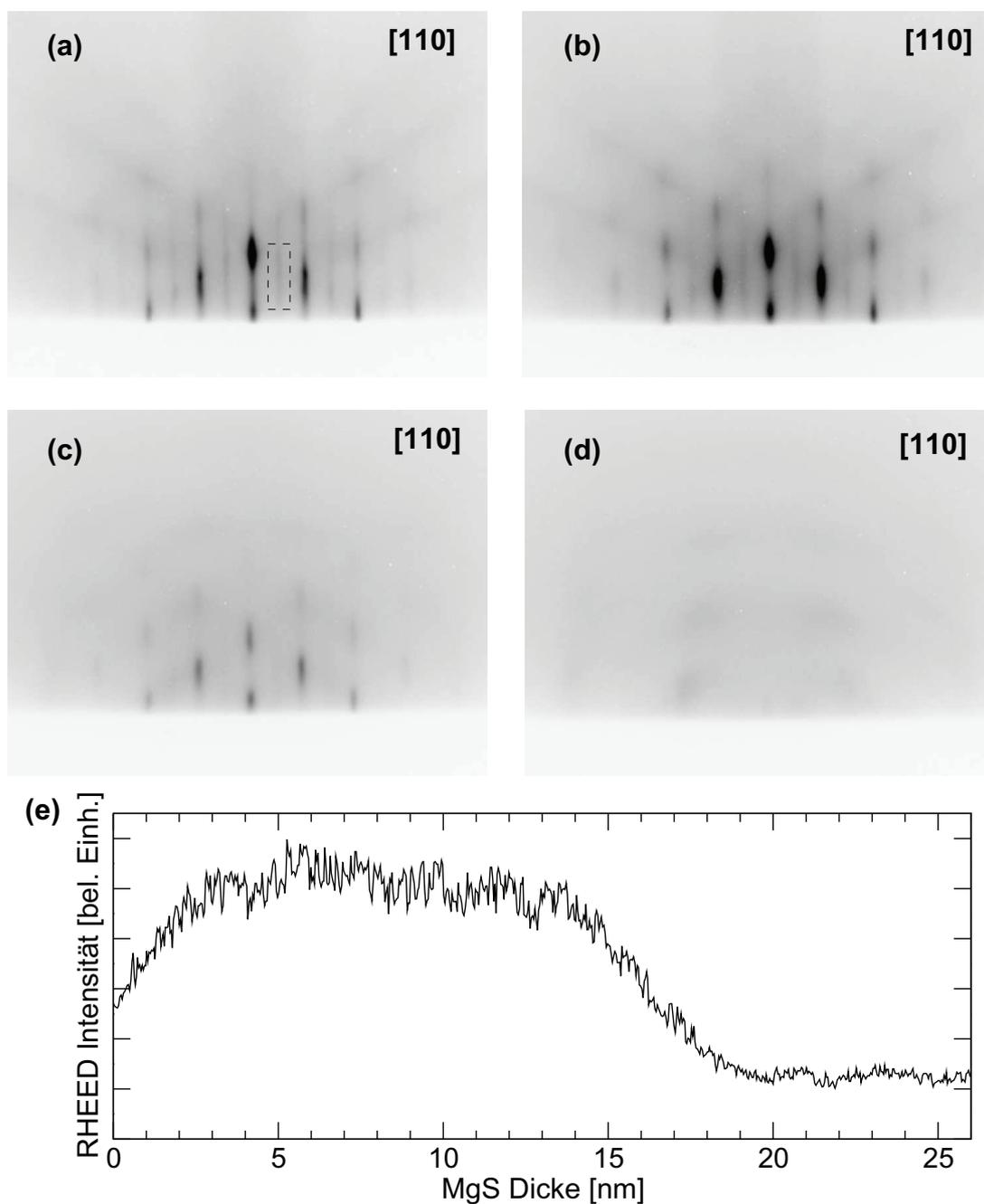


Abbildung 5.1: RHEED-Beugungsbilder in [110]-Kristallrichtung. (a) ZnSe-Oberfläche vor Abscheidung von MgS. Die 2-fach Rekonstruktion ist Folge einer Bedeckung mit Selen, das gestrichelte Rechteck zeigt den zur Aufnahme des RHEED-Transienten verwendeten Bereich. Entwicklung des Beugungsbildes nach Abscheidung von (b) 15 nm MgS, (c) 18 nm und (d) 26 nm. Deutlich sichtbar ist der Übergang von der Zinkblende- zur Kochsalz-Kristallstruktur. Die 2-fach Rekonstruktion in (b) stammt von der Bedeckung mit Schwefel. (e) Entwicklung der Intensität der 2-fach Rekonstruktion aus Abb.(a) integriert über das gestrichelte Rechteck. Die Bedeckung mit Schwefel steigt bis zu einer MgS-Dicke von 5 nm an und bleibt etwa konstant bis 15 nm, bevor sich die Kristallstruktur ändert. Das Wachstum erfolgt bis zu diesem Zeitpunkt unter Gruppe-VI-reichen Bedingungen.

5.1(e)), wogegen eine $c(2 \times 2)$ -Rekonstruktion zu keiner Zeit nachweisbar war. Der Haftkoeffizient des Magnesiums auf der Oberfläche kann mit guter Näherung zu 1 angenommen werden, so dass die Stöchiometrie fast ausschließlich über das Angebot des Schwefels bestimmt wird.

5.2 MgS/Zn(Cd)Se-Übergitter als Material mit niedrigem Brechungsindex

Wie bereits in Kapitel 2.3 erläutert, besteht ein Bragg-Spiegel aus alternierenden Schichten mit hohem bzw. niedrigem Brechungsindex, wobei eine möglichst hohe Brechungsindexdifferenz angestrebt wird. Das Hochindexmaterial kann dabei nicht beliebig gewählt werden, da mit steigendem Brechungsindex die Bandlückenenergie abnimmt und dies die Absorption bei der Emissionswellenlänge erhöht. Die Verwendung von $\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}$ mit einem Brechungsindex von 2,75 bei 520 nm (RT) ist in diesem Zusammenhang naheliegend, da es zu GaAs gitterangepasst und üblicherweise bereits Bestandteil von ZnSe-basierten kantenemittierenden Laserdioden ist. Die Maximierung des Indexkontrastes muss daher durch Reduktion des Indexwertes des Niedrigindexmaterials geschehen. Ein solches Material mit möglichst geringem Brechungsindex ist daher die Schlüsselkomponente der Bragg-Spiegel und damit des gesamten Vertikalresonators. Die untere Grenze für diesen Indexwert beträgt etwa 2,0 (bei 520 nm und RT) bei Verwendung von binärem MgS. Wie im vorangegangenen Kapitel dargestellt, ist der Einsatz von dicken MgS-Schichten allerdings mit einigen grundsätzlichen Schwierigkeiten verbunden, so dass er für die folgenden Überlegungen ausgeschlossen wird. Neben dem Wert des Brechungsindex für das Niedrigindexmaterial ist die Anpassung der Gitterkonstante an das GaAs-Substrat der zweite wichtige Gesichtspunkt. Prinzipiell bestehen hier zwei Möglichkeiten: 1. Die Verwendung von ternären und quaternären Legierungen wie $\text{MgS}_x\text{Se}_{1-x}$ und $\text{Zn}_x\text{Mg}_{1-x}\text{S}_y\text{Se}_{1-y}$ oder 2. der Einsatz eines kurzperiodischen Übergitters (engl. SL, superlattice) mit MgS-Schichten, dessen mittlere Gitterkonstante der des GaAs-Substrates entspricht. Die erste Möglichkeit beinhaltet allerdings die gleichen Nachteile wie sie bei MgS auftreten, da auch MgSe Kochsalzstruktur hat und bei Erreichen eines bestimmten Mg-Gehaltes (etwa 70%) in den Legierungen eben diese von der Schicht bevorzugt eingenommen wird. Außerdem ist die Dotierbarkeit für diesen Fall ebenfalls stark eingeschränkt. Die zweite Möglichkeit bietet dagegen einige wesentliche Vorteile: MgS kann bei Schichtdicken von einigen Nanometern in guter Qualität in Zinkblende-Struktur abgeschieden werden, die Dotierbarkeit und damit die Leitfähigkeit wird deutlich verbessert und die verhältnismäßig aufwändige Eichung der Flussparameter für die quaternäre Legierung entfällt. Die Einstellung der mittleren Gitterkonstante des Übergitters geschieht dabei einfach durch Anpassung der Schichtdicke (d.h. Wachstumszeit bei bekannter Wachstumsrate) beispielsweise des ZnSe in einem MgS/ZnSe-SL. Daher konzentrieren sich die folgenden Untersuchungen auf das Wachstum kurzperiodischer, MgS-haltiger Übergitter [120, 119, 105, 106, 104].

Mit Hilfe der im vorangegangenen Kapitel bestimmten, optimierten Wachstumspara-

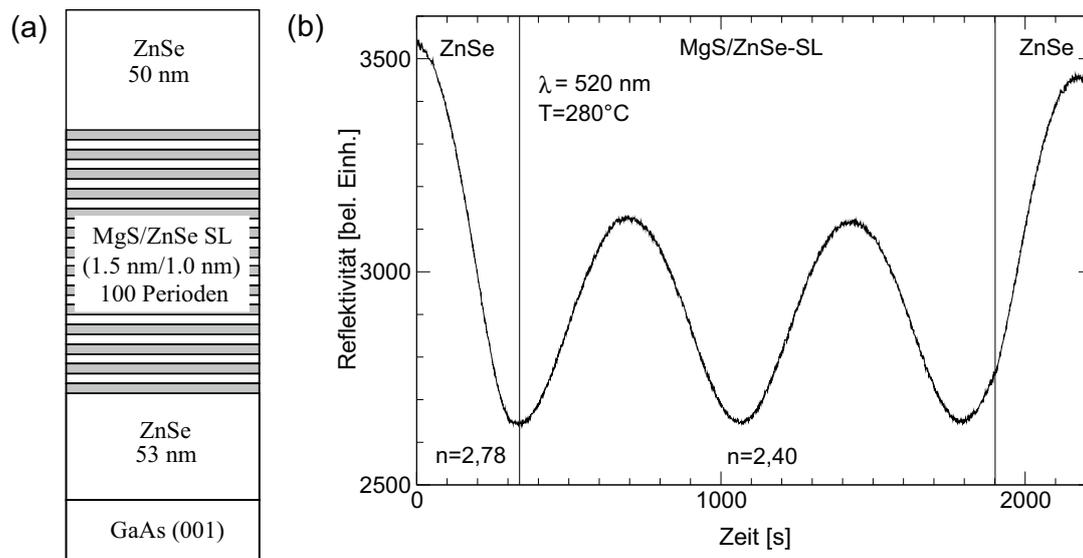


Abbildung 5.2: (a) Struktur einer Probe mit einem kurzperiodigen MgS/ZnSe-Übergitter. (b) während der Abscheidung in-situ aufgenommenes Reflektometriesignal. Aufgrund des geringeren Brechungsindex hat das Signal des Übergitters eine kleinere Amplitude.

meter für MgS wurde eine ZnSe/MgS-Übergitterstruktur gewachsen, deren Aufbau in Fig. 5.2(a) dargestellt ist. Auf einem thermisch deoxidierten GaAs-Substrat (d.h. ohne GaAs-Pufferschicht) wurde eine 43 nm dicke ZnSe-Schicht abgeschieden, auf welche 100 Perioden eines Übergitters mit 1,5 nm MgS und 1,0 nm ZnSe folgen. Um eine mögliche Oxidation des Magnesiums zu verhindern, wurde die Probe mit einer 43 nm dicken ZnSe Deckschicht abgeschlossen. Die Dicke der oberen und unteren ZnSe-Schicht entspricht mit 43 nm etwa der optischen Dicke einer Viertelwellenlängenschicht wie sie bei Bragg-Spiegeln eingesetzt werden wird. Während des Abscheidungsprozesses wurde das Reflektometriesignal bei einer Wellenlänge von 520 nm in-situ aufgezeichnet, um den Brechungsindex des Übergitters zu bestimmen. Um die strukturelle Qualität des MgS/ZnSe-Übergitters zu überprüfen, wurde die Probe mittels HRXRD und PL untersucht. In Abb. 5.2(b) ist das Reflektometriesignal gezeigt, welches mit zunehmender Zeitachse die typischen Schichtdickenszillationen zeigt. Zwischen den Zeiten $t = 0 - 330$ Sekunden wird die ersten ZnSe-Schicht aufgebracht, wobei die Frequenz des Signals bei Annahme eines Brechungsindex von 2,8 (bei 520 nm Wellenlänge und 280°C Wachstumstemperatur) mit der standardmäßig durch Ellipsometrie bestimmten Wachstumsrate von 500 nm/h konsistent ist. Danach folgt zwischen den Wachstumszeiten $t = 330 - 1900$ s das eigentliche MgS/ZnSe-SL mit einer deutlich geringeren Amplitude, d.h. einem geringeren Brechungsindex. Aufgrund der Tatsache, daß die Periode des Übergitters mit etwa 2,5 nm deutlich kleiner ist als die Wellenlänge des detektierten Lichts ($\lambda=520 \text{ nm}$), verhält sich das Signal wie bei der Abscheidung einer quasi-quaternären ZnMgSSe-Legierung, d.h. die Existenz des Übergitters selbst kann mit dieser

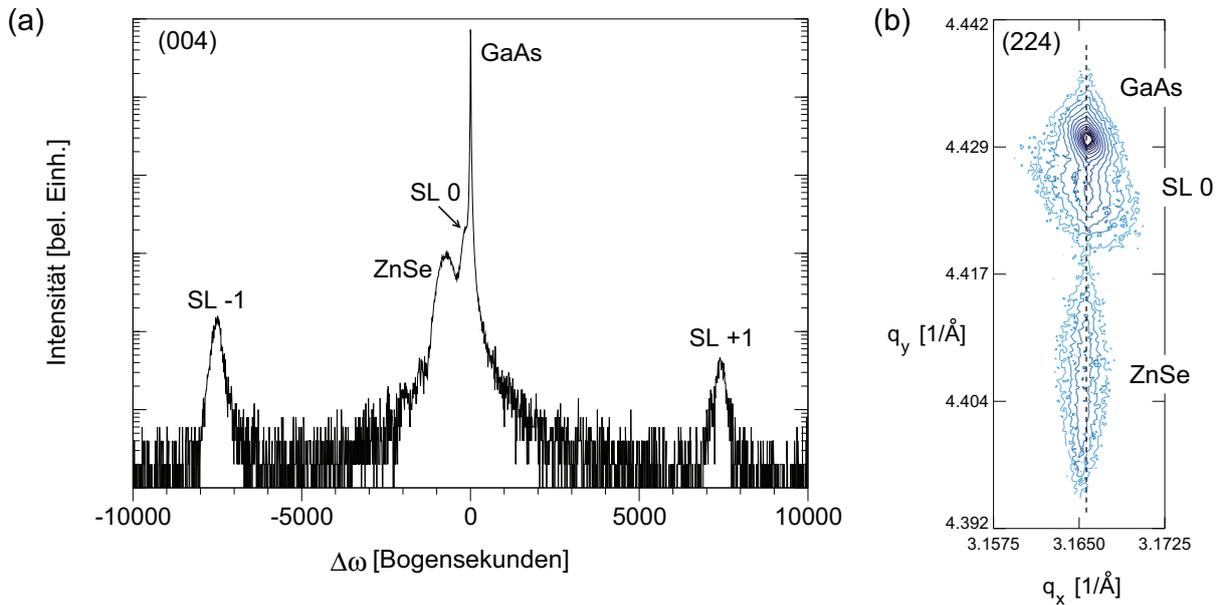


Abbildung 5.3: Ergebnisse der Untersuchung der in Abb. 5.3 dargestellten Probe mittels HRXRD. (a) $\omega - 2\theta$ -Scan des (004)-Reflexes und (b) reziproke Gitterkarte des (224)-Reflexes. In (a) sind die Satellitenreflexe 1. Ordnung deutlich zu erkennen, die Periodenlänge beträgt 2,5 nm. Der Satellitenreflex 0. Ordnung gibt die mittlere Gitterkonstante des Übergitters an. Sie ist nahezu identisch mit der Gitterkonstanten des GaAs-Substrats. Die Reflexe von GaAs, SL und ZnSe liegen in (b) auf einer vertikalen Linie, d.h. die Schichten sind vollverspannt (Messungen von Gabriela Alexe).

Methode (in diesem Fall) nicht nachgewiesen werden. Die Anpassung der Kurve durch eine Simulation auf Basis der Transfer-Matrix-Methode (siehe Anhang A) ergibt einen Brechungsindex von $n_{SL}=2,40$ (bei $\lambda=520$ nm und $T=280^\circ\text{C}$). Da die Wachstumsparameter und damit die Wachstumsrate des ZnSe innerhalb des Übergitters denen der unteren ZnSe-Schicht entsprechen, lässt sich auf diese Weise die Wachstumsrate des MgS zu etwa $R = 675$ nm/h bestimmen. Ab $t=1900$ s beginnt schließlich das Wachstum der ZnSe-Deckschicht.

Ein mittels HRXRD aufgenommener $\omega - 2\theta$ -Scan des (004)-Reflexes der hier diskutierten Probe ist in Abb. 5.3(a) dargestellt. Neben dem intensivsten Signal, welches vom großen Streuvolumen des GaAs-Substrats herrührt, ist links davon das Signal der oberen und unteren dicken ZnSe-Schicht zu erkennen. Entscheidend sind hier jedoch die deutlich ausgeprägten Signalspitzen bei etwa -7500 und 7500 Bogensekunden, welche aufgrund des MgS/ZnSe-Übergitters in der Probe entstehen. Diese sind die sogenannten Übergitter-Satellitenreflexe erster Ordnung, aus deren Position sich die Periode des Übergitters zu 2,5 nm bestimmen lässt. Durch Halbierung des Abstandes zwischen den Satellitenreflexen lässt sich der Satellitenreflex nullter Ordnung als linksseitige Schulter am GaAs-Peak identifizieren. Die Position dieses Reflexes zeigt die mittlere Gitterkonstante des Übergitters

und ist daher für die Wahl der Schichtdicken innerhalb des Übergitters zur Erreichung der Gitteranpassung zum GaAs-Substrat von großer Bedeutung. Die mittlere Gitterkonstante des Übergitters liegt im vorliegenden Fall wie beabsichtigt nahezu direkt auf der des GaAs, womit ein wesentliches Ziel erreicht ist. Um Aufschluss über den Verspannungszustand der Struktur zu erhalten, wurde zusätzlich eine reziproke Gitterkarte des (224)-Reflexes aufgenommen (Abb.5.3(b)). Hier sind wieder die Signale des GaAs-Substrats, der ZnSe-Schichten sowie des Satellitenreflexes nullter Ordnung zu erkennen. Wesentlich ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, dass die Reflexe auf einer vertikalen Linie im k -Raum angeordnet sind. Dies ist der Beleg dafür, dass die Struktur nicht relaxiert, sondern vollverspannt abgeschieden worden ist. Zwar ist die Gesamtdicke der Schicht mit etwa 340 nm im Vergleich zu einem vollständigen Bragg-Spiegel noch verhältnismäßig dünn und die Gitteranpassung für einen DBR deutlich schwieriger zu erreichen, dennoch wird hier die prinzipielle Umsetzbarkeit des Übergitter-Konzeptes zur Erreichung pseudomorpher Wachstums demonstriert.

Die optischen Eigenschaften des Übergitters wie Brechungsindex und Absorption hängen von der elektronischen Struktur, d.h. der energetischen Lage von Elektronen- und Lochzuständen ab. Das vorliegende Übergitter stellt einen Vielfachquantenfilm dar, wobei die ZnSe-Schichten als Quantenfilme und die MgS-Schichten als Barrieren wirken. Da jedoch die Dicke dieser Barrieren mit 1,5 nm verhältnismäßig klein ist, sind die Elektronen und Löcher in der Lage, die Potentialstufen bis zu einem gewissen Grad durch quantenmechanisches Tunneln zu durchqueren. Der Überlapp dieser deutlich über die Breite der einzelnen Quantenfilme ausgedehnten Wellenfunktionen führt zu einer energetischen Aufspaltung, welche aufgrund der vielen Perioden eine Ausbildung von Minibändern für Elektronen und Löcher zur Folge hat. Der Wert des Brechungsindex für das Übergitter wird dabei im Wesentlichen von der energetisch tiefstliegenden Resonanz, d.h. dem Übergang zwischem erstem elektronischen Valenzminiband und dem ersten elektronischen Leitungsminiband bestimmt. Der energetische Abstand dieser Niveaus lässt sich mit Hilfe von PL-Messungen untersuchen. In Abb. 5.4 sind die Photolumineszenz-Spektren (PL) der Probe mit dem ZnSe/MgS-Übergitter für Raumtemperatur und Tieftemperatur (6 K) gezeigt. Die Emission der ZnSe-Quantenfilme ist das dominante Signal bei beiden Temperaturen, wobei die Intensität bei Raumtemperatur im Vergleich zu 6 K jedoch aufgrund der zunehmenden thermischen Streuung der Ladungsträger um mehr als zwei Größenordnungen abnimmt (Faktor 250). Während im Tieftemperaturfall neben dem Signalmaximum bei 3,410 eV niederenergetisch noch zwei Schultern bei 3,309 eV und 3,179 eV auftreten, lässt sich bei Raumtemperatur nur ein Peak bei 3,300 eV erkennen. Eine mögliche Erklärung der Nebenmaxima bei 6 K ist eine Fluktuation in der Dicke der einzelnen ZnSe-Quantenfilme, jedoch wurde dies nicht weiter untersucht. Der Temperaturanstieg von 6 K auf RT führt außerdem zu einer Verschiebung des Hauptsignals um 110 meV zu geringerer Energie, was auf die Absenkung der Bandlücke des ZnSe zurückzuführen ist, welche sich durch die empirische Varshni-Beziehung beschreiben lässt [43]. Die Tatsache, dass auch bei Raumtemperatur noch eine verhältnismäßig intensive Emission auftritt, belegt die hohe Stabilität der zwischen den MgS-Barrieren befindlichen Ladungsträgern gegen thermische Anregung. Dies rührt von der großen Bandlücke des MgS her, welche starke Bandversätze des Typs I relativ

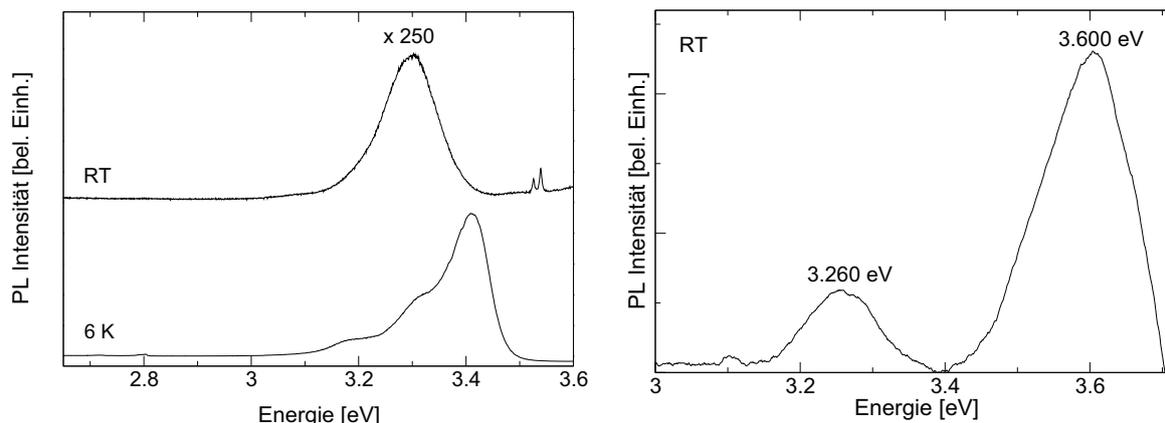


Abbildung 5.4: (a) Photolumineszenzspektren der in Abb. 5.2(a) dargestellten Probe mit einem MgS/ZnSe-Übergitter aufgenommen bei Raumtemperatur (oben) und 6 K (unten). Das Intensitätsmaxima liegen bei 3,300 eV (RT) und 3,410 eV (6 K). (b) PL-Spektrum einer Probe mit vier Übergittern verschiedener Periode.

zum ZnSe und daher einen starken quantenmechanischen Einschluss sowohl für Elektronen als auch Löcher bewirkt.

Um eine Reduktion des Brechungsindex für ein solches Übergitter zu erreichen, muss die Resonanzenergie zwischen den entsprechenden Minibändern erhöht werden. Dies kann durch ein Verbreitern der MgS-Barrieren oder eine Verringerung der ZnSe-Quantenfilmdicke geschehen, da beides den Einschluss der Ladungsträger vergrößert und so die Energieniveaus auseinanderschiebt (Abb. 5.5). Um die Auswirkung dieser beiden Möglichkeiten zu überprüfen, wurde eine Probe hergestellt, welche vier Übergitter verschiedener Periode und ZnSe/MgS-Dickenverhältnisse enthält (siehe Tabelle 5.1). Die einzelnen Übergitter sind dabei durch dickere ZnSe-Schichten getrennt, um jeweils nachfolgend eine Glättung der Oberflächenmorphologie zu erreichen. Das (MgS 1,5 nm/ZnSe 1 nm)-SL dient dabei als Referenz zum Vergleich mit der oben diskutierten Übergitterprobe. Beim zweiten Übergitter wurde die ZnSe Quantenfilmdicke auf 0,5 nm halbiert und die MgS-Barrierendicke konstant gehalten, das dritte Übergitter enthält im Vergleich zum ersten auf 3 nm verbreiterte MgS-Barrieren, während nun die ZnSe-Quantenfilmdicke konstant bleibt.

Um einen quantitativen Vergleich für die folgende PL-Messung anstellen zu können, wurden die Minibänder für Elektronen und Schwerlöcher mit Hilfe des Programms *slen 2.02e* von G. Weber [121] berechnet, welches auf dem Kronig-Penney-Modells basiert. Dazu wird folgende Gleichung gelöst:

$$\cos(qd) = \cos(k_W L_W) \cos(k_B L_B) - \frac{1}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) \sin(k_W L_W) \sin(k_B L_B) \quad (5.1)$$

d_{ZnSe}/d_{MgS}	d_{MgS} [nm]	d_{ZnSe} [nm]	$\Delta E_{Miniband}$ [eV]
0,67	1,5	1,0	3,340
0,33	1,5	0,5	3,865
0,33	3,0	1,0	3,394
0,17	3,0	0,5	3,930

Tabelle 5.1: Übersicht der gewählten Parameter für die MgS/ZnSe-Übergitter. Die rechte Spalte zeigt die Ergebnisse der Simulation auf Basis des Kronig-Penney-Modells.

$$\xi = k_B/k_W \quad (5.2)$$

$$k_W = \sqrt{2m_W^*E/\hbar^2} \quad (5.3)$$

$$k_B = \sqrt{2m_B^*(E - V_B)/\hbar^2} \quad (5.4)$$

Mit den Größen: q Wellenzahl, d Übergitterperiode, L_W Breite der Quantenfilme, L_B Breite der Barrieren, m_W^* effektive Masse im Quantenfilm, m_B^* effektive Masse in der Barriere, E Energie, V_B Barrierenhöhe.

Im rechten Teil von Abb. 5.5 ist das Ergebnis für ein MgS(1,5 nm)/ZnSe(1,0 nm)-Übergitter dargestellt. Die Energiedifferenzen $\Delta E_{Miniband}$ zwischen der Oberkante des ersten Schwerloch-Minibandes und der Unterkante des ersten Elektron-Minibandes für die vier verschiedene Fälle ist in Tabelle 5.1 aufgeführt. Bei der Wahl eines bestimmten Dickenverhältnisses zwischen ZnSe- und MgS-Schichten (z.B. 0,33) ist es für eine effektive Reduktion des Brechungsindex demnach günstiger, die Dicke der ZnSe-Quantenfilme zu reduzieren als die Dicke der MgS-Barrieren zu erhöhen. Die PL-Messung dieser Probe bei Raumtemperatur ist in Abb. 5.4(b) gezeigt. Das Maximum bei 3,250 eV entspricht etwa dem Wert des bei der Referenzprobe gemessenen von 3,300 eV, so dass dieser Peak dem (MgS 1,5 nm/ZnSe 1 nm)-SL zugeordnet werden kann. Der breite Peak zwischen 3,5 eV und 3,7 eV lässt sich nicht genau zuordnen, das Maximum liegt hier bei 3,611 eV, was eine Verschiebung von über 300 meV zu höheren Energien bedeutet. Die Peaks über 3,8 eV lassen sich allerdings nicht nachweisen, da sie mit dem verwendeten He-Cd-Laser (Wellenlänge 325 nm, 3,8 eV) nicht angeregt werden können. Insgesamt zeigt sich, dass für die angestrebte Reduktion des Brechungsindex die Absenkung der ZnSe-Quantenfilmdicke besonders wirksam ist.

Wenn allerdings das Dickenverhältnis zwischen ZnSe- und MgS-Schichten im Übergitter geändert wird, ändert sich auch die mittlere Gitterkonstante der Struktur. Nimmt wie im vorliegenden Fall die relative Dicke des MgS zu, hat die im Mittel reduzierte Gitterkonstante eine kompressive Verspannung bezüglich des GaAs-Substrats zu Folge. Da aber gitterangepasstes Wachstum erwünscht ist, muss diese Verspannung kompensiert

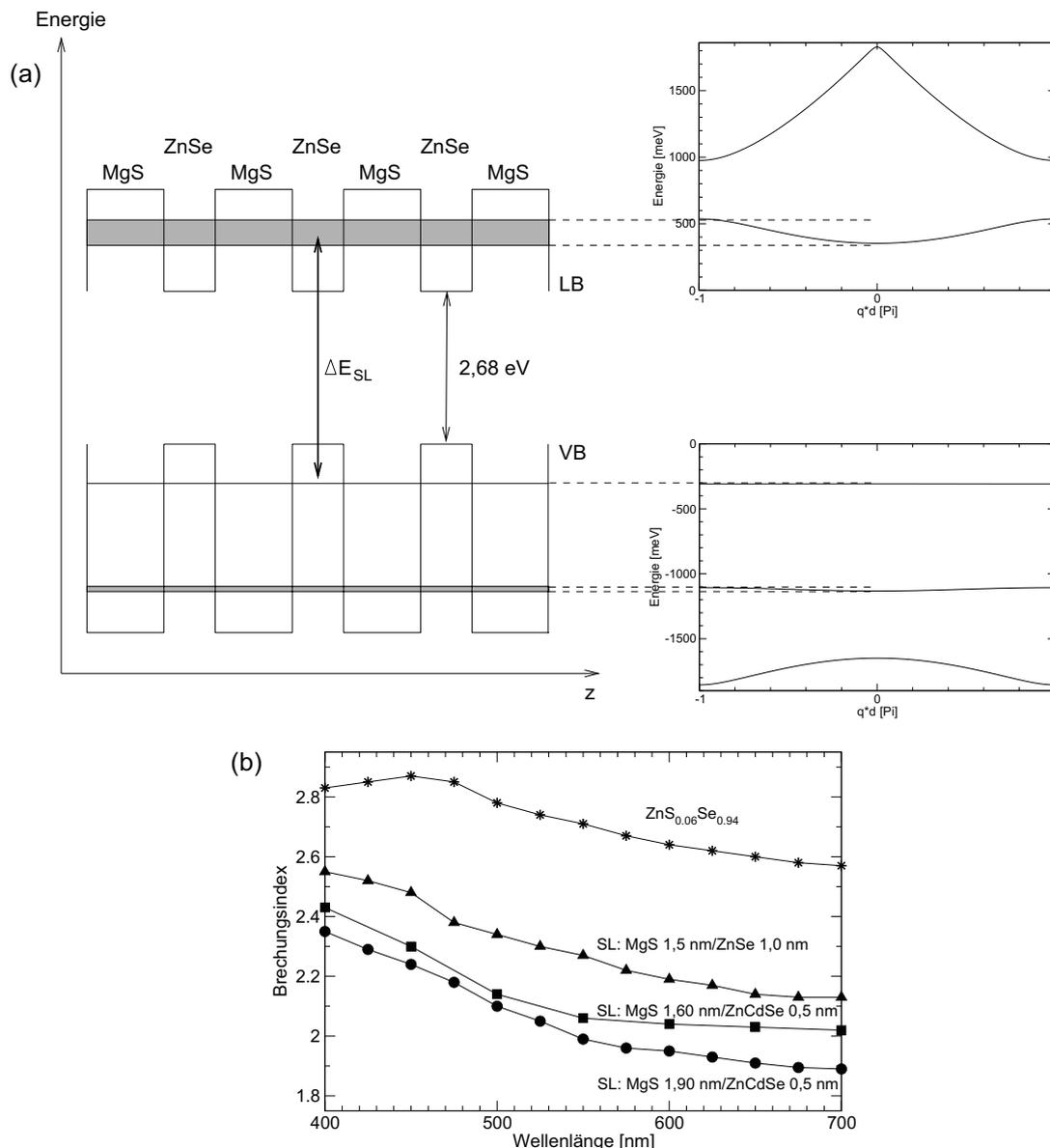


Abbildung 5.5: Ausbildung von Minibändern für Elektronen und Schwerlöcher in einem MgS(1,5 nm)/ZnSe(1,0 nm)-Übergitter. Auf der rechten Seite sind die mit Hilfe des Kronig-Penney-Modells errechneten Dispersionsrelationen dargestellt. Die effektiven Elektronenmassen wurden zu $m^*_{\text{ZnSe}}=0,17$ und $m^*_{\text{MgS}}=0,20$, die effektiven Schwerlochmassen $m^*_{\text{ZnSe}}=m^*_{\text{MgS}}=0,60$ angenommen. Aufgrund der höheren effektiven Masse sind die Bänder des Schwerlochs energetisch deutlich schmäler. Die minimale Energiedifferenz zwischen Miniband-Oberkante (Schwerloch) und Miniband-Unterkante (Elektron) beträgt 3,34 eV bei RT. Dies entspricht der in etwa spektralen Position des PL-Maximum aus Abb. 5.4(a). Teil (b): Aus Anpassungen von DBR-Reflektionspektren gewonnene Dispersionkurven unterschiedlicher Übergittertypen. Für ZnSSe wurden Literaturdaten verwendet [29]. Im Bereich um 520 nm kann bei Raumtemperatur ein Brechungsindexkontrast größer 0,6 erreicht werden. Der etwas wellige und damit unphysikalische Verlauf der zu den Übergittern gehörenden Kurven resultiert aus der Annahme perfekter Periodizität der Bragg-Reflektoren, welche in der Realität nur näherungsweise gegeben ist.

werden. Dies gelingt durch Beimischung von Cadmium in die ZnSe-Schichten des Übergitters (vgl. Abb. 5.13, Kap. 5.3), d.h. die Ersetzung der binären ZnSe-Quantenfilme durch ternäre $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ -Quantenfilme. Die Anpassung der mittleren Gitterkonstante dieses MgS/ZnCdSe-Übergitters an die Gitterkonstante des GaAs-Substrats erfolgt dann über die Wahl des Cadmium-Flusses während des Abscheidungsprozesses. In Abb. 5.5(b) ist die Dispersion des Brechungsindex für verschiedene Übergittertypen im Vergleich zur Dispersion von $\text{ZnS}_{0.06}\text{Se}_{0.94}$ dargestellt. Die Reduktion der Dicke der Zn(Cd)Se-Schichten im Übergitter führen zu einer deutlichen Absenkung des Brechungsindex und damit einer Erhöhung der Brechungsindexdifferenz im blau-grünen Spektralbereich.

Wichtig bei der Realisierung von qualitativ hochwertigen Übergittern ist der technische Aspekt der Steuerung der Zellenblenden, d.h. des möglichst synchronen Öffnens und Schließens gemäß der Vorgabe des Wachstumsrezeptes. Ist beispielsweise nach dem Wachstum der MgS-Schicht das Schließen der Mg-Blende noch nicht abgeschlossen, während sich parallel schon die Zn- und Se-Blenden öffnen, wird aufgrund des höheren Haftkoeffizienten des Magnesiums im Vergleich zu Zink nicht ZnSe sondern MgSe abgeschieden. Da MgSe mit 7% jedoch eine deutlich höhere Gitterfehlانpassung zu GaAs hat als ZnSe, führt dies zu einer Inselbildung und damit zu einer zunehmenden Rauigkeit der Schicht, welche schließlich zu einer vollständigen Degradation des Übergitters selbst führen kann. Dieser Vorgang ist in Abb. 5.6(a) anhand einer TEM-Aufnahme gezeigt. Während die ersten Perioden des oberen Übergitters noch verhältnismäßig scharf getrennt sind, kommt es mit zunehmender Periodenanzahl zu einer deutlichen Vermischung der Einzelschichten, bis keine definierte Schichtstruktur mehr erkennbar ist. Stattdessen entstehen nur noch helle, inselartige Einschlüsse mit der Ausdehnung einiger Nanometer. Entsprechend entwickelten sich die Reflexe des RHEED-Beugungsbildes von einer streifenförmigen zu einer punktförmigen Gestalt, was den Übergang von einem zweidimensionalen zu einem dreidimensionalen Wachstumsmodus anzeigt. Um diesen Prozess zu verhindern und klar ausgeprägte Grenzflächen innerhalb des Übergitters zu erhalten, muss daher eine hohe Präzision beim wechselseitigen Angebot von Magnesium und Schwefel auf der einen und Zink und Selen auf der anderen Seite gewährleistet sein. Die Zeit, welche von der jeweiligen Blende zum Öffnen bzw. Schließen benötigt wird, kann prinzipiell über das Anpassen der Druckluftzufuhr geregelt werden. Allerdings hat sich in der Praxis gezeigt, dass diese Justierung nach dem Durchlaufen einiger hundert Bewegungszyklen, wie sie bei der Abscheidung eines vollständigen Bragg-Spiegels nötig sind, gewissen Schwankungen unterliegt. Daher wurde die ursprünglich verwendete Blendenfolge im Verlauf der Untersuchungen durch eine modifizierte ersetzt, welche in Abb. 5.6(b) und (c) erläutert ist. Im ersten Fall werden die Blenden der jeweiligen Zellenpaare Magnesium und Schwefel sowie Zink und Selen direkt im Anschluss aneinander betätigt, während die Hauptblende, welche das Substrat verdeckt, ständig geöffnet bleibt. Im zweiten Fall dagegen werden erst die Zellenblenden geöffnet und nach einer Pause von 1,5 Sekunden die Hauptblende, so dass eine Reservezeit für den Öffnungs- bzw. Schließprozess der Zellenblenden entsteht. Damit kann sichergestellt werden, dass nur die beabsichtigten Elemente zur gleichen Zeit angeboten werden und scharfe Grenzflächen entstehen. Die Wachstumsunterbrechungen, welche mit der zuletzt beschriebenen Blendenfolge einhergehen, haben dabei keine nachteiligen Folgen auf die strukturelle Qualität des

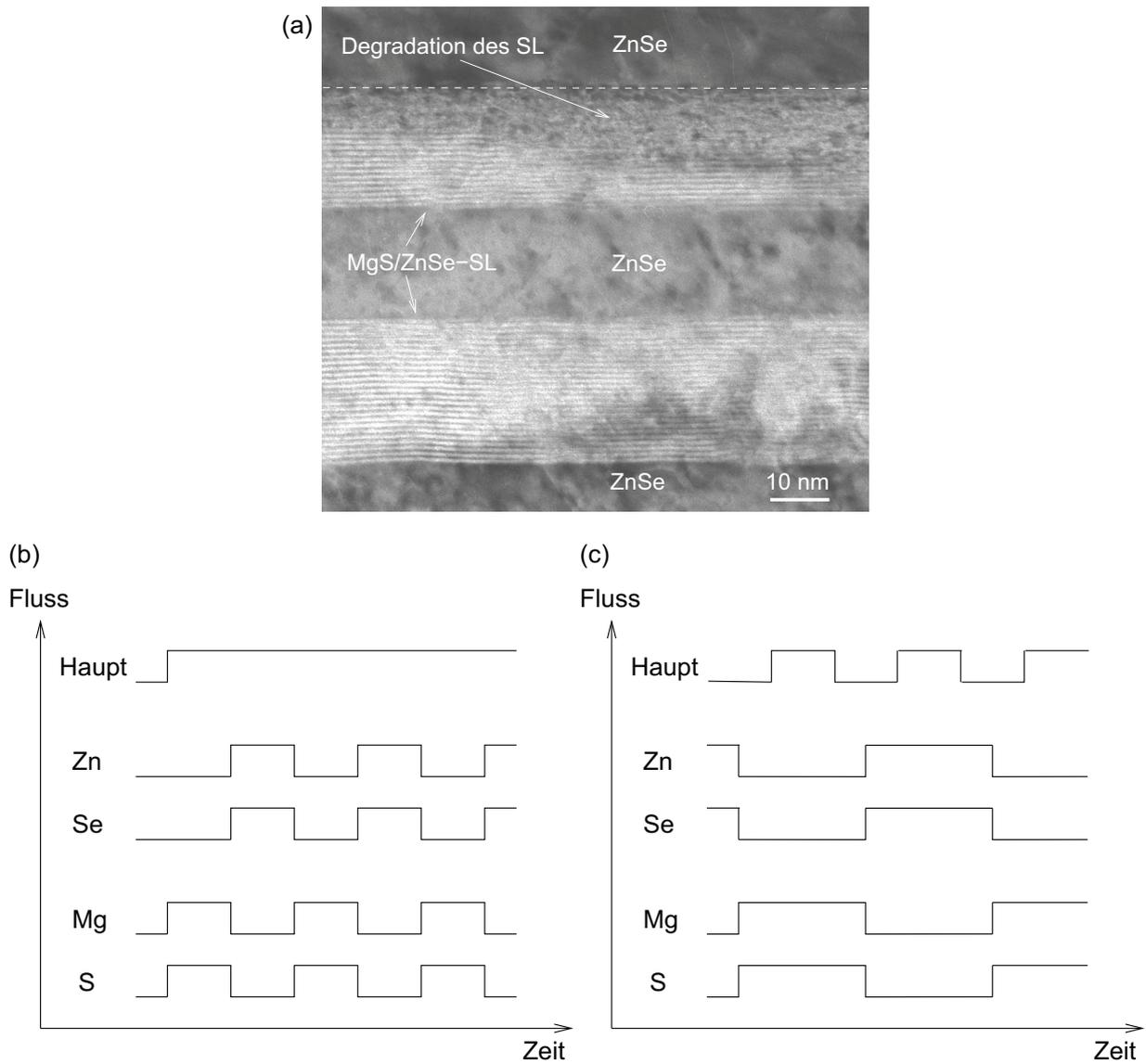


Abbildung 5.6: (a) Ausschnitt eines Bereiches mit zwei MgS/ZnSe-Übergittern aus einer DBR-Struktur aufgenommen mit Transmissionselektronenmikroskopie (Bild von Roland Kröger, Arbeitsgruppe Prof. Ryder). Während das untere SL scharfe Grenzflächen zeigt und deutlich ausgeprägt ist, beginnt im oberen Teil des zweiten SL die Degradation der Struktur aufgrund nichtsynchrone Blendenbewegung. Schematische Darstellung der ursprünglichen (b) und modifizierten (c) Blendensteuerung zum Wachstum von MgS/ZnSe-Übergittern. Im Fall (c) werden die Zellenblenden bei geschlossener Hauptblende geöffnet, so dass eine Reservezeit zu Kompensation variierender Öffnungszeiten entsteht. Das Wachstum des SLs wird damit allein über das Öffnen und Schließen der Hauptblende gesteuert.

Übergittes.

5.3 Wachstum von Bragg-Spiegeln

Die im vorangegangenen Kapitel dargestellten Untersuchungen bezüglich kurzperiodiger MgS/Zn(Cd)Se-Übergitter haben gezeigt, dass diese Strukturen reproduzierbar und in hoher kristalliner Qualität mittels Molekularstrahlepitaxie erzeugt werden können. Insbesondere lässt sich auf diese Weise ein Material mit einem Brechungsindexkontrast von über 0,6 bezüglich $\text{ZnS}_{0.06}\text{Se}_{0.94}$ im grünen Wellenlängenbereich um 520 nm realisieren. Damit sind die Anforderungen für ein Niedrigindexmaterial im blau-grünen Spektralbereich zum Einsatz in VCSELn erfüllt. In diesem Kapitel werden nun die Ergebnisse des Wachstums von vollständigen Bragg-Reflektoren zusammengefasst, wobei die Optimierung der Reflexionseigenschaften und die Möglichkeiten der Gitteranpassung im Vordergrund stehen.

Wie in Kap. 2.3 beschrieben, besteht ein Bragg-Reflektor aus einer Folge von Schichten mit abwechselnd hohem und niedrigem Brechungsindex, wobei jede einzelne Schicht die optische Dicke eines Viertels der Wellenlänge des einfallenden Lichtes hat, an welcher sich das Reflexionsmaximum des Spiegels ausbildet. Es gilt also $d = \lambda/4n$. Wichtig ist daher die genaue Kenntnis der Brechungsindizes der jeweiligen Materialien bei der entsprechenden Zielwellenlänge. Mit den Bandlücken der Halbleiter sind auch die Brechungsindizes temperaturabhängig, so dass prinzipiell $n(\lambda, T)$ für jedes Material bekannt sein muss. Hierbei ist zu beachten, dass die Temperatur der epitaktischen Abscheidung des Bragg-Reflektors über der späteren Betriebstemperatur des VCSELs liegt, die Schichtdicken also entsprechend angepasst werden müssen. Erschwerend kommt allerdings hinzu, dass die Kontrolle der Wachstumstemperatur typischerweise nur im Bereich $\pm 10^\circ\text{C}$ gelingt, was Fluktuationen in Wachstumsraten und Zusammensetzung der Materialien aufgrund veränderter Haftkoeffizienten der beteiligten Elemente nach sich zieht. Zusätzlich kann die Temperatur des Substrates auch mit zunehmender Dicke der aufgewachsenen Schicht variieren. Dies ist insbesondere für den Einbau des Elementes Schwefel ein bekanntes Problem, welchem bei der Abscheidung von Schichten aus ternären ZnSSe und quaternären ZnMgSSe in II-VI kantenemittierenden Laserdioden durch eine schrittweise Anpassung der Wachstumstemperatur während der ersten 500 nm Schichtdicke Rechnung getragen wird [16, 48]. Da in den hier diskutierten Strukturen der Schwefel eine wichtige Rolle einnimmt, musste dieser Problematik von Beginn an Aufmerksamkeit gewidmet werden.

Als sehr hilfreich hat sich in diesem Zusammenhang die Verwendung der spektroskopischen in-situ Reflektometrie herausgestellt, mit welcher die optische Dicke der Materialien separat für jeden einzelnen Wachstumsprozess präzise bestimmt werden kann. Zu diesem Zweck werden einfach die Positionen der Minima und Maxima im zeitabhängigen Reflektometriesignal bei einer festen Wellenlänge ausgewertet. Dies ist in der Abb. 5.7 anhand des bei einer Wellenlänge von 520 nm in-situ aufgenommenen Reflektometrietransienten eines Bragg-Reflektors dargestellt, Abb. 5.7(a) zeigt die zugehörige Struktur der Probe. Mit zunehmender Zeitachse in Abb. 5.7(b) wird vom GaAs-Substrat ausgehend der Einfluss einer jeden Schicht auf die Gesamtrefektivität abgebildet, d.h. das Messsignal durchläuft die

Schichtfolge gemäß Schema (a) von unten nach oben. Die Zeitachse ist also bei bekannten Wachstumsraten für die Einzelschichten direkt proportional der bereits abgeschiedenen Gesamtdicke der Schichten. Der Wert der Reflektivität bei der Zeit $t = 0$ Sekunden ist durch

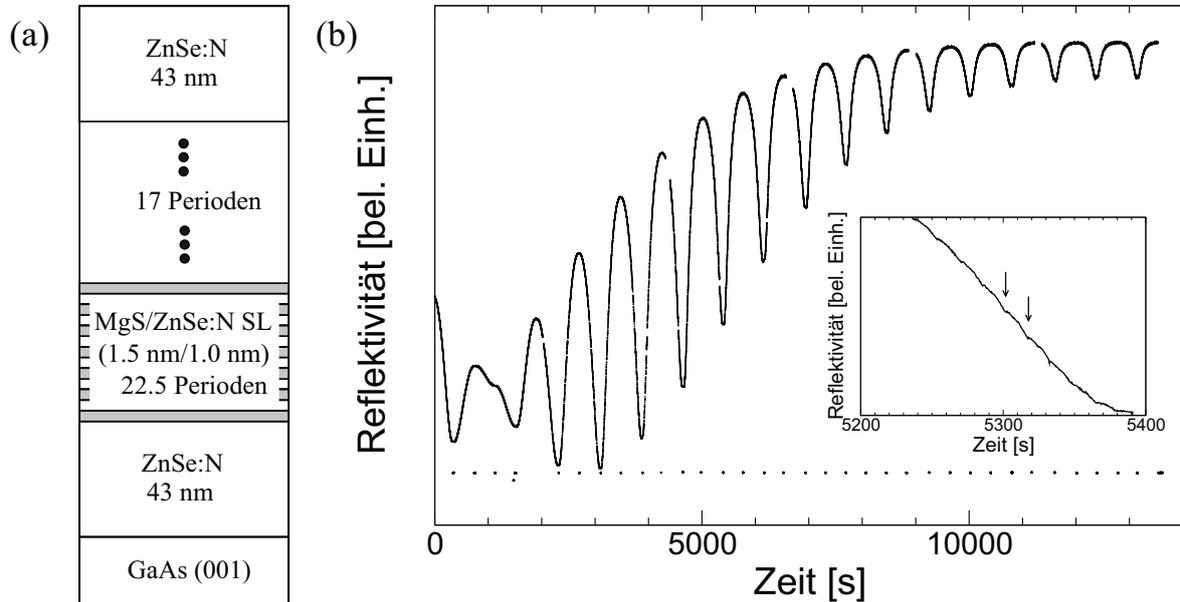


Abbildung 5.7: (a) Struktur eines Bragg-Reflektors mit ZnSe als Hochindexmaterial und einem MgS/ZnSe-Übergitter als Niedrigindexmaterial. Die Struktur ist mit Stickstoff dotiert und daher p-leitend (Details siehe Kap. 7.1). (b) Während des Wachstums in-situ aufgenommenes Reflektometriesignal ($\lambda = 520$ nm). Mit zunehmender Anzahl von Bragg-Paaren steigt die Reflektivität des DBRs auf einen Absolutwert nahe $R = 1$. In dem vergrößerten Ausschnitt ist auch die Abscheidung der einzelnen MgS- und ZnSe-Schichten innerhalb des Übergitters zu erkennen (Pfeile).

das GaAs-Substrat gegeben, welcher durch Aufwachsen der ersten ZnSe-Schicht solange reduziert wird, bis bei 340 s ein Minimum auftritt. Zu diesem Zeitpunkt wurde eine Schicht mit der optischen Dicke von exakt $d = \lambda/4n$, d.h. einer Viertelwellenlänge, abgeschieden. Bei ZnSe und einer Wachstumstemperatur von 280°C entspricht dies etwa 48 nm ($n=2,75$). Um nun die Reflektivität schrittweise zu erhöhen, muss eine Schicht mit geringerem Brechungsindex folgen, deren optische Dicke einer Viertelwellenlänge wiederum genau dann erreicht ist, wenn das Signal in das nächste Maximum läuft. Das Niedrigindexmaterial ist in diesem Fall ein MgS/ZnSe-SL mit 22,5 Perioden und entsprechenden Schichtdicken 1,5 und 1 nm. Für dieses Material ist der Gebrauch der in-situ Reflektometrie besonders wichtig, da der Wert des Brechungsindex aufgrund der komplexen Struktur nur ungenau bekannt ist bzw. abgeschätzt werden kann. Durch sukzessives Aufwachsen von Schichten gemäß der beschriebenen Vorgehensweise steigt der Wert der Reflektivität stetig solange an, bis er schließlich nach 17 Bragg-Spiegelpaaren deutlich sichtbar bei einem Absolutwert nahe $R = 1$ absättigt. Das Hochindexmaterial ZnSe bewirkt hier generell ein Ansteigen

des Signals bis zum Maximum, während das Niedrigindexmaterial MgS/ZnSe-SL ein Abfallen bis zum Minimum zur Folge hat. Auffällig ist daher die Unregelmässigkeit im Signal um 1000 s herum, bei welcher dieser Verlauf nicht gegeben ist. Dies liegt an der Tatsache, dass auf das GaAs ($n = 4,5$) mit dem ZnSe eine Schicht abgeschieden wurde, dessen Brechungsindex ($n = 2,75$) zwischen dem des Substrats und dem des Übergitters ($n = 2,40$) liegt. Eigentlich müsste das Wachstum des Bragg-Reflektors mit dem Übergitter (also dem niedrigsten Brechungsindex) begonnen werden, um einen regelmässigen Verlauf des Reflektometrie-Signals bzw. eine Maximierung der Reflektivität bei vorgegebener Anzahl der Siegelpaare zu erreichen. Der Grund für die Wahl des ZnSe als Startschicht ist die Tatsache, dass die Präsenz von Schwefel an der Heterogrenzfläche zwischen III-V-Substrat und II-VI-Schicht zur Generierung einer hohen Stapelfehlerdichte führt, so dass schwefelhaltige Verbindungen von dieser Grenzfläche fernzuhalten sind [48]. Die ZnSe-Schicht übernimmt hier die Funktion einer Abstandsschicht, wobei allerdings die Dicke von 48 nm im vorliegenden Fall über das Notwendige hinaus geht. Bei ZnSe-basierten kantenemittierenden Laserdioden hat sich in diesem Zusammenhang eine Dicke von etwa 10 nm als ausreichend erwiesen [16, 48]. Daher wird in folgenden Bragg-Reflektoren der Aufbau der Probe geringfügig dahingehend geändert, dass eine ZnSe-Schicht der Dicke 10 nm direkt von einer Übergitterschicht gefolgt wird, deren optische Dicke dann zusammen der Viertelwellenlänge entspricht (vgl. Abb. 5.10). Dadurch wird der Verlust eines Siegelpaares für die Gesamreflektion, wie er im vorliegenden Fall auftritt, vermieden. Die Tatsache, dass die Struktur mit Stickstoff dotiert ist, spielt für die Betrachtungen im Rahmen dieses Kapitels keine Rolle. Die elektrischen Eigenschaften werden in Kapitel 7 diskutiert.

Die gemessene normierte Reflektivität dieses Bragg-Reflektors mit 17 Perioden für Raumtemperatur ist in Abb. 5.8 dargestellt. Das Reflexionsmaximum liegt mit $R = 0,993$ bei einer Wellenlänge von 514 nm. Die Zielwellenlänge für dieses Maximum war 520 nm, definiert durch die Wahl der Wellenlänge bei der Aufzeichnung des Reflektionssignals. Um etwaige Schwankungen der Wachstumsraten und damit des Brechungsindex speziell für das Übergitter, wie oben diskutiert, ausgleichen zu können, wurde die Abscheidung des Bragg-Reflektors präzise per Hand anhand der Maßgabe des Reflektometriesignals, d.h. ohne Verwendung eines computergesteuerten Rezeptes durchgeführt. Die spektrale Position des Reflexionsmaximums müsste daher bei 520 nm und nicht 514 nm liegen. Diese Differenz von etwa 6 nm ist auf die Abkühlung der Struktur von 280°C Wachstumstemperatur auf Raumtemperatur zurückzuführen.

Für strukturelle Analysen wurden Messungen mit HRXRD durchgeführt. Abb. 5.9(a) zeigt einen $\omega - 2\theta$ -Scan, bei welchem wie üblich das GaAs-Substrat das Signal mit der höchsten Intensität repräsentiert. Die beiden Übergittersatelliten erster Ordnung stammen von dem MgS/ZnSe-SL in der Probe und sind deutlich zu erkennen, die SL-Periode beträgt 2,5 nm. Dies entspricht gut den angestrebten Werten von 1,5 nm für MgS und 1 nm ZnSe im Übergitter. Der Satellitenreflex nullter Ordnung liegt etwa 300 Bogensekunden von der Position des Substrates entfernt, also ist die mittlere Gitterkonstante des Übergitters vergleichsweise gut zum GaAs angepasst. Alle drei vom Übergitter stammenden Peaks sind allerdings im Vergleich zu denen von Abb. 5.3 leicht verbreitert, was auf eine Relaxation der Schichten, d.h. der vertikalen Gitterkonstanten, hindeutet. Da für die Hochindexschichten

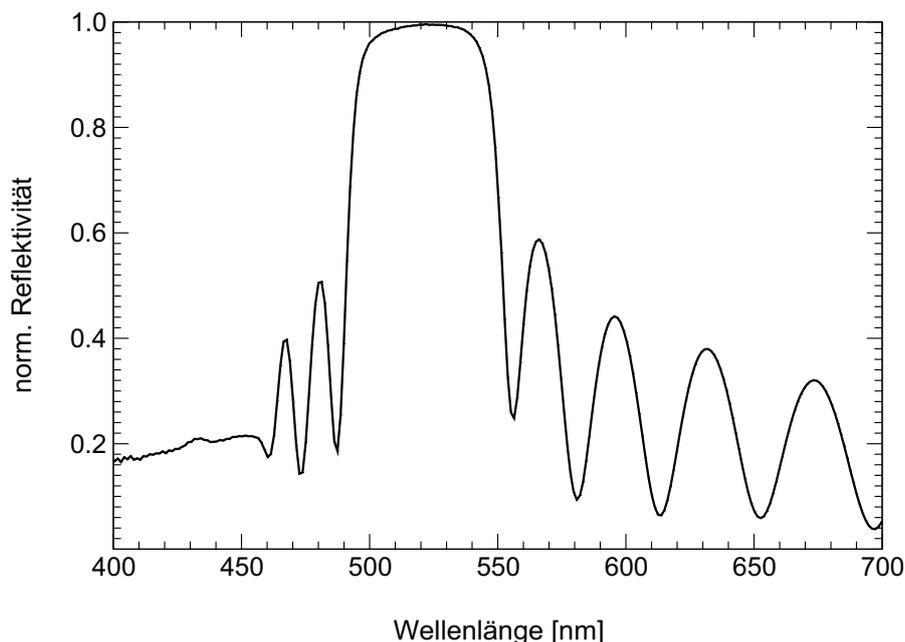


Abbildung 5.8: Reflektivität des Bragg-Reflektors aus Abb. 5.7 aufgetragen über die Wellenlänge. Die maximale Reflektivität beträgt 99,3% bei einer Wellenlänge von 514 nm.

im Bragg-Reflektor binäres ZnSe verwendet wurde, ist eine Relaxation der Gesamtstruktur zu erwarten. Dies wird durch die Auswertung der reziproken Gitterkarte des (224)-Reflexes in Abb. 5.9(b) bestätigt. Die Peaks des ZnSe und des Satellitenreflexes nullter Ordnung sind deutlich in Richtung ihrer unrelaxierten Gitterkonstanten hin ausgeschmirt, d.h. ein erheblicher Teil der etwa 1700 nm dicken Struktur ist relaxiert. Im vollverspannten Fall lägen alle Maxima auf einer vertikalen Verbindungslinie mit dem des GaAs-Substrats.

Um eine Gitteranpassung der DBRs zu erreichen, wurden nun die ZnSe-Schichten der Struktur durch $\text{ZnS}_{0.06}\text{Se}_{0.94}$ -Schichten ersetzt. Der Aufbau eines solchen Bragg-Reflektors mit 22 Perioden ist in Abb. 5.10(a) zusammen mit dem in-situ Reflektometriesignal gezeigt. Das zugehörige Reflexionsspektrum in Abb. 5.11(a) zeigt eine rechteckige Form des Stopbandes mit einem maximalen Reflexionswert von 99,6% bei 526 nm und eine Stopbandbreite von 50 nm. Die mittels der Transfer-Matrix-Methode (siehe Anhang A) simulierte Kurve stimmt dabei in den wesentlichen Aspekten wie Stopbandbreite und spektrale Position der Seitenmaxima gut mit der Messung überein. Die Anpassung der Höhe der Seitenmaxima ist aufgrund von leichten Variationen der Schichtdicken erfahrungsgemäß schwierig. Der Kontrast des Brechungsindex beträgt in diesem Fall etwa 0,4 bei einer Wellenlänge von 520 nm. Die Analyse mittels HRXRD zeigt, dass die Struktur vollverspannt auf das GaAs-Substrat aufgewachsen ist (Abb. 5.12(b)), obwohl im $\omega - 2\theta$ -Scan der Abb. 5.12(a) sowohl das ZnS_{Se} als auch der nullte Satellitenreflex des SLs auf der rechten Seite (d.h. bei größeren Winkeln) des GaAs-Peaks liegen. Offensichtlich ist diese Abweichung im vorlie-

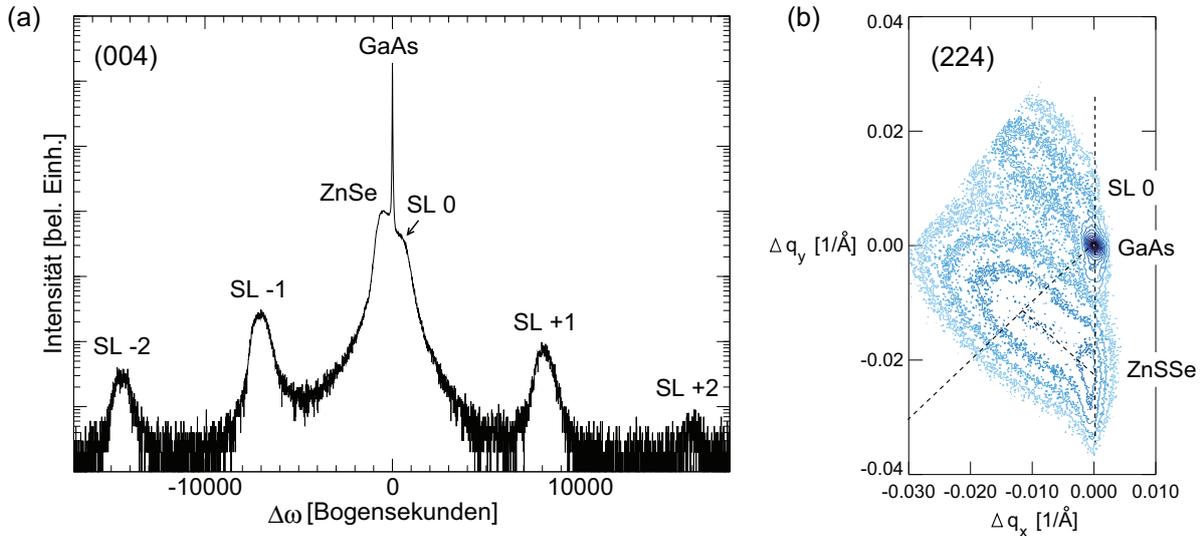


Abbildung 5.9: (a) $\omega - 2\theta$ -Scan des (004)-Reflexes für den Bragg-Reflektor aus Abb. 5.7(a). (b) entsprechende reziproke Gitterkarte des (224)-Reflexes, die Struktur ist zu einem wesentlichen Teil relaxiert (Messungen von Gabriela Alexe).

genden Fall in Bezug auf pseudomorphes Wachstum aber tolerabel und führt im Rahmen der gesamten Schichtdicke nicht zu einer Relaxation.

Eine exaktere Gitteranpassung der DBR-Strukturen kann erreicht werden, wenn sowohl die ZnSSe-Hochindexschichten als auch die Übergitter der Gitterkonstante des GaAs entsprechen. Im Fall der Übergitter ist eine genaue Justierung der Gitterkonstanten durch Beimischung von Cadmium in die ZnSe-Schichten möglich. Gleichzeitig kann die Dicke dieser ZnCdSe-Schichten reduziert und damit auch der Brechungsindex des Übergitters verringert werden. Das Reflexionsspektrum eines DBRs auf Basis von MgS/ZnCdSe-SLs mit 14 Bragg-Perioden ist zusammen mit der Simulation in Abb. 5.11(b) dargestellt. Der maximale Reflexionswert beträgt 99,6 % bei 522 nm und die Stopbandbreite 65 nm. Der erhöhte Indexkontrastes von 0,6 im Vergleich zu 0,4 des DBRs in Abb. 5.11(a) bewirkt eine deutliche Verbreiterung des Stopbandes von 50 nm auf 65 nm. Der $\omega - 2\theta$ -Scan des (004)-Reflexes der Struktur in Abb. 5.13(a) zeigt allerdings, dass der Cd-Gehalt von 33% in diesen Fall zu hoch ist. Der nullte Satellitenreflex und damit die mittlere Gitterkonstante des MgS/ZnCdSe-Übergitters liegt etwa 600 Bogensekunden linksseitig vom Substrat. Da außerdem ZnSe anstelle von ZnSSe als Hochindexmaterial verwendet wurde, ist die Struktur insgesamt relaxiert. Eine Eichkurve für die Abhängigkeit der mittleren Gitterkonstanten von MgS(1,9 nm)/ZnCdSe(0.6 nm)-Übergittern (relativ zum GaAs-Substrat) vom Cd-Gehalt der Schichten ist in Abb. 5.13(b) dargestellt. Eine optimale Anpassung ergibt sich bei einem Cd-Äquivalenzdruck von $BEP_{Cd}=1,38 \cdot 10^{-7}$ Torr bzw. einem Cd-Gehalt von etwa 15%.

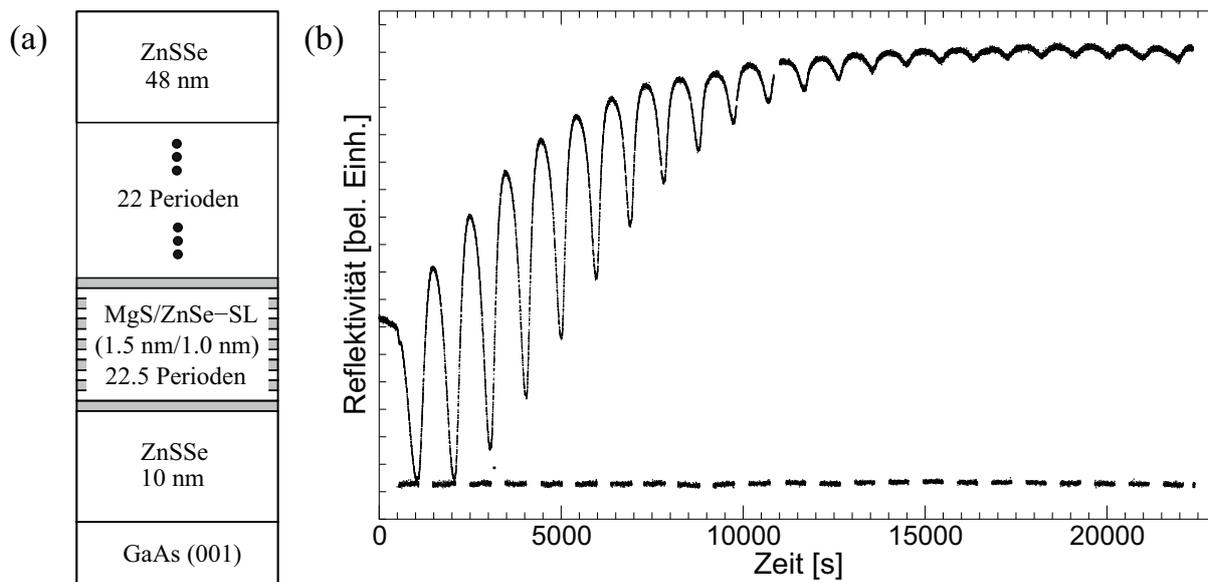


Abbildung 5.10: (a) Struktur eines Bragg-Reflektors mit ZnSSe als Hochindexmaterial und einem MgS/ZnSe-Übergitter als Niedrigindexmaterial. (b) Während des Wachstums in-situ aufgenommenes Reflektometriesignal ($\lambda = 520$ nm). Man beachte den veränderten Verlauf der Kurve im Bereich des ersten Bragg-Paares im Vergleich zu Abb. 5.7.

Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse konnten schließlich hochreflektive DBRs hergestellt werden, welche den blauen bis gelben Spektralbereich überdecken und vollverspannt auf das GaAs-Substrat abgeschieden werden können. Die Reflexionsspektren dieser Probenreihe sind in Abb. 5.14 gezeigt. Anhand der Form des Stopbandes für den blauen Bragg-Reflektor (Abb. 5.14(a)) im kurzwelligen Bereich lässt sich das Einsetzen der Absorption der ZnSSe-Schichten erkennen, welche hier das Erreichen hoher Reflektivitäten verhindert. Die Herstellung von hochreflektiven und strukturell hochwertigen Bragg-Reflektoren bilden die Grundlage für die in Kapitel 5.5 diskutierte Realisierung von VCSEL-Strukturen.

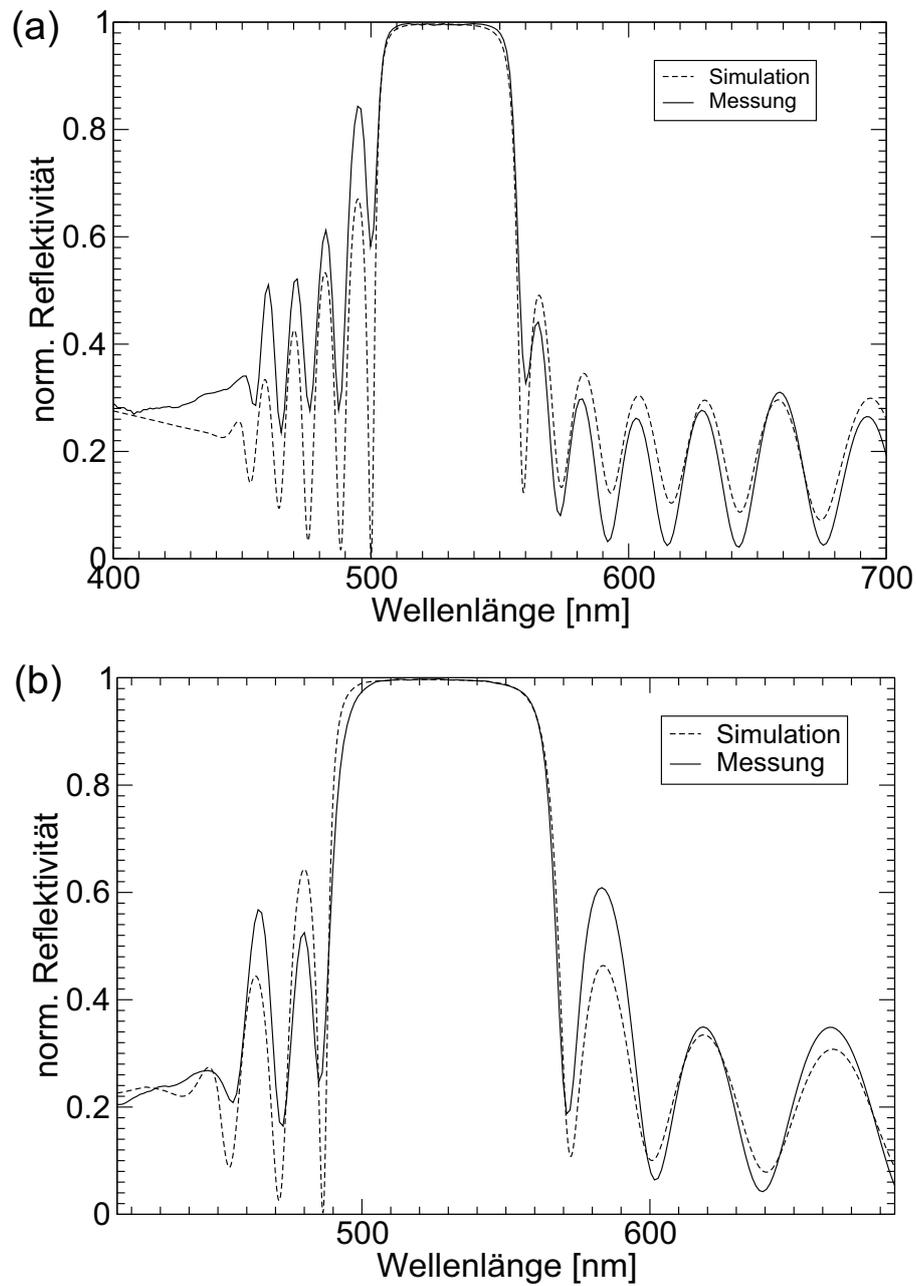


Abbildung 5.11: (a) Reflektivität des Bragg-Reflektors aus Abb. 5.10 aufgetragen über die Wellenlänge. Die maximale Reflektivität beträgt 99,6% bei einer Wellenlänge von 526 nm, die Stopbandbreite 50 nm und der Indexkontrast 0,4. (b) Reflektivität eines DBRs mit MgS/ZnCdSe-SL als Niedrigindexmaterial. Die maximale Reflektivität beträgt 99,6% bei einer Wellenlänge von 526 nm, die Stopbandbreite 65 nm und der Indexkontrast 0,6. Die Simulationen wurden mit Hilfe der Transfer-Matrix-Methode durchgeführt.

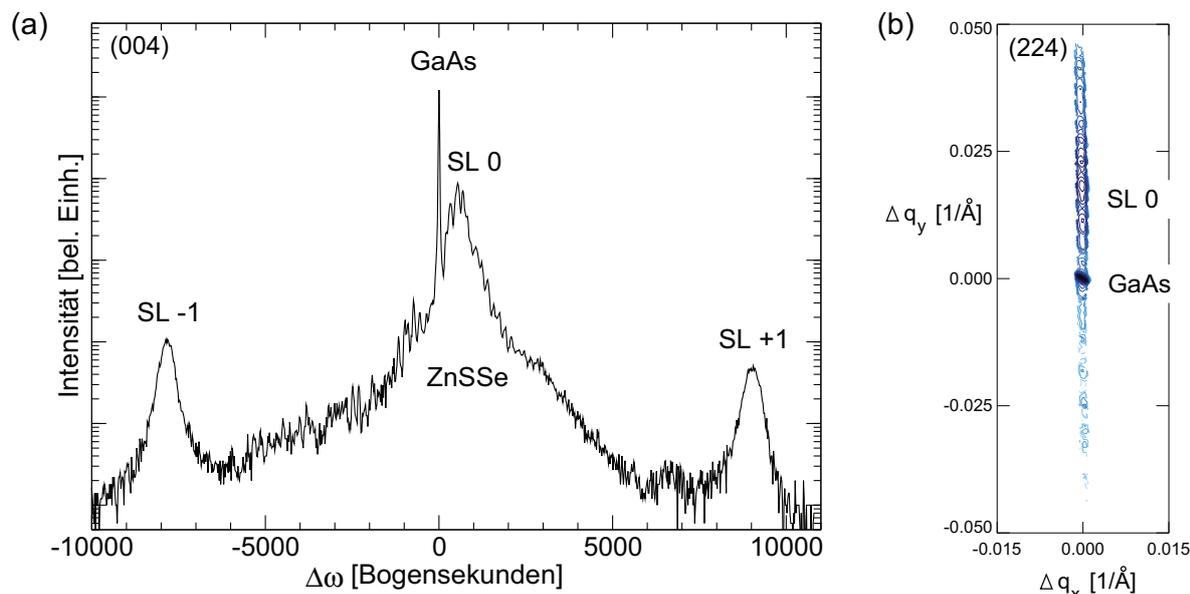


Abbildung 5.12: (a) $\omega - 2\theta$ -Scan des DBRs aus Abb. 5.11(a) mit ZnSse als Hochindexmaterial. (b) reziproke Gitterkarte des (224)-Reflexes. Die Peaks der einzelnen Schichten liegen auf einer vertikalen Linie, d.h. die Struktur ist vollverspannt (Messungen von Gabriela Alexe).

5.4 Wachstum von Mikroresonatoren

Ein Mikroresonator entsteht durch Einfügen einer Schicht mit der optischen Dicke des ganzzahligen Vielfachen einer halben Wellenlänge $d = n\lambda/2$ in die periodische Abfolge von Bragg-Spiegelpaaren. Auf diese Weise wird eine Kavität erzeugt, in welcher sich eine stehende elektromagnetische Welle ausbilden kann. Die Dicke der Kavität sollte dabei möglichst gering sein, um die Ausbildung von Leckmoden zu begrenzen. Die Kavitäten der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Resonatorstrukturen bestehen aus dem Hochindexmaterial Zn(S)Se, so dass unter Beachtung der Anschlussbedingungen für das Lichtfeld eine optische Dicke von mindestens λ nötig ist, um das Maximum des Feldes in der Mitte der Kavität, d.h. am Ort der aktiven Zone, zu positionieren (siehe Kap. 2.3, Abb. 2.7 (b)). Die Kavitätsresonanz erscheint dabei im Reflektionsspektrum als Einschnürung im Bereich der Stopbänder der beiden die Kavität umschließenden Bragg-Spiegel. Die Ausbildung dieser Resonanz kann während der Abscheidung mit Hilfe der Reflektometrie beobachtet werden.

Um das Wachstum von Mikroresonatoren auf Basis der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Bragg-Reflektoren (engl. DBRs, distributed Bragg reflectors) zu untersuchen, wurden zunächst Resonatoren ohne aktive Zone hergestellt. Dies erlaubt das Vermessen der Halbwertsbreite und Intensität der Kavitätsresonanz ohne eine mögliche Störung durch Absorbtionsprozesse des Quantenfilms. Abbildung 5.15(a) zeigt das Reflektometriesignal eines Resonators bestehend aus einem unteren DBR mit 17 Paaren, einer λ -Kavität und

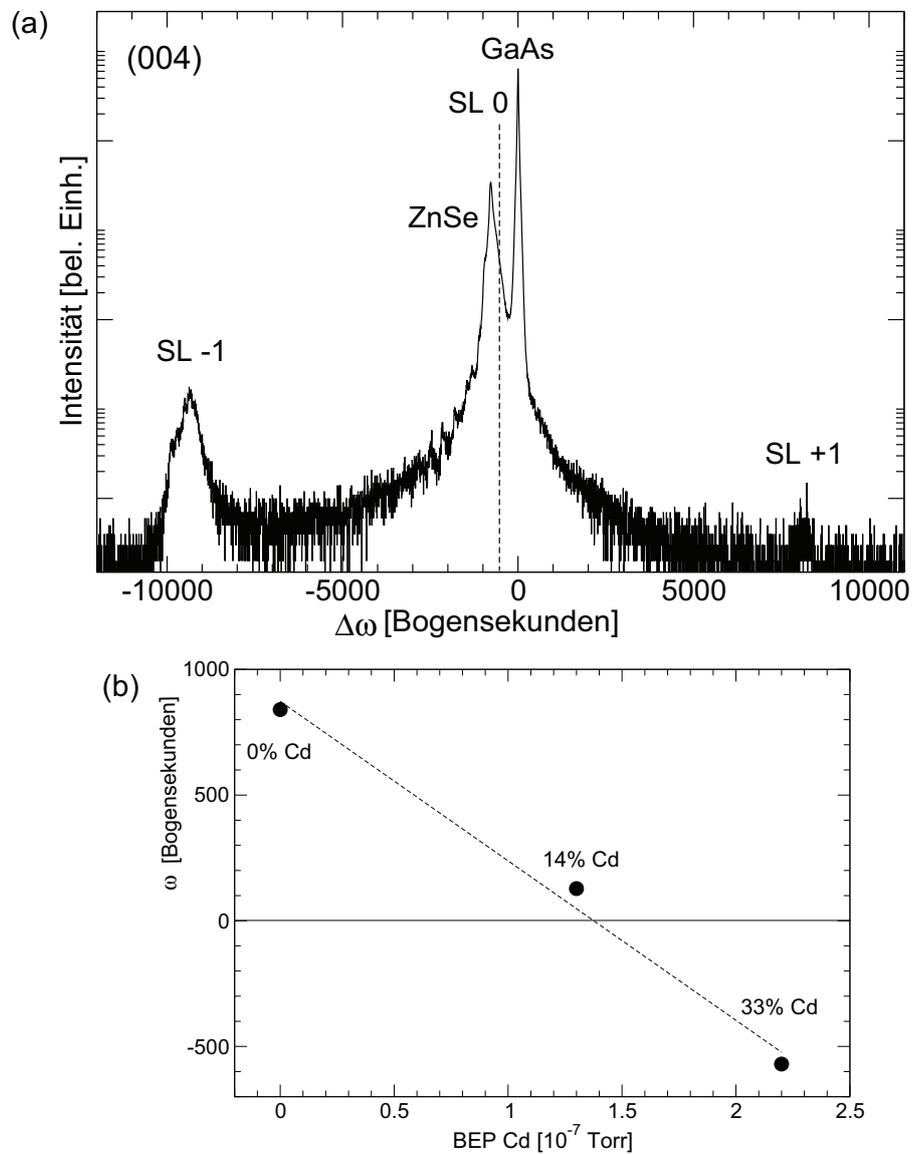


Abbildung 5.13: (a) $\omega - 2\theta$ -Scan des DBRs aus Abb. 5.11(b) mit MgS/ZnCdSe-SL als Niedrigindexmaterial, der Cadmium-Gehalt beträgt 33%. Die Struktur ist gemäß der Auswertung der reziproken Gitterkarte des (224)-Reflexes relaxiert (nicht gezeigt). (b) Abhängigkeit der mittleren Gitterkonstante eines MgS(1,9 nm)/ZnCdSe(0,6 nm)-Übergitters vom Cd-Gehalt der ZnCdSe-Schichten. Eine optimale Anpassung zum GaAs-Substrat wird bei einem Cd-Äquivalenzdruck von $1,38 \cdot 10^{-7}$ Torr erreicht.

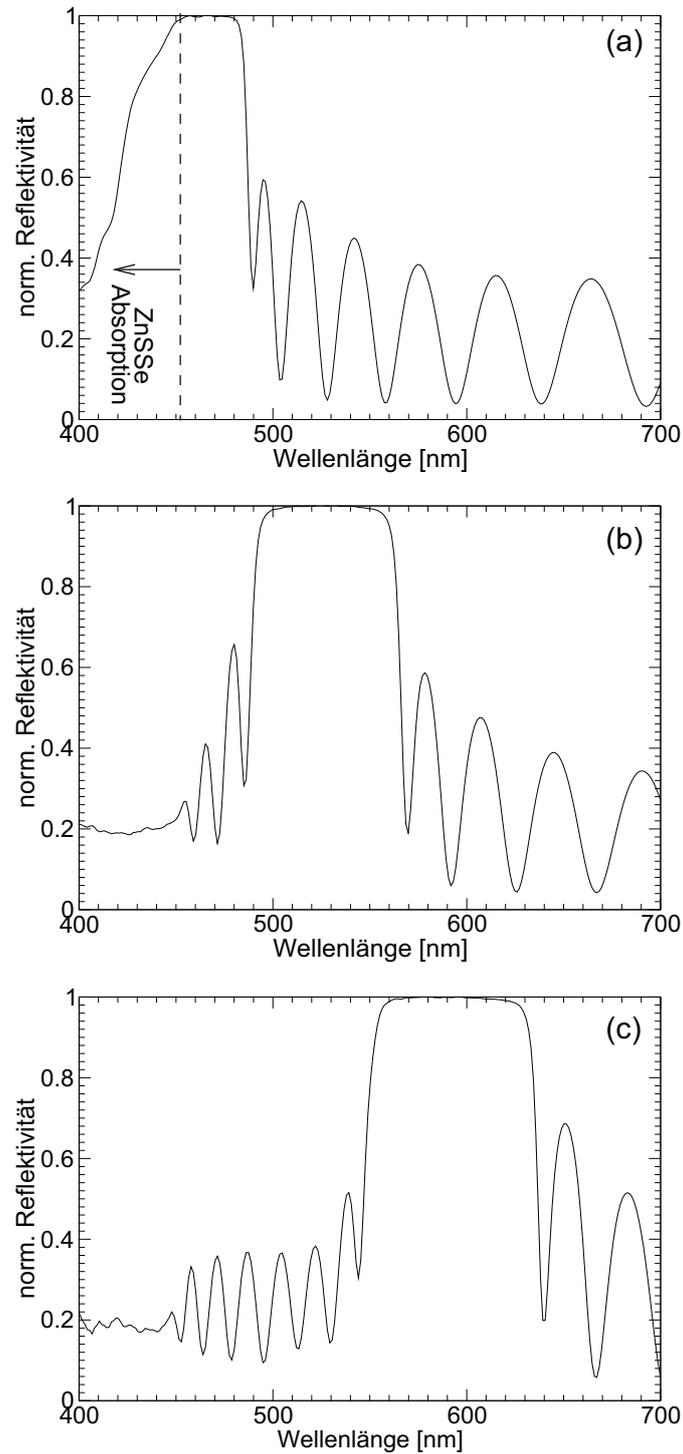


Abbildung 5.14: Bragg-Reflektoren mit Stopbändern für den blauen bis gelben Spektralbereich mit einem MgS(1,5 nm)/ZnCdSe(0,5 nm)-SL als Niedrigindexmaterial: (a) 17 Paare, SL 30,5 Perioden, $d_{ZnSSe} = 42,6$ nm, $\lambda_{max} = 480$ nm. (b) 16 Paare, SL 31,5 Perioden, $d_{ZnSSe} = 48$ nm, $\lambda_{max} = 572$ nm. (c) 17 Paare, SL 33,5 Perioden, $d_{ZnSSe} = 58$ nm, $\lambda_{max} = 600$ nm.

einem oberen DBR mit 6 Paaren. Um die Ausbildung der Kavitätsresonanz nachweisen zu können, wurde die Reflexion für drei verschiedene Wellenlängen aufgezeichnet. Die Wellenlängen von 500 nm und 530 nm wurden dabei so gewählt, dass sie an den äußeren Rändern des DBR-Stoppbandes liegen, wogegen das Signal bei 520 nm als Referenz zur manuellen Festlegung der Schichtdicke (Viertelwellenlänge) verwendet wurde. Der Wert von 520 nm stellt somit die Zielwellenlänge für das Reflexionsmaximum der DBRs und damit der Ausbildung der Kavitätsresonanz dar.

Deutlich sichtbar ist der Anstieg und die einsetzende Sättigung der Reflektivität für alle drei Wellenlängen bis zur Wachstumszeit von etwa 13400 Sekunden, ab welcher die Abscheidung der etwa 190 nm dicken Kavität beginnt. Darauf folgt eine kurze Wachstumsunterbrechung unter Se-Stabilisierung der Oberfläche (Signale bleiben zeitlich konstant), um ein Wachstumsrezept mit den aus den Reflektometriedaten gewonnenen Wachstumszeiten für die jeweiligen Schichten zu erstellen und zu starten. Dies ist notwendig, weil sich die Phase des Signals bei 520 nm während der Abscheidung des oberen DBRs mit zunehmender Dicke verändert und nicht mehr für die direkte Bestimmung der Viertelwellenlänge aus den Minima/Maxima-Positionen geeignet ist. Da aber nach etwa 10000 s Wachstumszeit (12. Spiegelpaar des unteren DBRs) die Wachstumsraten der Schichten ohnehin kaum noch Schwankungen unterliegen (aufgrund von Temperaturveränderungen), können für den oberen DBR nun konstante Zeiten für das Wachstum der Schichten angenommen werden.

Nach der Wachstumsunterbrechung erfolgt nun das Aufbringen des oberen Bragg-Spiegels, wobei die Reflektivitäten der Signale bei 500 nm und 530 nm nahezu konstant bleiben. Das Signal bei 520 nm dagegen sinkt aufgrund der sich ausbildenden Resonanz kontinuierlich ab. In Abbildung 5.15(b) ist die Reflexion dieses Resonators über der Wellenlänge gemessen bei Raumtemperatur gezeigt. Im Bereich hoher Reflexion zwischen 490 nm und 540 nm ist eine Resonanzlinie mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda = 8,6$ nm sichtbar, deren Minimum bei 514 nm liegt. Die Differenz von 6 nm bezüglich der Zielwellenlänge 520 nm erklärt sich aus der Veränderung der Brechungsindizes bei Abkühlung von Wachstumstemperatur ($T = 280^\circ\text{C}$) auf Raumtemperatur. Der vergleichsweise kleine Güte-Wert dieser Struktur von $Q = 60$ kann durch Erhöhung der Reflektivität des oberen Bragg-Spiegels, d.h. Aufbringen weiterer Spiegelpaare vergrößert werden.

Die Ergebnisse von TEM-Untersuchungen für die zu Abb. 5.15 gehörende Struktur ist in Abb. 5.16 gezeigt. Die hohe Qualität der MgS/ZnSe-Übergitter in der Struktur wird durch Abb. 5.16(b) dokumentiert. Die Vergrößerung mittels HRTEM in Abb. 5.16(c) lässt keine Einschlüsse von MgS in Kochsalzstruktur erkennen.

Bei der Abscheidung von mehr als 20 Bragg-Paaren mit einer Gesamtdicke von etwa $2 \mu\text{m}$ tritt eine verstärkte Stapelfehlerbildung in den Strukturen auf, welche auf der Oberfläche der Proben zu verstärktem Aufwachsen von kristallographisch orientierten Linienstrukturen führt (Abb. 5.17). Diese erhabenen Linienstrukturen treten je nach Probenort in unterschiedlicher Dichte auf (ohne Rotation bei Abscheidung), wie in Abb.5.17(a) und (b) zu erkennen und reduzieren die Reflektivität der Bragg-Reflektoren in entsprechender Weise. Wird dagegen die Probe während des Wachstums rotiert, sind die Linienstrukturen homogen verteilt, was auf einen starken Einfluss des II-VI-Flussverhältnisses auf die Defektbildung hindeutet. Der Bildungsprozess ist schematisch in Abb.5.17(c) gezeigt. An den

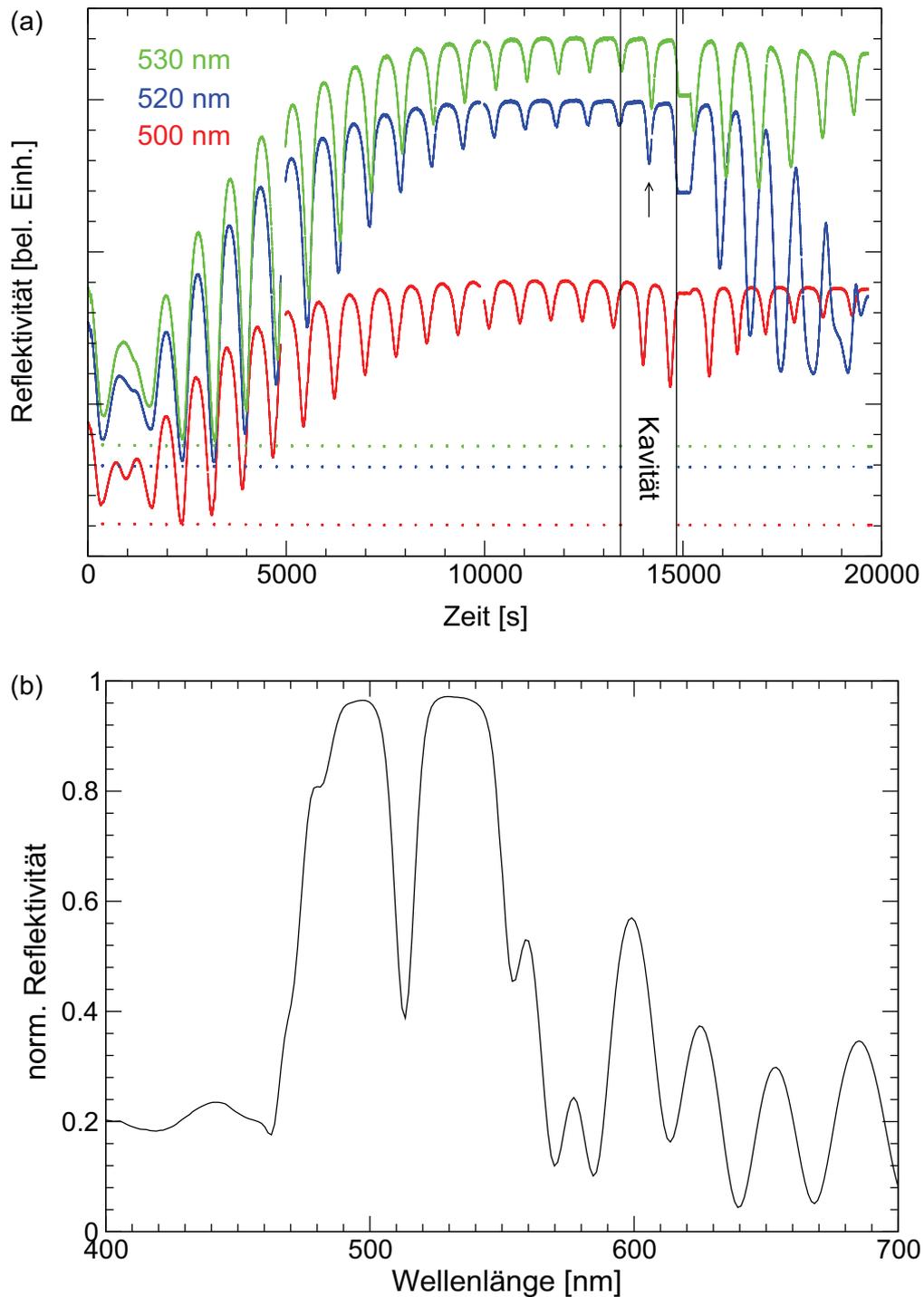


Abbildung 5.15: (a) In-situ Reflektometriesignale aufgenommen bei drei verschiedenen Wellenlängen für einen Mikroresonator ohne aktive Zone bestehend aus einem 17-Perioden-DBR (unten), einer λ -Kavität und einem 6-Perioden-DBR (oben). (b) Reflexionsspektrum bei Raumtemperatur. Deutlich sichtbar ist die lorentzförmige Resonanzlinie des Resonators bei 514 nm. Die Ausbildung der Linie zeigt sich in (a) im zeitlichen Verlauf des Referenzsignals bei 520 nm mit dem Absinken der Reflektivität nach dem Wachstum der Kavität, während die beiden anderen Signale näherungsweise konstant bleiben.

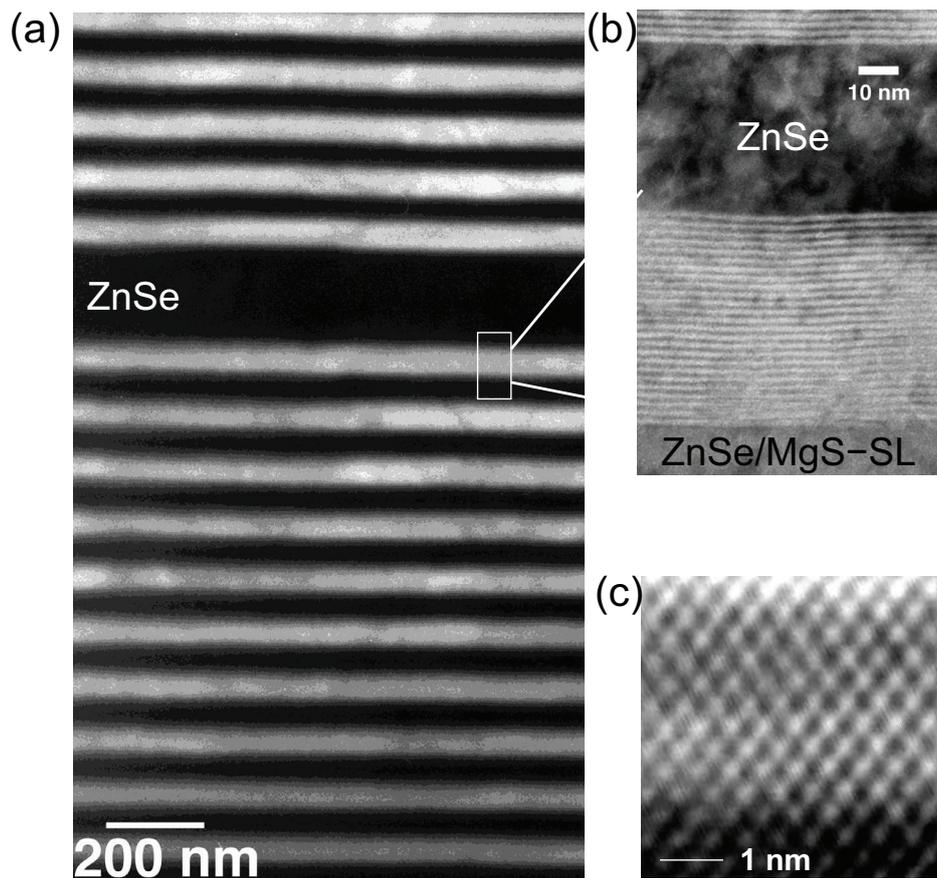


Abbildung 5.16: TEM-Querschnittsaufnahme eines Mikroresonators. (a) Übersicht. Die ZnSe-Schichten erscheinen dunkel und die MgS/ZnSe-Übergitter hell. (b) Vergrößerung eines Übergitters. (c) Hochauflösendes TEM-Bild von einzelnen MgS und ZnSe-Schichten des Übergitters (Bilder von Roland Kröger, Arbeitsgruppe Prof. Ryder).

Austrittslinien von Versetzungen tritt demnach ein preferentielles epitaktisches Wachstum auf. Diese makroskopische Oberflächendegradation lässt sich bisher auch bei gitterangepassten und vollverspannten Strukturen nicht vollständig vermeiden und ist nach wie vor Gegenstand von Wachstumsoptimierungen. Da allerdings für VCSEL Flächen von beispielsweise nur $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ benötigt werden, könnte auf einfache Weise durch eine entsprechende Vorstrukturierung des Substrats mit Hilfe des Trockenätzverfahrens CAIBE (engl. Chemical Assisted Ion Beam Etching) in diesen Bereichen relaxiertes und damit defektfreies Wachstum ermöglicht werden.

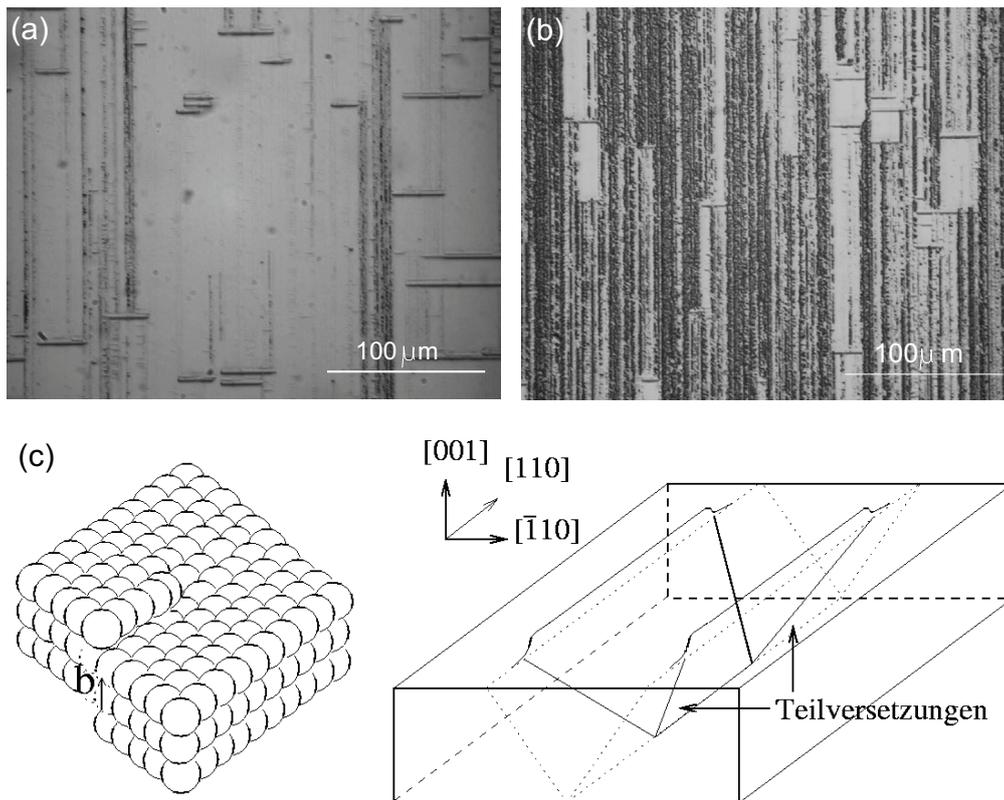


Abbildung 5.17: (a) und (b) Aufnahmen der Oberfläche einer VCSEL-Struktur aufgenommen mit einem optischen Mikroskop an verschiedenen Probenorten. (c) Links: Kristallbau einer Schraubenversetzung. Rechts: Entstehung der in (a) und (b) auftretenden Gleitstufen aus einer Paarung von Versetzungen (aus [48]).

5.5 Undotierte VCSEL

Die bezüglich des Wachstums von Bragg-Reflektoren und Mikrokavitäten gesammelten Erfahrungen konnten schließlich zur Realisierung von vollständigen VCSEL-Strukturen zu-

sammengefasst werden. Von entscheidender Bedeutung bei der Integration des aktiven Mediums in den Mikroresonator ist die präzise Abstimmung von Kavitätsresonanz und Verstärkungsmaximum, da eine ungenügende Anpassung eine erhöhte Schwellstromdichte zur Folge hat. Insbesondere muss bei der Wahl der Abscheidungsparameter beispielsweise für einen ZnCdSSe-Quantenfilm die spätere Operationstemperatur des VCSELS festgelegt werden, da die spektrale Lage von Kavitätsresonanz und Verstärkungsmaximum eine unterschiedliche Temperaturabhängigkeit aufweisen. Die Verschiebung der Emissionsenergie eines Quantenfilms folgt der Reduktion der Bandlücke des verwendeten Materials und kann durch die empirische Varshni-Beziehung [43] beschrieben werden, während die Verschiebung der Kavitätsresonanz von der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex bestimmt wird und daher weniger stark ausfällt. Die Energiedifferenz der Emission eines $\text{Zn}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{SSe}$ -QWs zwischen 0 K und RT beträgt erfahrungsgemäß mit 100 meV etwa das Vierfache des entsprechenden Wertes für die Kavitätsresonanz, welcher zu etwa 25 meV abgeschätzt werden kann. Um eine niedrige Schwellleistungsdichte zur Erzeugung stimulierter Emission unter optischer Anregung zu erhalten, wurde die erste VCSEL-Struktur für den Betrieb bei niedrigen Temperaturen um 10 K optimiert. Da für die in-situ-Bestimmung der $\lambda/4$ -Schichtdicken des Resonators eine Wellenlänge von 520 nm verwendet wurde, konnte die spektrale Lage der Kavitätsresonanz zu etwa 514 nm bei Raumtemperatur angenommen werden, wie im vorangegangenen Kapitel erläutert. Eine Abkühlung auf 10 K führt zu einer weiteren Blauverschiebung der Resonanz auf etwa 509 nm, d.h. der Cadmiumgehalt des ZnCdSSe-QWs musste gerade so gewählt werden, dass die Emission bei Tieftemperatur dieser Wellenlänge entspricht. Dies ist erfüllt, wenn die Raumtemperatur-Emission des Quantenfilms bei einer Wellenlänge von 530 nm liegt. Das PL-Spektrum einer Eichprobe mit einem ZnCdSSe-QW aufgenommen bei RT ist in Abb. 5.21(d) gezeigt. Der Quantenfilm wurde Gruppe-VI-reich gewachsen und zeigt bei Raumtemperatur eine intensive Lumineszenz mit einem Maximum bei 530 nm und einer Halbwertsbreite von 8,3 nm. Mittels HRXRD wurde der Cadmium-Gehalt zu 32% (bei einer vereinfachenden Annahme von 0% Schwefel) und die Dicke zu 3,65 nm bestimmt. Um eine größere Verstärkung zu erreichen, wurde in der VCSEL-Struktur ein 3-fach Quantenfilm diesen Typs verwendet, was die Emissionsenergie allerdings nicht beeinflussen sollte.

Der Aufbau des VCSELS wird in den TEM-Aufnahmen von Abb. 5.18 erkennbar. Abbildung 5.18(a) zeigt eine Übersicht der Struktur mit den 18,5 Spiegelpaaren des unteren DBRs, der λ -Kavität und den 16 Spiegelpaaren des oberen DBRs. Das ZnSSe-Material erscheint in diesen Bildern dunkel und das MgS/ZnCdSe-Übergitter hell. Die einzelnen MgS-Schichten (weiß) des Übergitters mit 24,5 Perioden sind in dem vergrößerten Ausschnitt Abb. 5.18(b) aufgelöst. Ein Fehler im Wachstumsrezept wird in Abb. 5.18(c) deutlich: Die drei Quantenfilme (dunkel) befinden sich offensichtlich nicht wie beabsichtigt in der geometrischen Mitte der Kavität, sodass der Überlapp zwischen aktiver Zone und der Amplitude des elektrischen Feldes (schematisch eingezeichnet) nicht optimal ist.

Diese Struktur wurde auf einem 1/4-2-Zoll-Substrat abgeschieden, wobei während des Wachstums wie bei allen bisher diskutierten Proben keine Rotation erfolgte. Dies liegt in dem stark verrauschten Signal der Reflektionsmessung bei Verwendung der Substratrotation begründet, welche keine präzise Bestimmung der Schichtdicken erlaubt. Da aber speziell

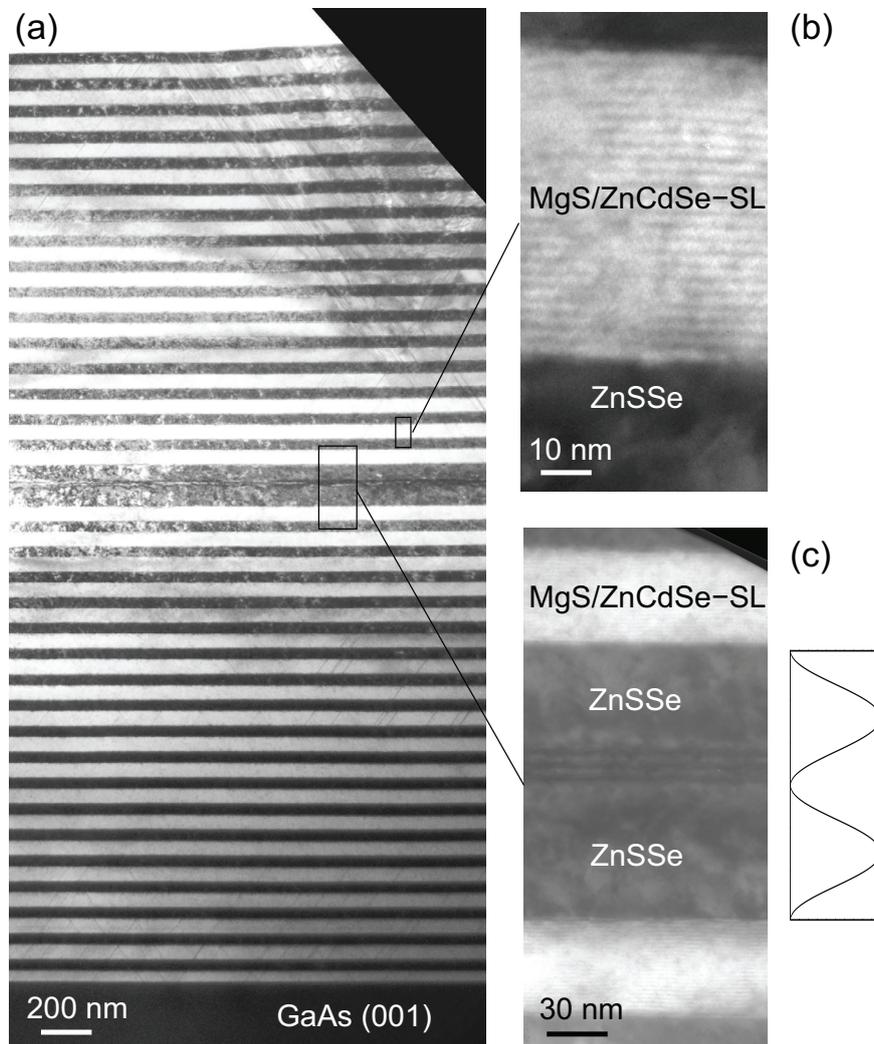


Abbildung 5.18: TEM-Aufnahmen der ersten VCSEL-Struktur, welche optisch gepumptes Lasing zeigt. Als Niedrigindexmaterial wurde ein MgS(1,9 nm)/ZnCdSe(0,6 nm)-SL verwendet. (a) Übersicht: Die ZnSSe-Schichten erscheinen dunkel und die MgS/ZnCdSe-Übergitter hell. (b) Vergrößerte Darstellung eines Übergitters. (c) Vergrößerung der Kavität mit den drei ZnCdSSe-Quantenfilmen. Aufgrund eines Fehlers im Wachstumsrezept liegen die QWs nicht symmetrisch in der Kavität. Am rechten Rand von (c) ist schematisch der Betrag des elektrischen Feldes im Bereich der Kavität dargestellt. Die Verschiebung der QWs in Bezug auf das Feldmaximum hat eine Erhöhung der Schwellleistungsdichte zur Folge (Bilder von Elena Roventa, Arbeitsgruppe Prof. Ryder).

für die ersten zehn bis zwölf Spiegelpaare eine in-situ-Anpassung nötig ist, wurde für diese erste Teststruktur auf die Rotation verzichtet. Bei einer optimierten VCSEL-Struktur (Diskussion im hinteren Teil des Kapitels) wurde aber auf Grundlage der hier gewonnenen Daten eine dynamische Anpassung der Substrattemperatur in das Wachstumsrezept integriert, sodass die Rotation zur Verbesserung der Homogenität eingesetzt werden konnte.

Die im Kapitel über das Wachstum von Mikroresonatoren beschriebene Problematik der makroskopischen Oberflächendegradation verursacht durch Stapelfehlerbildung trat auch bei der vorliegenden Probe in verstärktem Maße auf. Insbesondere im Zentrum des Substratviertels liegen die Strukturen auf der Oberfläche so dicht, dass eine Verwendung von Probenstücken aus diesem Bereich für optische Messungen nicht möglich war. Am Rand dagegen befinden sich Flächen mit einer vergleichsweise guten Oberflächenstruktur, welche insbesondere für die optische Charakterisierung geeignet sind. Die Existenz von Bereichen verschieden stark ausgeprägter Stapelfehlerbildung auf der gleichen Probe ermöglichte eine vergleichende Analyse mit HRXRD. Die aus $\omega - 2\theta$ -Scans und der Aufnahme von reziproken Gitterkarten des (224)-Reflexes gewonnenen Daten für die Bereiche mit hoher bzw. niedriger Stapelfehlerdichte sind in Abb. 5.19 dargestellt.

Ein Ausschnitt des Reflexionsspektrums des für die optische Charakterisierung verwendeten Probenstücks ist in Abb. 5.20 zusammen mit einer Simulation gezeigt. Es wurde mit Hilfe des Filmetrics-Reflektometers ex-situ bei Raumtemperatur aufgenommen, wobei der Messbereich auf der Oberfläche etwa 3 mm^2 beträgt. Aufgrund der geringen spektralen Auflösung des Gerätes von 1 nm ist die Kavitätsresonanz in der Messkurve nicht stark ausgeprägt. Die deutliche Abweichung der Messkurve vom Reflexionswert des Stopbandes in der Simulation ist auf die Streuung an den erwähnten Oberflächendefekten zurückzuführen. Die Inhomogenität der Schichtdicken über das Substratviertel führt dazu, dass die Kavitätsresonanz des Randstückes bei einer Wellenlänge von 500 nm und nicht wie angestrebt bei 514 nm liegt (RT). Daraus ergibt sich eine erhebliche Verstimmung zwischen der gewählten Emissionswellenlänge der ZnCdSSe-Quantenfilme und der Resonanz des Mikroresonators. Dennoch lässt sich bei optisch gepumpter Anregung mit ausreichender Leistung ein Schwellverhalten der Lumineszenzintensität im Temperaturbereich von $10 - 298 \text{ K}$ nachweisen, welche höchstwahrscheinlich auf das Einsetzen von stimulierter Emission zurückzuführen ist. Um zu erreichen, dass ein möglichst hoher Anteil der Lichtleistung im aktiven Gebiet des VCSELs absorbiert wird, wurde die Anregungswellenlänge mit 455 nm spektral in ein hochenergetisch neben dem Stopband befindliches Reflexionsminimum gelegt. Im Temperaturbereich von $10 - 200 \text{ K}$ wird so ausschließlich der ZnCdSSe-Quantenfilm angeregt, während ab etwa 200 K aufwärts auch im ZnSSe-Barrierenmaterial Elektron-Lochpaare erzeugt werden. Da in diesem Fall zusätzliche Ladungsträger aus den Barrieren in die QWs relaxieren können, wird allerdings ein quantitativer Vergleich zwischen der Anregungsserie bei 10 K und Raumtemperatur erschwert. Die planare VCSEL-Struktur wurde auf einer kreisförmigen Fläche mit einem Durchmesser von $500 \mu\text{m}$ (d.h. etwa $0,2 \text{ mm}^2$) angeregt und die Photolumineszenz unter senkrechtem Einfall detektiert (Versuchsaufbau siehe Abb. 4.5). Das Lasersystem erzeugt Pulse mit einer Halbwertsbreite von 4 ns , wobei die Wiederholungsrate auf 25 Hz eingestellt wurde.

Die Abb. 5.21 zeigt die Entwicklung ausgewählter Spektren bei Erhöhung der Anre-

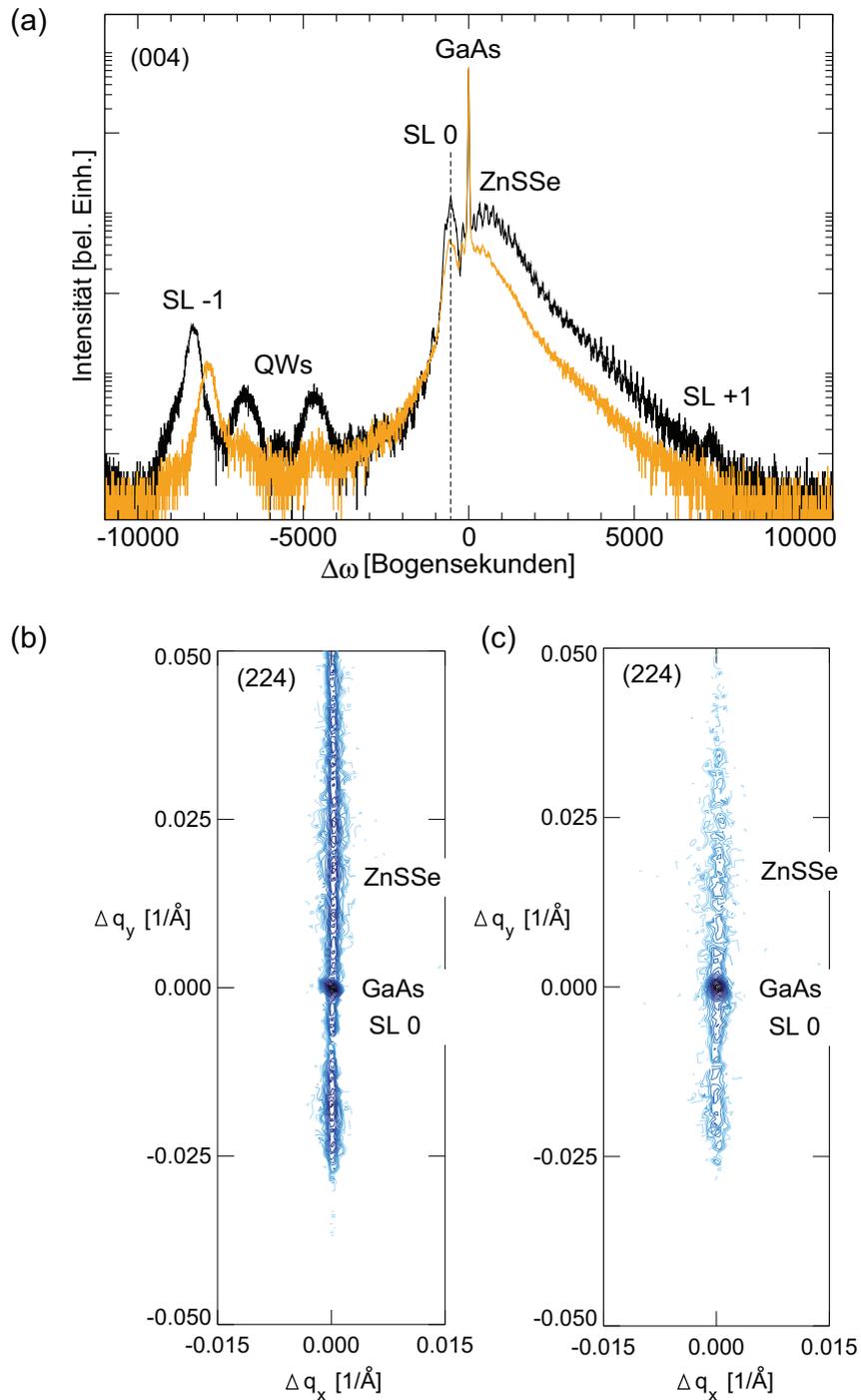


Abbildung 5.19: Ergebnisse der Untersuchungen der VCSEL-Struktur aus Abb. 5.18 mittels HRXRD: (a) $\omega - 2\theta$ -Scan von zwei Probenstellen mit unterschiedlicher Defektdichte, ähnlich der Abb. 5.17(a) und (b). Die obere Kurve entspricht dem Bereich mit geringer Defektdichte, die untere Kurve dem mit hoher Defektdichte. Die Signalhöhen für die Übergittersatelliten und insbesondere die Quantenfilme sind für den stärker gestörten Bereich der Probe deutlich reduziert. (b) Reziproke Gitterkarte für niedrige Defektdichten. (c) Reziproke Gitterkarte für hohe Defektdichten. Beide Strukturen sind vollverspannt, jedoch zeigt (c) einen erhöhten Anteil diffuser Streuung (Messungen von Gabriela Alexe)

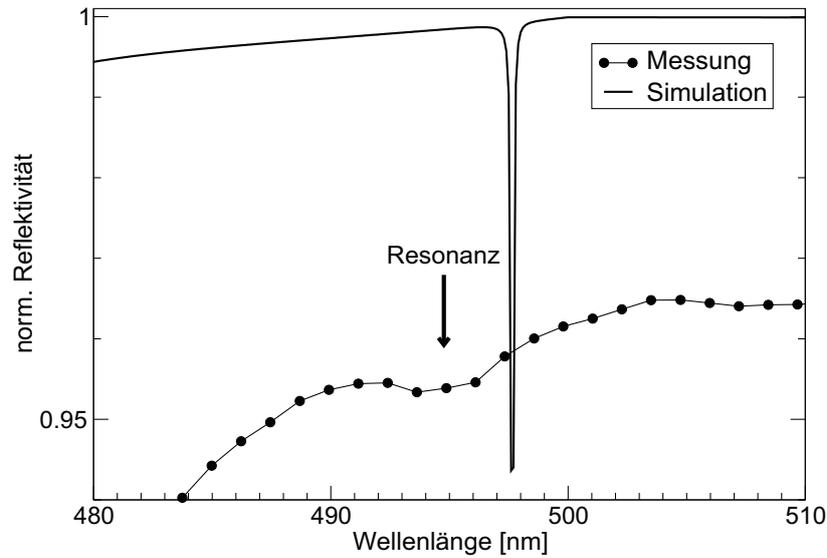


Abbildung 5.20: Ausschnitt des gemessenen Reflektionsspektrum für die VCSEL-Struktur aus Abb. 5.18 aus dem Bereich um die Kavitätsresonanz im Vergleich mit einer Simulation. Obwohl die Güte des VCSELs über $Q = 2000$ liegt (bestimmt aus der HWB der spontanen Emission), zeigt die Messung keine scharfe Resonanzlinie.

gungsleistungsdichte für die Temperaturen 10 K, 125 K und 290 K. Bei allen Spektren tritt ein nichtlinearer Anstieg einer Einzellinie mit einer Halbwertsbreite von etwa 0,25 nm (1 meV) oberhalb eines bestimmten Schwellwertes auf. Insbesondere bei den Spektren unterhalb 200 K sind eine Reihe weiterer Linien mit Abständen von 0,2 - 0,3 nm und vergleichbaren HWBs neben der jeweils dominanten Linie erkennbar, bei denen es sich wahrscheinlich um verschiedene transversale Moden handelt. Die Form der jeweiligen Spektren, d.h. die Intensität und Anzahl der Nebenlinien hängt dabei sehr sensitiv vom Probenort ab, d.h. möglicherweise wird die Ausbildung der Moden von den Oberflächenstrukturen oder Bereichen mit hoher Stapelfehlerdichte im Mikroresonator beeinflusst. Es könnten beispielsweise einige separate, durch Versetzungslinien oder -flächen abgegrenzte Mikroresonatoren gleichzeitig angeregt werden, deren Emission sich bei der ortsintegrierten Detektion überlagern. Das Auftreten von Vielfachmoden verbunden mit dem Anstieg der Linienbreite bei großflächiger Anregung einer unstrukturierten, planaren VCSEL-Struktur ist allerdings ein bekannter Effekt [130]. Die bei 290 K aufgenommene Anregungsserie ist besonders gleichförmig und praktisch frei von Nebenlinien, wobei die Hauptlinie noch aus mindestens drei Teilkurven mit Abständen von unter 0,1 nm ($\Delta E = 0,4$ meV) besteht. Hierbei handelt es sich wahrscheinlich auch um eine transversale Modenstruktur. Anhand der Linienbreite unterhalb der Schwelle, d.h. der spontanen Emission kann der Q -Wert zu $\lambda/\Delta\lambda = 2000 - 2500$ abgeschätzt werden. Dies entspricht etwa dem Wert der Simulation, welcher in Abb. 5.20 abgelesen werden kann. Die Halbwertsbreite des Quantenfilmes der Referenzprobe beträgt bei Raumtemperatur 8,2 nm (Abb. 5.21(d)), sodass die Integration

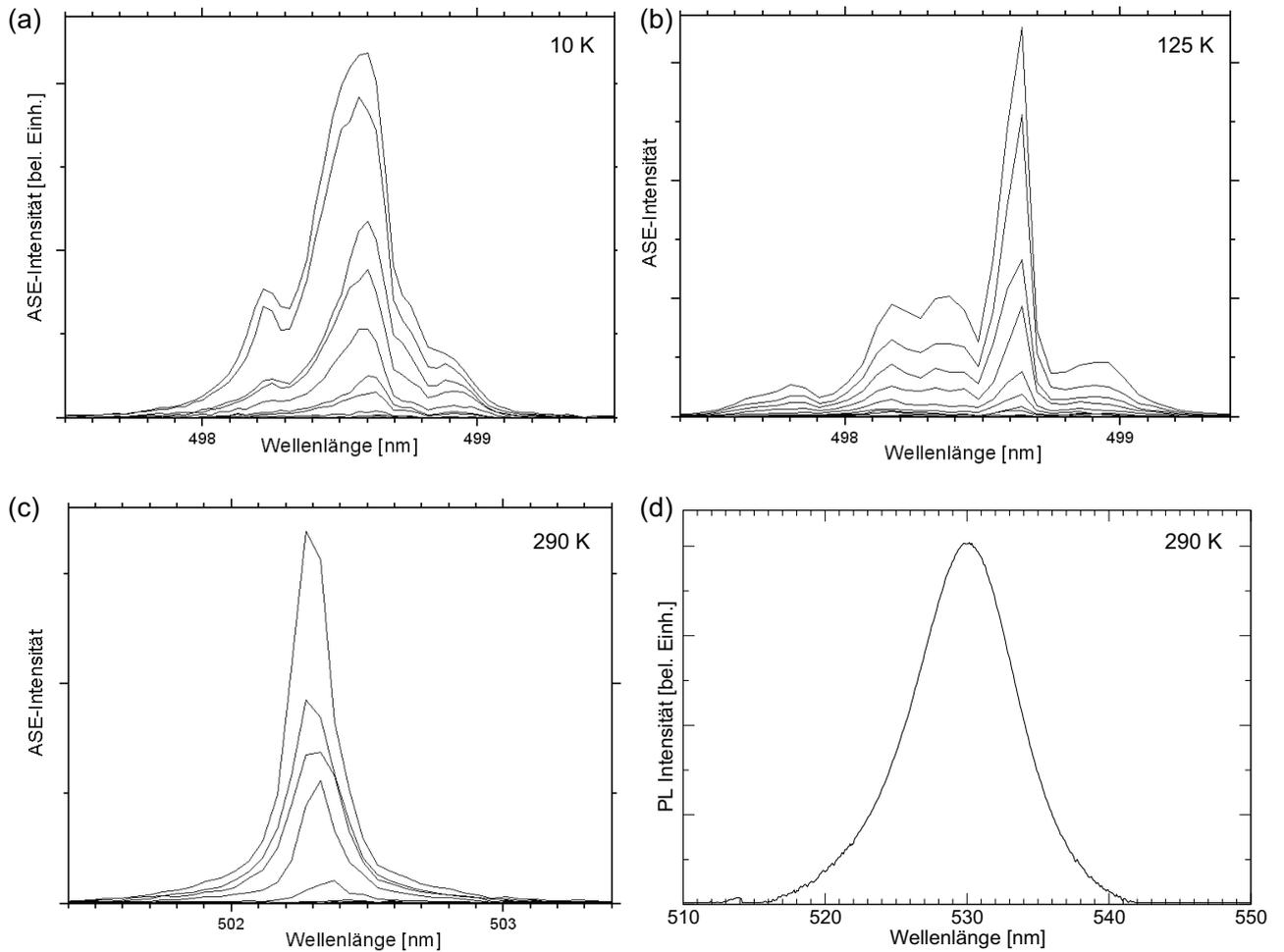


Abbildung 5.21: Photolumineszenzspektren des VCSELs aus Abb. 5.18 unter steigender Anregungsdichteleistung für (a) $T=10$ K, (b) $T=125$ K und (c) $T=290$ K (Messungen von Sven Marcus Ulrich, Arbeitsgruppe Prof. Gutowski). (d) PL-Spektrum einer Probe mit einem Referenz-QW unter Niedranregung bei $T=290$ K (Messung Carsten Kruse). Man beachte die veränderte Wellenlängenskala von (d) im Vergleich zu (a) - (b). Die Linienbreite der Emission des QWs im VCSEL ist bei $T=290$ K um den Faktor 30 reduziert.

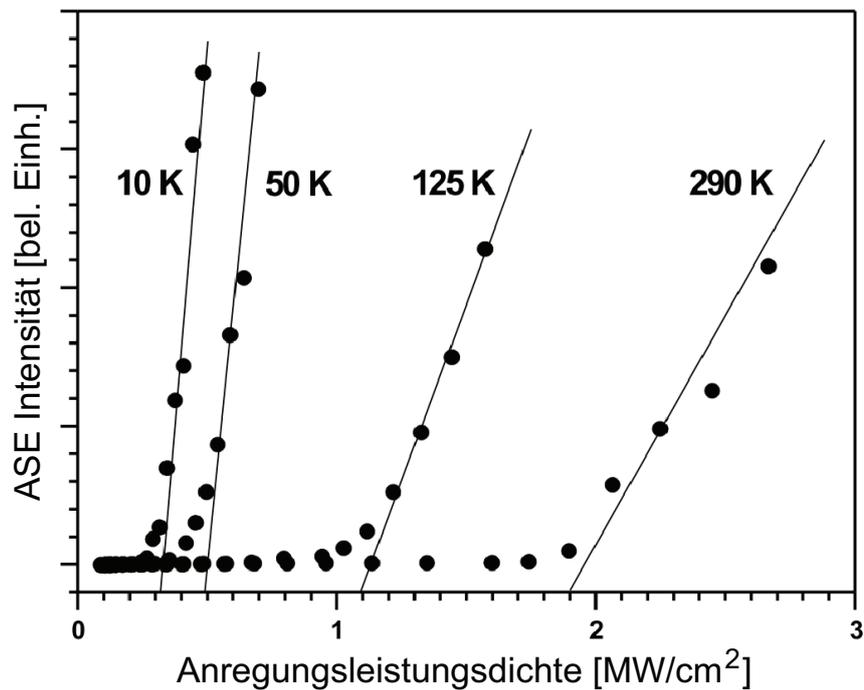


Abbildung 5.22: Aus den Daten der Abb. 5.21 durch Integration der Intensität gewonnene Schwellkurven. Die Schwelldichte steigt beim Übergang von Tieftemperatur (10 K) auf Raumtemperatur um den Faktor 6 von $0,32 \text{ MW/cm}^2$ auf $1,90 \text{ MW/cm}^2$ (Messungen von Sven Marcus Ulrich, Arbeitsgruppe Prof. Gutowski).

in den Mikroresonator eine Reduktion um mehr als den 30-fachen Wert bewirkt.

Die über alle Linien spektral integrierte Intensität aufgetragen über der Anregungsleistungsdichte für verschiedene Temperaturen ist in Abb. 5.22 dargestellt. Für alle Temperaturen zeigt sich ein Schwellverhalten mit Schwellleistungsdichten von $0,32 \text{ MW/cm}^2$ (10 K), $0,49 \text{ MW/cm}^2$ (50 K), $1,09 \text{ MW/cm}^2$ (125 K) und $1,90 \text{ MW/cm}^2$ (290 K). Dabei reduziert sich die Steigung dI/dP im linear angepassten Bereich oberhalb der Schwellen mit steigender Temperatur, was wahrscheinlich auf thermische Effekte zurückzuführen ist.

Um die Temperaturabhängigkeit der spektralen Positionen von Stoppband und Kavitätsresonanz zu untersuchen, wurden Reflexionsmessungen an der VCSEL-Struktur vorgenommen (Abb. 5.23(a)). Dazu wurde eine Hg-Dampflampe verwendet, welche ein breites Weißlichtspektrum im relevanten Spektralbereich zwischen 400 - 650 nm zur Verfügung stellt. Die Kurven wurden auf die Intensität der Lampe normiert, jedoch nicht auf einen Reflexionsstandard (z.B. Ag-Spiegel), sodass der Reflexionswert des Stoppbandes nicht konstant verläuft. Trotz der erhöhten Auflösung des verwendeten Spektrometers im Vergleich zum Filmetrics F30 Gerät ist die Kavitätsresonanz auch hier nur als sehr schwache Einkerbung im Stoppband zu erkennen, die Ursache hierfür ist derzeit noch unklar. Daher

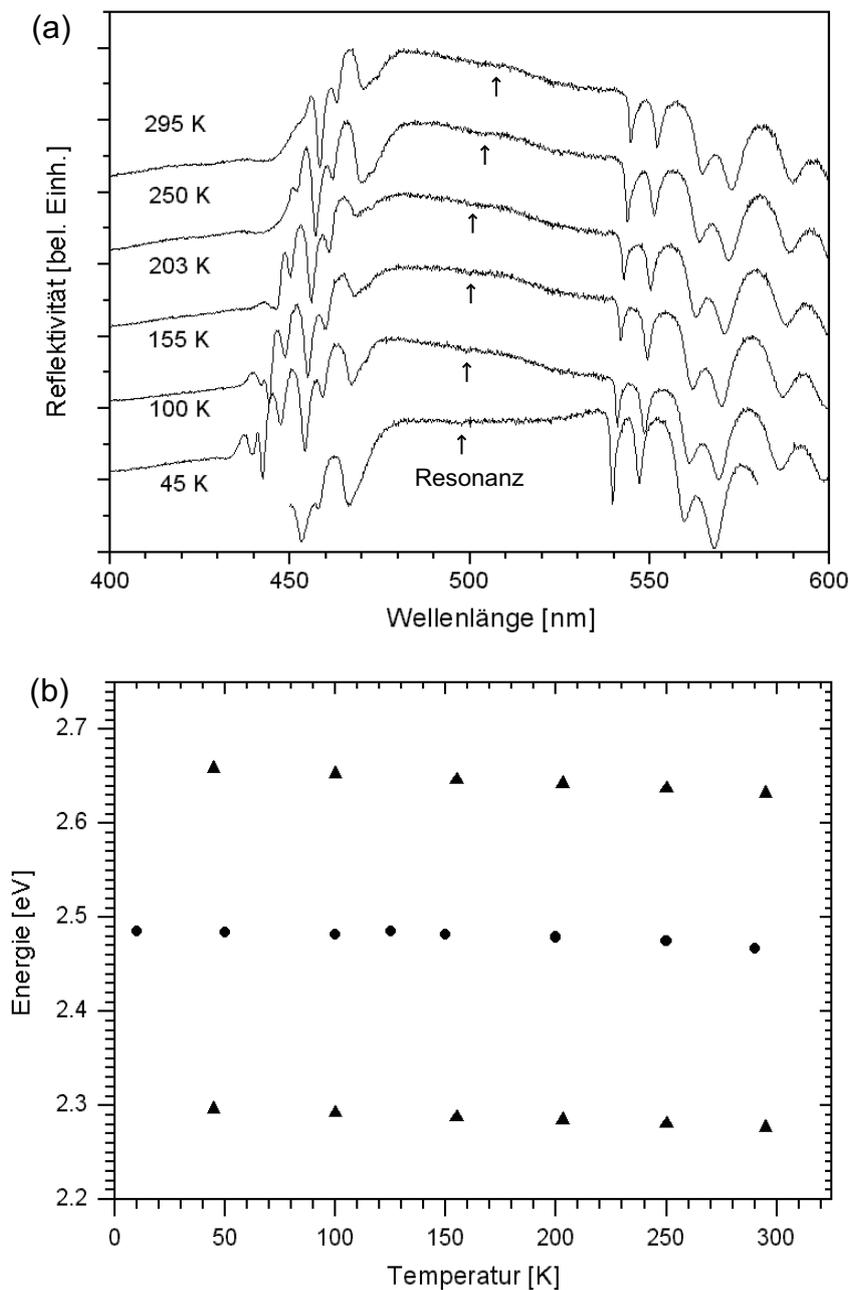


Abbildung 5.23: (a) Nicht-normiertes Reflektionsspektrum des VSCELs aus Abb. 5.18 für verschiedene Temperaturen. Die Pfeile zeigen die Position der nur schwach ausgeprägten Resonanzlinie. (b) Hoch- bzw. niederenergetische Kante des Stopbandes (Dreiecke) sowie die PL-Emissionsenergie (Kreise) in Abhängigkeit der Temperatur. Die Energieverschiebung bis Raumtemperatur beträgt mit 18,5 meV nur ein Viertel der Energieverschiebung eines Referenz-QWs ohne Mikroresonator (Messungen von Sven Marcus Ulrich, Arbeitsgruppe Prof. Gutowski).

lässt sich die Halbwertsbreite der Resonanz und damit der Q-Wert der Resonatorstruktur aus diesen Messungen nicht verlässlich bestimmen. Die Auswertung der Daten ist in Abb. 5.23(b) dargestellt, wobei die Dreiecke die hoch- bzw. niederenergetische Kante des Stoppbandes und die Kreise die Emission des VCSELS repräsentieren. Die energetische Verschiebung von Stoppband und PL-Emission beträgt zwischen 10 K und Raumtemperatur nur etwa 18 meV im Vergleich zu 76 meV für den Referenz-QW ohne Mikroresonator. Dieser Umstand wird aber klar, wenn man bedenkt, dass das aktive Gebiet im Fall des Mikroresonators nur in die zur Verfügung stehende Mode, d.h. die Kavitätsresonanz emittieren kann. Deren energetische Lage wird aber durch die Temperaturabhängigkeit der Brechungsindizes der beteiligten Materialien bestimmt (nicht durch die Varshni-Beziehung wie im Falle der Bandlücke eines Materials) und fällt damit um einen Faktor vier bis fünf geringer aus, d.h. die Emission wird effektiv in vertikaler Richtung geführt (Filterwirkung des Mikroresonators). Die Messungen bestätigen also die für einen VCSEL typische reduzierte Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Temperatur.

Etwas widersprüchlich ist dagegen die Temperaturabhängigkeit der QW-Referenzprobe ohne Mikroresonator, da die gemessene Verschiebung von 76 meV deutlich von jenen etwa 100 meV abweicht, wie sie üblicherweise für einen ZnCdSSe-Quantenfilm mit einem Cd-Gehalt von 30% gemessen wird. Dies umso mehr, da sogar der Wert für die Energieverschiebung von binärem CdSe zwischen 10 K und RT von 80 meV unterschritten wird (ZnSe: 130 meV). Die Ursache hierfür muss in weiteren Untersuchungen geklärt werden.

Da bei der hier diskutierten ersten VCSEL-Teststruktur sowohl die Anpassung von Kavitätsresonanz und PL-Emission als auch die geometrische Lage der drei Quantenfilme ungenügend ist, sollte die Schwellleistungsdichte für einen optimierten VCSEL deutlich geringer ausfallen. Dies konnte mit der Realisierung der folgenden Struktur belegt werden. Um das Verstärkungsmaximum des aktiven Gebietes des VCSELS zu bestimmen, wurde vorab eine Referenzprobe hergestellt, in welcher sich der 3-fach QW in einem typischen ZnSSe-Wellenleiter umgeben von ZnMgSSe-Mantelschichten [16] befindet. Diese Messungen wurden in der Arbeitsgruppe Halbleiteroptik (Prof. Gutowski) von B. Brendemühl mittels der variablen Strichlängenmethode durchgeführt. Die für drei Anregungsleistungsdichten bei Raumtemperatur aufgenommenen Verstärkungskurven sind in Abb. 5.24(a) gezeigt. Ab einem Anregungswert von $1,05 \text{ MW/cm}^2$ übersteigt die Verstärkung des aktiven Gebietes die Absorptionsverluste in der Struktur und die stimulierte Emission wird dominant, d.h. die modale Verstärkung wird positiv. Bei einer Erhöhung der Anregungsleistungsdichte auf 3 MW/cm^2 kommt es zu einer Blauverschiebung des Verstärkungsmaximums von 2,385 eV (519,5 nm) auf 2,393 eV (517,7 nm) aufgrund von Bandrenormalisierung und Fülleffekten. Die Abhängigkeit der ASE-Intensität von der Anregungsleistungsdichte ist in Abb. 5.24(b) dargestellt, wobei sich aus dem Schnittpunkt der beiden Anpassungsgeraden der Schwellwert von $1,05 \text{ MW/cm}^2$ ergibt.

Auf Grundlage dieser Daten wurde bei der Herstellung der folgenden VCSEL-Struktur versucht, die Kavitätsresonanz möglichst genau auf die Emissionwellenlänge der Quantenfilme abzustimmen. Außerdem wurde sichergestellt, dass sich die QWs in der geometrischen Mitte der Kavität befinden. Zu Zwecken der Vergleichbarkeit wurde für diese Probe der gleiche Aufbau wie für die zu Beginn des Kapitels diskutierte gewählt. Anstelle eines Sub-

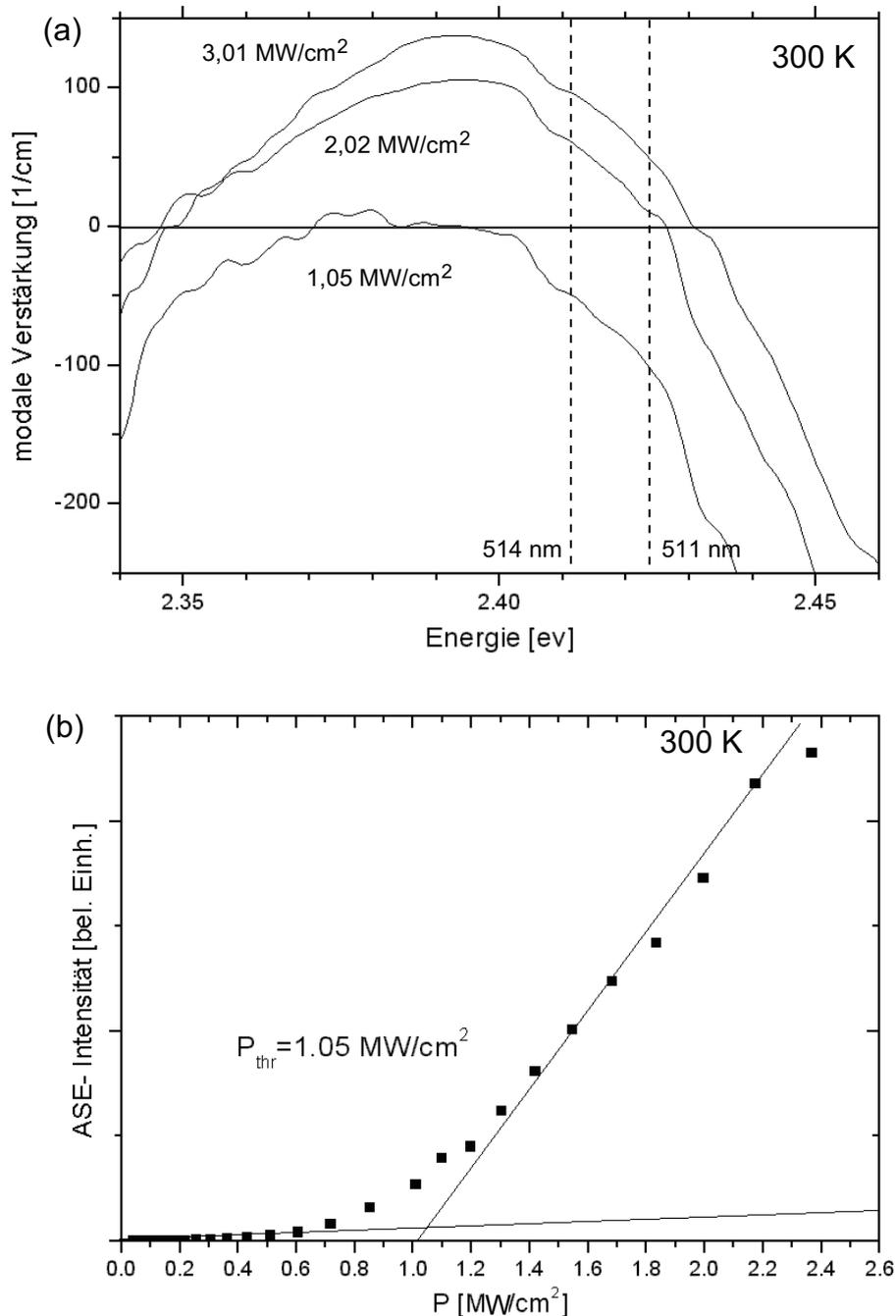


Abbildung 5.24: (a) Verstärkungsmessung an einer Probe mit ZnMgSSe-Wellenleiter und 3-fach Referenz-QW. Bei einer Anregungsdichteleistung von 1,05 MW/cm² setzt Verstärkung ein. Die Emissionwellenlänge der späteren VCSEL-Struktur bei 511 nm ist als gestrichelte Linie eingezeichnet, d.h. die Anpassung an das Verstärkungmaximum ist noch nicht optimal. (b) Intensität der Emission in Abhängigkeit der Anregungsleistungsdichte (Messungen von Bernd Brendemühl, Arbeitsgruppe Prof. Gutowski).

stratviertels wurde in diesem Fall allerdings ein vollständiges 2-Zoll-Substrat sowie eine Substratrotation von 45 U/min verwendet. Die Substratrotation wurde dann während des Wachstums der Kavität angehalten, um so aufgrund der Flussinhomogenitäten eine Variation der Dicke dieser Schicht zu erreichen (keilförmige Kavität). Auf diese Weise kann die energetische Lage der Resonanz relativ zum Stopband durchgestimmt werden, was die optische Charakterisierung erleichtert. Auf einer über die Substratscheibe gemessenen Strecke von 20 mm ergibt sich daraus eine Verschiebung der Kavitätsresonanz von 514 nm auf 508 nm bei Raumtemperatur, wie Reflexionsmessungen ergaben.

Für die optischen Pumpexperimente konnte diesmal ein Probenstück aus der Mitte des Substrats verwendet werden, bei welcher die Schichtdicken der Bragg-Spiegelpaare die Bedingung der Viertelwellenlänge am besten erfüllen, d.h. der Q-Wert des Resonators maximal ist. Das Emissionsspektrum dieser VCSEL-Struktur für steigende Anregungsleistungsdichten bei Raumtemperatur ist in Abb. 5.25(a) gezeigt. Die oberhalb der Schwelle dominante Linie liegt bei einer Wellenlänge von 511,1 nm, wobei im Abstand von etwa 0,08 nm ($\Delta E = 0,3$ meV) auf der kurzwelligen Seite zwei weitere Linien auftreten. Aus der Halbwertsbreite des Spektrums unterhalb der Schwelle (spontane Emission) von 0,16 nm lässt sich ein Q-Wert von etwa 3200 für diese Struktur ableiten. Der Schwellwert für diesen VCSEL liegt gemäß Abb. 5.25(b) mit 21 kW/cm² um einen Faktor 50 unter dem des als Referenz verwendeten Kantenemitters und einen Faktor 90 unter dem der ersten VCSEL-Teststruktur. Für die Vermessung des VCSELs an einer Probenstelle, an welcher die Kavitätsresonanz bei 514 nm liegt, ist gemäß der Verstärkungskurve in Abb. 5.24(a) eine weiter reduzierte Schwelleistungsdichte zu erwarten. Systematische Messungen unter Variation des Probenortes werden demnächst durchgeführt. Insgesamt wurde bei der Anpassung von VCSEL-Resonanz und QW-Emission das Verstärkungsmaximum erneut nicht optimal getroffen, so dass für verbesserte Strukturen nochmal eine deutliche Reduktion des Schwellwertes abzusehen ist. Die vorliegenden Daten zeigen aber ohne Zweifel die Leistungsfähigkeit der im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Resonatorstrukturen, welche nun auf zukünftige VCSEL-Strukturen mit elektrischer Injektion zu übertragen ist.

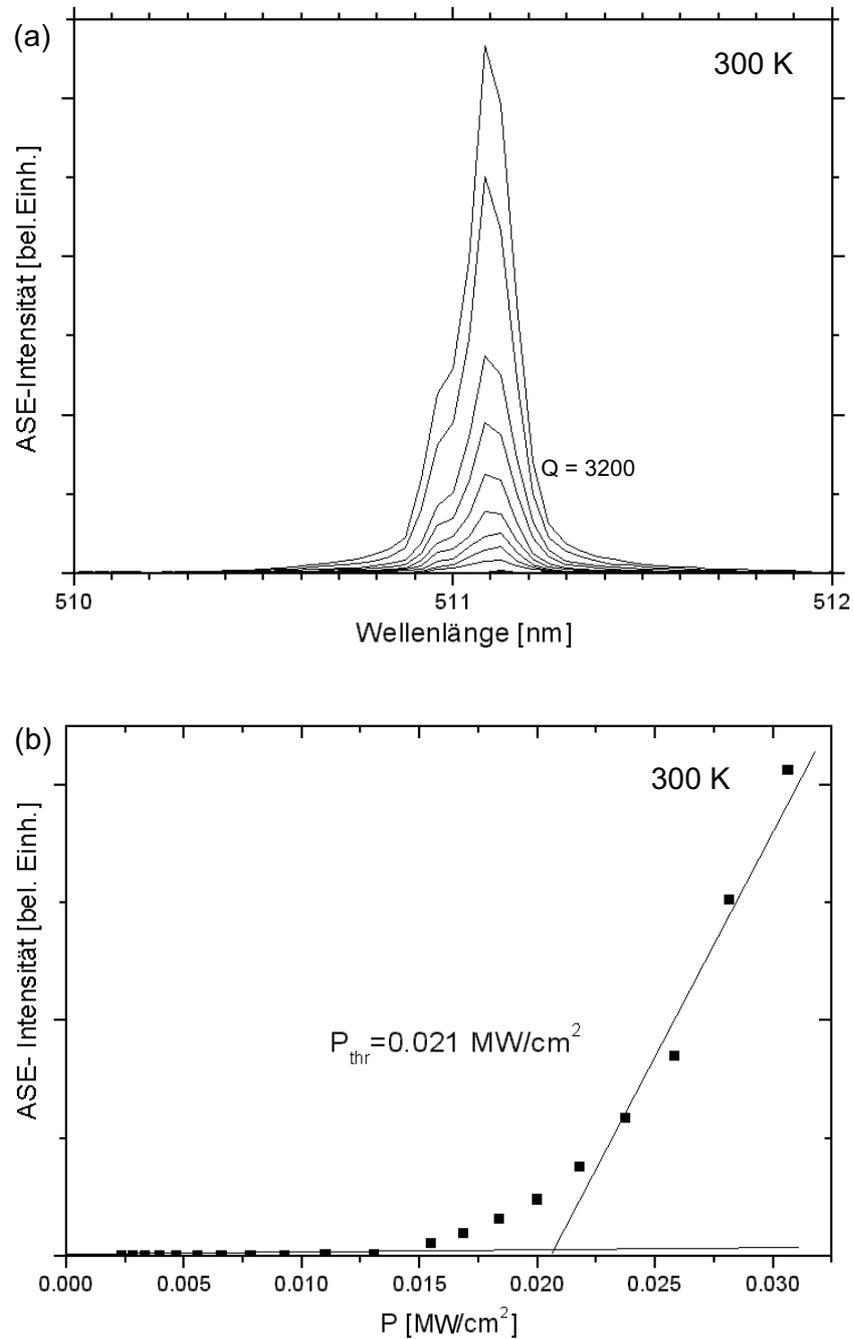


Abbildung 5.25: (a) PL-Spektren einer optimierten VCSEL-Struktur unter steigender Anregungsleistungsdichte bei Raumtemperatur. Die Güte des Resonators beträgt $Q = 3200$. (b) Entsprechende Schwellkurve. Die Schwellleistung beträgt $0,021\text{ MW}/\text{cm}^2$ und ist damit um einen Faktor 50 niedriger als der Wert für die Kantenemitter-Referenzprobe aus Abb. 5.24 (Messungen von Bernd Brendemühl, Arbeitsgruppe Prof. Gutowski).

5.6 Kavitätspolariton

Durch präzise Abstimmung des Verstärkungsmaximums der aktiven Zone eines VCSELs auf die Kavitätsresonanz lässt sich die Schwellstromdichte des Bauelementes minimieren. Bei geringen Anregungsleistungsdichten, d.h. weit unterhalb der Laserschwelle, tritt in diesem Fall im Reflexionsspektrum anstatt einer einzelnen lorentzförmigen Resonanzlinie ein Linienpaar auf. Dieser Effekt wird der starken Kopplung zwischen der photonischen Resonanz des Resonators und der exzitonischen Resonanz beispielsweise des Quantenfilms in der Struktur zugeschrieben, welche zu einer quantenmechanischen Aufspaltung führt (siehe Kap. 2.6).

Bei den VCSEL-Proben mit hoher Resonatorgüte ($Q = 2000 - 3000$), welche für die im vorangegangenen Kapitel beschriebenen optischen Pumpexperimente verwendet wurden, konnte die entsprechende Resonanzlinie allerdings nicht ausreichend aufgelöst werden. Dies war jedoch bei einer Struktur mit geringerem Q -Wert möglich, bei welcher der VCSEL aus einem unteren DBR mit 22,5 Perioden, einem ZnCdSSe-QW sowie einem oberen DBR mit 10 Perioden bestand (Indexkontrast 0,4). Die gemessene Reflexionskurve des Stopbandes im Bereich der Resonanzlinie sowie der theoretisch zu erwartende Verlauf für diese Struktur ist in Abb. 5.26 dargestellt. Die simulierte Resonatorgüte liegt bei $Q = 840$, während der reale Wert mit $Q = 100$ deutlich kleiner ausfällt. Dies liegt an der Tatsache, dass wegen der makroskopischen Oberflächendegradation nur ein Randstück des Substratviertels verwendet werden konnte, bei welchem aufgrund der Flussinhomogenität die Schichtdicken nicht exakt dem Äquivalent der Viertelwellenlänge entsprechen. Die damit verbundene Blauverschiebung der Kavitätsresonanz von 514 nm auf 495 nm führt außerdem zu einer deutlichen Verstimmung bezüglich des PL-Maximums des Quantenfilms. Das PL-Spektrum der QW-Referenzprobe ist ebenfalls in Abb. 5.26(a) gezeigt, mit einem Maximum bei einer Wellenlänge von 519 Nanometern. Insbesondere lässt sich in diesem Fall nicht wie beabsichtigt ein Überlapp der beiden Resonanzen durch Absenkung der Temperatur erreichen.

Dennoch war bei temperaturabhängigen Reflexions- und PL-Messungen die oben beschriebene Aufspaltung nachzuweisen, wie in Abb. 5.27 ersichtlich. Neben dem Hauptminimum der Kavitätsresonanz in den Reflexionsspektren aus Abb. 5.27(a) tritt im Temperaturbereich zwischen 140 K und 225 K niederenergetisch im Abstand von etwa 5 nm deutlich ein zweites Minimum auf. Aufschlussreich ist in diesem Zusammenhang der Vergleich mit den PL-Spektren in Abb. 5.27(b): Die maximale PL-Intensität stammt demnach nicht aus den Hauptminima der Kavitätsresonanz in den Reflexionsspektren, sondern aus den Nebenminima (vgl. Abb. 2.13 (c) aus Kap. 2.6).

Ein detaillierter Vergleich der Reflexionskurve mit dem entsprechenden PL-Spektrum ist in Abb. 5.28(a) exemplarisch für eine Temperatur von 225 K gezeigt, wobei die PL-Kurve durch Anpassung in vier einzelne Lorentzkurven zerlegt werden kann. Dabei nimmt die Intensität der einzelnen Linien zu kürzeren Wellenlängen hin ab, d.h. die anteilig geringste PL-Intensität erfolgt aus dem Hauptminimum der Kavitätsresonanz. Während die beiden äußeren Lorentzkurven im Abstand einer Energiedifferenz von 22 meV gut mit dem Haupt- bzw. Nebenminimum der Reflexionskurve übereinstimmen, gibt es für die beiden mittleren Linien keine signifikanten Entsprechungen im Reflexionssignal. Allerdings ist die Zerlegung

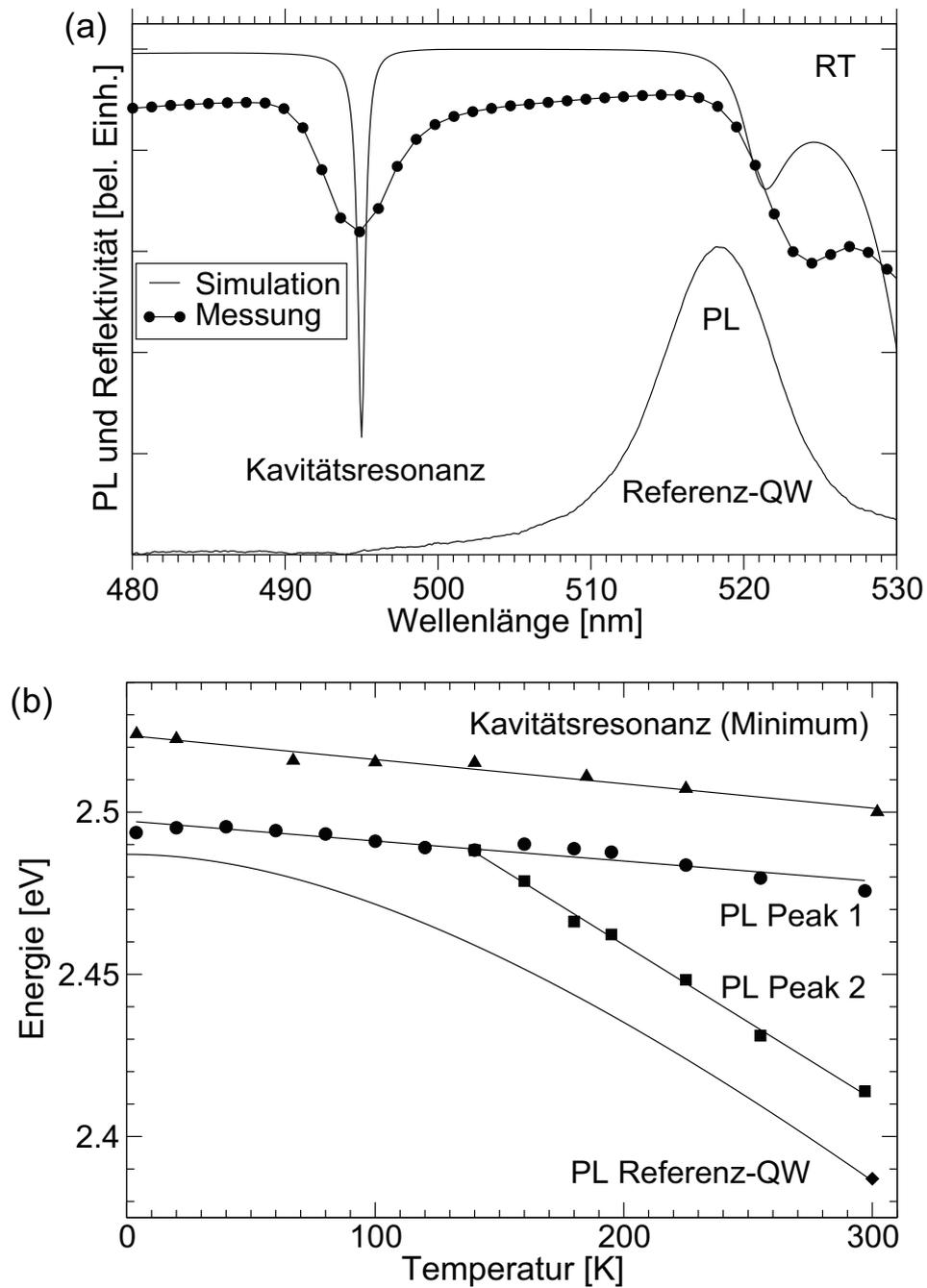


Abbildung 5.26: (a) Messung und Simulation des Bereiches der Kavitätsresonanz für eine VCSEL-Struktur zum Nachweis des Kavitätspolaritons. Zusätzlich ist das PL-Spektrum einer Probe mit dem entsprechenden Referenz-QW eingezeichnet. (b) Temperaturabhängigkeit der PL-Linien aus Abb. 5.27(b) sowie des Referenz-QWs.

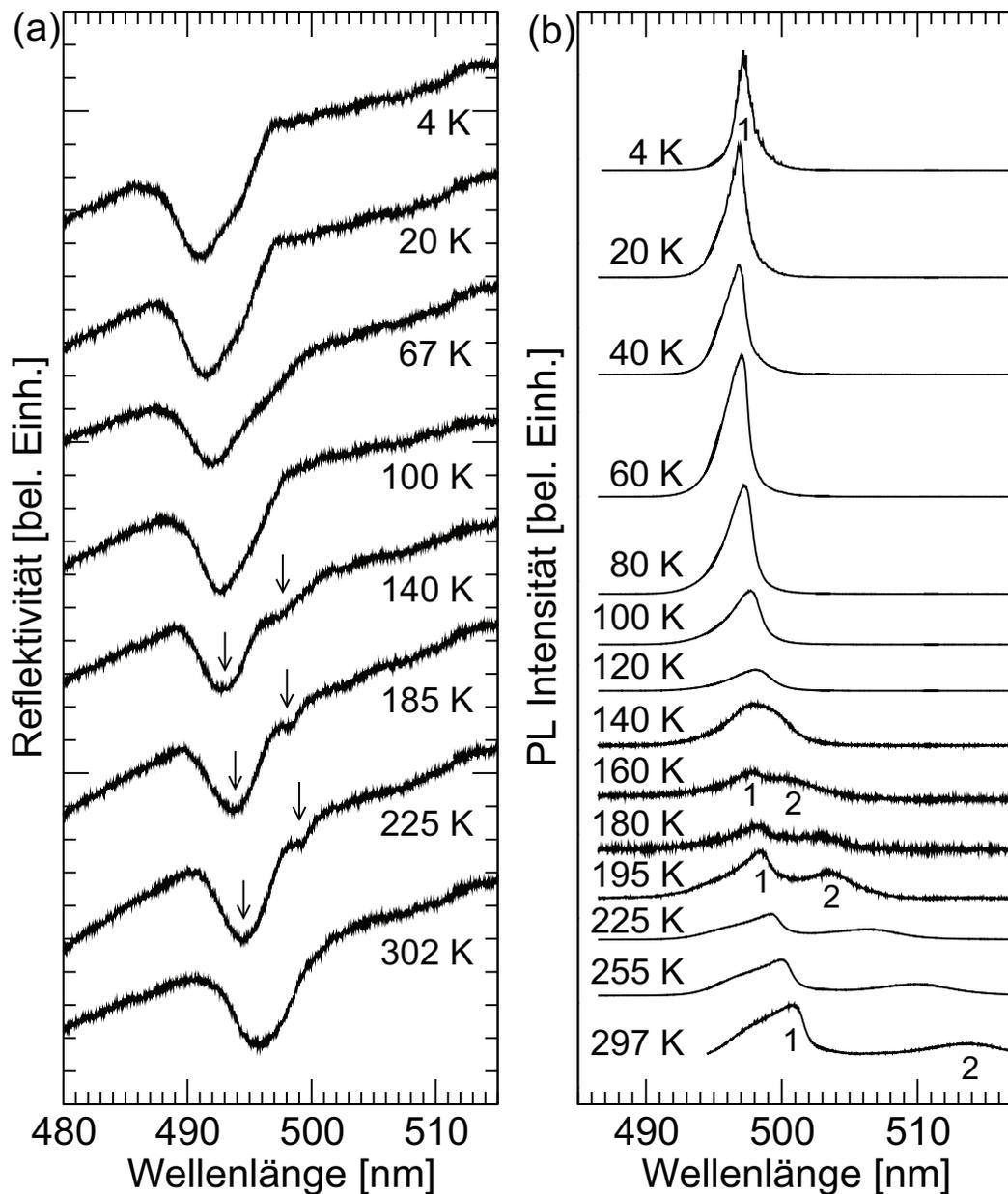


Abbildung 5.27: (a) Nicht-normierte Reflexionsspektren der Kavitätsresonanz für steigende Temperaturen. Die Pfeile zeigen die Polariton-Aufspaltung mit einem Wert von 20 meV. (a) Zugehörige PL-Spektren bei kleiner Anregungsdichte. Man beachte die asymmetrische Form des Hauptpeaks (Nummer 1). Ab $T=160$ K spaltet sich ein zusätzlicher Peak (Nummer 2) unbekannter Herkunft ab (Messungen von Sven Marcus Ulrich, Arbeitsgruppe Prof. Gutowski).

in reine Lorentzkurven nicht zwingend da die PL-Linien unter gewissen Umständen auch asymmetrische Ausläufer haben können, die hier nicht berücksichtigt wurden. Für eine exaktere Anpassung bedarf es aber der Simulation auf Basis moderner Vielteilchenmethoden, die hier natürlich nicht durchgeführt werden konnte. Dieser Bereich ist ein aktuelles Gebiet der theoretischen Festkörperphysik. Prinzipiell liefert das Standardmodell eines Oszillators in einem Mikroresonator eine Aufspaltung in zwei Linien, wobei allerdings die Größe der Aufspaltung von der Oszillatorstärke und der Ladungsträgerdichte im aktiven Gebiet abhängt. Möglicherweise handelt es sich daher bei dem PL-Spektrum auch um eine Überlagerung aus unterschiedlichen Bereichen der Probe, bei welchen diese Parameter entsprechend variieren, zumal bei der Messung über einige hundert Quadratmikrometer gemittelt wurde. Zur Klärung dieser Frage bedarf es aber noch weiterer Messungen.

Aus der Probe wurde außerdem mittels FIB (engl. Focused Ion Beam) eine zirkuläre Mesa präpariert, deren mikroskopische Aufnahme in Kap. 8, Abb. 8.1(a) abgebildet ist. Die mittels μ -PL aufgenommenen Lumineszenzspektren einer Mesa mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ sind in Abb. 5.28(b) gezeigt. Dabei wurde zu Vergleichszwecken auch ober- bzw. unterhalb der Mesa im unstrukturierten, d.h. planaren Bereich der Probe gemessen. Die Linienstruktur auf der hochenergetischen Seite des Spektrums der Mikrosäule sind daher kein Artefakt der Messung, sondern eine Folge der Strukturierung. Die Verschiebung des Hauptpeaks um $1,3\ \text{meV}$ im Vergleich zum planaren Fall ist möglicherweise ein Effekt des erhöhten Einschlusses der optischen Welle in der Mikrosäule aufgrund der zusätzlichen lateralen Reflektion am Übergang zwischen Halbleiter und Luft. Ob es sich bei den zusätzlichen Linien um optische Moden handelt oder es hierfür eine andere Ursache gibt, müssen weitere Untersuchungen sowie Vergleiche mit Simulationen klären. Das Auftreten der Polariton-Aufspaltung ist insgesamt ein Beleg für die gute optische Qualität der Proben, der Wert von $22\ \text{meV}$ ist in etwa konsistent mit dem aus Ref. [60], wo annähernd $22\ \text{meV}$ angegeben werden. Der Wert der Rabi-Aufspaltung ergibt sich aus dem minimalen Abstand der Polaritonzustände, d.h. wenn sich Emitter- und Kavitätsresonanz optimal überschneiden. Da beide Resonanzen im vorliegenden Fall deutlich verstimmt sind, ergibt sich bei der Messung ein größerer Wert (Vgl. Kap. 2, Abb. 2.13(d)).

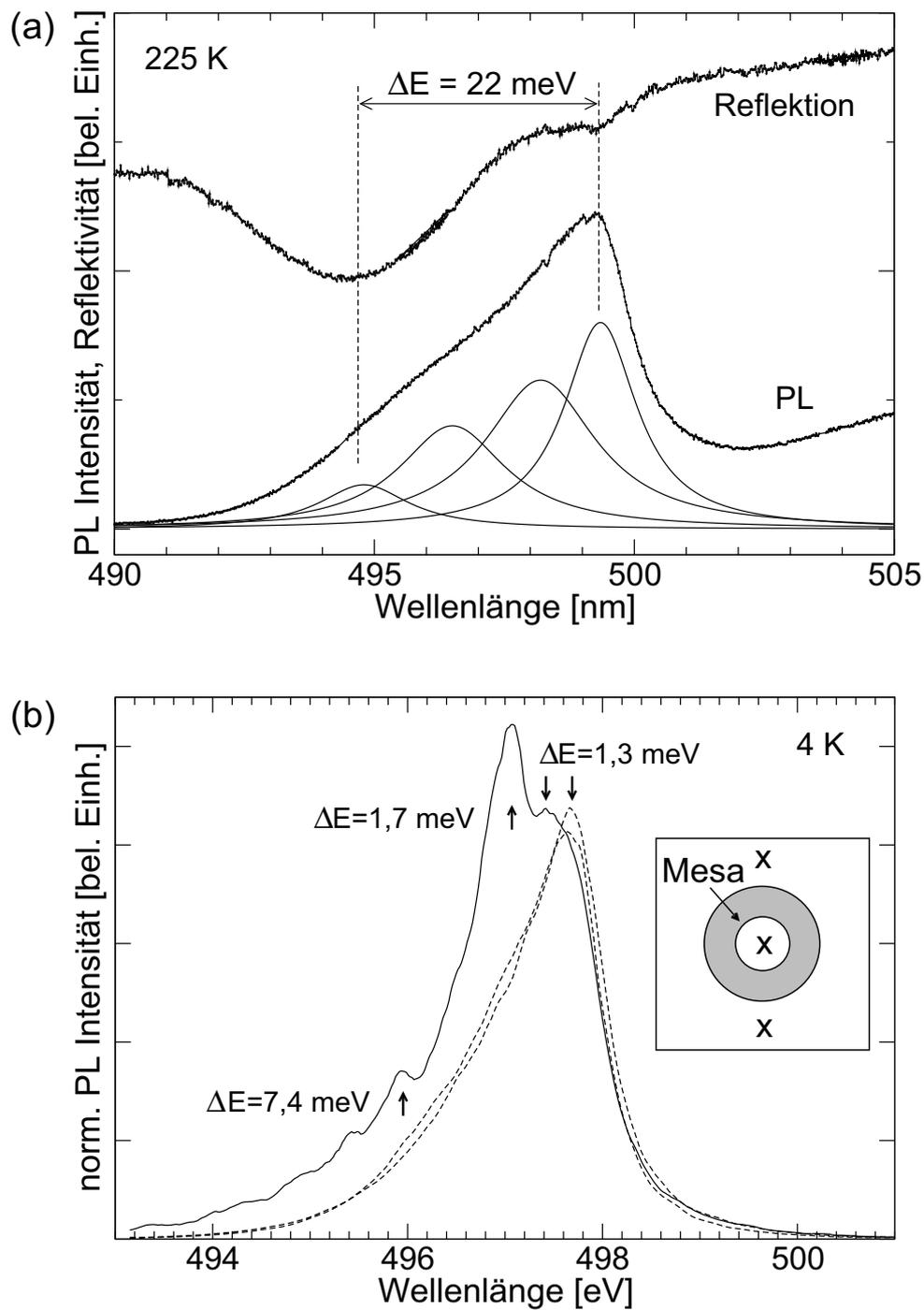


Abbildung 5.28: (a) Detaillierter Vergleich von Reflexionsspektrum und PL-Emission bei $T = 225 \text{ K}$. Das Maximum der Emission stammt aus dem niederenergetischen Polariton-Zustand. Außerdem sind vier Lorentzkurven eingezeichnet, welche zur Anpassung der PL-Lumineszenz verwendet wurden. (b) Lumineszenz einer mittels FIB präparierten Mikrosäule (Durchmesser $2 \mu\text{m}$) aufgenommen mit $\mu\text{-PL}$. Die gestrichelten Kurven sind ober- bzw. unterhalb der Mikrosäule auf der planaren Struktur an den durch die Kreuze markierten Stellen gemessen worden (Messungen von Sven Marcus Ulrich, Arbeitsgruppe Prof. Gutowski).

Kapitel 6

Untersuchungen zur Realisierung eines elektrisch-betriebenen Einzelphotonenemitters

6.1 Schaltung eines Quantenpunkt-basierten Einzelphotonenemitters mittels resonanter Tunnel-Injektion

Für eine praktische Anwendung sollte ein Einzelphotonenemitter (engl. Single Photon Emitter, SPE) folgende Eigenschaften haben: 1. Stabile Einzelphotonenemission oberhalb Raumtemperatur, 2. schnelle elektrische Schaltbarkeit zur Erzeugung einzelner Photonen zu definierten Zeiten, 3. gerichtete Emission und 4. Emissionsrichtung normal zur Wafer-Oberfläche (zur Integration in elektrische Schaltungen auf Chips). Die Temperaturstabilität eines SPE auf der Basis von Halbleiter-Quantenpunkten (QDs) wird im wesentlichen bestimmt durch die Höhe des Einschlusspotentials, d.h. eine energetisch höhere Barriere erlaubt die Erzeugung von einzelnen Photonen bei höheren Temperaturen. Da die Lebensdauer eines typischen QD-Zustandes in der Größenordnung 1 ns liegt, sollte die elektrische Injektion von Ladungsträgern im Bereich von mindestens 100 ps schaltbar sein, um Photonen zu definierten Zeiten erzeugen zu können. Ein solch schneller Schalter kann mit Hilfe der resonanten Tunnel-Injektion realisiert werden. Für das Erreichen einer hohen Sammeleffizienz des SPEs kombiniert mit einer senkrecht zur Wafer-Oberfläche gerichteten Emission bietet sich die Integration in einen epitaktisch gewachsenen Vertikalresonator an. Die Verfügbarkeit von Mikroresonatoren mit hoher Güte, Quantenpunkten und MgS-Barrieren mit guter struktureller Qualität kann zu einem Bauelement kombiniert werden, welches nach Wissen des Autors konzeptionell neuartig ist, auch wenn in Ref. [116] ein ähnlicher Vorschlag gemacht wird.

Abb. 6.1 zeigt einen Vergleich von möglichen Bauformen eines elektrisch betriebenen SPEs. Als Material sind II-VI-Verbindungshalbleiter angegeben, das Konzept des Bauelementes ist allerdings unabhängig vom verwendeten Materialsystem. Eine Möglichkeit ist die Verwendung von ZnMgSSe Mantelschichten mit einer Bandlücke von typischerweise 3,0 eV

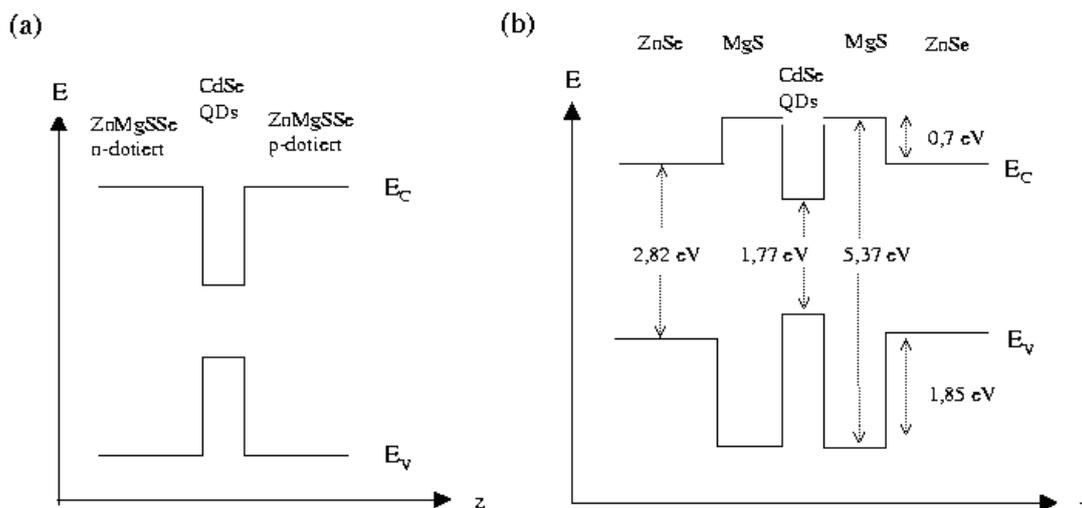


Abbildung 6.1: (a) Schematischer Verlauf von Leitungs- und Valenzband für eine konventionelle Struktur, d.h. bei Verwendung von ZnMgSSe Mantelschichten zum Einschluss der CdSe QDs. (b) Bandversätze einer von MgS-Barrieren eingefassten CdSe-Quantenpunktschicht bei $T= 0 \text{ K}$. (Die Werte stammen aus [105]). Die Struktur ist undotiert.

zum Einschluss der CdSe QDs (Abb. 6.1(a)). Die Barrierenhöhe ist allerdings begrenzt, da mit zunehmender ZnMgSSe Bandlücke die freie Löcherkonzentration schnell absinkt. Das Ein- bzw. Abschalten der Ladungsträgerinjektion ist vergleichsweise langsam und damit für die effektive Steuerung der Einzelphotonenemission durch Anlegen einer äußeren Spannung wahrscheinlich nicht optimal.

Die Verwendung von MgS als Barrierenmaterial für CdSe QDs ermöglicht prinzipiell die höchste erreichbare Temperaturstabilität der Einzelphotonenemission, da MgS die größte Bandlücke innerhalb des II-VI- Materialsystems besitzt (Abb. 6.1(b)). Insbesondere sollte auf diese Weise Einzelphotonenemission oberhalb von Raumtemperatur möglich sein, was von großer technologischer Bedeutung wäre. Darüberhinaus erlaubt die Verwendung von hohen Barrieren die Injektion von Ladungsträgern in die QDs mittels eines resonanten Tunnelprozesses, d.h. durch Anlegen einer äußeren Spannung können die Quasi-Ferminiveaus von Elektronen bzw. Löchern energetisch gerade so verschoben werden, dass im Falle der energetischen Resonanz mit den Zuständen in den QDs ein effektiver Transport durch die Barrieren ermöglicht wird (Abb. 6.2(b)). Ein solcher Prozess hängt sehr sensitiv von der angelegten Spannung ab und kann daher präzise gesteuert werden. Die Schaltzeit von resonanten Tunneln liegt in der Größenordnung von Picosekunden, was ihre Verwendung für die Steuerung von Einzelphotonenemission ideal erscheinen lässt.

Falls die Resonanzspitzen der Elektrolumineszenz-Intensität in Abhängigkeit von der angelegten Spannung bei der in Abb. 6.2(b) dargestellten Struktur aufgrund der breiten Größenverteilung der CdSe-QDs nicht genügend stark ausgeprägt sind, kann dies durch

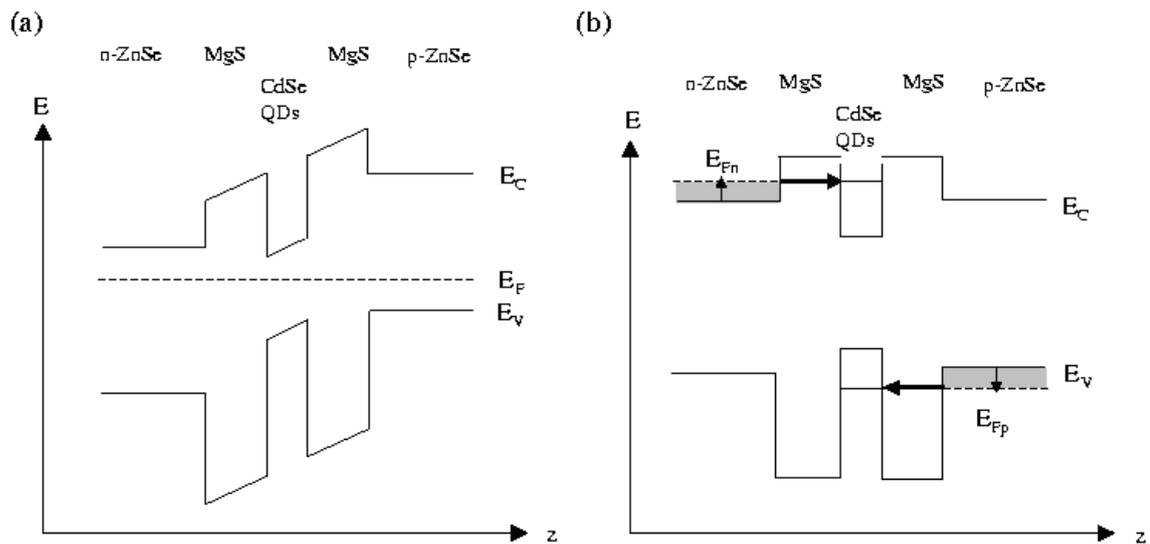


Abbildung 6.2: (a) Bandverlauf einer dotierten Struktur. (b) Bandverlauf einer dotierten Struktur unter Einfluss einer in Durchlassrichtung angelegten äußeren Spannung (Flachband-Bedingung).

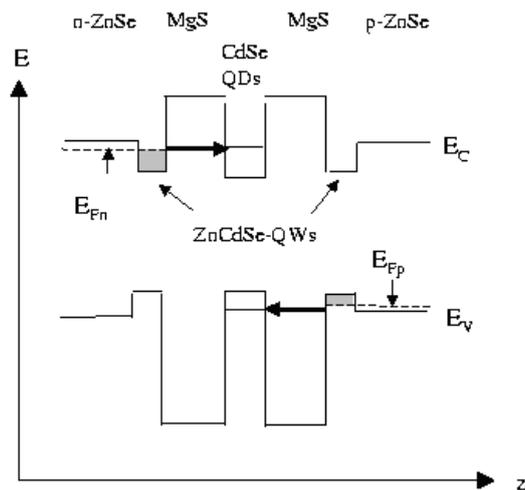


Abbildung 6.3: Tunnel-Injektion von Ladungsträgern aus vorgelagerten ZnCdSe-QWs.

Verwendung einer zweiten QD-Schicht (durch eine hohe Barriere von der ersten getrennt), verbessert werden [118]. Bei der Struktur aus Abb. 6.2(b) müssen die Zustände der QDs oberhalb der Bandkante der äußeren Barriere (hier: ZnSe) liegen, um den beschriebenen Tunnelprozess zu ermöglichen. Liegen die Zustände der QDs unterhalb der äußeren Barriere, so kann die Ladungsträgerinjektion über den MgS-Tunnelbarrieren vorgelagerten ZnCdSe-QWs geschehen (Abb. 6.3), ähnlich dem in [117] beschriebenen Konzept.

6.2 CdSe-Quantenpunkte in MgS-BARRIEREN

Grundlage der folgenden experimentellen Untersuchungen bezüglich des selbstorganisierten Wachstums von ZnCdSe-Quantenpunkten sind Ergebnisse, welche im Rahmen der Dissertation von Thorsten Passow am Institut für Festkörperphysik in Bremen gewonnen wurden [54]. Im Verlauf dieser Arbeit wurden CdSe-Quantenpunkte in Zn(S)Se-BARRIEREN mit einer typischen Höhe von 1,5 - 2 nm und einer lateralen Ausdehnung von 5 - 10 nm realisiert, wobei die charakteristischen Eigenschaften eines dreidimensionalen Ladungsträger-einschlusses eindeutig nachgewiesen werden konnten (z.B. Detektion von Einzellinien mit μ -PL). Die verhältnismäßig große Quantenpunktdichte einer einzelnen Lage im Bereich von 10^{10} - 10^{11} cm^{-2} erfüllt die Anforderungen für den Einsatz als aktive Zone in Laserdioden, bei denen ein hoher Füllfaktor nötig ist. Unter Verwendung eines 5-fach Quantenpunktstapels konnte die erste II-VI-basierte Quantenpunkt-Laserdiode für den gelb-grünen Spektralbereich realisiert werden [16]. Außerdem wurde Einzelphotonenemission aus Quantenpunkten diesen Typs bis zu einer Temperatur von 200 K nachgewiesen, was ihren Einsatz für Zwecke der Quantenkryptographie interessant erscheinen lässt [51]. Dafür ist allerdings eine geringere Quantenpunktdichte wünschenswert, um einen spektralen Überlapp der Emission aus verschiedenen Quantenpunkten zu verhindern. Die Steuerung der Quantenpunktdichte während der Abscheidung ist daher Gegenstand laufender Experimente in Bremen.

Dieses Problem kann aber auch durch Einfügen der Quantenpunktschicht in einen Mikroresonator mit ausreichendem Q-Wert, d.h. scharfer Resonanzlinie, umgangen werden. Hierbei wird ausgenutzt, dass die Ausdehnung der Quantenpunkte einer gewissen Größenverteilung unterliegt, was wiederum zu einer verhältnismäßig breiten und gaußförmigen Lumineszenzlinie des Ensembles führt. Die typische Halbwertsbreite einer QD-Schicht liegt bei tiefen Temperaturen um 10 K bei 60 - 70 meV im Vergleich zu 10 - 20 meV für einen bei gleicher Wellenlänge emittierenden Quantenfilm. Mit Hilfe der Kavitätsresonanz können aus dem Ensemble gerade jene Quantenpunkte herausgefiltert werden, welche innerhalb eines bestimmten spektralen Intervalls emittieren. Die Halbwertsbreite der Resonanz eines Mikroresonators, wie er im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurde, beträgt bei einem Q-Wert von 2500 etwa 1 meV (bei 2,38 eV bzw. 520 nm). Ein Energieintervall von 1 meV um das Maximum der Gaußkurve herum gemessen entspricht etwa 2% des Flächeninhalts unterhalb dieser Kurve. Der Flächeninhalt der PL-Kurve ist aber gerade ein Maß für die Dichte, sofern die Intensität der Lumineszenz für (Zn)CdSe-Quantenpunkte verschiedener Größe und Zusammensetzung gleich ist. Auf diese Weise wird also die Dichte der emittierenden Quantenpunkte um den Faktor 50 reduziert, während die Emission der außerhalb des spektralen Intervalls befindlichen Quantenpunkte durch die hohe Reflektivität des Mikroresonator-Stopbandes unterdrückt wird. Nun muss aber die energetische Lage der Kavitätsresonanz nicht notwendigerweise auf die Position des PL-Maximums der QD-Schicht abgestimmt sein, sondern kann ebenso im Randbereich der Gaußkurve liegen, in welchem die Quantenpunktdichte bezogen auf die Emissionswellenlänge ohnehin deutlich kleiner ist. Damit lässt sich die Dichte der emittierenden Quantenpunkte ohne weiteres um einen weiteren Faktor von 10 - 20 verringern, sodass insgesamt eine Reduktion um

drei Größenordnungen erreicht wird. Für das Bauelement wird nun eine Mesa mit einer Aperturöffnung von einem Quadratmikrometer zugrunde gelegt, welche eine ausreichende Fläche für die Ausstattung mit einem ringförmigen Kontakt zur Verfügung stellt. Eine Dichte von 10^{11} cm^{-2} entspricht der Anzahl von 1000 Quantenpunkten pro Quadratmikrometer, sodass unter Ausnutzung der oben beschriebenen Effekte im Mittel nur gerade ein Quantenpunkt innerhalb der Mesa des Bauelementes emittiert. Auf diese Weise würde eine ungestörte Emission von einzelnen Photonen ohne spektralen Überlapp aus benachbarten Quantenpunkten erreicht werden.

In den folgenden Untersuchungen sollte die Frage geklärt werden, inwieweit die Einbettung in MgS-Barrieren den Bildungsprozess sowie die Lumineszenzeigenschaften der CdSe-Quantenpunkte beeinflusst. Ziel ist dabei insbesondere der Nachweis einer erhöhten Temperatur-Stabilität der Lumineszenz, d.h. einer zur Referenzprobe ohne MgS-Barrieren erhöhten PL-Intensität bei Raumtemperatur. Der Aufbau der im Folgenden diskutierten Proben ist in Abb. 6.4 zusammen mit den schematischen Verläufen des Leitungsbandes längs der eingezeichneten Linien dargestellt. Um die Vergleichbarkeit mit den Resultaten von T. Passow zu ermöglichen, wurde ein von ihm entwickeltes Wachstumsrezept zur Abscheidung der Quantenpunkte verwendet. Darin enthalten ist eine 1,4 nm dicke ZnSe-Schicht unterhalb des CdSe, deren Einfluss nicht genau bekannt ist. Auf eine nominell 1,0 nm dicke CdSe-Schicht folgt schließlich 1,4 nm ZnSe, welches mittels migrationsverstärkter Epitaxie (engl. Migration Enhanced Epitaxy, MEE) aufgebracht wurde. Das Wachstum geschieht in diesem Fall durch wechselndes Öffnen der Blenden für Zink und Selen, welches durch eine Pause unterbrochen wird. Der auf diese Weise realisierten Folge von einerseits extrem Gruppe-II-reichen und andererseits extrem Gruppe-VI-reichen Wachstumsbedingungen kommt dabei die entscheidende Rolle bei der Quantenpunktbildung zu. Wird die CdSe-Schicht nämlich mit MBE überwachsen, d.h. gleichzeitig geöffneten Zn- und Se-Blenden, bekommt die aktive Zone den Charakter eines Quantenfilms und nicht den eines QD-Ensembles. Bei dem Bildungsprozess der Quantenpunkte handelt es sich daher nicht um einen Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus, sondern um eine Zink-induzierte Cadmium-Reorganisation [54]. Aufgrund der damit verbundenen Durchmischung sind die CdSe-Schicht und die obere ZnSe-Schicht nicht mehr voneinander zu trennen und daher in Abb. 6.4 als eine Quantenpunktschicht dargestellt. Auch die untere ZnSe-Schicht wird teilweise mit der darüberliegenden CdSe-Schicht durchmischt sein.

Im Folgenden werden die Ergebnisse von PL-Messungen zweier Probenserien diskutiert, bei welchen einerseits die Dicke der MgS-Barrieren und andererseits die Dicke der unteren ZnSe-Schicht variiert wurde. In Abb. 6.5(a) sind die PL-Spektren für die Serie mit unterschiedlichen Barrierendicken dargestellt, aufgenommen bei 7 K (Abb. 6.5(a)) und Raumtemperatur (Abb. 6.5(b)). Die Probe ohne MgS-Barrieren zeigt ein gaußförmiges PL-Signal mit einer Halbwertsbreite (HWB) von 65 meV bei 7 K, welches sich bei Erhöhung der Temperatur auf 298 K um 90 meV zu kleinerer Energie verschiebt (Wellenlänge bei RT 521 nm). Diese Energieverschiebung weicht dabei üblicherweise von der durch die empirische Varshni-Beziehung beschriebenen Reduktion der ZnCdSe-Bandlücke [43] ab, da auch Transferprozesse von flachen in tiefe Potentialminima des QD-Ensembles eine Rolle spielen (Details siehe [54]). Die Halbwertsbreite steigt gleichzeitig auf 107 meV an, wobei

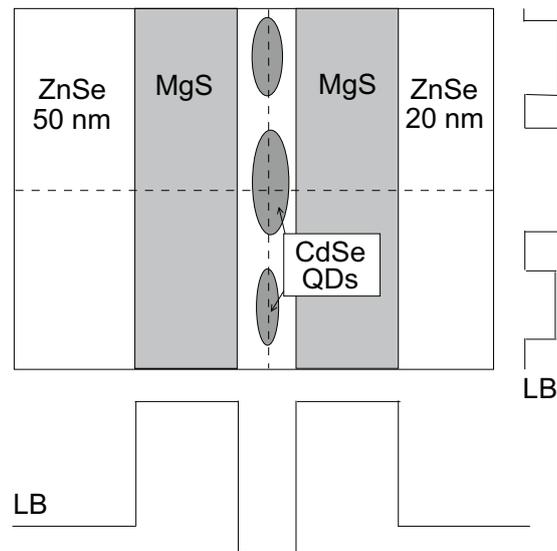


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau der in diesem Kapitel untersuchten Proben sowie Verlauf des Leitungsbandes entlang der gestrichelten Linien.

die asymmetrische Form des Peaks einen zweiten gaußförmigen Anteil auf der hochenergetischen Seite vermuten lässt. Insgesamt zeigt die Struktur die für eine Quantenpunktschicht typischen Eigenschaften und dient daher als Referenzprobe für beide Serien, wobei bei allen Proben die gleichen Abscheidungsparameter für das CdSe und die obere ZnSe-Schicht gewählt wurden.

Wird die Quantenpunktschicht nun in zwei MgS-Barrrieren gleicher Dicke eingefasst, ändert sich das PL-Spektrum deutlich. Im Falle einer MgS-Dicke von 5 nm zeigt sich ein gaußförmiger Peak bei 2,695 eV mit einer HWB von etwa 58 meV, sowie ein niederenergetischer Ausläufer bei 2,610 eV. Beide Peaks können aufgrund ihrer Form der Emission aus ZnCdSe-Quantenpunkten zugeordnet werden, wobei der dominante Peak bei 2,695 eV bezüglich der Referenzprobe ohne MgS-Barrrieren aufgrund des erhöhten Einschlusses um 225 meV hochenergetisch verschoben ist. Beim Übergang zu RT zeigt dieser Peak eine niederenergetische Verschiebung von 75 meV auf 2,620 eV (Wellenlänge 473 nm).

Die verhältnismäßig scharfe Emissionslinie bei 2,800 eV, welche in allen drei Spektren der Abb. 6.5(a) sichtbar ist, lässt sich den Akzeptor-gebundenen Exzitonen des Zinkseleuids zuweisen (A^0X), stammt also aus dem Bereich außerhalb der MgS-Barrrieren. Ursache ist wahrscheinlich die unbeabsichtigte Dotierung mit dem Element Phosphor, welches möglicherweise in Restspuren von vorangegangenen Experimenten in der MBE-Kammer vorhanden war. Die Herkunft der intensiven Peaks bei 2,745 eV und 2,772 eV ließ sich bisher nicht aufklären, doch scheint zumindest der höherenergetische seinen Ursprung im Bereich des ZnSe außerhalb der Barrrieren zu haben, wie der Vergleich mit dem PL-Spektrum der Probe mit 10 nm dicken MgS-Schichten nahelegt. In diesem Fall erscheint neben der A^0X -Linie ein Peak bei 2,775 eV, der denen im darüberliegenden Spektrum stark ähnelt. Die

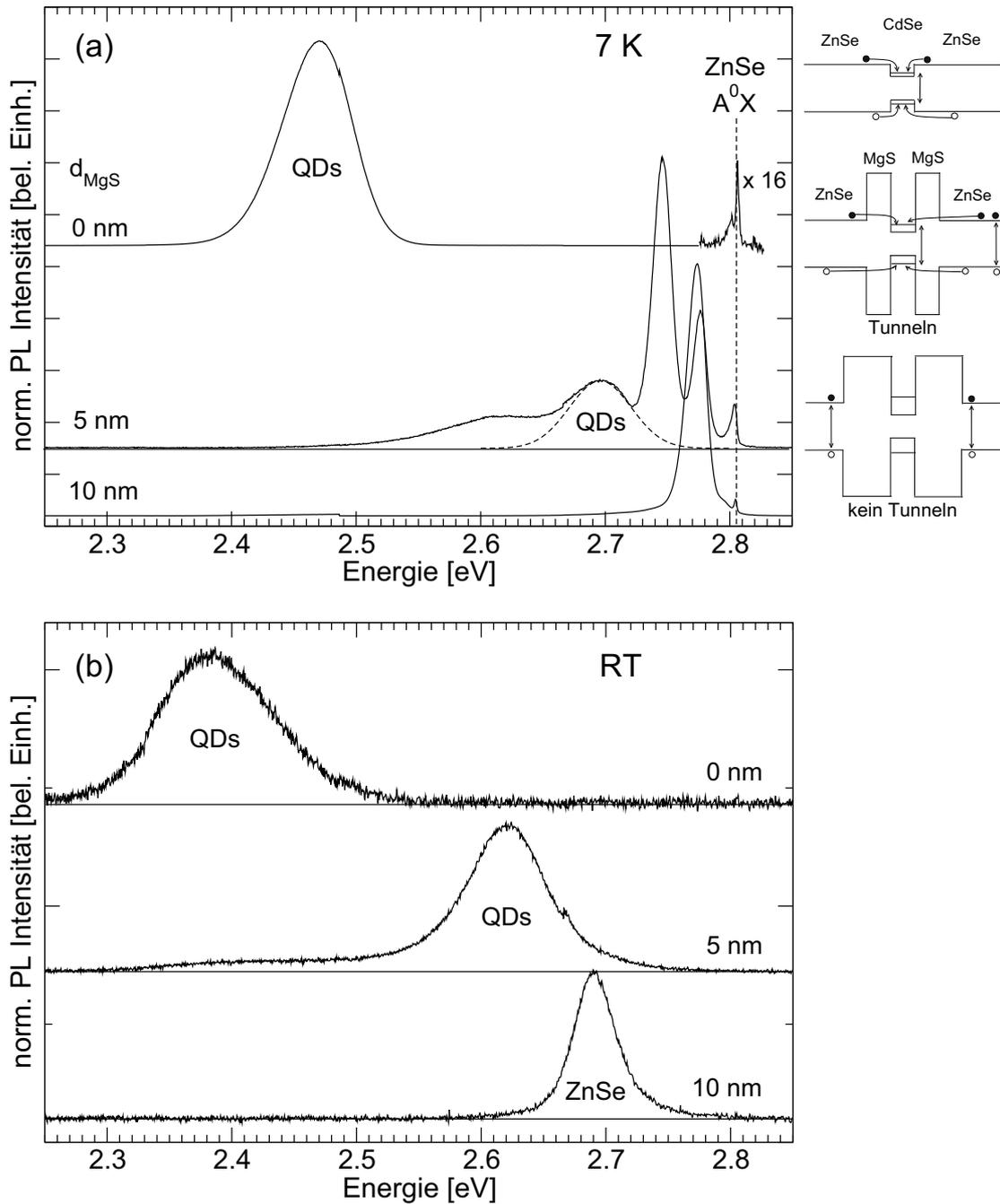


Abbildung 6.5: PL-Spektren für eine Probenserie, bei welcher die Dicke der beiden MgS-Barrieren variiert wurde, aufgenommen bei (a) 7 K und (b) Raumtemperatur. Auf der rechten Seite von (a) sind die wahrscheinlichen Rekombinationsprozesse aufgeführt, welche zu den jeweiligen Spektren führen.

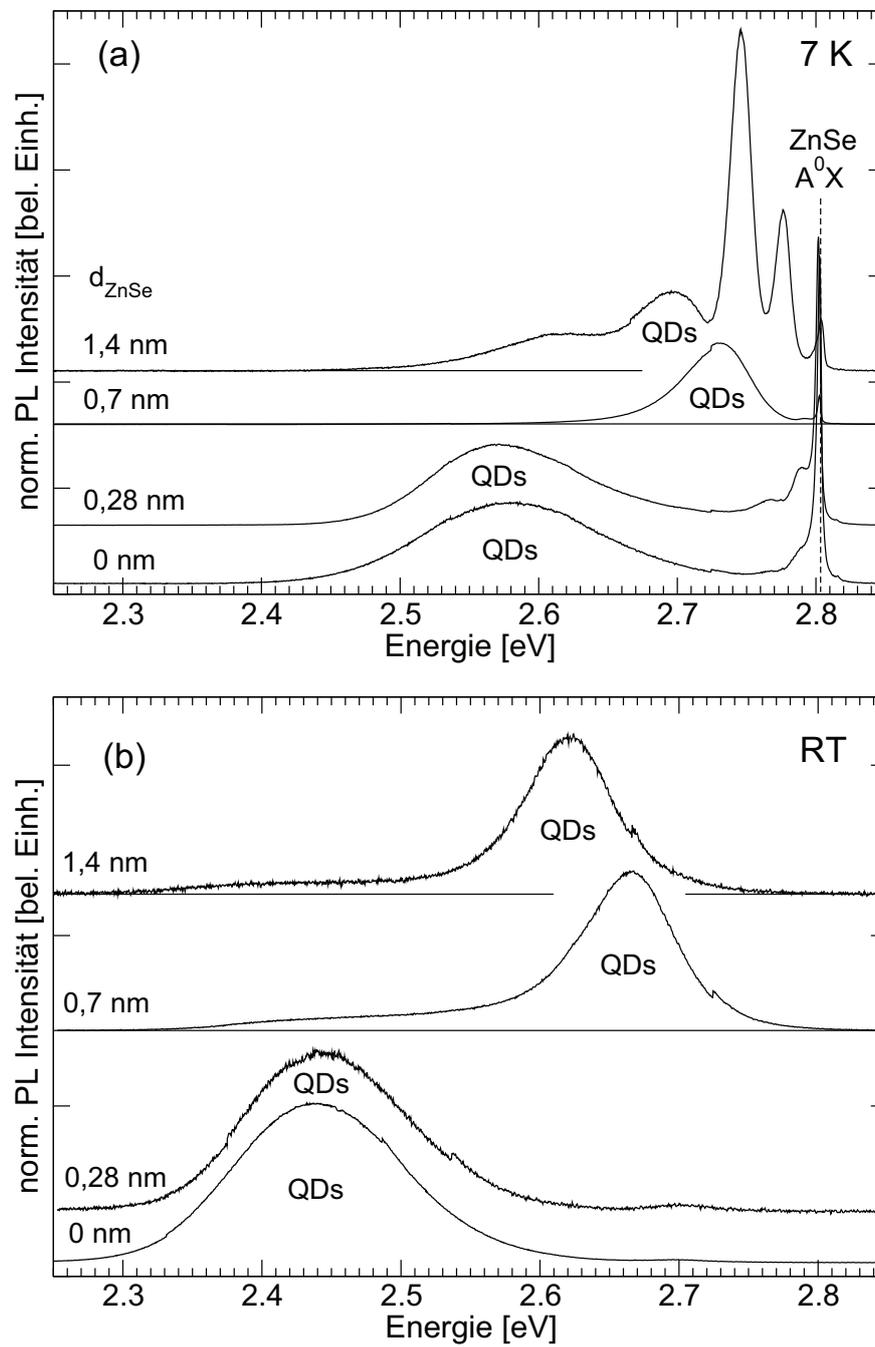


Abbildung 6.6: PL-Spektren für eine Probenreihe, bei welcher die Dicke der ZnSe-Zwischenschicht variiert wurde, aufgenommen bei (a) 7 K und (b) Raumtemperatur.

Emission des Quantenpunkt-Ensembles sollte aufgrund des weiter erhöhten Einschlusses im Vergleich zur Probe mit 5 nm dicken Barrieren noch weiter blauverschoben sein. Allerdings konnte eine breite, für Quantenpunkte typische gaußförmige Linie im Messbereich bis 3,8 eV nicht nachgewiesen werden. Wichtig ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, das mittels des verwendeten He-Cd-Lasers mit einer Emissionswellenlänge von 325 nm (3,81 eV) sich innerhalb des Magnesiumsulfids (Bandlücke 5,2 eV) keine Elektron-Loch-Paare erzeugen lassen und die in den umgebenen ZnSe-Schichten erzeugten die MgS-Barrieren nicht direkt überwinden können. Neben den unmittelbar im Bereich der Quantenpunktschicht angeregten Ladungsträger werden Elektronen und Löcher daher vor allem durch quantenmechanisches Tunneln aus den ZnSe-Schichten in die aktive Zone gelangen, wobei dieser Prozess umso schwächer wird, je dicker die MgS-Schichten sind. Dieser Vorgang ist schematisch in Abb. 6.5(a) auf der rechten Seite dargestellt. Daher ist es wahrscheinlich, dass im Falle der 10 nm breiten MgS-Schichten nur noch sehr wenige Ladungsträger in das Gebiet der Quantenpunktschicht gelangen. Die Intensität der Lumineszenz des QD-Ensembles, welche durch direkte Anregung erzeugt wird, ist aufgrund des kleinen Volumens aber sehr gering, zumal der für die PL-Messungen verwendete Laser nur über eine Ausgangsleistung von etwa 30 mW (Anregungsdichteleistung $0,3 \text{ mW/cm}^{-2}$) verfügt. In diesem Fall ist also nur die Lumineszenz der äußeren ZnSe-Schichten nachweisbar. Im RT-Spektrum der Probe mit 10 nm dicken MgS-Schichten erscheint daher nur die Lumineszenz des Bandlückennahen Bereiches des Zinkselenids bei 2,690 eV. Für das oben beschriebene Konzept eines elektrisch betreibbaren Bauelementes sollte aber eine Ladungsträgerinjektion durch die MgS-Barrieren hindurch möglich sein, d.h. eine Dicke von 5 nm sollte für diese Schichten nicht überschritten werden. In den Proben der folgenden Serie wurde daher eine konstante Schichtdicke von 5 nm für die MgS-Barrieren gewählt.

Wird nun die Dicke der unterhalb des CdSe abgeschiedenen ZnSe-Schicht schrittweise von 1,4 nm auf 0 nm reduziert, ergeben sich die in Abb. 6.6(a) (7 K) und Abb. 6.6(b) (RT) gezeigten PL-Spektren. Das oberste Spektrum der Serie entspricht dabei dem mittlerem aus Abb. 6.5(b). Bei einer Halbierung der ZnSe-Schichtdicke von 1,4 nm auf 0,7 nm verschiebt sich der gaußförmige Peak des QD-Ensembles aufgrund des verstärkten Einschlusses um 35 meV zu höherer Energie, wobei die HWB von 57 meV relativ zu 58 meV praktisch konstant bleibt. Beim Übergang zu RT erfolgt eine leicht reduzierte Rotverschiebung um 65 meV auf 2,665 eV (Wellenlänge 465 nm). Bei einer weiteren Verringerung der ZnSe-Schichtdicke tritt jedoch eine drastische Änderung der Lumineszenzeigenschaften der QDs ein, wobei sich die Proben mit $d_{\text{ZnSe}} = 0,28 \text{ nm}$ und $d_{\text{ZnSe}} = 0 \text{ nm}$ sehr ähnlich verhalten. Anstelle der erwarteten Blauverschiebung wegen des weiter erhöhten Einschlusses erfolgt eine Rotverschiebung der Emission der QD-Schicht um bis zu 160 meV auf 2,570 eV. Außerdem zeigt sich mehr als eine Verdopplung der HWB auf 149 meV für den Fall der Probe ohne ZnSe-Schicht unterhalb des Cadmiumselenids. Der Wert der Halbwertsbreite bleibt dabei bei Erhöhung der Temperatur auf RT praktisch konstant, wobei das Maximum der Emission eine verhältnismäßig starke Rotverschiebung um 140 meV auf 2,440 eV (Wellenlänge 508 nm) zeigt. Offensichtlich entsteht bei Abscheidung des CdSe direkt auf MgS ein Quantenpunkt-Ensemble mit deutlich veränderten Eigenschaften im Vergleich zu jenen Proben, bei welchen eine ZnSe-Zwischenschicht vorhanden ist. Als Gründe für die

drastische Rotverschiebung der Emission trotz des weiter verstärkten Einschlusses kommen ein erhöhter Cd-Gehalt in den QDs sowie eine vergrößerte mittlere vertikale Ausdehnung in Frage. Dies liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit an der geringen Mischbarkeit von MgS und CdSe, sodass sich eine scharfe Grenzfläche zwischen beiden Materialien ausbildet (siehe Abb. 6.7). Damit verbunden wäre dann eine Akkumulation von Cd an der Grenzfläche, was wiederum eine Bildung von Quantenpunkten mit deutlich abgesenkten Potentialminima zur Folge hätte. Die erhöhte HWB ist außerdem ein Hinweis auf eine breitere Größenverteilung der QDs innerhalb des Ensembles. Eine genaue Analyse bleibt allerdings einer Untersuchung der Proben mittels TEM verbunden mit einer DALI-Auswertung (Digital Analysis of Lattice Images) [49] vorbehalten.

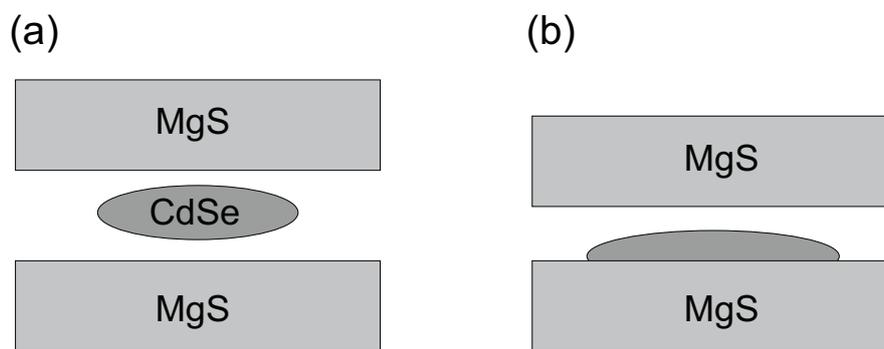


Abbildung 6.7: Mögliche Änderung der Form eines CdSe-Quantenpunktes bei direkter Abscheidung auf MgS aufgrund der geringen Mischbarkeit der beiden Materialien. Eine erhöhte Cd-Konzentration an der Grenzfläche ist dabei wahrscheinlich.

Ein wichtiger Punkt ist die Intensität der PL-Emission aus den QD-Ensembles der hier diskutierten Proben bei Raumtemperatur. Die exakte Vergleichbarkeit der Intensitäten konnte zwar während der Messungen nicht sichergestellt werden (die Spektren sind daher normiert aufgetragen), eine Abschätzung ließ sich dennoch vornehmen. Demnach sind die Proben mit den 5 nm dicken MgS-Barrieren deutlich heller als die Referenzprobe ohne Barrieren, wobei die Probe ohne ZnSe-Zwischenschicht (jeweils unterstes Spektrum in Abb. 6.6) bei Raumtemperatur die intensivste Lumineszenz aufweist (etwa Faktor 5 größer bzgl. Referenzprobe). Da aber aufgrund der hohen Barrieren im Vergleich deutlich weniger Ladungsträger pro Zeiteinheit in die QDs gelangen, sollte bei vergleichbaren Anregungsbedingungen der Intensitätszuwachs noch deutlicher ausfallen. Dies könnte durch Verwendung eines Laser getestet werden, welcher eine Wellenlänge kürzer als 240 nm besitzt, sodass auch Ladungsträger über die MgS-Barrieren hinweg angeregt werden können. Insgesamt bestätigt sich aber die verbesserte Temperaturstabilität der QD-Emission durch Einführung der MgS-Barrieren.

Obwohl hier keine quantitative Analyse präsentiert werden konnte, zeigen die Ergebnisse, dass sich mit Hilfe von MgS-Schichten die Eigenschaften der Quantenpunkte gezielt beeinflussen lassen. Bei Verwendung einer ZnSe-Zwischenschicht kann die Emissionswel-

lenlänge des Quantenpunktensembles im Vergleich zur Referenzprobe bei vergleichbarer Halbwertsbreite bis in den blauen Spektralbereich verschoben werden, was beispielsweise für den Einsatz in Laserdioden interessant ist. Unter Verwendung von MgS-Barrieren in LDs lässt sich außerdem möglicherweise ein erhöhter T_0 -Wert, d.h. eine reduzierte Abhängigkeit der Schwellstromdichte von der Temperatur erreichen. Wird das CdSe dagegen direkt auf MgS abgeschieden, ändert sich der QD-Charakter deutlich, insbesondere ergibt sich eine breitere Größenverteilung. Dies macht die Verwendung in LDs zwar unattraktiv, für eine Integration in einen Vertikalresonator mit hohem Q-Wert im Rahmen des eingangs diskutierten Konzeptes des Einzelphotonenemitters bei Raumtemperatur hat dies allerdings keine prinzipiellen Nachteile.

Kapitel 7

Stromzuführung und Dotierung der VCSEL

7.1 P- und n-dotierte Bragg-Spiegel

Leitfähige Bragg-Reflektoren sind die Grundlage für eine elektrische Injektion von Ladungsträgern in das aktive Gebiet des VCSELs. Um die prinzipielle Realisierung im Rahmen des verwendeten MgS/Zn(Cd)Se-Übergitterkonzeptes zu untersuchen, wurden sowohl n- als auch p-dotierte DBRs hergestellt. Das Element Chlor zur n-Dotierung wird von einer ZnCl-Zelle zur Verfügung gestellt, während eine rf-Plasmaquelle der Firma Oxford den aktivierten Stickstoff für die p-Dotierung liefert. In den ersten Wachstumsexperimenten sollte überprüft werden, inwieweit die Zugabe der Dotieratome das epitaktische Wachstum der DBR-Strukturen beeinflusst. Anhand der Beobachtung des RHEED-Beugungsbildes konnte jedoch im Rahmen der gewählten Parameter keine nachteilige Wirkung nachgewiesen werden.

Das Hauptproblem im Zusammenhang mit der Dotierung ist die Tatsache, dass aufgrund der großen Bandlücke die Verbindung MgS weder ausreichend n- noch p-dotierbar ist (siehe Kap. 3). Daher muss eine hohe Konzentration freier Ladungsträger in den ZnS-Se-Schichten und vor allem in den Zn(Cd)Se-Zwischenschichten der Übergitter erzielt werden, um insgesamt eine ausreichende Leitfähigkeit der DBRs zu erreichen. Dabei sollte sich die Leitfähigkeit durch eine Veränderung der Übergitterperiode in gewissem Umfang verbessern lassen. Die Daten für einen n-dotierten Bragg-Spiegel sind in Abb. 7.1 zusammengefasst. Abbildung 7.1(a) zeigt das Reflexionsspektrum des DBRs mit einem Maximalwert des Stopbandes $R > 99\%$ und Abb. 7.1(b) das mittels eines ECV-Profilers gewonnene Dotierprofil der Struktur. Die freie Ladungsträgerkonzentration erreicht einen Maximalwert von etwa $8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, wobei hier mit $T_{\text{ZnCl}} = 250^\circ\text{C}$ noch eine vergleichsweise geringe Temperatur der ZnCl-Zelle verwendet wurde. Durch eine Erhöhung der Temperatur auf $T_{\text{ZnCl}} = 270^\circ\text{C}$, welche noch mit einer guten kristallinen Qualität vereinbar ist (siehe Kap. 7.3), sollte sich die freie Ladungsträgerkonzentration in n-dotierten DBRs bis in den Bereich $5 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erhöhen lassen. Die n-Dotierung der Bragg-Reflektoren erscheint

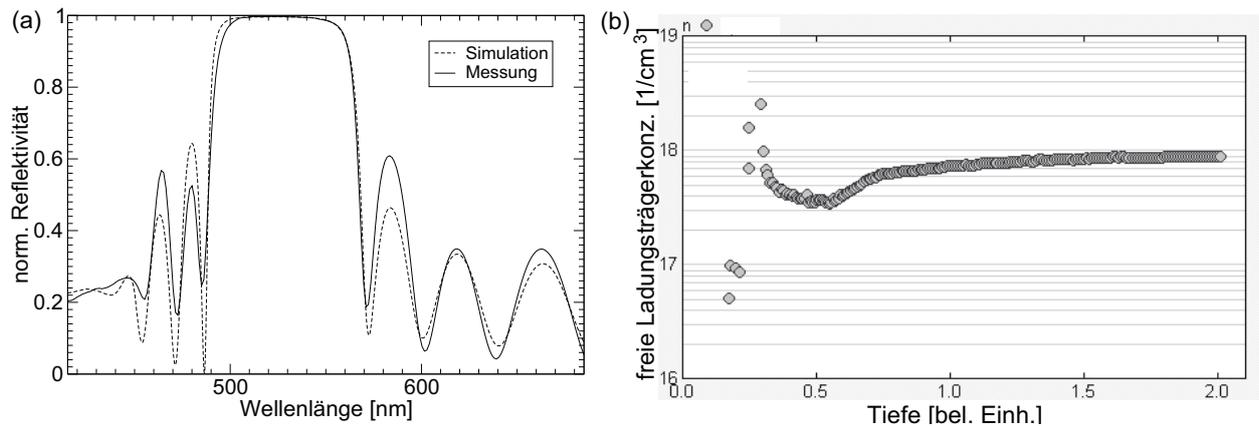


Abbildung 7.1: (a) Reflexionsspektrum eines mit Chlor dotierten n-leitfähigen DBRs (14 Perioden). (b) Mit einem ECV-Profilier gemessenes Tiefenprofil der Dotierung.

damit im Vergleich zur p-Dotierung unproblematisch.

Die Daten zu einem p-dotierten DBR sind in Abb. 7.2(b). Auch in diesem Fall erreicht die maximale Reflexion die Anforderung von $R > 99\%$, wobei sich aus der Steigung der CV-Kurve eine freie Löcherkonzentration von $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ableiten lässt (Abb. 7.2(b)). Zusätzlich wurden vergleichende PL-Messungen eines p-DBRs mit einem undotierten DBR bei einer Temperatur von 6 K durchgeführt. Die entsprechenden Spektren sind in Abb. 7.2(c) gezeigt. Während beide Proben die Emission der ZnSe-Schichten aus den Übergittern bei 3,4 eV zeigen, treten bei der p-dotierten Probe zusätzlich intensive Signale bei 2,686 eV und 2,618 eV auf. Der Peak bei 2,686 eV lässt sich als Nullphononenlinie einer Donator-Akzeptor-Paarrekombination (DAP) identifizieren und hat eine deutliche Schulter auf der niederenergetischen Seite mit einem Abstand von etwa 31 meV, welcher gut mit der LO-Phononenenergie in ZnSe von 31,5 meV übereinstimmt. Der DAP-Peak ist damit ein klarer Beleg für die Existenz von Stickstoff-Akzeptoren in der Probe. Der Peak bei 2,618 eV ist wahrscheinlich die Y-Linie des ZnSe, welche auf die strahlende Rekombination von Exzitonen zurückzuführen ist, die an 60°-Versetzungen gebunden sind [133, 134].

Die hier gezeigten Ergebnisse bezüglich n- und p-dotierter DBRs sind vielversprechend und eine wichtige Voraussetzung für die folgenden Untersuchungen. Allerdings ist für die Strominjektion der serielle Widerstand der dotierten DBRs die entscheidende Größe und nicht allein die freie Ladungsträgerkonzentration. Eine systematische Studie des seriellen Widerstandes der Strukturen in Abhängigkeit von der Übergitterperiode und Zusammensetzung ist derzeit Thema einer laufenden Diplomarbeit.

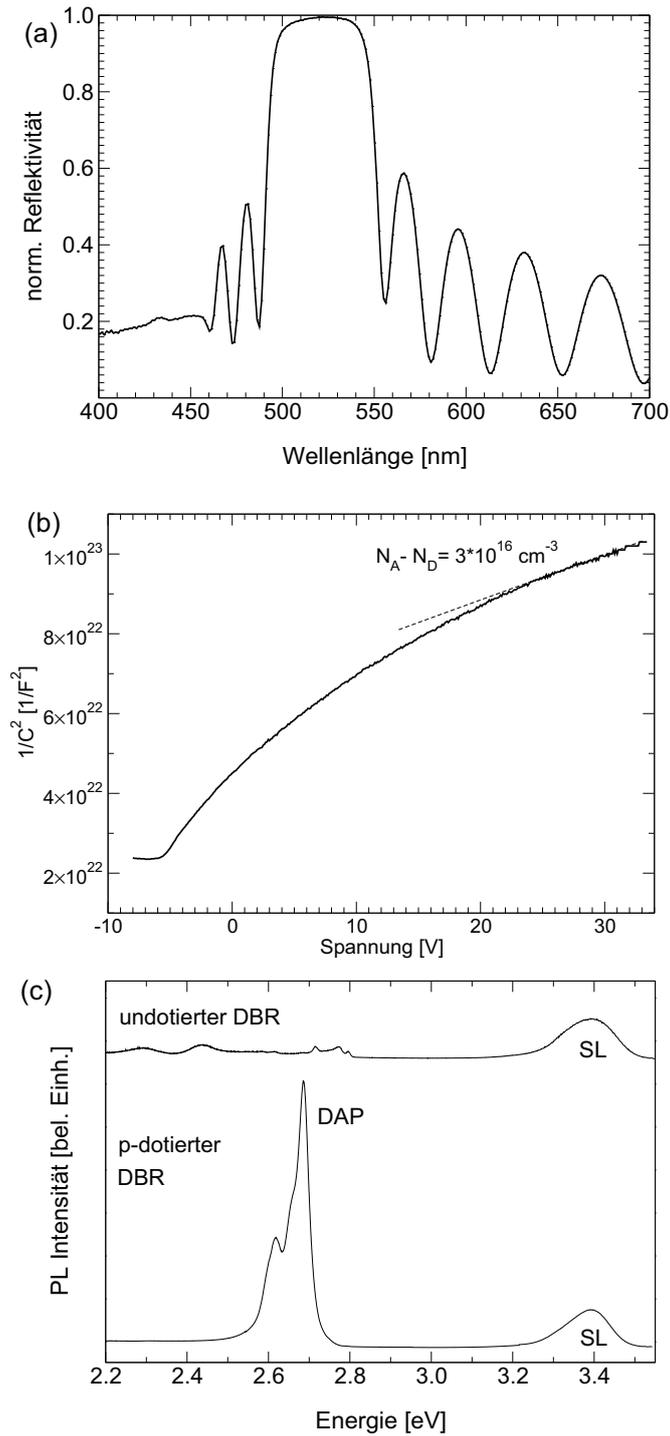


Abbildung 7.2: (a) Reflexionsspektrum eines mit Stickstoff dotierten p-leitfähigen DBRs. (b) CV-Messkurve der Struktur (Messung von Matthias Klude). Die Löcherkonzentration beträgt $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. (c) Vergleich von bei 6 K aufgenommenen PL-Spektren eines undotierten DBRs mit einem p-dotierten DBR. Die stark ausgeprägte DAP-Linie belegt die Existenz von Akzeptoren im p-dotierten DBR. Der Peak bei 2,618 eV ist wahrscheinlich der Y-Linie des ZnSe zuzuordnen.

7.2 ZnSTe und ZnTe/ZnS-Übergitter: Material mit hoher Löcherkonzentration

Eine Alternative zur Nutzung eines p-dotierten DBRs zur oberen Stromzuführung ist die Integration eines hoch dotierten p+/n+-Tunnelübergangs in die VCSEL-Struktur, so dass der p-leitfähige DBR durch einen n-dotierten DBR ersetzt werden kann (siehe Kap. 2.4). Die kritische Komponente ist in diesem Zusammenhang die p+-Schicht mit einer geforderten Löcherkonzentration im Bereich $5 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, welche gitterangepasst zum GaAs-Substrat und in hoher kristalliner Qualität realisiert werden muss, um in den Bereich der VCSEL-Kavität eingefügt werden zu können. Außerdem sollte das Material nur eine geringe Absorption im spektralen Bereich der Emission der aktiven Zone besitzen, um das longitudinale Modenprofil nicht ungünstig zu beeinflussen. Zwar hat diese Schicht mit etwa 30 nm eine vergleichsweise geringe Dicke, dennoch muss deren Einfluss bezüglich Absorption und Brechungsindex auf die optische Feldverteilung in die Betrachtungen mit einbezogen werden, um ein geeignetes Material auswählen zu können. In den Referenzen [144, 145] wird BeTe als hochdotierte p-Schicht verwendet. Dieses Material stand aber für diese Arbeit nicht zur Verfügung, aufgrund der Toxizität von Be ist dessen Einsatz allerdings auch problematisch.

Für das Material ZnSe kann eine Löcherkonzentration bis $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, erreicht werden [16], die notwendige Absenkung der optimalen Substrattemperatur während der Deposition von 280°C auf 200°C führt dabei zu einer Aufrauung der Schicht und einer verstärkten Defektbildung. Die Abscheidung eines hochreflektiven DBRs auf eine solche Schicht erscheint dabei wenig aussichtsreich, außerdem ist die Löcherkonzentration in diesem Fall ohnehin nicht ausreichend. Gut geeignet dagegen ist Schicht auf Basis von Tellur-Verbindungen, da ZnTe intrinsisch p-leitend ist und durch zusätzliche Dotierung mit Stickstoff eine Löcherkonzentration von über $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden kann. Allerdings hat ZnTe eine Gitterfehlangepassung von 7% bezüglich GaAs, was einer kritischen Schichtdicke von weniger als vier Monolagen entspricht. Da der massive Einbau von Versetzungen im Bereich der aktiven Zone des VCSELS nicht tolerabel ist, muss die Schichtdicke von binärem ZnTe auf maximal drei Monolagen (etwa 0,75 nm) begrenzt bleiben. Um eine Dicke von einigen 10 nm zu erreichen, muss daher eine Anpassung der Gitterkonstante erfolgen, was durch eine Kombination mit Zinksulfid geschehen kann. Prinzipiell gibt es hier zwei Möglichkeiten: Eine ternäre $\text{ZnS}_{0,63}\text{Te}_{0,37}$ -Legierung oder ein kurzperiodisches ZnTe/ZnS-Übergitter mit einem Schichtdickenverhältnis von 0,58, dessen mittlere Gitterkonstante damit der des GaAs entspricht. Beide Möglichkeiten erfüllen die oben angeführten Anforderungen, dennoch sind deutliche Unterschiede im Bezug auf Dotierung und elektrische Leitfähigkeit zu erwarten. Während im Falle von ZnSTe die Segregation des Tellurs während des Wachstums beim effektiven Einbaus des Stickstoffs eine entscheidene Rolle spielt, sind es im Falle des ZnTe/ZnS-SLs die besonderen Eigenschaften des Übergitters (Ausbildung von Minibändern, hohe lokale Verspannung etc.), welche die p-Dotierung maßgeblich beeinflussen [135]. Da die optimale Wahl des Materials für die p+-Schicht aufgrund der vielen relevanten Parameter nicht ohne weiteres vorhergesagt werden kann, wurden beide Optionen im

Rahmen dieser Arbeit untersucht.

Zu diesem Zweck mussten zuerst geeignete Wachstumsparameter für ZnTe, ZnS und ZnSTe und insbesondere die Wachstumsraten für diese Verbindungen bei einer Substrattemperatur von 280°C gefunden werden. Die Absorptionseigenschaften von ZnSTe und ZnTe/ZnS-SL wurden danach mittels Reflektometrie, die entsprechenden Gitterkonstanten mit HRXRD bestimmt. Abb. 7.3(a) zeigt Reflektometrietransienten welche während der Abscheidung von ZnTe und ZnS bei Wellenlängen von 600 nm bzw. 500 nm aufgenommen worden sind, d.h. jeweils in Bereichen geringer Absorption. Da die Zeitdifferenz zwischen einem Minimum und einem Maximum einer Kurve gerade der optischen Dicke $d = \lambda/(4n)$ entspricht, lassen sich bei Verwendung von Literaturdaten [29] die Wachstumsraten zu $R_{ZnTe} = 540$ nm/h ($n = 3,00$) und $R_{ZnS} = 270$ nm/h ($n = 2,42$) bestimmen. Die Zellentemperaturen und Teilchenflüsse sind in diesem Fall $T_{ZnTe} = 330^\circ\text{C}$ mit $f_{ZnTe} = 6,4 \cdot 10^{-7}$ BEP Torr, $T_{ZnS} = 323^\circ\text{C}$ mit $f_{ZnS} = 4,3 \cdot 10^{-7}$ BEP Torr und $T_S = 100^\circ\text{C}/200^\circ\text{C}$ (bulk/cracker) mit $1,7 \cdot 10^{-6}$ BEP Torr (Ventil 300). Mit Hilfe dieser Parameter wurde anschließend ein kurzperiodisches Übergitter mit beabsichtigten Schichtdicken von $d_{ZnTe} = 0,5$ nm und $d_{ZnS} = 0,86$ (Verhältnis $d_{ZnTe}/d_{ZnS} = 0,58$) realisiert, dessen HRXRD $\omega - 2\theta$ -Scan in Abb. 7.3(b) dargestellt ist. Entscheidend sind hier die zum Übergitter gehörenden Satellitenreflexe nullter Ordnung (mittlere Gitterkonstante des Übergitters) und erster Ordnung (Periode des Übergitters). Aus dem Vergleich mit einer Simulation (nicht gezeigt) ergeben sich für die realen Schichtdicken $d_{ZnTe} = 0,46$ nm und $d_{ZnS} = 1,69$ nm, d.h. insbesondere wurde die beabsichtigte Dicke des ZnS und damit die Gitteranpassung zum GaAs-Substrat verfehlt ($R_{ZnS} = 420$ nm/h). Dies lag an einer Schwankung des Schwefelflusses von $2,4 \cdot 10^{-6}$ BEP Torr anstatt $1,7 \cdot 10^{-6}$ BEP Torr bei gleicher Ventilstellung von 300. Die korrekte Wahl des Schwefel-Flusses bei großen Ventilstellungen bedarf daher einer besonderen Kontrolle vor dem Wachstumsstart. Die gewonnenen Daten lassen sich dennoch zu Eichzwecken für eine weitere Probenserie verwenden, bei welcher die mittlere Gitterkonstante besser auf die des GaAs angepasst ist. Auffällig in Abb. 7.3(b) ist die starke Verbreiterung der Übergitter-Peaks, welche auf eine starke Fluktuation von Te in den Schichten hindeutet.

Um Informationen über die erreichbare Löcherkonzentration in diesen ZnTe/ZnS-Übergitterstrukturen zu erhalten, wurden eine Probenserie mit ZnTe- und ZnS-Schichtdicken von 0,3 nm/0,52 nm, 0,5 nm/0,68 nm sowie 0,75 nm/1,3 nm hergestellt, welche jeweils mit Stickstoff dotiert worden sind. Allerdings lieferten die anschließenden CV-Messungen keine verwertbaren Ergebnisse, da die Gesamtdicke der einzelnen Übergitterschichten mit etwa 400 nm wohl zu gering ist und vor allem die Eigenschaften des GaAs-Substrats vermessen wurden. Allerdings ist die Vergleichbarkeit der p-Dotierung von Übergittern mit 30 nm und solchen mit beispielsweise 1000 nm ohnehin unklar, zumal die Schichten ab etwa 50 nm eine deutliche Degradation während der Deposition gemäß RHEED zeigten. Insbesondere Dotierung hängt aber sensitiv von Dickenverhältnis, Grenzflächenrauigkeit und Verspannung im Übergitter ab. Da also die Bestimmung eines verlässlichen Wertes für die Löcherkonzentration eines Stickstoff-dotierten ZnTe/ZnS-Übergitters von der Dicke 30 nm mittels CV-Messung schwierig erscheint, wurden vollständige LED-Strukturen mit integriertem Tunnelübergang hergestellt, um die Eignung direkt zu überprüfen.

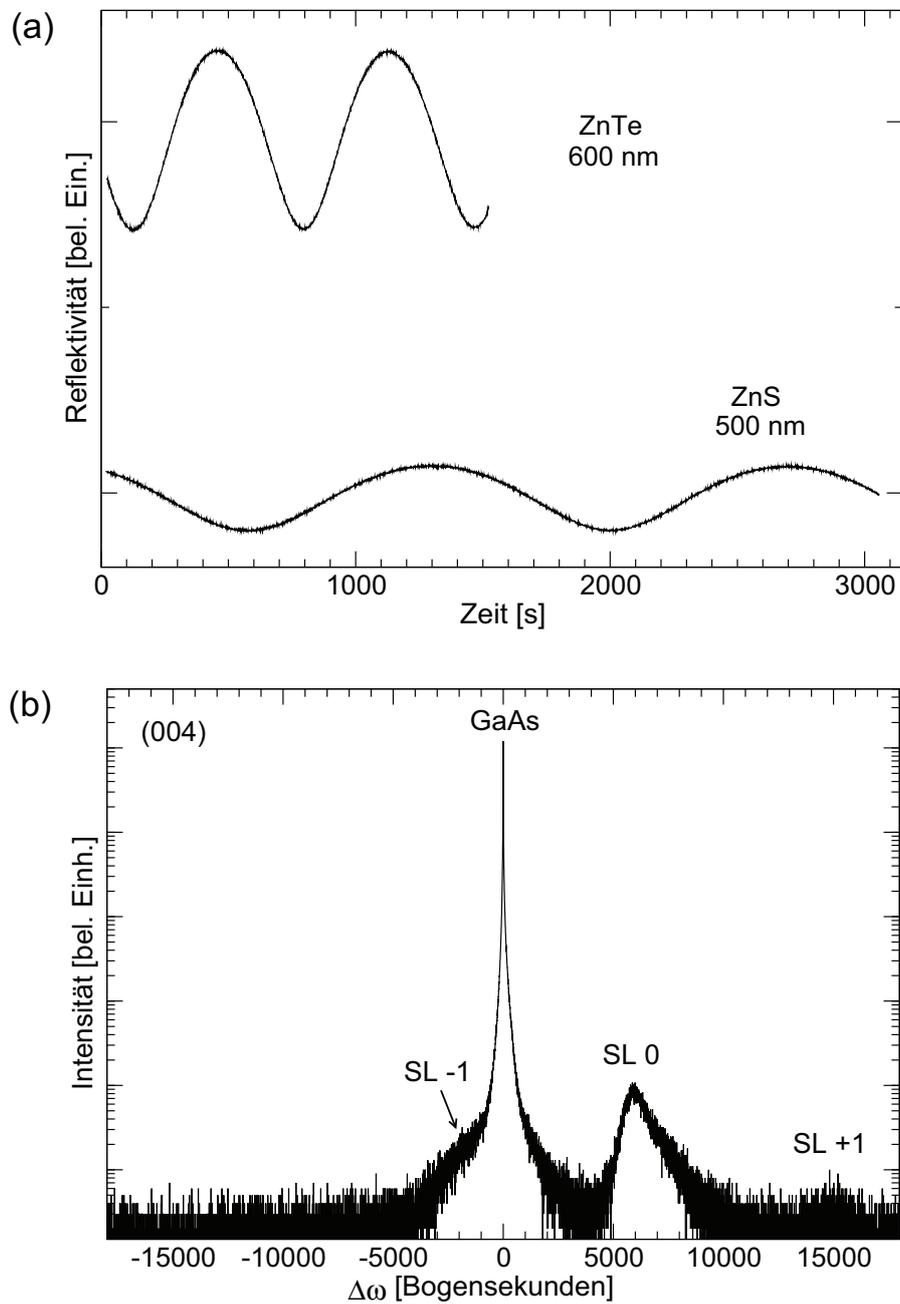


Abbildung 7.3: (a) Reflektometriesignale von ZnTe und ZnS aufgenommen bei 600 nm bzw. 500 nm zur Bestimmung der Wachstumsraten. (b) HRXRD $\omega - 2\theta$ -Scan eines ZnS/ZnTe-Übergitters. Die Übergitter-Satelliten sind benannt (Messung (b) von Gabriela Alexe).

Um geeignete Wachstumsparameter und insbesondere den korrekten Schwefel-Fluss für die ternäre Legierung $\text{ZnS}_{0.63}\text{Te}_{0.37}$ zu finden (Details siehe [137, 138, 140, 141, 142, 143]), wurde eine Probe mit zwei ZnSTe-Schichten hergestellt, bei denen die Ventilstellung der Schwefel-Crackerzelle während des Wachstums variiert wurde. Anhand eines $\omega - 2\theta$ -Scans lässt sich nun durch lineare Interpolation die für die Gitteranpassung nötige Ventilposition extrahieren (siehe Abb. 7.4(a)). Die Gitterkonstanten der Schichten mit S-Ventilstellungen 90 und 120 sind im Vergleich zum GaAs-Gitterkonstante zu groß, d.h. der Tellur-Gehalt liegt über dem beabsichtigten Wert. Durch eine Erhöhung der Ventilposition auf 135 (Schwefelfluss $5,5 \cdot 10^{-7}$ BEP Torr) wird die gewünschte Gitteranpassung erreicht (Übrige Parameter: $T_{\text{sub}} = 280^\circ\text{C}$, $T_{\text{Zn}} = 325^\circ\text{C}$, $f_{\text{Zn}} = 4,0 \cdot 10^{-7}$ BEP Torr, $T_{\text{Te}} = 330^\circ\text{C}$, $f_{\text{Te}} = 5,2 \cdot 10^{-7}$ BEP Torr). Da für die Verbindung ZnSTe der Brechungsindex nicht bekannt und daher eine Auswertung der Schichtdickenoszillationen im Reflektometriesignal zur Bestimmung der Wachstumsrate nicht möglich war, wurde die Gesamtdicke der Probe mittels Profilometer bestimmt. Hierbei wurde ausgenutzt, dass ein Teil des Substrats während des Wachstums von einem Molybdänblech abgedeckt wird, sodass eine Stufe mit der Höhe der epitaktisch abgeschiedenen Schicht entsteht. Die Wachstumsrate der ZnSTe-Schicht bei Verwendung der oben angeführten Parameter lässt sich auf diese Weise zu $R = 700 - 750$ nm/h bestimmen. Anhand der Reflektometrie-Messung bei 520 nm lässt sich außerdem das Absorptionsverhalten der ZnSTe-Schichten abschätzen (Abb. 7.4(b)): Während die Schicht mit dem größeren Tellur-Gehalt (S-Ventil 90) aufgrund der kleineren Bandlücke und damit höheren Absorption eine deutliche Dämpfung des Signals bewirkt, bleibt das Signal bei reduziertem Te-Gehalt zeitlich annähernd konstant. Für eine gitterangepasste ZnSTe-Schicht mit weiter erhöhtem Schwefel-Gehalt (S-Ventil 135) ist also insbesondere für eine geringe Dicke von etwa 30 nm bei einer Emissionswellenlänge von 520 nm des VCSELs eine geringe Absorption zu erwarten.

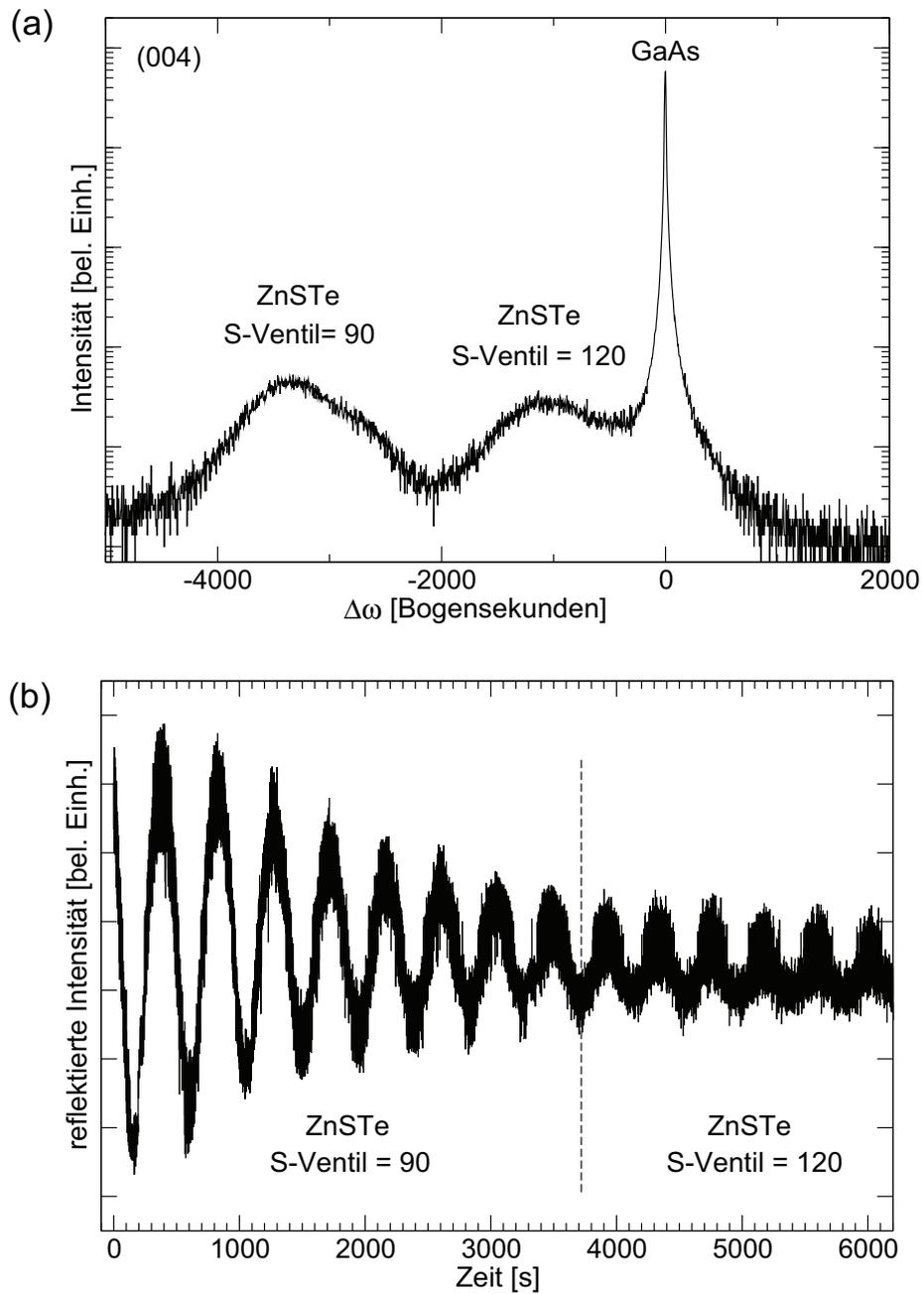


Abbildung 7.4: (a) HRXRD $\omega - 2\theta$ -Scan einer Probe mit zwei ZnSTe-Schichten unterschiedlichen Schwefelgehaltes (Messung von Gabriela Alexe). (b) Während der Abscheidung aufgenommener Reflektometrietransient.

7.3 Leuchtdioden mit Tunnelübergang

Wie in den vorangegangenen Kapiteln bereits erläutert, stellt die Realisierung eines Tunnelübergangs (engl. TJ, tunnel junction) in die VCSEL-Struktur eine aussichtsreiche Möglichkeit zur Ladungsträgerinjektion mit homogener Stromverteilung am Ort des Quantenfilms dar. Um das Konzept auf seine Eignung hin zu testen, wurden einige LEDs hergestellt, bei welchen im Wesentlichen die Parameter für die hochdotierte p+-Schicht verändert wurden. Der Aufbau des ersten LED-Typs ist in Abb. 7.5(a) dargestellt, wobei die verwendeten Schichtdicken denen einer typischen LED-Struktur ohne Tunnelübergang entsprechen. Die n-ZnSSe-Schicht unten bzw. die n+-Schicht oben soll später im VCSEL durch einen n-dotierten DBR ersetzt werden. Die p+-Schicht besteht hier aus einem ZnTe(0.7 nm)/ZnS(1.3 nm)-Übergitter mit einer Dicke von 20 nm in der ersten und 50 nm in der zweiten LED-Probe. Die Vergrößerung der Schichtdicke dient zur Klärung der Frage, inwieweit die Breite der Verarmungszone am Tunnelübergang den Tunnelstrom und damit den Betrieb der TJ-LED beeinflusst. Die gesamte abschließende n+-ZnSSe-Schicht wurde durch Einbringen von Chlor aus einer ZnCl-Quelle hoch n-dotiert ($T_{ZnCl} = 280^\circ\text{C}$ im Vergleich zu $T_{ZnCl} = 240^\circ\text{C}$, wie sonst bei Lasern üblich), um den möglichen negativen Einfluss des Chlors auf das epitaktische Wachstum zu untersuchen. Um den erwarteten hohen seriellen elektrischen Widerstand einer DBR-Vielschichtstruktur im VCSEL zu minimieren, muss die Dotierung im Rahmen einer vertretbaren kristallinen Qualität der Schichten maximiert werden. Anhand von RHEED-Beobachtungen zeigte sich allerdings, dass der hier verwendete ZnCl-Fluss die obere Grenze darstellt, da die Oberflächenrauigkeit während der Abscheidung der hoch n-dotierten Schicht deutlich zunahm. Dies beruht wahrscheinlich auf einem verstärkten Ätzprozess des reaktiven Chlors auf der Oberfläche der Probe. Eine Temperatur der ZnCl-Dotierzelle von $T_{ZnCl} = 270^\circ\text{C}$ erscheint daher als ein guter Kompromiss im Rahmen der oben diskutierten Zielsetzung. Die LED-Strukturen wurden anschließend ex-situ mit Pd/Au-Kontakten versehen, welche lithographisch zu Streifen mit einer Breite von $400\ \mu\text{m}$ präpariert wurden (siehe Abb. 7.6). Bei Anschluss einer Spannungsversorgung zeigte sich allerdings ein Aufleuchten der gesamten Probenfläche zwischen den Kontaktstreifen, wie es bei Standard-LEDs nicht auftritt. Dies ist auf die hohe Leitfähigkeit der oberen n+-ZnSSe-Schicht und die damit verbundene Stromaufweitung zurückzuführen. Die prinzipielle Zielsetzung ist damit erfüllt, zu Messzwecken wurde der Strompfad durch Trockenätzen von Mesen mittels CAIBE eingeschränkt. Die LED-Strukturen wurden entlang der Goldstreifen bis etwa $500\ \mu\text{m}$ in das GaAs-Substrat heruntergeätzt, sodass ein Stromfluss nur unterhalb der Kontaktflächen erfolgen kann. Schließlich wurden aus den so präparierten Probenstücken Barren der Breite 1 mm abgespalten und die einzelnen LEDs elektrisch vermessen.

Die Strom-Spannungskurven beider LED-Typen sowie die Spektren der Elektrolumineszenz (EL) der LED mit der 20 nm dicken p+ -Schicht (Abb. 7.5(a)) sind in Abb. 7.7 gezeigt. Bei den beiden besten Strukturen auf den verschiedenen getesteten Barren setzt ein merklicher Stromfluss erst bei etwa 16 V ein (Abb. 7.7(a)), verbunden mit einer schwachen grünen EL. Die Spektren der EL einer dieser LEDs für verschiedene Stromdichten sind in Abb. 7.7(b) dargestellt. Die Daten der TJ-LED mit der 50 nm dicken p+-Schicht

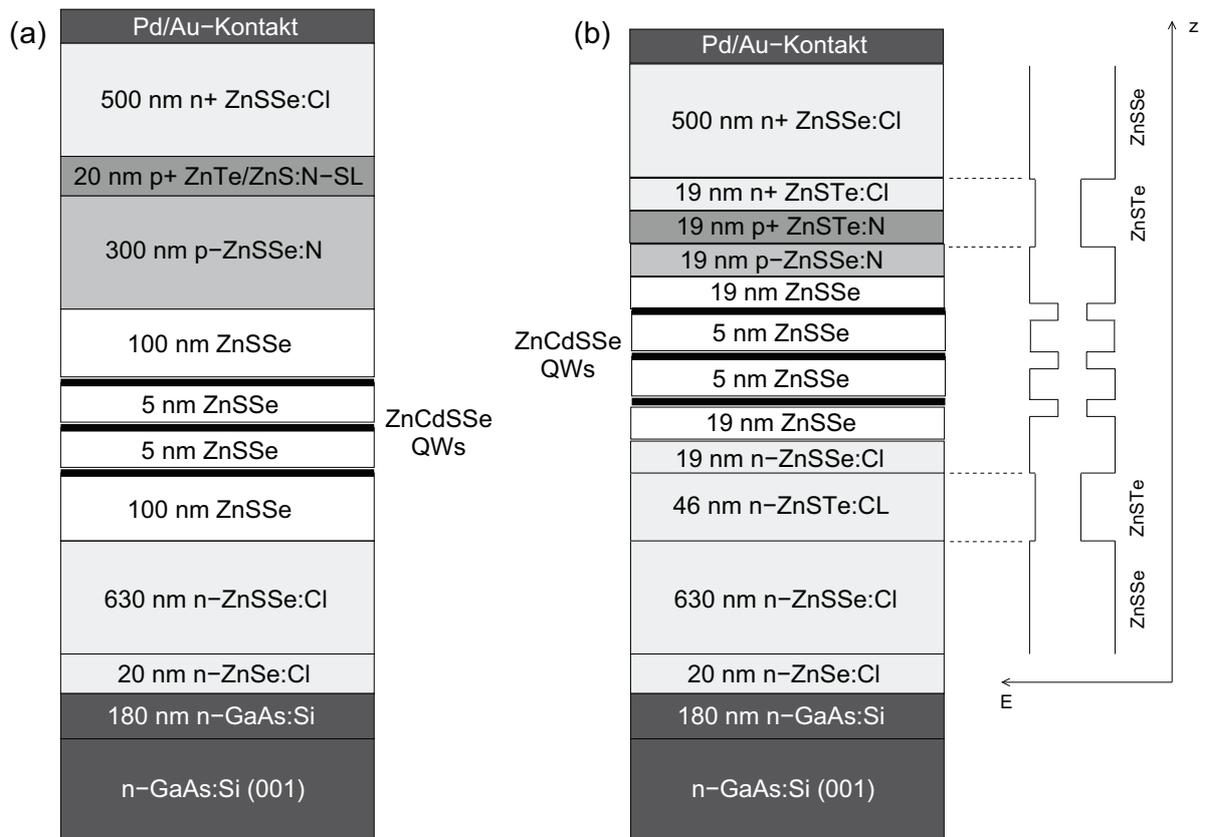


Abbildung 7.5: Aufbau von Leuchtdioden mit Tunnelübergang.

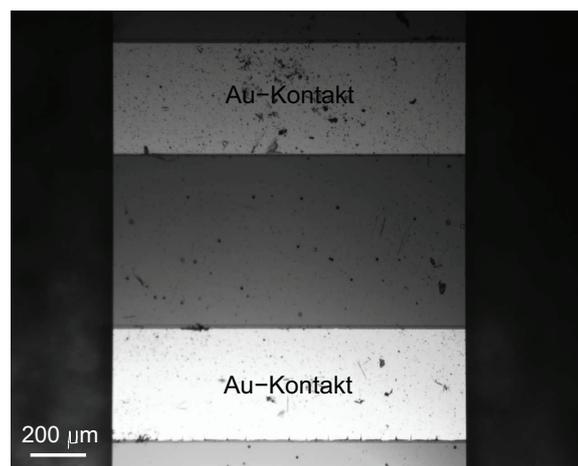


Abbildung 7.6: Goldkontakte der LEDs aufgenommen mit einem optischen Mikroskop (Prozessierung durch Matthias Klude).

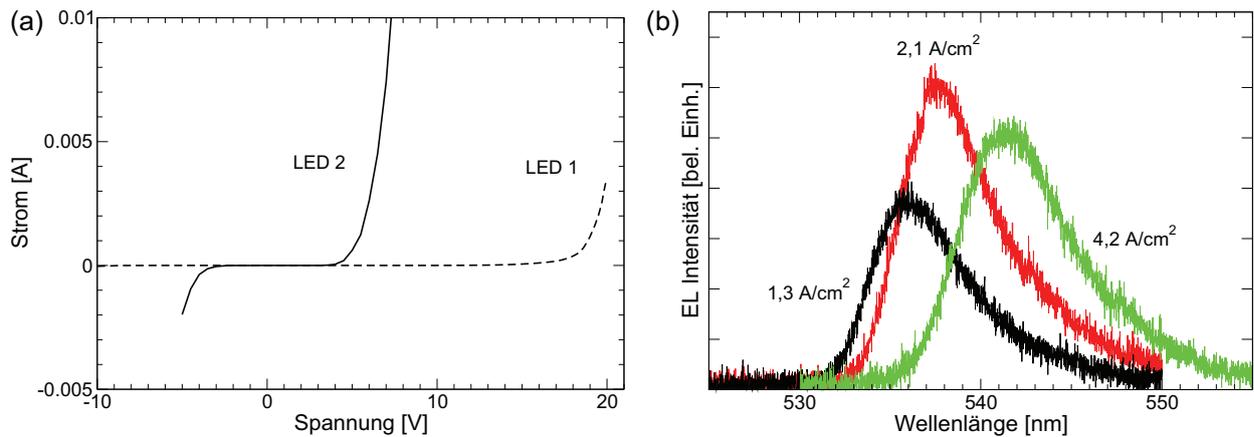


Abbildung 7.7: (a) Vergleich der I-V-Kurven der in Abb. 7.5 dargestellten LEDs. (b) Elektrolumineszenz für verschiedene Stromdichten der LED aus Abb. 7.5(a) (Messung (b) von Matthias Klude).

sind jener mit der 20 nm dicken p+-Schicht vergleichbar und daher hier nicht gezeigt. Die Kontaktspannungen, bei welchen eine merkliche Intensität der EL auftritt sind in diesem Fall allerdings im Mittel etwas größer, was auf einen erhöhten Widerstand der dickeren ZnTe/ZnS-Übergitterschicht zurückgeführt werden kann. In diesem Zusammenhang muss aber darauf hingewiesen werden, dass die beiden hier diskutierten Proben ohne GaAs-Pufferschicht auf einem Substrat der Firma Wafertech abgeschieden wurden, welche erfahrungsgemäß schlechtere Eigenschaften bezüglich der Kontaktierbarkeit aufweisen als Substrate der Firma Dowa, welche üblicherweise für LEDs und LD verwendet werden. Die in diesem Fall auftretenden verhältnismäßig hohen Kontaktspannungen sollten daher nicht überbewertet werden.

Der Nachweis von EL in diesen technologisch rudimentär prozessierten Teststrukturen belegt eindeutig die Erzeugung von Löchern am Tunnelübergang und deren Rekombination mit Elektronen im Quantenfilm. Ob es sich bei diesem Prozess tatsächlich vorwiegend um einen quantenmechanischen Tunnelprozess oder um lawinenartige Stoßionisation aufgrund der hohen Feldstärken an der p+/n+-Schicht handelt, konnte jedoch noch nicht geklärt werden. Um die für den elektrischen Betrieb eines VCSEL notwendigen Stromdichten zu erreichen, ist das Dominieren des Tunneleffekts allerdings von wesentlicher Bedeutung. Hier werden weitere Untersuchungen folgen.

Die LED-Struktur, bei welcher ternäres ZnSTe verwendet wurde, ist in Abb. 7.5(b) gezeigt. Neben der hohen p-Dotierbarkeit sollte das Material aufgrund der energetischen Lage des Leitungsbandes auch gut n-dotierbar sein, sogar etwas besser als ZnSe (siehe Kap. 3, Abb. 3.3(b)). Damit scheint ZnSTe sowohl für die p+-Schicht als auch die n+-Schicht des Tunnelübergangs verwendbar zu sein. Der Aufbau der LED wurde daher im Vergleich zur Struktur mit Übergittern (Abb. 7.7(a)) verändert, insbesondere sollten die Dicken der Schichten um die aktive Zone herum denen einer Lambda-Kavität in der späteren VCSEL-

Struktur entsprechen. Um ein symmetrisches Profil der longitudinalen Mode in der Kavität zu garantieren, wurde eine ZnSTe-Schicht auch unterhalb der QWs mit der gleichen Dicke wie der p+/n+-Tunnelübergang eingefügt, allerdings ausschließlich n-dotiert. Wie aus dem Banddiagramm unter Flachbandbedingungen im rechten Teil von Abb. 7.5(b) ersichtlich, hat ZnSTe gegenüber dem ZnCdSse der Quantenfilme einen Bandversatz des Typs II auf der Valenzbandseite, ermöglicht daher also keinen Einschluss der Löcher im QW. Aus diesem Grund wird wie gewöhnlich ZnSse als Barrierenmaterial um die Quantenfilme herum verwendet, was allerdings auf der Valenzbandseite einen für die Leitfähigkeit nachteiligen Bandversatz zwischen ZnSse und ZnSTe zur Folge hat. Um gute Eigenschaften bezüglich der Kontaktierung zu erreichen, wurde die LED diesmal auf einer GaAs-Pufferschicht und einem Substrat der Firma Dowa abgeschieden. Zusätzlich wurde mittels eines Elektronenstrahlverdampfers erstmals in-situ eine 20 nm dicke Palladiumschicht vor dem Ausschleusen aus dem Vakuum aufgebracht, um eine Oxidation der ZnSse-Deckschicht zu verhindern. Die Prozessierung erfolgte dann analog der oben diskutierten LED-Strukturen.

Alle Schichten der Probe sind gemäß der Auswertung einer mit HRXRD aufgenommenen reziproken Gitterkarte des (224)-Reflexes vollverspannt auf das Substrat abgeschieden worden. Dies belegt die korrekte Wahl der Wachstumsparameter für das ZnSTe, insbesondere den richtigen Schwefelfluss. Die I-V-Kurve der ZnSTe-LED ist in Abb. 7.7(a) gezeigt. Der Spannungswert, bei welchem ein deutlicher Stromfluss einsetzt, ist gegenüber der Übergitter-LED deutlich herabgesetzt, was wahrscheinlich hauptsächlich auf die verbesserte Kontaktierung zurückzuführen ist. Allerdings konnte keine Elektrolumineszenz beobachtet werden, auch nicht bei Stromdichten bis zu 100 A/cm². Eine mögliche Ursache ist der Verlust des Einschlusses der Ladungsträger in den Quantenfilmen aufgrund von starken Bandverbiegungen im Bereich der aktiven Zone, verursacht durch die hohen Dotierkonzentrationen und geringe Schichtdicken. Dieses Problem lässt sich wahrscheinlich dadurch beheben, dass die Dicke der undotierten ZnSse-Schichten um die QWs herum vergrößert wird. Allerdings müsste dann auch die Ausdehnung der Kavität des VCSELs vergrößert werden werden, beispielsweise von einer λ -Kavität auf eine 2λ - oder 3λ -Kavität. Der damit verbundene Anstieg der Schwellstromdichte aufgrund einer erhöhten Anzahl von Verlustmoden müsste dann zum Zwecke der optimierten Ladungsträgerinjektion in Kauf genommen werden.

Die Frage, ob ein ZnTe/ZnS-Übergitter oder eine ternäre ZnSTe-Legierung die bessere Wahl zur Realisierung eines effektiven Tunnelübergangs darstellt, konnte hier nicht abschließend geklärt werden. Insbesondere ist die Vergleichbarkeit zwischen den beiden diskutierten LED-Typen aufgrund unterschiedlicher Wachstumsbedingungen und Schichtfolgen schwierig. Eine systematische Studie diesbezüglich ist Thema einer laufenden Diplomarbeit, wobei die hier gezeigten Daten die Realisierbarkeit des Konzeptes zeigen und die Grundlage für diese weitergehenden Untersuchungen bilden.

Kapitel 8

Prozessierung des Bauelementes

Im Kapitel 5 der vorliegenden Arbeit wird das Wachstum von Vertikalresonatoren beschrieben, welche die Anforderungen für Laserbetrieb erfüllen, während Kapitel 7 die Grundlagen für einen elektrischen Injektionsbetrieb legt. Um aus den zur Verfügung stehenden Komponenten ein vollständiges Bauelement zu fertigen, bedarf es jedoch einer verhältnismäßig aufwändigen Prozessierung. Wesentliches Ziel einer solchen Prozessierung ist das Erreichen einer ausreichenden Stromdichte im Bereich der aktiven Zone des VCSELs mittels verbesserter lateraler Stromführung sowie die Minimierung der Wärmeentwicklung im Bauelement. Für Anwendungszwecke wie Einkopplung in optische Fasern ist es außerdem wünschenswert, eine stabile Emission des Lasers auf Basis der transversalen Grundmode zu realisieren. Schließlich muss ein ringförmiger Metallkontakt von der Ausdehnung weniger Quadratmikrometer aufgebracht werden, um den VCSEL effektiv mit Strom zu versorgen. Dieser Ring sollte dann mit einer ausreichend großen metallischen Kontaktfläche verbunden sein, um das bequeme Aufsetzen von Nadeln bzw. die Verdrahtung mit einer externen Elektronik zu ermöglichen. Im begrenzten Zeitrahmen des Projektes war es bisher nicht möglich, die vollständige Prozessierung der VCSEL-Strukturen zu entwickeln und zu testen. Daher bleiben die Ausführungen in den beiden folgenden Kapiteln auf erste Untersuchungen bezüglich des Ätzens zirkularer Mesen (Mikrosäulen) sowie die Erläuterung des Konzeptes einer selektiven Oxidation von MgS zur Realisierung einer Stromapertur beschränkt.

8.1 Strukturierung von Mesen

Die Vielschichten in den Bragg-Reflektoren des VCSELs verursachen aufgrund der hohen Anzahl von Grenzflächen und der damit verbundenen Bandversätze einen hohen seriellen elektrischen Widerstand, welcher zu einer starken Stromaufweitung führt. Mittels des Herausätzens von Mesen aus der planaren Schichtstruktur wird der vertikale Ladungsträgerstrom auf den Querschnitt der Mikrosäule eingeschränkt und somit lateral begrenzt. Dies führt allerdings auch zu einer verstärkten Erwärmung des Bauelementes und damit zu einer spektralen Verstimmung von Emission und Kavitätsresonanz, welche bei der Wahl der entsprechenden Parameter mit eingerechnet werden muss. Der Ätzprozess der Mesen

stellt einen wesentlichen Teil der VCSEL-Prozessierung dar und muss daher im Rahmen der Optimierung untersucht werden. Wichtig sind in diesem Zusammenhang der Durchmesser der Mesa, die Realisierung möglichst glatter Seitenwände sowie die Minimierung von Kristallschäden innerhalb der Struktur.

Gut geeignet für diesen Zweck ist die Verwendung eines Gerätes mit fokussiertem Ionenstrahl (engl. Focused Ion Beam, FIB), welches gleichzeitig den Betrieb eines Rasterelektronenmikroskops zur in-situ-Kontrolle der Strukturierung sowie die Deposition von Isolatormaterial und Metallen erlaubt. Eine solche FIB der Firma FEI steht seit Oktober 2003 dem Institut für Festkörperphysik der Universität Bremen zur Verfügung und bildet eine wichtige Grundlage für die zukünftige Optimierung der VCSEL-Prozessierung. Im Rahmen der Beschaffung konnten mit Geräten der Firmen JEOL und FEI bereits einige Teststrukturierungen vorgenommen werden, deren Ergebnisse in Abb. 8.1 gezeigt sind. In Abb. 8.1(a) wurde eine zylindrische Mesa mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ erzeugt, welche in einer kreisförmigen Vertiefung mit einem Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$ steht (Aufnahme mit Rasterelektronenmikroskop, REM). Die Ätztiefe wurde dabei so gewählt, dass der obere DBR so wie die VCSEL-Kavität vollständig freiliegen. Die Steilheit der Seitenwände ist fast senkrecht, wobei die Ätzflanken glatt und defektfrei erscheinen. Dies demonstriert die Präzision der Methode. In Abb. 8.1(b) ist eine Mikrosäule mit ebenfalls $2\ \mu\text{m}$ Durchmesser gezeigt, welche aber in einem größeren Radius und bis auf das Substrat freigelegt wurde (ca. $20\ \mu\text{m}$). Die Vorgehensweise war dabei zweistufig: Für den äußeren Bereich wurde eine hohe Ätzrate gewählt, um den vergleichsweise großen Bereich in verkürzter Zeit ausarbeiten zu können. Die Beschaffenheit der Ränder ist daher etwas gröber im Vergleich zu Abb. 8.1(a) und es haben sich Gallium-Tröpfchen aus dem Ionenstrahl abgesetzt. Für die Strukturierung der Mesa im Inneren wurde dann eine geringere Ätzrate gewählt, um eine schonende und präzise Bearbeitung zu gewährleisten. Abbildung 8.1(c) zeigt die mikroskopische Aufnahme eines Mesenfeldes, wobei die unteren Säulen einen Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ haben, die obere dagegen $5\ \mu\text{m}$ breit ist. In Abb. 8.1(d) ist eine mittels REM aufgenommene Vergrößerung von einer der unteren Säulen abgebildet.

Alle hier gezeigten Mesen wurden in der μ -PL untersucht und sind optisch aktiv, wobei die Intensität der Lumineszenz vergleichbar war mit den unstrukturierten Teilen der Probe. Offensichtlich trat während der Bearbeitung keine wesentliche Schädigung der Struktur, insbesondere der aktiven Zone, durch hochenergetische Ga-Ionen auf. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für den Einsatz der FIB zur Strukturierung von VCSEL-Bauelementen. Mit Hilfe des Gerätes kann auch gezielt Isolatormaterial (SiO_2) und Metall (Platin) mit hoher örtlicher Präzision abgeschieden werden, sodass ebenfalls ein Aufbringen von Kontakten auf die Laserstruktur möglich ist. Um einen Eindruck über die prinzipiellen Anforderungen an eine VCSEL-Prozessierung zu vermitteln, sind in 8.2 wesentliche Strukturierungsschritte anhand eines Arsenid-basierten, rot emittierenden Oberflächenemitters gezeigt. Die Aufnahmen stammen vom Mikrostrukturlabor der Universität Stuttgart.

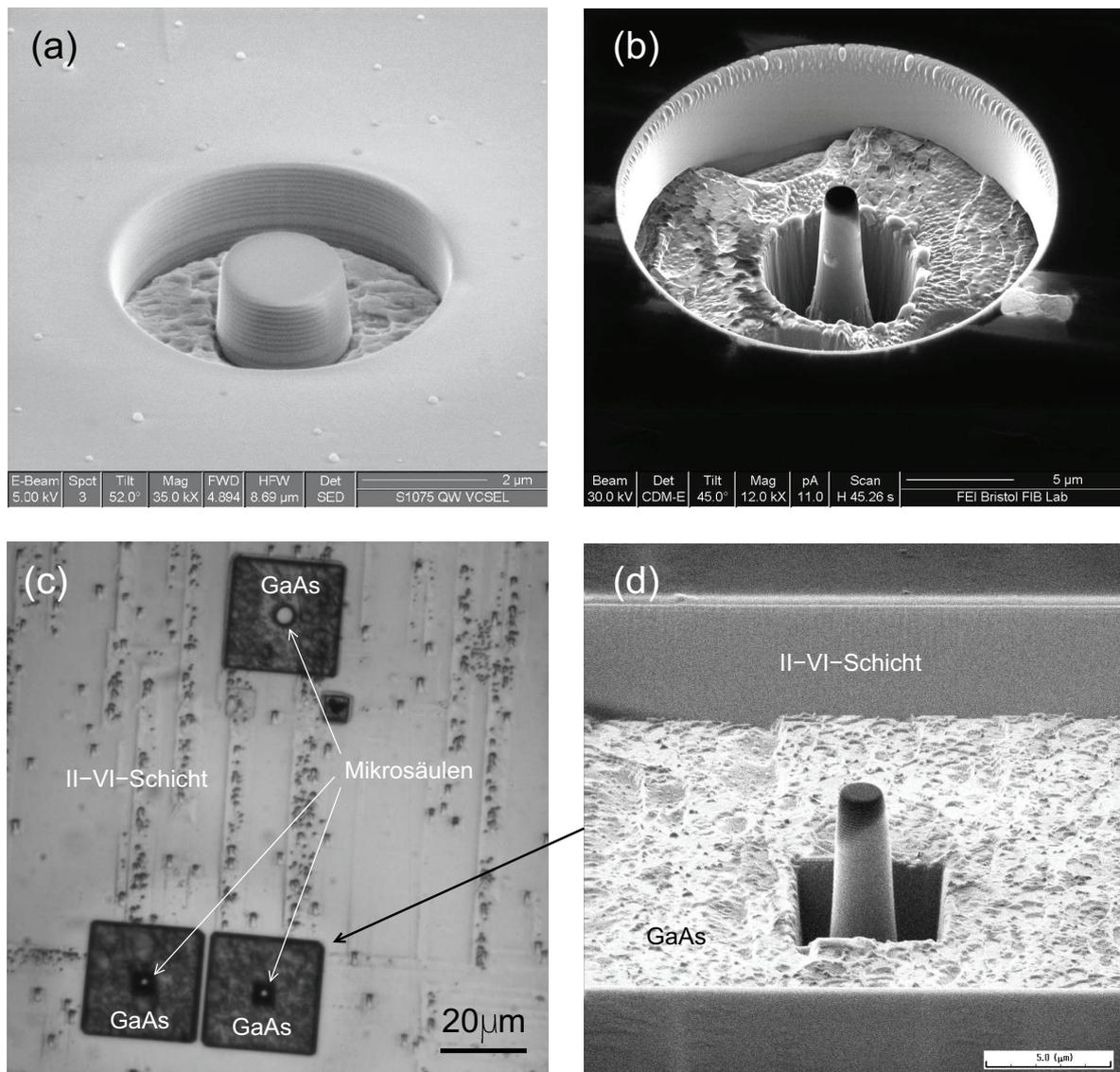


Abbildung 8.1: Mittels eines fokussierten Ionenstrahls präparierte Mikrosäulen. (a), (b) und (d) sind Aufnahmen eines Rasterelektronenmikroskopes (von Mitarbeitern der Firma FEI bzw. JEOL). (c) ist eine Übersicht (optisches Mikroskop) des Mesenfeldes, aus dem die Mikrosäule aus Abb. (d) stammt.

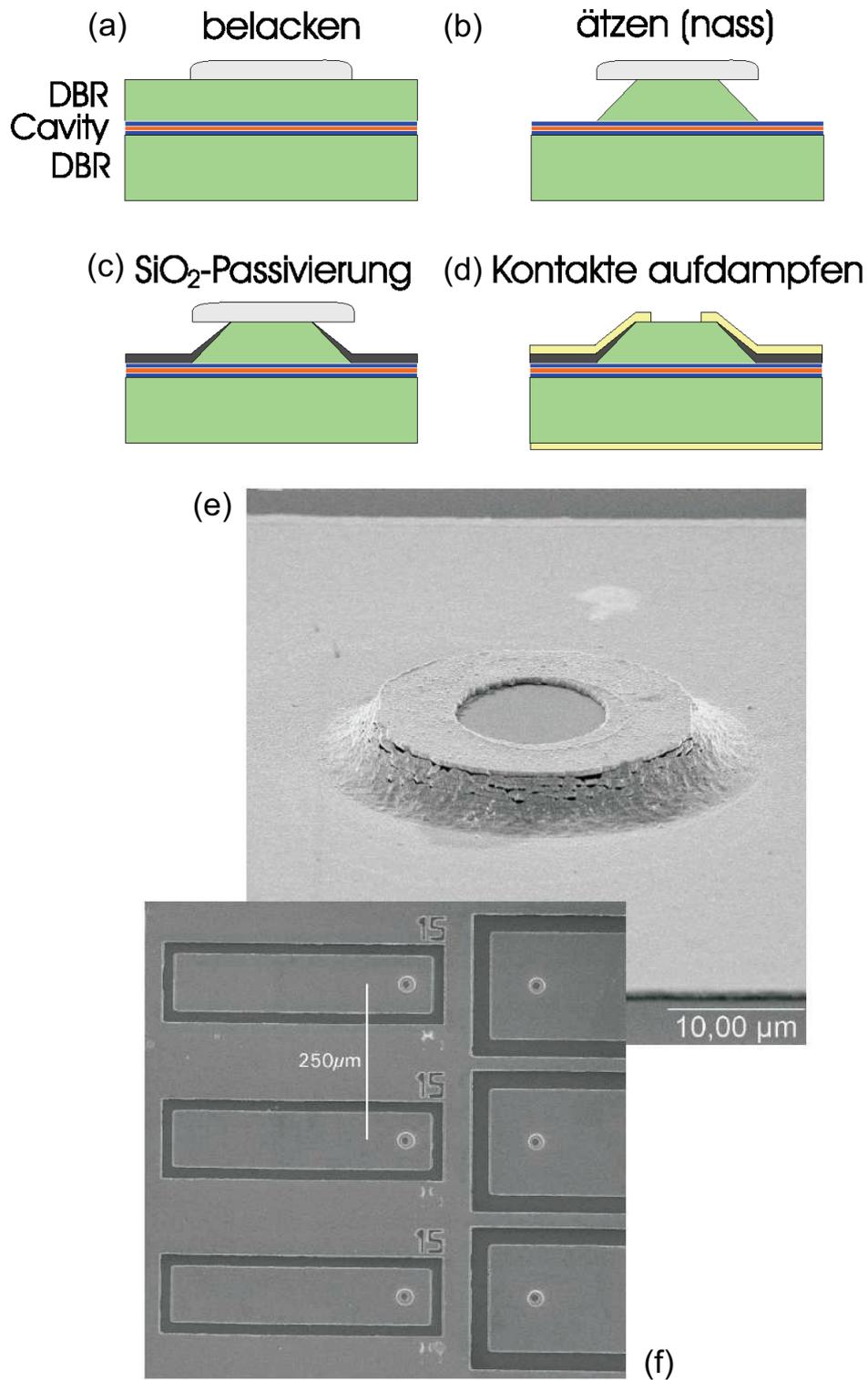


Abbildung 8.2: Prozessierung eines rot emittierenden Arsenids-basierten VCSELs: (a) - (d) Schematische Darstellung wichtiger Prozessschritte. (e) Aufnahme eines vollständig kontaktierten Bauelementes mit dem Rasterelektronenmikroskop. (f) Kontaktflächen aus Gold. Die Aufnahmen stammen vom Mikrostrukturlabor der Universität Stuttgart (aus [50]).

8.2 Laterale Stromführung

Wie bereits in Kap. 2.4 erwähnt, kommt der lateralen Führung des in vertikaler Richtung durch den VCSEL fließenden Stroms eine entscheidende Bedeutung für das Erreichen der Lasertätigkeit zu. In Abb. 8.3 sind die beiden wichtigsten Konzepte zur Realisierung von Stomaperturen gezeigt. Im Fall Abb. 8.3(a) werden hochenergetische Protonen in einem ringförmigen Bereich in die Struktur eingebracht und bewirken lokal eine Schädigung des Kristalls, so dass der elektrische Widerstand in diesem Gebiet deutlich ansteigt. Auf diese Weise werden die Ladungsträger durch eine schmale Öffnung im Bereich der aktiven Zone des Lasers gezwungen. Die Methode der Protonenimplantation ist technologisch vergleichsweise einfach und ein Standardprozess in der industriellen Fertigung von Oberflächenemittern mit Vertikalresonator. Anspruchsvoller ist dagegen die selektive Oxidation einzelner Schichten der epitaktischen Struktur. Dazu nutzt man die Tatsache aus, dass eine AlGaAs-Schicht ab einem Al-Gehalt von 95% wesentlich schneller oxidiert als benachbarte Schichten mit geringerer Al-Konzentration. Bei bekannter Oxidationsrate kann so eine kreisförmige Oxidapertur innerhalb der Struktur erzeugt werden. Mit solchen oxidgeführten VCSELn wurden die bisher geringsten Schwellströme im Bereich von μA realisiert. Details zu dieser Methode sind in den Refs. [11, 12, 57, 58] zu finden.

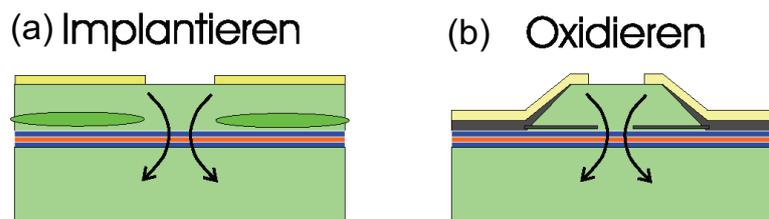


Abbildung 8.3: Verbesserte laterale Stromführung durch (a) Protonenimplantation und (b) Realisierung einer Oxidapertur. Aus [50].

Im Falle des II-VI-Materialsystems könnten prinzipiell Mg-haltige Verbindungen aufgrund ihres reaktiven Charakters bezüglich Sauerstoff zur Realisierung von Oxidaperturen verwendet werden, allerdings wurde bislang praktisch keine Literatur zu diesem Thema veröffentlicht. Um eine selektive Oxidation zu erreichen, müsste dabei die Reaktionsgeschwindigkeit signifikant von einem bestimmten Parameter wie Mg-Gehalt, Schichtdicke oder Umgebungsmaterial abhängen. Da eine Realisierung von Oxidaperturen für die hier entwickelten VCSEL von großer Bedeutung wäre, werden demnächst entsprechende Untersuchungen in der Arbeitsgruppe von Prof. Hommel durchgeführt.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Realisierung eines grünen oberflächenemittierenden Lasers mit Vertikalresonator (VCSEL) auf Basis des II-VI-Materialsystems. Grundlage hierfür waren Erfahrungen, welche am Institut für Festkörperphysik der Universität Bremen bei der Herstellung von kantenemittierenden Laserdioden mit blau-grüner Emission gewonnen werden konnten. Allerdings mussten wesentliche Komponenten des VCSELs wie hochreflektive Bragg-Reflektoren (DBRs) und Mikroresonatoren hoher Güte von Grund auf neu entwickelt werden, da die in der Literatur dokumentierten Ergebnisse zu diesem Thema die hohen Anforderungen an einen elektrisch betriebenen Laser bisher nicht erfüllen konnten.

Bei einem VCSEL handelt es sich um ein komplexes Bauelement, bei welchem die optischen, elektrischen und thermischen Eigenschaften eng miteinander vernüpft sind und gut aufeinander abgestimmt werden müssen, um die gewünschte Laseremission zu ermöglichen. In der schrittweisen Entwicklung gibt es allerdings eine klare Hierarchie: Die höchste Priorität hat die weitgehende Optimierung der optischen Eigenschaften, d.h. die Realisierung eines strukturell hochwertigen Mikroresonators, da dieser die physikalische Grundlage für die Erzeugung von stimulierter Emission ist. Insbesondere die Herstellung einer voll-epitaktischen, pseudomorphen monolithischen Struktur stellt in diesem Zusammenhang eine besondere Herausforderung dar. Bereits in dieser Phase müssen die Materialien und Schichtfolgen aber so gewählt werden, dass prinzipiell eine ausreichende Leitfähigkeit in vertikaler Richtung erreicht werden kann. An zweiter Stelle steht dann die Optimierung der elektrischen Eigenschaften, d.h. die Reduktion des seriellen elektrischen Widerstandes und damit Minimierung der Wärmeentwicklung während des Betriebes des VCSELs. Auch sollte der Aufbau so gewählt sein, dass eine homogene Stromdichte im Bereich der aktiven Zone des Lasers erreicht wird, um gezielt die transversale optische Grundmode anzuregen, beispielsweise durch Einfügen einer Schicht zur lateralen Stromaufweitung. Die abschließende Prozessierung dient dann vor allem der Einschränkung des Stromflusses in lateraler Richtung mittels des Ätzens von zirkularen Mesen und der effektiven Abführung der Wärmeenergie während des Betriebes. Im Verlauf der Arbeiten konnte mit der Realisierung eines optisch gepumpten VCSELs bei Raumtemperatur mit einem Gütewert von über $Q = 3000$ der erste Teilpunkt erfolgreich abgeschlossen werden. Für den Betrieb unter

elektrischer Injektion wurden mit der Demonstration von n-dotiertem DBR ($n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und p-dotiertem DBR ($p = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) sowie der Realisierung einer Leuchtdiode mit Tunnel-Übergang wesentliche Grundlagen gelegt. Schließlich wurde die prinzipielle Eignung des fokussierten Ionenstrahls (FIB) zur Strukturierung eines VCSEL-Bauelementes aufgezeigt, da keine wesentlichen Schädigungen der Struktur und des aktiven Gebietes beispielsweise in Bezug auf die PL-Intensität von VCSEL-Mikrosäulen aufgetreten sind.

Bei der Umsetzung der anspruchsvollen Aufgabenstellung war eine systematische und zielgerichtete Vorgehensweise unumgänglich, d.h. die Entwicklung von Teilkomponenten mit den angestrebten Eigenschaften hatte zunächst Vorrang vor dem detaillierten, mikroskopischen Verständnis einzelner Prozesse. Dennoch war die Analyse auf Basis der physikalischen Grundlagen und Zusammenhänge von zentraler Bedeutung für die Entscheidungsfindung im Rahmen einer erfolgreichen, ergebnisorientierten Arbeit.

Am Anfang stand die Suche nach einem geeignetem Material mit niedrigem Brechungsindex, wobei die Verbindung MgS prinzipiell die attraktivste Wahl darstellt, da sie den geringsten Brechungsindex im II-VI-Materialsystem zur Verfügung stellt und eine verhältnismäßig geringe Gitterfehlانpassung zu GaAs hat. Allerdings gilt das epitaktische Wachstum von MgS in Zinkblende-Kristallstruktur als schwierig, da die Verbindung natürlicherweise Kochsalzstruktur annimmt. Bei Verwendung einer Schwefel-Crackerzelle hat sich die Wahl von möglichst S-reichen Abscheidungsbedingungen als optimal herausgestellt, da auf diese Weise glatte Schichten in Zinkblendestruktur bis zu einer Dicke von 15 nm bei einer Wachstumsrate von 675 nm/h realisiert werden können. Eine ausreichende Wachstumsrate ($R > 500 \text{ nm/h}$) ist wichtig, um eine vollständige VCSEL-Struktur im Zeitrahmen von etwa zehn Stunden, d.h. während eines Arbeitstages, herstellen zu können.

Aufgrund der begrenzten Dotierbarkeit konnten in Hinblick auf ausreichende Leitfähigkeit in den Bragg-Reflektoren keine dicken MgS-Schichten (d.h. $d = 65 \text{ nm}$) eingesetzt werden, sondern es wurden zu diesem Zweck kurzperiodische MgS/ZnCdSe-Übergitter entwickelt. Hierbei wird der geringe Brechungsindex der MgS-Schichten und die gute Dotierbarkeit von der ZnCdSe-Schichten miteinander kombiniert. Die Ausbildung von Minibändern in diesen Strukturen in Abhängigkeit der Übergitterperiode erlaubt außerdem die gezielte Beeinflussung der elektrischen Eigenschaften im Rahmen des Optimierungsprozesses. Die Beimischung von Cadmium in die ZnSe-Schichten ermöglicht dabei die Anpassung der mittleren Gitterkonstanten des Übergitters an die des GaAs-Substrats. Beispielsweise kann durch Verwendung eines gitterangepassten MgS(1,5 nm)/ZnSe(1,0 nm)-Übergitters ohne Cd eine Brechungsindexdifferenz zu den $\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}$ -Hochindexschichten von $\Delta n = 0,4$ erreicht werden. Eine Erhöhung der Brechungsindexdifferenz gelingt, wenn die Dicke der ZnSe-Schichten verringert und die Dicke der MgS-Schichten erhöht wird. Um auch in diesem Fall Gitteranpassung zum Substrat zu erhalten, muss durch Beimischung von CdSe eine Kompensation der mittleren Gitterkonstanten erfolgen. Ein solches MgS(1,9 nm)/ $\text{Zn}_{0,85}\text{Cd}_{0,15}\text{Se}$ (0,6 nm)-SL erreicht eine Brechungsindexdifferenz von über $\Delta n = 0,6$ bezüglich $\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}$ bei einer Wellenlänge von 520 nm. Die Verwendung dieses Übergittertyps erlaubt daher die Herstellung hochreflektiver Bragg-Spiegel schon mit einer vergleichsweise geringen Anzahl von 15 Spiegelpaaren. Durch Variation der Schichtdicken von Hoch- und Niedrigindexmaterial kann dabei das Stopband-Maximum den gesamten

blauen (460 nm) bis gelben (600 nm) Spektralbereich überdecken. Durch die hohe Indexdifferenz entsteht außerdem eine große Stopppandbreite von beispielsweise 65 nm bei einem Reflexionsmaximum im grünen Bereich des Spektrums (520 nm), was vorteilhaft für die Herstellung von Resonatoren hoher Güte ist.

Auf der Basis dieser DBRs wurden vollständige VCSEL-Strukturen realisiert, welche das Einsetzen stimulierter Emission unter optisch gepumpter Anregung zeigen. Ein optimierter VCSEL bestehend aus einem DBR mit 18 Perioden (unten), einer λ -Kavität mit 3 ZnCdSSe-QWs und einem DBR mit 15 Perioden (oben) hat eine Schwellleistungsdichte von $0,021 \text{ MW/cm}^{-2}$ bei Raumtemperatur und einer Emissionswellenlänge von 511 nm. Die Schwellleistungsdichte liegt um den Faktor 50 unter einer kantenemittierenden Referenzstruktur, für welche ein entsprechender Wert von $1,05 \text{ MW/cm}^{-2}$ gemessen wurde. Die Linienbreite der spontanen Emission bei Anregung unterhalb der Schwelle beträgt 0,20 nm, was einem Gütewert des Resonators von $Q = 3000$ entspricht. Insgesamt stellt dies eine wesentliche Verbesserung im Vergleich zu bisher auf diesem Gebiet veröffentlichten Resultaten dar und markiert möglicherweise den entscheidenden Durchbruch auf dem Weg zu einem VCSEL-Bauelement mit grüner Emission.

Zunächst stand bei der Entwicklung der DBR-Strukturen das Erreichen eines maximalen Indexsprunges im Vordergrund, insbesondere bei breitlückigen Verbindungshalbleitern muss aber prinzipiell eine Abwägung zwischen Brechungsindexkontrast und elektrischer Leitfähigkeit erfolgen. Für einen in Bezug auf die elektrische Injektion optimierten Bragg-Reflektor muss daher möglicherweise eine modifizierte Übergitterperiode und eine kleinere Indexdifferenz als $\Delta n = 0,6$ gewählt werden. Dies ist jedoch im Rahmen des hier vorgestellten DBR-Konzeptes ohne weiteres möglich und Gegenstand laufender Untersuchungen.

Die Integration von selbstorganisiert abgeschiedenen Quantenpunkten in einen Mikroresonator hoher Güte ist in zweierlei Hinsicht interessant: Einerseits könnten in einem QD-VCSEL die vorteilhaften Eigenschaften einer aktiven Quantenpunktschicht wie geringe Schwellstromdichte, hohe Temperaturstabilität und reduzierte Empfindlichkeit gegen Defekte mit denen eines oberflächenemittierenden Lasers zu einer theoretisch idealen Lichtquelle für die Datenübertragung mittels Kunststofffasern kombiniert werden. Andererseits bietet sich die Möglichkeit zur Realisierung einer praktisch einsetzbaren Einzelphotonenquelle für Anwendungen wie Quantenkryptographie oder quantenbasierter Datenverarbeitung bei Raumtemperatur. Da die Temperaturstabilität der Quantenpunkt-Emission im Wesentlichen von der Höhe des Einschlusspotentials bestimmt wird, erscheint die Verwendung der breitlückigen Verbindung MgS als Barrierenmaterial für CdSe-Quantenpunkten als besonders geeignet, um eine verlässliche Erzeugung von Einzelphotonen oberhalb von Raumtemperatur zu erzielen. Auswertungen von Photolumineszenz-Messungen haben gezeigt, dass die Intensität der Emission eines CdSe-Quantenpunktensembles bei RT durch Einschluss in MgS-Schichten deutlich erhöht werden kann. Während eine Abscheidung von CdSe unmittelbar auf MgS bedingt durch die geringe Mischbarkeit der beiden Verbindungen eine erhöhte Halbwertsbreite der Quantenpunkt-Größenverteilung zu Folge hat, bleibt diese bei Einfügen einer ZnSe-Zwischenschicht von etwa 2 ML Dicke vergleichbar zu denen ohne MgS-Barrieren, wobei aber aufgrund des erhöhten Einschlusses eine Blauverschiebung der Emission erfolgt. Wird die Dicke der MgS-Schichten so gewählt, dass in ausreichendem

Maße Ladungsträger durch quantenmechanisches Tunneln in das aktive Gebiet gelangen (z.B. 1 nm), kann durch Einsatz dieser Barrierenschichten in Quantenpunkt-Laserdioden beispielsweise der T_0 -Wert erhöht und die Emissionswellenlänge variiert werden. Denkbar ist auch die Unterdrückung der Cd-Ausdiffusion aus einem ZnCd(S)Se-Quantenfilm während des Laserbetriebes durch MgS-Nachbarschichten aufgrund der Mischungslücke der Materialien. Die Cd-Ausdiffusion gilt als eine wichtige Ursache für die vorzeitige Degradation von II-VI-Laserdioden. Im Gegensatz zum Laser erscheint bei einem Einzelphotonemitter eine mögliche Degradation der Struktur als unproblematisch, da das Bauelement nur bei geringen Strömen betrieben werden müsste. Mit der Verwendung von hochwertigen MgS-Schichten steht damit ein zusätzlicher Freiheitsgrad für Strukturentwürfe von II-VI-basierten optoelektronischen Bauelementen zur Verfügung.

Die Verbindungen des II-VI-Materialsystems eignen sich aufgrund der strukturellen Qualität, vergleichsweise großen Exzitonen-Bindungsenergien und hoher Oszillatorstärken außerordentlich gut für grundlegende Untersuchungen im Rahmen der Halbleiteroptik. Insbesondere die gezielte Beeinflussung der Exziton-Photon-Wechselwirkung in Mikroresonatoren (Purcell-Effekt, Kavitätpolariton) stellt derzeit ein aktuelles Forschungsfeld dar. Durch die Bereitstellung von monolithischen Mikroresonatoren hoher Güte in Kombination mit verschiedenen Typen von Emittlern kann hier ein wichtiger Beitrag geleistet werden. Das Auftreten von Effekten starker Kopplung mit einer Polariton-Aufspaltung von 22 meV ist ein Beleg für die Qualität der in dieser Arbeit hergestellten und untersuchten Proben.

Abschließend betrachtet konnte im Rahmen der vorliegenden Dissertationsarbeit eine vielversprechende Schlüsseltechnologie entwickelt werden, welche wichtige Grundlage für zahlreiche Anwendungen in der Optoelektronik und der Grundlagenwissenschaft werden kann.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn, *Nature* **409**, 46 (2001).
- [2] J. Eichler, H. J. Eichler, *Laser* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2002.
- [3] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 6th edition, John Wiley Sons, New York, 1986.
- [4] C. Weissmantel, C. Hamann, *Grundlagen der Festkörperphysik*, Wiley-VCH, Berlin 1995.
- [5] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer-Verlag, 1990.
- [6] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, Teubner, 1989.
- [7] J. Gutowski, Skript Festkörperphysik Teil II, Universität Bremen, 1995.
- [8] W. W. Chow and S. W. Koch and M. S. Sargent III, *Semiconductor-Laser Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1994.
- [9] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Kluwer Academic Publishers, Bosten, Dordrecht, London, 1993.
- [10] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, 1981.
- [11] H. E. Li, K. Iga (Ed.), *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [12] C. Wilmsen, H. Temkin, L. Coldren (Ed.) *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, Cambridge University Press, Cambridge. UK, 1999.
- [13] H. Yokoyama, K. Ujihara (Ed.), *Spontaneous Emission and Laser Oscillations in Microcavities* CRC Press, Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1995.
- [14] S. G. Hense, *Untersuchungen zur Ladungsträger- und Emissionsdynamik oberflächenemittierender Halbleitermikrolaser*, Dissertation, Universität (TH) Karlsruhe, 1999.
- [15] N. Grote, *Physik i. u. Zeit*, **4**, 103 (1977), Abb. 5.

- [16] M. Klude, *ZnSe-based laser diodes with quaternary CdZnSSe quantum wells as active region: – Chances and limitations –*, Dissertation, Universität Bremen, 2002.
- [17] D. Hommel, S. Figge, M. Klude, *Lichtquellen für das 21. Jahrhundert*, Impulse aus der Forschung, Universität Bremen, Nr. 2/2001.
- [18] D. W. Kisker, J. E. Bisberg, *Material Research Society Bulletin* **27** No. 7, 512 (2002)
- [19] Mitsubishi Rayon Co. Ltd., Optical Fibre Department,
<http://www.pofeska.com/pofeskae/tece/whatspofe/whatspofe.htm> (2002).
- [20] B. Gayral, J. M. Gerard, B. Sermage, A. Lemaitre, C. Depuis, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2828 (2001)
- [21] J. M. Gerard, B. Gayral, E. Moreau, I. Robert, I. Abram, *Acta Physica Polonica A* **100**, No. 2, 129 (2001).
- [22] S. H. Wei, A. Zunger, *J. Appl. Phys.* **78**, 3846 (1995).
- [23] H. J. Lozykowski, V. K. Shastri, *J. Appl. Phys.* **69**, 3235 (1991).
- [24] H. Okuyama, Y. Kishita, A. Ishibashi, *Phys. Rev. B* **57**, 2257 (1998)
- [25] L. A. Kahrs, *Wachstum von $In_xGa_{1-x}N$ auf GaN zur Realisierung von Quantenpunkten*, Diplomarbeit, Universität Bremen (2002).
- [26] T. Böttcher, *Heteroepitaxy of Group-III Nitrides for the Application in Laser Diodes*, Dissertation, Universität Bremen (2002).
- [27] A. Cho, *Molecular Beam Epitaxy*, AIP Press, 1994.
- [28] D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, John Wiley Sons Ltd., Chichester, 1999.
- [29] R. Blachnik, J. Chu, R. R. Galazka, J. Geurts, J. Gutowski, B. Hönerlage, D. Hofmann, J. Kossut, R. Lévy, P. Michler, U. Neukirch, T. Story, D. Strauch, A. Waag, *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Springer-Verlag, Volume III.: Condensed Matter, Semiconductors, Subvolume b: II-VI and I-VII Compounds; Semimagnetic Compounds, Springer-Verlag, 1999.
- [30] M. Henzler, W. Göpel, *Oberflächenphysik des Festkörpers*, B. G. Teubner, 1991.
- [31] M. A. Herman, H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy*, Springer Series in Materials Science, Vol. 7, 2nd edition, 1996.
- [32] V. Holý, U. Pietsch, T. Baumbach, *High-Resolution X-Ray Scattering from Thin Films and Multilayers*, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 149, 1999.

- [33] L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wojs, *Quantum Dots*, Springer-Verlag, 1998.
- [34] M. von Heimendahl, *Einführung in die Elektronenmikroskopie*, Vieweg, 1970.
- [35] D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information*, Springer, Berlin (2000).
- [36] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, A. Imamoglu, *Science* **290**, 2282 (2000).
- [37] P. Michler, C. Becher, *Physikalische Blätter* **57**, No. 9, S. 55 (2001).
- [38] Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson, A. J. Shields, C. J. Lobo, K. Cooper, N. S. Beattie, D. A. Ritchie, M. Pepper, *Science* **295**, 102 (2002).
- [39] C. Kruse, G. Alexe, M. Klude, H. Heinke, D. Hommel, *phys. stat. sol. (b)* **229**, 111 (2002).
- [40] C. Kruse, G. Alexe, R. Kröger, M. Klude, H. Heinke, S. M. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 722* K4.7.1 (2002).
- [41] C. Kruse, S. M. Ulrich, G. Alexe, E. Roventa, R. Kröger, B. Brendemühl, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *phys. stat. sol.* (2004) im Druck.
- [42] M. Klude, Elektrische Charakterisierung von Halbleiterschichten, Studienarbeit, Universität Bremen (1997).
- [43] Y. P. Varshni, *Physica* **34**, 149 (1967).
- [44] U. Lunz, J. Kuhn, F. Goschenhofer, U. Schüssel, S. Einfeldt, C. R. Becker, G. Landwehr, *J. Appl. Phys.* **80**, 6861 (1996).
- [45] M. A. Haase, J. Qui, J. M. de Puydt, H. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1273 (1991).
- [46] N. Nakayama, S. Itoh, T. Ohata, K. Nakano, H. Okuyama, M. Ozawa, A. Ishibashi, M. Ikeda, Y. Mori, *Electr. Lett.* **29**, 1488 (1993).
- [47] S. Itoh, N. Nakayama, T. Ohata, M. Ozawa, H. Okuyama, K. Nakano, M. Ikeda, A. Ishibashi, Y. Mori, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, L639 (1994).
- [48] M. Behringer, *Molekular-Strahl-Epitaxie von Laserdioden auf der Basis von ZnSe und deren optische und elektrische Charakterisierung*, Dissertation, Universität Bremen, 1998.
- [49] A. Stockmann, *Transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen von selbst-organisiertem Wachstum in ZnSe-basierten Halbleiterheterostrukturen*, Diplomarbeit, Universität Bremen, 1999.

- [50] H. J. Schwarz, *Rote oberflächenemittierende Laser: Realisierung und Analyse*, Dissertation, Universität Stuttgart, 2001.
- [51] K. Sebald, *Optische Eigenschaften von CdSe/ZnSSe-Quantenpunkten*, Dissertation, Universität Bremen, voraussichtlich 2002.
- [52] V. Großmann, *Anwendung der Röntgenbeugung zur Analyse der strukturellen Eigenschaften von homo- und heteroepitaktischen Halbleiterschichten auf ZnSe-Basis*, Dissertation, Universität Bremen, 2000.
- [53] K. Leonardi, *Untersuchungen zu Selbstorganisation in niederdimensionalen II-VI-Halbleiterheterostrukturen*, Dissertation, Universität Bremen, 2000.
- [54] T. Passow, *Untersuchungen zur Bildung selbstorganisierter CdSe/Zn(S)Se-Quantenpunkte*, Dissertation, Universität Bremen, 2002.
- [55] H. Wenisch, *Homoepitaxie und Charakterisierung von Leucht- und Laserdioden auf ZnSe-Einkristallen*, Dissertation, Universität Bremen, 1999.
- [56] V. Kirchner, *Strukturelle Charakterisierung von Gruppe-III-Nitriden mit Hilfe der hochauflösenden Röntgenbeugung*, Dissertation, Universität Bremen, 2000.
- [57] E. Stanik, *Oxiddefinierte Ladungsträger- und Photoneneinschlussstrukturen in GaInP/AlGaInP-Halbleiterstrukturen*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2001.
- [58] S. Schmid, *Untersuchung der Oxidation von Al-haltigen III-V-Halbleitern und deren Anwendung auf Laser-Bauelemente*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1999.
- [59] L. Vegard, *Zeitschrift für Physik* **5**, 17 (1921).
- [60] P. Kelkar, V. Koslov, H. Jeon, A. V. Nurmikko, C.-C. Chu, D. C. Grillo, J. Han, C. G. Hua, R. L. Gunshor, *Phys. Rev. B* **52**, R5491 (1995).
- [61] P. Michler, C. Becher, *Physikalische Blätter* **57** Nr. 9, 55 (2001).
- [62] E. M. Purcell, *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [63] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
- [64] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [65] S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
- [66] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, S. Fan, *Photonic Crystals*, Princeton University Press, Princeton (1995).
- [67] A. Birner, K. Busch, F. Müller, *Physikalische Blätter* **55** Nr. 4 (1999), S. 27.

- [68] Le Si Dang, D. Heger, R. Andre, F. Boeuf, R. Romestain, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3920 (1998).
- [69] R. Houdre, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, M. Ilegems, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2043 (1994).
- [70] T. A. Fisher, A. M. Afshar, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, J. S. Roberts, G. Hill, M. A. Pate, *Phys. Rev. B* **51**, 2600 (1995).
- [71] T. A. Fisher, A. M. Afshar, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, J. S. Roberts, G. Hill, M. A. Pate, *Solid State Electron.* **40**, 493 (1996)
- [72] T. A. Fisher, A. M. Afshar, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, J. S. Roberts, *Phys. Rev. B* **53**, R10469 (1996).
- [73] J. Tignon, P. Voisin, C. Delalande, M. Voos, R. Houdre, U. Oesterle, R. P. Stanley, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3967 (1995).
- [74] U. Neukirch, S. R. Bolton, N. A. Fromer, L. J. Sham, D. S. Chemla, *J. Cryst. Growth* **214/215**, 1010 (2000).
- [75] U. Neukirch, S. R. Bolton, N. A. Fromer, L. J. Sham, D. S. Chemla, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2215 (2000).
- [76] T. Norris, J. K. Rhee, C. Y. Sung, Y. Arakawa, M. Nishioka, C. Weisbuch, *Phys. Rev. B* **50**, 14663 (1994).
- [77] R. Triboulet, *Semicond. Sci. & Technol.* **6**, A18 (1991).
- [78] M. S. Skolnick, T. A. Fisher, D. M. Whittaker, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 645 (1998).
- [79] J. M. Gerard et al., *Appl. Phys. Lett.* **69**, 449 (1996).
- [80] J. P. Reithmaier et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 378 (1998).
- [81] T. Gutbrod et al., *Phys. Rev. B* **57**, 9950 (1998).
- [82] T. Gutbrod et al., *Phys.* **59**, 2223 (1999).
- [83] M. Bayer et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3168 (2001).
- [84] M. Bayer, *Physikalische Blätter* **57** Nr. 7/8 (2001).
- [85] B. Ohnesorge, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, *Phys. Rev. B* **56**, R4367 (1997).
- [86] J. M. Gerard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, V. Thierry-Mieg, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1110 (1998).

- [87] M. Obert, B. Wild, G. Bacher, A. Forchel, R. André, Le Si Dang, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1322 (2002).
- [88] C. Roux, P. Filloux, G. Mula, J. L. Pautrat, *J. Cryst. Growth* **201**, 1036 (1999).
- [89] A. Salokatve, K. Rakennus, P. Uusimaa, M. Pessa, T. Aherne, J. P. Doran, J.O Gorman, J. Hegarty, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 407 (1995).
- [90] A. Salokatve, K. Rakennus, P. Uusimaa, M. Pessa, T. Aherne, J. P. Doran, J.O Gorman, J. Hegarty, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2197 (1995).
- [91] K. Rakennus, P. Uusimaa, J. Näppi, M. Pessa, T. Aherne, J. P. Doran, J.O Gorman, J. Hegarty, *J. Cryst. Growth* **159**, 628 (1996).
- [92] P. Uusimaa, K. Rakennus, A. Salokatve, M. Pessa, T. Aherne, J. P. Doran, J.O Gorman, J. Hegarty, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2197 (1995).
- [93] P. Uusimaa, P. Sipilä, M. Saarinen, L. Toikkanen, A. Rinta-Möykky, M. Pessa, *J. Cryst. Growth* **201/202**, 1032 (1999).
- [94] P. D. Floyd, J. L. Merz, H. Luo, J. K. Furdyna, T. Yokogawa, Y. Yamada, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2929 (1995).
- [95] T. Honda, T. Sakaguchi, F. Koyama, K. Iga, K. Yanashima, K. Inoue, H. Munekata, H. Kukimoto, *J. Appl. Phys.* **78**, 4784 (1995).
- [96] T. Yokogawa, S. Yoshii, A. Tsujimura, Y. Sasai, J. Merz, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, L751 (1995).
- [97] F. C. Peiris, S. Lee, U. Bindley, J. K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **86**, 719 (1999).
- [98] F. C. Peiris, S. Lee, U. Bindley, J. K. Furdyna, A. M. Stuckey, M. R. Martin, J. R. Buschert, *J. Cryst. Growth* **201/202**, 1040 (1999).
- [99] F. C. Peiris, S. Lee, U. Bindley, J. K. Furdyna, *Semicond. Sci. Technol.* **14**, 878 (1999).
- [100] T. Morita, H. Shinbo, T. Nagano, I. Nomura, A. Kikuchi, K. Kishino, *J. Appl. Phys.* **81**, 7575 (1997).
- [101] T. Tawara, M. Arita, K. Uesugi, I. Suemune, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 6672 (1997).
- [102] T. Tawara, M. Arita, K. Uesugi, I. Suemune, *J. Cryst. Growth* **184/185**, 777 (1998).
- [103] T. Tawara, I. Suemune, S. Tanaka, *J. Cryst. Growth* **214/215**, 1019 (2000).
- [104] T. Tawara, I. Suemune, S. Tanaka, *J. Cryst. Growth* **221**, 699 (2000).
- [105] I. Suemune, K. Uesugi, H. Suzuki, H. Nashiki, M. Arita, *phys. stat. sol. (b)* **202**, 845 (1997).

- [106] I. Suemune, T. Obinata, K. Uesugi, H. Suzuki, H. Kumano, H. Nashiki, J. Nakahara, *J. Cryst. Growth* **170**, 480 (1997).
- [107] I. Suemune, A. Ueta, A. Avramescu, S. Tanaka, H. Kumano, K. Uesugi, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1963 (1999).
- [108] A. Ueta, H. Kumano, T. Shimosawa, I. Suemune, *phys. stat. sol.* **229**, No. 2, 971 (2002).
- [109] I. Suemune, K. Yoshida, H. Kumano, T. Tawara, A. Ueta, S. Tanaka, *J. Cryst. Growth* **248**, 301 (2003).
- [110] R. André, D. Heger, Le Si Dang, Y. Merle d'Aubigné *J. Cryst. Growth* **184/185**, 758 (1998).
- [111] P. A. Troubenko, V. I. Kozlovsky, T. Yao, Y. V. Korostelin, V. V. Roddatis, *J. Cryst. Growth* **227**, 699 (2001).
- [112] M. C. Tamargo, S. P. Guo, O. Maksimov, Y. C. Chen, F. C. Peiris, J. K. Furdyna, *J. Cryst. Growth* **227**, 710 (2001).
- [113] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, Le Si Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J. L. Staehli, B. Deveaud, *Nature* **414** 731 (2001).
- [114] J. Jacobson, S. Pau, H. Cao, G. Björk, Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **51**, 2542 (1995).
- [115] R. Houdré, R. P. Stanley, U. Oesterle, M. Ilegems, C. Weisbuch, *Phys. Rev. B* **49**, 16761 (1994).
- [116] O. Benson, C. Santori, M. Pelton, Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2513 (2000).
- [117] L. V. Asryan, S. Luryi, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **37**, 7 (2001).
- [118] M. Borgstrom, T. Bryllert, T. Sass, B. Gustafson, L.-E. Wernerson, W. Seifert, L. Samuelson, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3232 (2001).
- [119] H. Kumano, H. Nashiki, I. Suemune, M. Arita, T. Obinata, H. Suzuki, K. Uesugi, J. Nakahara, *Phys. Rev. B* **55**, 4449 (1997).
- [120] K. Uesugi, T. Obinata, I. Suemune, H. Kumano, J. Nakahara, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 844 (1996).
- [121] G. Weber, Universität Sao Francisco, Brasillien, auf <http://nanolab.usf.br> (2002).
- [122] H. Jeon, V. Kozlov, P. Kelkar, A. V. Nurmikko, C.-C. Chu, D. C. Grillo, J. Han, G. C. Hua, R. L. Gunshor, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1668 (1995).
- [123] M. Funato, A. Balocchi, C. Bradford, K. A. Prior, B. C. Cavenett, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 443 (2002).

- [124] K. A. Prior, X. Tang, C. B. O Donnell, C. Bradford, L. David, B. C. Cavenett, J. Cryst. Growth **251**, 565 (2003).
- [125] B. Urbaszek, A. Balocchi, C. Bradford, C. Morhain, C. B. O Donnell, K. A. Prior, B. C. Cavenett, Appl. Phys. Lett. **77**, 3755 (2000).
- [126] C. Bradford, C. B. O Donnell, B. Urbaszek, A. Balocchi, C. Morhain, K. A. Prior, B. C. Cavenett, Appl. Phys. Lett. **76**, 3929 (2000).
- [127] D. Wolverson, D. M. Bird, C. Bradford, K. A. Prior, B. C. Cavenett, Phys. Rev. B **64**, 113203-1 (2001).
- [128] N. Teraguchi, H. Mouri, Y. Tomomura, H. Taniguchi, J. Rorison, G. Duggan, Appl. Phys. Lett. **67**, 2945 (1995).
- [129] S.-G. Lee, K. J. Chang, Phys. Rev. B **52**, 1918 (1995).
- [130] A. Yariv, *Optical Electronics*, 4th edition, Saunders College Publishing (1991).
- [131] A. Navrotsky, J. C. Phillips, Phys. Rev. B **11**, 1583 (1975).
- [132] W. Faschinger, S. Ferreira, H. Sitter, Appl. Phys. Lett. **64**, 2682 (1994).
- [133] R. Triboulet et al., J. Cryst. Growth **159**, 156 (1996).
- [134] U. Hilpert, L. Worschech, D. Rudloff, J. Schreiber, W. Ossau, J. Christen, phys. stat. sol. **186**, R10 (2001).
- [135] W. Faschinger, S. Ferreira, H. Sitter, Appl. Phys. Lett. **66**, 2516 (1995).
- [136] W. Faschinger, S. Ferreira, H. Sitter, R. Krump, G. Brunthaler, Materials Science Forum **182-184**, 29, Trans Tech Publications, Schweiz (1995).
- [137] Y.-M. Yu, S. Nam, J.-K. Rhee, Byungsung O, K.-S. Lee, Y. D. Choi, J. Cryst. Growth **210**, 521 (2000).
- [138] J. W. L. Wong., W. D. Sun, Z. H. Ma, I. K. Sou, J. Cryst. Growth **227-228**, 688 (2001).
- [139] M. Korn, J. Nürnberger, W. Spahn, M. Ehinger, G. Landwehr, Proc. of the 23rd Int. Conf. on the Physics in Semiconductors, World Scientific, Singapore, 1023 (1996)
- [140] M. Korn, M. Li, S. Tiong-Palisoc, M. Rauch, W. Faschinger, Phys. Rev. B **59**, 10670 (1999).
- [141] J. Nürnberger, W. Faschinger, R. Schmitt, M. Korn, M. Ehinger, G. Landwehr, Appl. Phys. Lett. **70**, 1281 (1997).

-
- [142] K. S. Wong, H. Wang, I. K. Sou, G. K. L. Wong, D. J. Mowbray, *J. Cryst. Growth* **159**, 689 (1996).
- [143] M. Kobayashi, C. Setiagung, K. Wakao, S. Nakamura, A. Yoshikawa, K. Takahashi, *J. Cryst. Growth* **184/185**, 66 (1998).
- [144] G. Reuscher, G. Landwehr, M. Keim, H.-J. Lugauer, F. Fischer, A. Waag, *Electr. Lett.* **36**, 247 (2000).
- [145] G. Reuscher, G. Landwehr, M. Keim, H.-J. Lugauer, F. Fischer, A. Waag, *Electr. Lett.* **36**, 1056 (2000).
- [146] H. Okuyama, Y. Kishita, T. Miyajima, A. Ishibashi, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 904 (1994).
- [147] S. Y. Ren, J. D. Dow, J. Shen, *Phys. Rev. B* **38**, 10677 (1988).
- [148] J. D. Dow, R. D. Hong, S. Klemm, S. Y. Ren, M. H. Tsai, O. F. Sankey, R. V. Kasowski, *Phys. Rev. B* **43**, 4396 (1991).
- [149] J. Qiu, J. M. DePuydt, H. Cheng, M. A. Haase, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2992 (1991).

Anhang A

Transfermatrixmethode

Die Grundlage für die Beschreibung von Vielfachreflektionen in Schichtsystemen bilden die *Fresnel-Beziehungen* für die Reflektion und Transmission an einer Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit den komplexen Brechungsindizes $N_1 = n_1 - ik_1$ und $N_2 = n_2 - ik_2$, wobei n_m den jeweiligen reellen Brechungsindex und k_m die entsprechende Extinktionskonstante bezeichnen. Der Reflexionskoeffizient r_{12} und der Transmissionskoeffizient t_{12} sind gegeben durch:

$$r_{12} = \frac{N_2 - N_1}{N_1 + N_2} \quad (\text{A.1})$$

$$t_{12} = \frac{2N_1}{N_1 + N_2} \quad (\text{A.2})$$

Die Abbildung A.1(a) zeigt die Indizierung der Größen bei einem Dreischichtsystem. Die Verknüpfung der elektrischen Feldamplituden für die einlaufende (E_1^+) bzw. auslaufende Welle (E_1^-) in Medium 1 mit denen in Medium 2 lässt sich gemäß A.3 durch Matrizen formulieren. Dabei enthält die Transfermatrix G_1 die Informationen über die Grenzfläche zwischen Material 1 und 2, während die Transfermatrix S_1 die Ausbreitung in Medium 1 beschreibt. Es bedeuten: β_m Phasenfaktor in Medium m, d_m Dicke m-ten Schicht und λ Wellenlänge des Lichts. Die Vorzeichenkonvention für die Ausbreitungsrichtung ist aus Abb. A.1(c) ersichtlich.

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{1}{t_{12}} & \frac{r_{12}}{t_{12}} \\ \frac{r_{12}}{t_{12}} & \frac{1}{t_{12}} \end{bmatrix}}_{G_1} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & e^{i\beta_1} \\ e^{-i\beta_1} & 0 \end{bmatrix}}_{S_1} \cdot \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix}, \quad \beta_m = \frac{2\pi N_m d_m}{\lambda} \quad (\text{A.3})$$

Die Reflektivität ergibt sich allgemein als Quotient der Absolutquadrate der Feldamplituden gemäß:

$$R = \frac{|E_1^-|^2}{|E_1^+|^2} = \frac{E_1^- \cdot (E_1^-)^*}{E_1^+ \cdot (E_1^+)^*} \quad (\text{A.4})$$

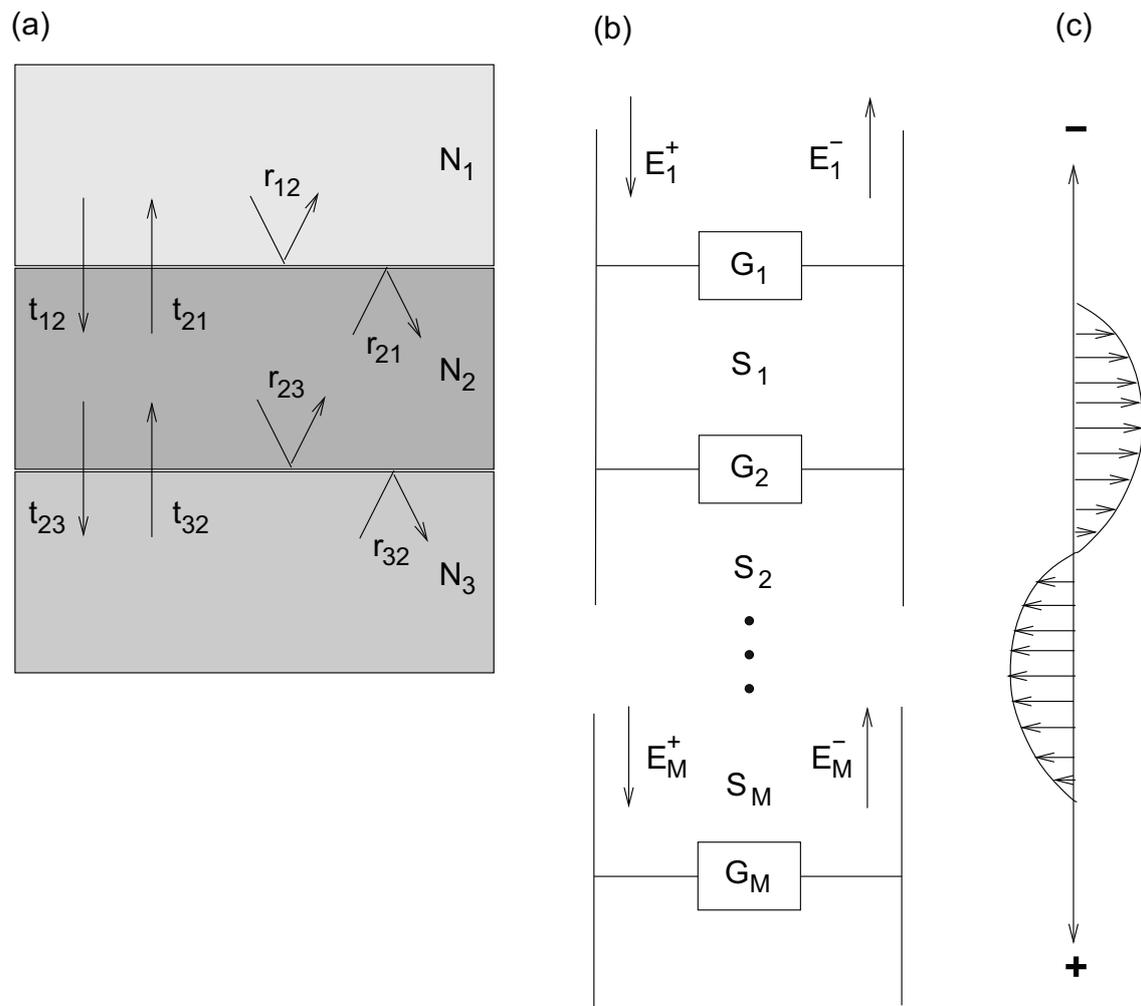


Abbildung A.1: (a) Indizierung der Reflektionskoeffizienten und Transmissionskoeffizienten in einem Dreischichtsystem. (b) Jeder Grenzfläche und Schicht wird eine Matrix G_M bzw. S_2 zugeordnet. (c) Vorzeichenkonvention für die Ausbreitungsrichtung des elektrischen Feldes.

In einfachsten Fall der zwei Schichten ergibt sich für die Reflektivität dann $R = r_{12} \cdot (r_{12})^*$. Die Transmission verhält sich dabei komplementär zur Reflektivität (bei fehlender Absorption):

$$T = 1 - R \quad (\text{A.5})$$

Da Reflexionskoeffizient und Transmissionskoeffizient aus Gl. A.1 bekannt sind, lassen sich für ein System mit M Schichten die elektrischen Feldamplituden durch Multiplikation mit den entsprechenden Grenzflächen- und Schichtmatrizen gemäß der folgenden Matrixgleichung errechnen (E_M^- kann dabei gleich Null gesetzt werden, da von der Unterseite des vergleichsweise dicken Substrats keine Reflektion ausgeht):

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \left(\prod_{m=1}^M G_m S_m \right) \begin{bmatrix} E_M^+ \\ E_M^- \end{bmatrix} \quad (\text{A.6})$$

Mit den allgemeinen Transfermatrizen für Grenzfläche und Schicht:

$$G_m = \frac{1}{2N_{m-1}} \begin{bmatrix} N_{m-1} + N_m & N_{m-1} - N_m \\ N_{m-1} - N_m & N_{m-1} + N_m \end{bmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$S_m = \begin{bmatrix} e^{i\beta_m} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta_m} \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Mit Hilfe der Transfermatrixmethode lassen sich Reflektivität und Transmission von Vielschichtsystemen wie Bragg-Reflektoren und VCSEL systematisch und vergleichsweise übersichtlich berechnen. In dieser Arbeit wurden die entsprechenden Simulationen mit Hilfe der Programms *Multilayer Version 1.1* von R. Geels durchgeführt, welches Teil der Messsoftware des Reflektometers F30 der Firma Filmetrics ist.

Anhang B

Eigene Veröffentlichungen

Auszeichnung

- *Young Researchers Award* der 11th International Conference on II-VI Compounds Niagara Falls (USA), 22.09. - 26.09.2003 für den Fachartikel und Vortrag *Green monolithic II-VI vertical-cavity surface-emitting laser operating at room temperature*.

Veröffentlichungen als Erstautor

1. C. Kruse, G. Alexe, M. Klude, H. Heinke, D. Hommel, *High Reflectivity p-Type Doped Distributed Bragg Reflectors using ZnSe/MgS Superlattices*, phys. stat. sol. (b) **229**, 111 (2002).
2. C. Kruse, G. Alexe, R. Kröger, M. Klude, H. Heinke, S. M. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Investigation of Green Emitting Monolithic II-VI Vertical Cavity Surface Emitting Laser* Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. **722** K4.7.1 (2002).
3. C. Kruse, S. M. Ulrich, G. Alexe, E. Roventa, R. Kröger, B. Brendemühl, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Green monolithic II-VI vertical-cavity surface-emitting laser operating at room temperature* phys. stat. sol. (2004) im Druck.

Veröffentlichungen als Koautor

1. M. Klude, G. Alexe, C. Kruse, T. Passow, H. Heinke, D. Hommel, *500-560 nm Laser Emission from Quaternary CdZnSSe Quantum Wells*, phys. stat. sol. (b) **229**, 935 (2002).
2. T. Passow, M. Klude, C. Kruse, K. Leonardi, R. Kröger, G. Alexe, K. Sebald, S. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, H. Heinke, D. Hommel, *On the Way to the II-VI Quantum Dot VCSEL*, Festkörperprobleme/Adv. Solid State Phys. **42**, 13 (2002).

Vorträge und Poster als Erstautor

1. C. Kruse, G. Alexe, H. Heinke, D. Hommel, *ZnSe-based surface emitting laser (VCSEL)*, Intensivseminar des Instituts für Festkörperphysik der Universität Bremen, Drochtersen, 06. - 08.6.2001 (Vortrag).
2. C. Kruse, G. Alexe, M. Klude, H. Heinke, D. Hommel, *High Reflectivity p-Type Doped Distributed Bragg Reflectors using ZnSe/MgS Superlattices*, The 10th International Conference on II-VI Compounds, Bremen, 09. - 14.09.2001 (Poster).
3. C. Kruse, G. Alexe, M. Klude, H. Heinke, D. Hommel, *High Reflectivity p-Type Doped Distributed Bragg Reflectors using ZnSe/MgS Superlattices*, MBE Workshop, Berlin (Zeuthen), 17. - 18.09.2001 (Vortrag).
4. C. Kruse, G. Alexe, H. Heinke, T. Passow, M. Klude, K. Sebald, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Untersuchungen zu oberflächenemittierenden II-VI-Halbleiter-Mikrolasern mit selbstorganisierten Quantenpunkten als aktive Zone*, Photonik Symposium 2001, Baden bei Wien (Österreich), 23. - 25.09.2001 (Vortrag).
5. C. Kruse, G. Alexe, H. Heinke, T. Passow, M. Klude, K. Sebald, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Investigation of II-VI vertical cavity surface emitting lasers with self-assembled quantum dots as active layer*, Gemeinsames Festkörperphysikseminar der Universität Bremen, 30.10.2001 (Vortrag).
6. C. Kruse, G. Alexe, R. Kröger, M. Klude, H. Heinke, S. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Investigation of Green Emitting Monolithic II-VI Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, Spring Meeting of the Materials Research Society, San Francisco (USA), 01. - 05.04.2002 (Vortrag).
7. C. Kruse, G. Alexe, M. Klude, R. Kröger, H. Heinke, S. M. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Growth and Characterization of green emitting monolithic II-VI-VCSELs*, 3rd International Workshop on II-VI Heterostructures, Würzburg, 09. - 11.10.2002 (Vortrag).
8. C. Kruse, G. Alexe, R. Kröger, S. M. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Wachstum und Charakterisierung von grün-emittierenden monolithischen II-VI-VCSELn*, Vortrag auf der Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik bei der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Dresden, 24. - 28.03.2003 (Vortrag).
9. C. Kruse, G. Alexe, R. Kröger, M. Klude, S. M. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Blue-Green emitting II-VI-VCSEL*, Gemeinsames Festkörperphysikseminar der Universität Bremen, 04.02.2003 (Vortrag).
10. C. Kruse, S. M. Ulrich, G. Alexe, E. Roventa, R. Kröger, B. Brendemühl, P. Michler, J. Gutowski, D. Hommel, *Green monolithic II-VI vertical-cavity surface-emitting laser operating at room temperature*, The 11th International Conference on II-VI Compounds, Niagara Falls (USA), 22.09. - 26.09.2003 (eingeladener Vortrag).

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Zusammenarbeit mit anderen Personen nicht möglich gewesen. Deshalb möchte ich mich an dieser Stelle bei all denen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

- Als Erstes möchte ich Herrn Prof. Dr. Detlef Hommel danken, der mich nach der Diplomarbeit davon überzeugt hat, das Materialsystem zu wechseln und von grundlagenorientierten Wachstumsstudien der Nitridverbindungen im Rahmen der Promotion in die Entwicklung der II-VI-Laserdioden einzusteigen. Die anspruchsvolle Aufgabe, mit einem VCSEL ein komplexes Bauelement zu entwerfen und praktisch umzusetzen, gab mir die dabei Möglichkeit von der Materialklasse unabhängige, physikalisch übergreifende Kenntnisse zu erwerben. Dies erlaubte schließlich den nahtlosen Übergang auf die Postdoc-Stelle der DFG-Forschergruppe zur Untersuchung nitridbasierter Oberflächenemitter, womit sich der Kreis gewissermaßen geschlossen hat. Auf die künftige Zusammenarbeit in den kommenden Jahren freue ich mich.
- An zweiter Stelle steht der Dank an die Mitglieder der II-VI-Gruppe, welche mir geholfen haben, den Zugang in die zunächst fremde Welt der II-VI-Halbleiter zu finden. Ist doch die Tatsache, dass man perfekte Kristalle gewissermaßen lauwarm abscheiden und auch noch in definierten kristallographischen Richtungen spalten kann, für eine Nitridwachser beinahe Zauberei. Hier seien Dr. Karl-Heinz Leonardi, Dr. Matthias Klude und Dr. Thorsten Passow genannt. Für die unzähligen XRD-Messungen und den damit verbundenen Diskussionen danke ich Gabriela Alexe und Prof. Dr. Heidrun Heinke. Wichtigster Ansprechpartner in fachlichen Dingen war aufgrund seiner Erfahrungen in Bezug auf Mikrokavitäten und verwandte Themen Dr. Akio Ueta, der mir außerdem seine Gitarre vermacht hat, besten Dank! Arne Gust danke ich für die Prozessierung von LED-Strukturen.
- Ein großer Dank geht an Sven Marcus Ulrich und Bernd Brendemühl aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Jürgen Gutowski, die wichtige Reflexions-, Photolumineszenz- und Anregungsdichtemessungen an den VCSEL-Strukturen durchgeführt haben. Außerdem bedanke ich mich bei Prof. Dr. Peter Michler für die Diskussionen und Anregungen sowie die gute Zusammenarbeit im Rahmen des gemeinsamen Projektes der Volkswagen-Stiftung, ebenso bei Prof. Dr. Gutowski.

- Zu Dank verpflichtet bin ich auch Elena Roventa und Dr. Roland Kröger aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Peter Ryder für die TEM-Messungen sowie das Strukturieren von VCSEL-Mesen mit der FIB.
- Für die stete Hilfsbereitschaft bei diversen Computerproblemen möchte ich mich bei Arne Gust und Jens Dennemarck bedanken, die das für mich undurchschaubar wuchernde Arbeitsgruppen-Netzwerk in Nachfolge von Dr. Matthias Klude und Dr. Tim Böttcher betreuen, denen mein Dank natürlich ebenso gilt.
- Für das Ätzen von Blöcken sowie die Bestellung von Substraten, Quellmaterialien und anderen für einen Epitaktiker lebenswichtigen Dingen möchte ich Sonja Hesselmann und Denise Loske meinen Dank aussprechen. Weiterhin bedanke ich mich bei Kalle Vennen-Damm für die Unterstützung bei zahlreichen Reparaturen und Schraubereien im Epitaxielabor sowie bei Gisela Schüttrup für das Besorgen unzähliger Flugtickets und Bahnfahrkarten.
- Für die gute Zusammenarbeit mit der Nitridgruppe und die gute Stimmung im Labor danke ich Dr. Stephan Figge, Dr. Tim Böttcher sowie Priv.-Doz. Dr. Sven Einfeldt, der mir das Handwerkszeug der Molekularstrahl-Epitaxie beigebracht hat.
- Bei meinen Zimmergenossen Gabriela Alexe und Dr. Thorsten Passow bedanke mich für die gute Arbeitsatmosphäre und die zahlreichen Diskussion auch außerhalb der Physik. Bei Dr. Thorsten Passow zusätzlich für die Durchsicht und Korrektur der Dissertationsschrift.
- Mein Dank gilt der Volkswagenstiftung für die Förderung im Rahmen des Projektes I/76 142.
- Bei Prof. Dr. Heinz Schweizer von der Universität Stuttgart möchte ich mich für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie die anregenden Diskussionen bezüglich der Promotion und verwandter Themen bedanken.
- Ein Dank gebührt weiterhin allen nicht namentlich erwähnten Mitgliedern des Instituts für Festkörperphysik, mit denen die Zusammenarbeit eine Freude war.
- Ein besonderer Dank gilt schließlich meinen Eltern Lilo Kruse (geb. Brüggemann) und Hans-Joachim Kruse für die langjährige Unterstützung und den Rückhalt während meiner Ausbildungszeit.

Lebenslauf

Name: Carsten Kruse
Geburt: 09. November 1971 in Bremen
Familienstand: ledig

Bildungsgang:
1978 bis 1982 Grundschule an der Alfred-Faust-Straße
1982 bis 1984 Orientierungsstufe des Schulzentrums Obervieland
1984 bis 1991 Altes Gymnasium Bremen
20. Juni 1991 Abitur

Zivildienst im Krankenhaus St. Joseph-Stift in Bremen

1992 bis 2000 Studium Physik (Diplom) an der Universität Bremen

30. August 2000 Diplom im Fach Physik
2000 bis 2003 Promotionsstudium am Institut für Festkörperphysik an der
Universität Bremen

Bremen, den 15. Januar 2004