



Kapitel 1

Einleitung

Silizium ist das Schlüssel-Material der Elektronik. In jedem Haushalt befinden sich unzählige Geräte, die auf der hochentwickelten Siliziumtechnologie basieren. Das technologische Know-how, das in den letzten Jahrzehnten herangewachsen ist und die günstigen Herstellungskosten machen Silizium zu einem der wichtigsten Materialien der Neuzeit, welches das heutige Leben maßgeblich beeinflusst hat. In den Siebzigerjahren des letzten Jahrhunderts postulierte Gordon Moore, dass sich die Integrationsdichte, also die Anzahl an Transistoren pro Flächeneinheit, auf einem Computerchip alle 2 Jahre verdoppelt und dass dies bei immer größer werdender Taktfrequenz passieren würde [1]. Dieses sogenannte Mooresche Gesetz hat seit dem Bestand, auch wenn bereits oft ein Ende vorausgesagt wurde. Wie lange, bleibt allerdings abzuwarten, denn früher oder später wird die Technologie an den Punkt kommen, an dem physikalische Grenzen, wie Leckströme, Wärmeentwicklung etc. einer weiteren Miniaturisierung im Wege stehen [2]. Um dann weitere Verbesserung gewährleisten zu können, müssen alternative Technologien entwickelt werden.

Ein mögliches Konzept dafür basiert auf einer Kombination der Silizium- mit der Lasertechnologie, die zu Bauteilen wie OEICs (opto electronic integrated circuits) führen könnte, welche einzigartige Funktionalitäten aufweisen dürften. Problematisch dabei ist, dass Silizium selbst nicht als Lasermaterial in Frage kommt, da es ein indirekter Halbleiter ist. Um eine kostengünstige, realistische und praktische Umsetzung von Bauteilen zu erlauben, wäre es ideal, wenn sich das Wachstum eines solchen Lasermaterials in die CMOS-Produktionsschritte einbetten liesse. Das würde allerdings ein direktes Wachstum auf Silizium benötigen, was mit den gängigen Lasermaterialien nicht möglich ist, da diese zu unterschiedliche Gitterkonstanten im Vergleich zu Silizium besitzen. Es wird somit ein Lasermaterial benötigt, welches gitterangepasst auf Silizium wachsen werden kann.

Ein vielversprechender Kandidat dafür ist das quaternäre verdünnte Nitrid Ga(NAsP), welches an der Universität Marburg entwickelt wurde und bereits elektrisch und optisch gepumptes Lasing bei Raumtemperatur, auf GaP-Substrat und bis 120 K auf Silizium-Substrat, gezeigt hat. Das zeigt, dass das Materialsystem prinzipiell dafür geeignet ist, einen elektrisch gepumpten Laser auf Silizium zu realisieren. Auf dem Weg dahin müssen allerdings noch einige Optimierungen erfolgen. Eben an diesen Optimierungsschritten knüpft diese Arbeit an.



Einleitung

Ein Ziel der Arbeit ist, das neue Halbleitermaterial Ga(NAsP) zu untersuchen und den Einfluss von unterschiedlichsten Wachstumsparametern und Zusammensetzungen auf die optische Qualität und die Emission zu bestimmen. Dafür werden zeit- und temperaturlaufgelöste Photolumineszenzmessungen für verschiedene Anregungsdichten durchgeführt, die Einblick in die Rekombinationsdynamik geben sollen. Da Ga(NAsP) als aktives Material eines Lasers Verwendung finden soll, werden außerdem Messungen der optischen Verstärkung an verschiedenen Proben durchgeführt, um auch hierfür die optimale Komposition zu identifizieren. Alle nötigen Grundlagen und Ergebnisse werden in Kapitel 2 bzw. 3 vorgestellt.

Diese besagten Messungen werden an Halbleiterstückchen und nicht an prozessierten Dioden durchgeführt. Ein Nachteil ist daher, dass Erkenntnisse aus diesen Messungen zwar Optimierungsschritte am aktiven Material zulassen, jedoch die Übertragbarkeit auf die Laserdiode schwierig ist, da optisches und elektrisches Pumpen sich doch stark unterscheiden. So sind es vor allem Messungen an fertig prozessierten Laserdioden, wie zum Beispiel der Verstärkungs- und Brechungsindexdynamik, die besonders wichtig für das Verständnis und die Optimierung des Lasers sind. Allerdings ist die existierende Methodik zumeist nicht mit den Breitstreifenlasern durchführbar, die normalerweise zu frühen Entwicklungszeitpunkten existieren. Diese sind aufgrund ihrer mehrmodigen Emission nicht für diese Messungen geeignet. Die meisten Verfahren erfordern zumeist Messungen an Steg-Wellenleiter (Ridge-waveguide) Lasern, welche aber erst zu späteren Entwicklungsphasen zur Verfügung stehen.

Darum wird im zweiten Teil der Arbeit nach alternativen Messtechniken gesucht, welche es ermöglichen, schon am Breitstreifenlaser die Dynamiken zu messen, um zum Beispiel den α -Faktor zu bestimmen, der die Änderung des Brechungsindex mit der Änderung der Verstärkung in Relation setzt. In dieser Arbeit werden dafür holographische Konzepte analysiert. Die Holographie ermöglicht es, die Amplituden- und Phaseninformation von Wellenfeldern zu detektieren. Diese hat in den letzten Jahren mit der digitalen Holographie den Durchbruch in vielen verschiedenen Anwendungen geschafft.

Die Detektion von Amplitude und Phase eröffnet den Zugang zur Verstärkung und zum Brechungsindex. Dies bietet der Holographie einige wichtige Einsatzmöglichkeiten. In Kapitel 4 wird alles Wissenswerte zur Holographie eingeführt, ehe in Kapitel 5 die digitale Transmissionsholographie vorgestellt wird, welche es ermöglicht, den α -Faktor zu bestimmen. Mit der photothermallyen digitalen Holographie (PDH) wird außerdem ein Verfahren eingeführt, welches es erlaubt, thermische Effekte an optisch gepumpten Proben zu untersuchen. Im Folgenden wird ein Konzeptnachweis für die tiefengefilterte digitale Holographie (depth-filtered digital holography, DFDH) erbracht (Kapitel 6). Diese erlaubt es, bestimmte Schichten bei Messungen von mehrschichtigen Proben, bei denen Mehrfachreflexionen normalerweise ein großes Problem darstellen, auszuwählen und zu untersuchen. Eine Kombination der DFDH mit der PDH könnte die möglichen Einsatzgebiete der PDH stark erweitern. Eine weitere Optimierung wird mit der Einzelschussholographie (Kapitel 7) ermöglicht, für die theoretisch und an Beispielen gezeigt wird, wie photorefraktive Kristalle es ermöglichen können, mit nur einem „Aufnahmeschuss“ alle nötigen Daten für die DFDH bzw. auch für die Messung des α -Faktors zu speichern.

Abschließend wird ein weiterer Konzeptnachweis gegeben, welcher erneut ein Problem der digitalen Holographie adressiert. Befindet sich ein zu messendes Objekt in oder hinter einem streuenden Medium, so ist die digitale Holographie



kaum durchführbar, da das gestreute Licht die Detektion des Interferenzmusters vereitelt. Die verstärkte digitale Holographie (amplified digital holography, ADH) ermöglicht es, durch eine Kombination mit einem photorefraktiven Kristall, der als Filter und Verstärker für das Objektlicht wirkt, Proben in streuender Umgebung mit der digitalen Holographie zu analysieren (Kapitel 8).

Kapitel 2

Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen eingeführt, die zu dem Verständnis der Experimente der nächsten Kapitel beitragen. Da es im ersten Teil dieser Arbeit vorrangig um Halbleitercharakterisierung geht, soll hier zusammengefasst werden, was grundlegend für einen Halbleiterlaser ist und was Qualitätskriterien für ein effizientes aktives Lasermaterial sind. Dafür werden neben Grundlagen zu Lasern auch Eigenschaften von Halbleitern erläutert. Um die Besonderheiten des hier behandelten Materialsystems zu verstehen, wird das Grundlagenkapitel mit einer kurzen Einführung in die verdünnten Nitride, zu denen Ga(NAsP) zählt, abgeschlossen.

2.1 Halbleiter und Halbleiterlaser

Halbleiter sind Festkörper, die sowohl Eigenschaften eines Leiters, als auch eines Nichtleiters besitzen. Bei $T = 0 \text{ K}$ isolieren sie vollständig. Die Elektronen im Halbleiter können nur bestimmte Energiewerte annehmen. Die erlaubten Energiewerte ergeben sich durch die Wechselwirkung mit dem periodischen Potential des Kristallgitters. Die möglichen Energiewerte bilden Energiebänder, die mit Elektronen besetzt sind und welche, die vollständig unbesetzt sind. Am wichtigsten sind das oberste besetzte Band, das sogenannte Valenzband E_V (engl. valence band) und das unterste unbesetzte, das Leitungsband E_C (engl. conduction band). Der energetische Abstand zwischen den Bändern entspricht der Bandlücke E_G (Abbildung 2.1). Bei Raumtemperatur reicht die



Abb. 2.1: Bandmodell im Ortsraum.

thermische Energie aus, um einige Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband zu heben, wodurch eine gewisse Leitfähigkeit entsteht. Das Elektron, das nun im Valenzband fehlt, hinterlässt dort eine Fehlstelle, ein so-

Grundlagen

genanntes Loch. Löcher können als bewegliche Ladungsträger mit positiver Elektronenladung betrachtet werden. Die Energiebänder bestimmen die elektrischen und optischen Eigenschaften des Halbleiterkristalls. Es ist üblich, die Energiebänder statt im Ortsraum im \vec{k} -Raum zu betrachten. Der \vec{k} -Raum wird auch Impulsraum genannt, weil sich der Impuls p aus $p = \hbar \cdot k$ ergibt, wobei \hbar das Plancksche Wirkungsquantum ist. Das Valenzband ist dreifach entartet und aufgesplittet in ein Schwerloch-, Leichtloch- und Split-off Band. Halbleiter, bei denen sich das Valenzbandmaximum und das Leitungsbandminimum am selben k -Wert befinden, werden als direkt bezeichnet. Neben den direkten gibt es entsprechend indirekte Halbleiter, bei denen das Valenzbandmaximum und das Leitungsbandminimum an unterschiedlichen k -Werten liegen. Darauf wird später noch genauer eingegangen.

Der Verlauf der Bänder im \vec{k} -Raum kann mit der Dispersionsrelation 2.1.1 beschrieben werden.

$$E(k) = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2m^*} \quad (2.1.1)$$

Hierbei beschreibt m^* die effektive Masse der Elektronen. Diese drückt das Verhalten eines Teilchens unter externem Feldeinfluss aus, welches vereinfacht durch eine angepasste Masse beschrieben werden kann. Mit dieser Näherung ergibt sich ein parabolischer Bandverlauf. Die Bandstruktur von GaAs ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Aufgrund der Periodizität des Halbleiterkristalles kann die Betrachtung der Bandstruktur im \vec{k} -Raum auf die erste Brillouin Zone beschränkt werden. In der Mitte der Brillouin Zone befindet sich der sogenannte Γ -Punkt, an dem, bei direkten Halbleitern, die Extrema liegen. Der besagte parabolische Verlauf ist in der Abbildung markiert.

Elektronen und Löcher sind Fermionen. Das heißt, dass sie der Fermi-Dirac Statistik genügen und Ihnen ein halbzahliger Spin zugeordnet werden kann.

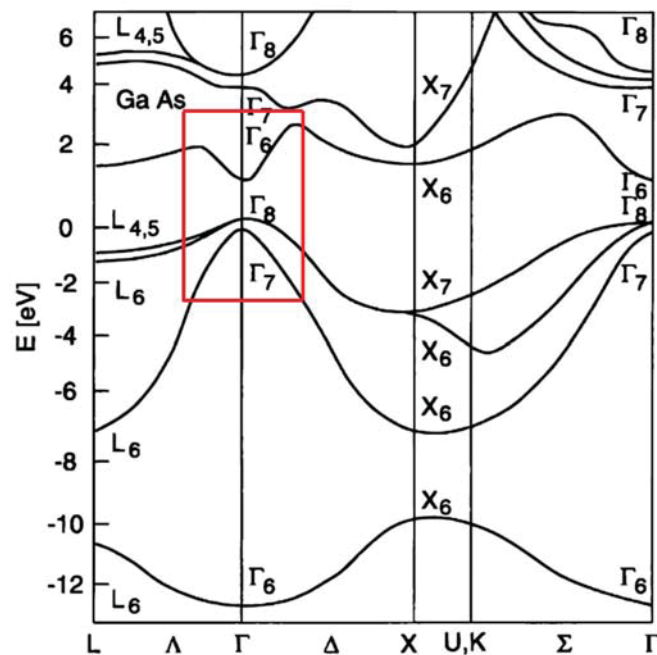


Abb. 2.2: Banddiagramm von GaAs (aus 2.2).

2.1 Halbleiter und Halbleiterlaser

Damit lässt sich die Besetzungswahrscheinlichkeit für einen Zustand mit einem solchen Teilchen durch die Fermi-Verteilung $f(E)$ angeben,

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \quad (2.1.2)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante und E_F die Fermi-Energie ist, welche bei $T=0$ K die Grenze zwischen besetzten und unbesetzten Zuständen bildet. Im thermodynamischen Gleichgewicht liegt die Fermi-Energie des nicht angeregten intrinsischen Halbleiters genau zwischen Leitungs- und Valenzband.

Neben der thermischen Anregung können Elektronen auch durch Absorption von Strahlung angeregt werden. Die Absorption kann als relative Abnahme einer Strahlungsintensität von einer in x -Richtung propagierenden Strahlung beschrieben werden, wie in Gleichung 2.1.3 dargestellt.

$$I(x) = I(0)e^{-\alpha x} \quad (2.1.3)$$

I ist hierbei die Intensität und x der Weg, der im Medium zurückgelegt wurde. α beschreibt den Absorptionskoeffizienten, welcher stark von der Strahlungswellenlänge, bzw. Energie abhängt. Anschaulich lässt sich diese Energieabhän-

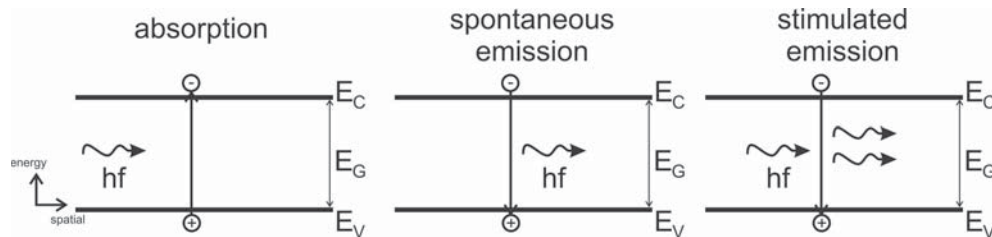


Abb. 2.3: Bandmodell im Ortsraum und die möglichen Übergänge (Absorption, spontane Emission, stimulierte Emission).

gigkeit durch das Bändermodell erklären, welches in Abbildung 2.3 skizziert ist. In dem Bild entspricht die y -Achse der Energierichtung und die x -Achse dem Ort. E_C ist die Energie des Leitungsbandminimums und E_V des Valenzbandmaximums. Der Abstand zwischen den beiden Energien ist die Bandlücke E_G .

Trifft Licht einer Energie auf den Halbleiter, die kleiner als die Bandlückenenergie ist ($hf < E_G$), dann ist das Medium für dieses Licht transparent. Wird eine kürzere Wellenlänge, d.h. höhere Energie genutzt, für die $hf \geq E_G$ gilt, so wird das Licht absorbiert, wodurch, wie im Bild 2.3 angedeutet, ein Elektron in das Leitungsband gehoben wird. Die Umkehr der Absorption ist die Emission. Ein Ladungsträger aus dem Leitungsband kann durch spontane Emission in das Valenzband übergehen und dabei ein Photon erzeugen. Notwendig dafür ist, dass im Valenzband ein freier Zustand für den Übergang des Elektrons vorhanden ist. Ein eintreffendes Photon kann, wenn es angeregte Elektronen vorfindet, Rekombination in Form von stimulierter Emission erzeugen. Dabei erzeugt das Photon einen Klon von sich selbst, welcher mit den selben Eigenschaften emittiert wird [3]. Befinden sich angeregte Ladungsträger im Material, so entstehen Quasigleichgewichtsverteilungen, welche analog zur obigen Gleichgewichtsverteilungen, durch Quasi-Fermi Verteilungen beschrieben werden können.

Grundlagen

Wie der Name LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) zeigt, basiert der Laser auf der stimulierten Emission. Trifft nun Licht auf einen Halbleiter, laufen alle besagten Prozesse gleichzeitig, jedoch mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten ab, welche mit Ratengleichungen beschrieben werden können. Diese können für jeden einzelnen Prozess mit den Einsteinkoeffizienten A_{CV} , B_{CV} und B_{VC} angegeben werden [4].

Die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission innerhalb einer Zeit t ergibt sich beispielsweise durch $dW_{CV}^{sp} = A_{CV}dt$, mit $A_{CV} = \frac{1}{\tau_{sp}}$. Ebenso lassen sich die Wahrscheinlichkeiten für die stimulierte Emission und die Absorption durch $dW_{VC}^{abs} = u(\nu)B_{VC}dt$ und $dW_{CV}^{sti} = u(\nu)B_{CV}dt$ angeben. Die Indizes geben hier in ihrer Reihenfolge Hinweis auf den Ausgangs- bzw. Endzustand und bedeuten Leitungs- (conduction) und Valenzband (valence). Die Wahrscheinlichkeit der beiden letztgenannten Prozesse wird natürlich von der eingestrahelten Photonendichte $u(\nu)$ stark beeinflusst. Die Änderung der Besetzungsdichten der beiden Niveaus hängt von den Übergangswahrscheinlichkeiten ab, was durch die Gleichungen 2.1.4 dargestellt werden kann.

$$\frac{dN_C}{dt} = -N_C B_{CV}u + N_V B_{VC}u - N_C A_{CV} \quad (2.1.4)$$

$$\frac{dN_V}{dt} = +N_C B_{CV}u - N_V B_{VC}u + N_C A_{CV} \quad (2.1.5)$$

Dabei beschreiben N_C bzw. N_V die Besetzungsdichte im Leitungs-, bzw. Valenzband. Die obigen Betrachtungen gelten für direkte Halbleiter. Bei indirekten Halbleitern müsste, wenn man sich den \vec{k} Raum betrachtet, ein Übergang stattfinden, welcher nicht senkrecht ist. Das heißt, dass ein gewisser Impuls vorhanden sein muss, um die Impulserhaltung zu gewährleisten. Da Photonen einen vernachlässigbaren Impuls besitzen, ist es dem Elektron nicht möglich direkt die Bandlücke zu überwinden. Für einen indirekten Übergang wird deshalb ein Dreiteilchenprozess benötigt, der das Photon, das Elektron und noch ein Phonon, welches den Impuls übertragen kann, erfordert. Dieser Prozess ist sehr unwahrscheinlich. Natürlich sind auch nach wie vor direkte Übergänge möglich, benötigen aber höhere Energien. Das führt dazu, dass indirekte Halbleiter keine effizienten Lasermaterialien sind.

Die Betrachtungen bezogen sich bisher nur auf reine Halbleiter. Gezieltes Einbringen von Störstellen, sogenanntes Dotieren, durch Einbau von Fremdatomen ins Kristallgitter, welche eine höhere Wertigkeit haben als der Wirt (Donator) oder dementsprechend eine geringere (Akzeptor), verändert viele Eigenschaften der Halbleiter. Da die Störstellen im Ortsraum lokalisiert sind, erzeugen sie im \vec{k} -Raum, aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation, neue unendlich ausgedehnte Energieniveaus.

Wichtig für Laser ist die Fähigkeit, Licht zu verstärken. Die Verstärkung kann dabei als Änderung der Lichtintensität pro Länge verstanden werden. Aus obigen Gleichungen lässt sich die Änderung der Photonendichte berechnen. Diese kann man mit $\frac{dN_{Phot}}{dt} = +N_C B_{CV}u - N_V B_{VC}u + N_C A_{CV}$ angeben. Die Photonendichte wird durch spontane bzw. stimulierte Emission erhöht und durch Absorption verringert.

Im thermodynamischen Gleichgewicht herrscht stets vorrangig Absorption vor. Damit die stimulierte Emission der Absorption überwiegt, muss das thermody-

2.1 Halbleiter und Halbleiterlaser

namische Gleichgewicht gestört und eine Besetzungsinversion erzeugt werden. Das heißt, dass mehr Ladungsträger im Leitungsband vorhanden sein müssen, als im Valenzband. Dies ist eine notwendige Bedingung für Laseroperation. Das Schema eines Lasers ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Sehr vereinfacht besteht ein Laser aus einem aktiven Material, zwei Spiegeln und einem Pumpmechanismus, welcher Ladungsträger anregt und die Inversion erzeugen soll. Ladungsträger werden spontan emittieren und Photonen erzeugen. Die Photonen werden, weil sie auf andere geeignete angeregte Ladungsträger treffen, stimulierte Emission erzeugen und die eintreffenden Photonen duplizieren. Dieser Prozess wird lawinenartig wiederholt stattfinden und die Lichtintensität verstärken. Das aktive Medium befindet sich zwischen den zwei erwähnten Spiegeln, welche einen Resonator bilden. Der eine Spiegel besitzt eine hohe Reflektivität, während der andere eine z.B. 30 prozentige hat. Das verstärkte Licht wird durch die Spiegel erneut zurück durch das aktive Medium geschickt, welches nach wie vor gepumpt wird und in dem erneut die Ladungsträger angeregt sind. Dadurch wird das Licht immer weiter verstärkt. Am teilweise durchlässigen Spiegel wird ein Teil des Lichtes ausgekoppelt. Nach einem Rundlauf beträgt die Intensität

$$I(2L) = I(0) \exp[g(\lambda) - a(\lambda)] 2LR_1R_2 \quad (2.1.6)$$

Bei einem Resonatorumlauf muss die Verstärkung g des Lichtfeldes, die Verluste a , sowie die Auskopplungsverluste mindestens kompensieren oder gar übertreffen. Als sogenannte Schwellenbedingung lässt sich $I(2L) = I(0)$ angeben. Dadurch kann die nötige Schwellenverstärkung bestimmt werden, zu $g_{thr}(\lambda) = a(\lambda) - \frac{1}{2L} \ln(R_1R_2)$. Die Verstärkung ist somit für Lasermaterialien eine sehr wichtige Größe. Der Pumpvorgang ist bei Laserdioden zumeist durch

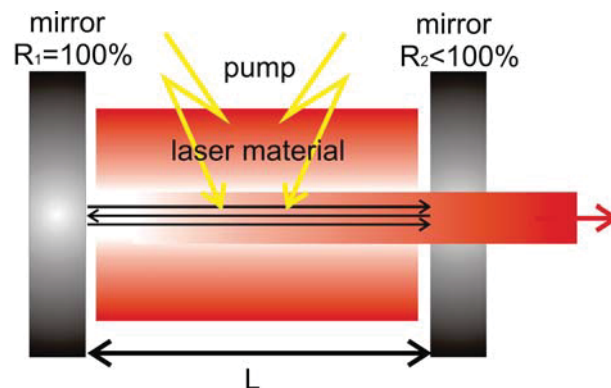


Abb. 2.4: Vereinfachtes Schema eines Lasers.

Strominjektion gegeben. Die entstehende Lichtemission unter der Schwelle wird Elektrolumineszenz genannt. Die zweite gängige Methode regt Ladungsträger durch Absorption von Licht an. Dieses sogenannte optische Pumpen erzeugt Photolumineszenz. Wird mit einer großen Überschussenergie gepumpt, so relaxieren die Ladungsträger in tiefere Zustände, indem sie die überschüssige Energie in Form von Wärme abgeben. Die Relaxation geht in sehr kurzen Zeitskalen (einige fs) vor sich.

Die ersten Halbleiterlaser wurden auf Basis eines pn-Übergangs realisiert. Da dieser Laser nur aus einem Halbleitermaterial bestand, war er eine sogenannte

Grundlagen

Homostruktur. Da die Schwellströme solcher Laser extrem hoch sind, war die Funktionsfähigkeit nur im Pulsbetrieb bei sehr niedrigen Temperaturen um 10 K gegeben. Die Halbleiterlaser schafften erst mit der Entwicklung von Doppelheterostruktur Lasern den Durchbruch. Die aktive Zone ist bei diesen auf beiden Seiten mit je einer Halbleiterschicht mit größerer Bandlücke umgeben. Diese Schichten dienen als Barrieren, da sie die Ladungsträger aufgrund von hohen Potentialunterschieden effizient in der aktiven Schicht konzentrieren. Man spricht dabei von elektrischem Confinement (Einschluss). Dadurch kann die aktive Zone verkleinert und die Laserschwelle verringert werden. Neben dem elektrischen kann die Doppelheterostruktur auch optisches Confinement erzeugen. Dafür müssen das aktive Material und die Barriere unterschiedliche Brechungsindizes besitzen, wodurch eine wellenleitende Funktion entsteht. Dadurch werden auch die Photonen in der aktiven Schicht konzentriert und Verluste in den äußeren Schichten verhindert.

Heutzutage werden zumeist das elektrische und das optische Confinement durch unterschiedliche Schichten realisiert. Man spricht von separate confinement heterostructures (SCH). Diese bieten den Vorteil, dass die Ladungsträgerdichte erhöht werden kann, da die Ladungsträger in einer sehr schmalen aktiven Schicht geführt werden.

Die aktiven Schichten sind in Laserdioden zumeist in Form von Quantenfilmen realisiert. Um große Verstärkungswerte zu erlangen, werden üblicherweise Mehrfachquantenfilme genutzt (multi-quantum well, MQW). Diese werden so gewachsen, dass jede aktive Schicht von einer Barriere begrenzt wird, die den Ladungsträgeranschluss fördern soll. Alle Quantenfilme und die zugehörigen Barrieren liegen zwischen der separaten Begrenzung des Lichtfeldes. Typische Quantenfilme haben Dicken im Bereich von 5-10 nm, das heißt, dass sie extrem dünn sind.

Die möglichen Energiezustände in einem Quantenfilm unterscheiden sich daher natürlich von denen in einem Bulk Material. Die Energie der Ladungsträger in einem QW kann durch

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^*} + E_n \quad (2.1.7)$$

angegeben werden. Die Zustandsdichte gibt die Anzahl der besetzbaren Zustände in dem Intervall zwischen E und $E+dE$ an. Eine höhere Zustandsdichte führt generell zu einer höheren Absorption. Die Zustandsdichte in Quantenfilmen hat durch die Quantisierung in Wachstumsrichtung einen stufenförmigen Verlauf, wie es in Abbildung 2.5 im Vergleich zum 3D Fall dargestellt ist. Großer Vorteil der MQW-Laser ist, dass die Schwellstromdichten sehr gering sind.

Abhängig von der Richtung der Strahlauskopplung werden Halbleiterlaser in zwei Gruppen eingeteilt. Wird das Licht in der Ebene des aktiven Bereiches erzeugt und ausgekoppelt, so verlässt es den Laser an der *Kante*. Diese Laser werden folglich Kantenemitter genannt. Außerdem gibt es den entsprechend den Oberflächenemitter, der senkrecht zur Ebene leuchtet (vertical cavity surface emitting laser, VCSEL). Im Folgenden werden die Überlegungen auf Kantenemitter beschränkt. Ein sehr wichtiger Vertreter dieses Diodentyps ist der Steg-Wellenleiter (ridge-waveguide-laser (RWG)). Hier wird ein Steg (um die 8 μm Breite) längs der Strahlrichtung geätzt. Durch den Brechungsindexsprung

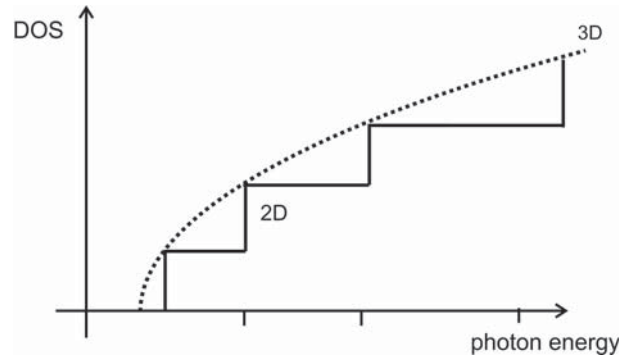


Abb. 2.5: Zustandsdichte eines Quantenfilms im Vergleich zum Bulk-Material.

zwischen Halbleiter und Luft wird das Lichtfeld lateral eingengt und durch diesen Indexunterschied geführt. Sein Vorteil liegt in seinem guten Strahlprofil, welches dadurch entsteht, dass sich in ihm nur die Grundmode des Lichtfeldes ausbreiten kann. Ein weiterer Vorteil entsteht dadurch, dass sich der Stromfluß auf den Steg einschränkt, wodurch niedrigere Schwellströme zum Lasing führen können. Sein Pendant ist der Breitstreifenlaser, welcher, wie der Name vermuten lässt, mit 100 bis 200 μm wesentlich breiter ist.

2.2 Verdünnte Nitride

III/V Halbleiter, die einen kleinen Prozentsatz Stickstoff enthalten, werden als verdünnte Nitride (engl. dilute nitrides) bezeichnet. Dazu zählt zum Beispiel $\text{Ga}(\text{N}_x\text{As}_{1-x})$. Hier ist Gallium das Gruppe III Element, und Stickstoff und Arsen besetzen die zugehörigen Gruppe V Plätze. Eine solche Struktur wird als ternär bezeichnet, weil drei Elemente am Kristallbau beteiligt sind. Das x in diesem Beispiel gibt Auskunft über das Mischungsverhältnis zwischen N und As. Von diesem hängen die Eigenschaften des Mischkristalls ab. Im Falle von III/V Halbleitern, bei denen es sich nicht um verdünnte Nitride handelt, läßt sich der Einfluss der Mischung zweier binärer Halbleiter auf die Gitterkonstante $a(x)$ und die Energielücke E_G durch die Vegardsche Regel beschreiben [5, 6] (Gleichung 2.2.8).

$$a(x) = x \cdot a_A + (1 - x) \cdot a_B \quad (2.2.8)$$

$$E_G(x) = x \cdot E_{G,A} + (1 - x) \cdot E_{G,B} + \Delta E_G(x) \quad (2.2.9)$$

ΔE_G bestimmt sich durch $\Delta E_G(x) = b(x) \cdot x(x - 1)$. ΔE_G hängt folglich vom Bandverbiegungskoeffizienten $b(x)$ ab, der für viele Verbindungshalbleiter sehr klein ist und daher kaum eine Veränderung bewirkt. Für verdünnte Nitride gilt obiges nicht mehr. $b(x)$ ist sehr stark abhängig von den Konzentrationen [7]. In Tabelle 2.1 sind beispielhaft Werte für Atomradien und Elektronegativitäten von einigen Elementen zusammengefasst. Es fällt auf, dass Stickstoff einen vergleichsweise kleinen Atomradius, dafür aber eine hohe Elektronegativität besitzt. Wird nun z.B. in GaAs auf Arsengitterplätzen Stickstoff eingebaut, so führt dies natürlich zu einer starken Störung im Kristallgitter, die wiederum dafür sorgt, dass eine isovalente Störstelle entsteht. Wenn eine große

Grundlagen

Atom:	$r[\text{Å}]$	EN
Ga	1.22	1.81
As	1.25	2.18
N	0.71	3.04

Tab. 2.1: Beispiel von Atomradius r und Elektronegativität EN der Elemente Ga, As und N [8].

Menge Stickstoff eingebaut wird, entstehen aus den einzelnen lokalisierten N-Stellen ganze N-Bänder. Bei Ga(NAs) wurde zum Beispiel dieser Übergang bei 0.2% Stickstoff quantifiziert [9]. Bei GaP liegt dieses Störstellenniveau in der Bandlücke des Wirtskristalles, kurz unterhalb des Leitungsbandminimums. Da Ladungsträger aus diesen lokalisierten Zuständen strahlend rekombinieren

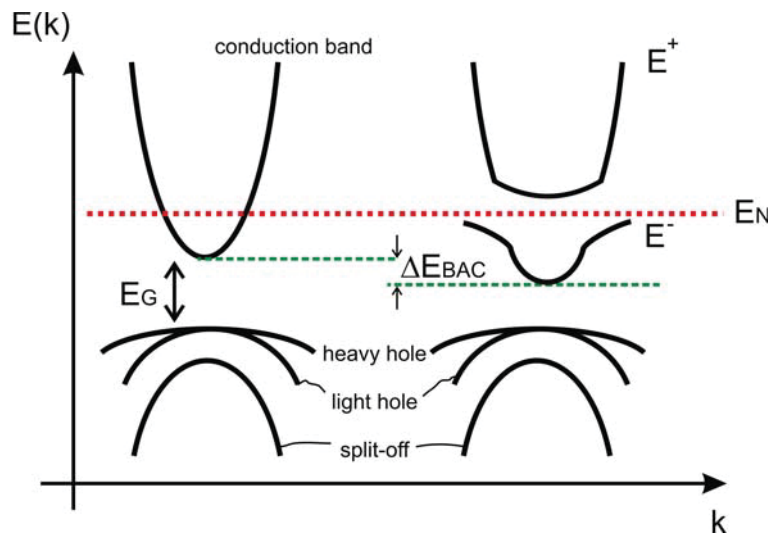


Abb. 2.6: Schema zur Band-Abstossung.

können, wurde Ga(NP) als Material für effiziente Leuchtdioden genutzt [10]. Für GaAs liegt das Störstellenniveau statt dessen um ca. 0.3 eV oberhalb der Leitungsbandkante [11]. Das Störstellenband und das Leitungsband wechselwirken und es ergeben sich erstaunliche Änderungen der Materialeigenschaften. Die Bandlücke wird sehr stark reduziert, die effektive Elektronenmasse nimmt stark zu [12] und die Elektronenmobilität nimmt ab [13]. Die Reduktion der Bandlücke kann mit dem Band-Abstossungsmodell (band-anticrossing model) beschrieben und erklärt werden [14, 15, 16]. Demnach erzeugt die Wechselwirkung von dem Störstellenband und dem Leitungsband des Wirtskristalls ein Leitungsband, das aus den Subbändern E_+ und E_- besteht. Die Dispersionsrelation der Subbänder ergibt sich durch 2.2.10.

$$E_{\pm}(k) = \frac{1}{2}[E_M(k) + E_N] \pm \sqrt{[E_M(k) - E_N]^2 + 4V_{NM}^2} \quad (2.2.10)$$

Dabei beschreibt E_N die Stickstoffenergie und $E_M(k)$ die Dispersionsrelation des stickstofffreien Wirtskristalles. Die Kopplung zwischen den Bändern wird durch V_{NM} beschrieben, welches sich aus $V_{NM} = C_{NM}\sqrt{x_N}$ ergibt. Hier ist C_{NM} der Kopplungskoeffizient und x_N die Stickstoffkonzentration. Mit stei-

2.2 Verdünnte Nitride

gender Stickstoffkonzentration wird somit V_{NM} größer, wodurch sich E_+ zu höheren Energien verschiebt, während E_- noch kleiner wird. Die beiden Subbänder entfernen sich mit steigendem Stickstoffgehalt energetisch voneinander. In Abbildung 2.6 ist ein beispielhaftes Schema dargestellt, welches die Bandabstossung beschreibt. Das vorher parabolische Band (siehe 2.1.1) ist nun

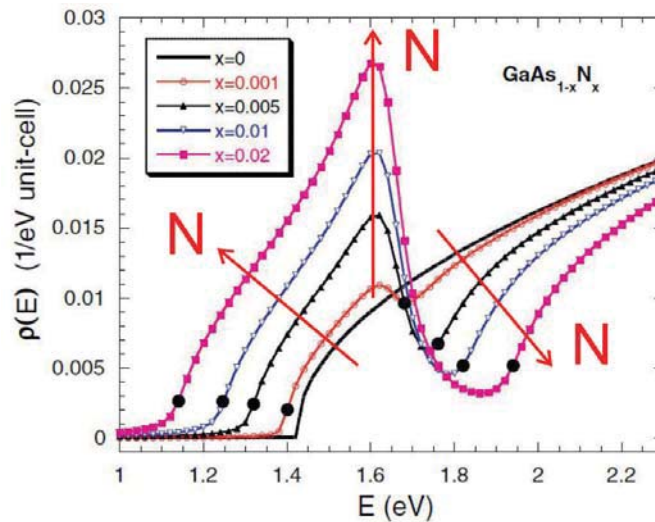


Abb. 2.7: Beispiel einer simulierten Besetzungsdichte des E^- Bandes eines Ga(NAs) Kristalles für verschiedene N Konzentrationen [16].

stark nicht-parabolisch. Bereits sehr kleine Mengen an Stickstoff haben sehr große Auswirkungen auf die Eigenschaften des Halbleiters [7]. Ein Beispiel für die Besetzungsdichte des E^- Bandes ist in Abbildung 2.7 skizziert. Das Beispiel wurde für Ga(NAs) Kristalle für verschiedene Stickstoffkonzentrationen simuliert. Die Kurven verdeutlichen, dass mit steigendem Stickstoffgehalt die Besetzungsdichte auseinanderschiebt, weil die Bänder sich abstossen. Gleichzeitig nimmt die Besetzungsdichte an der „oberen“ Grenze des Bandes sehr stark zu, so dass zwischen den beiden Leitungsbandern die Besetzungsdichte minimiert wird.

Da das Kristallwachstum ein statistischer Prozess ist, werden die Stickstoffatome zufällig im Kristall angeordnet. Dies führt zu einer gewissen Unordnung im Kristallgitter. Diese Unordnung sorgt dafür, dass neben den Störstellenbändern nach wie vor lokalisierte Störstellen existieren, welche unterhalb der Bandlücke liegen und einen großen Einfluss auf die Lumineszenz der Probe haben [17, 18]. Diese einzelnen Störstellen können sogar ganze Cluster bilden und die Materialeigenschaften noch stärker beeinflussen [19].