

2 Grundlagen des vertikalen Modulators

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis der Wirkungsweise der vertikalen Modulatoren nötigen Grundlagen dargelegt. Die Arbeit konzentriert sich dabei auf asymmetrische Fabry-Perot-Modulatoren (AFPR) mit einem InGaAs/AlGaAs-MQW-Gebiet als elektrooptisch aktive Zone. Die Schichtstruktur dieser Modulatoren wird im ersten Abschnitt des Kapitels beschrieben.

Die Eigenschaften der InGaAs/AlGaAs-Quantenfilme im optischen Resonator werden dann im zweiten Abschnitt beschrieben. Das elektrooptisch aktive Verhalten dieser Schichten wird im wesentlichen durch das Verhalten der exzitonischen Absorption im elektrischen Feld bestimmt. Im dritten Abschnitt werden die Struktur des optischen Resonators sowie die Verwirklichung eines solchen Resonators aus Halbleiter-Material beleuchtet. Bei der verwendeten Schichtstruktur handelt es sich um einen asymmetrischen Fabry-Perot-Resonator, der von einem dielektrischen Bragg-Reflektor und einer Halbleiter-Aluminium-Grenzschicht gebildet wird. Eingebettet in den Resonanzraum dieses Resonators befindet sich als elektrooptisch aktives Material die InGaAs/AlGaAs-Quantenfilme. Die elektrische Struktur des verwendeten Modulators wird schließlich im

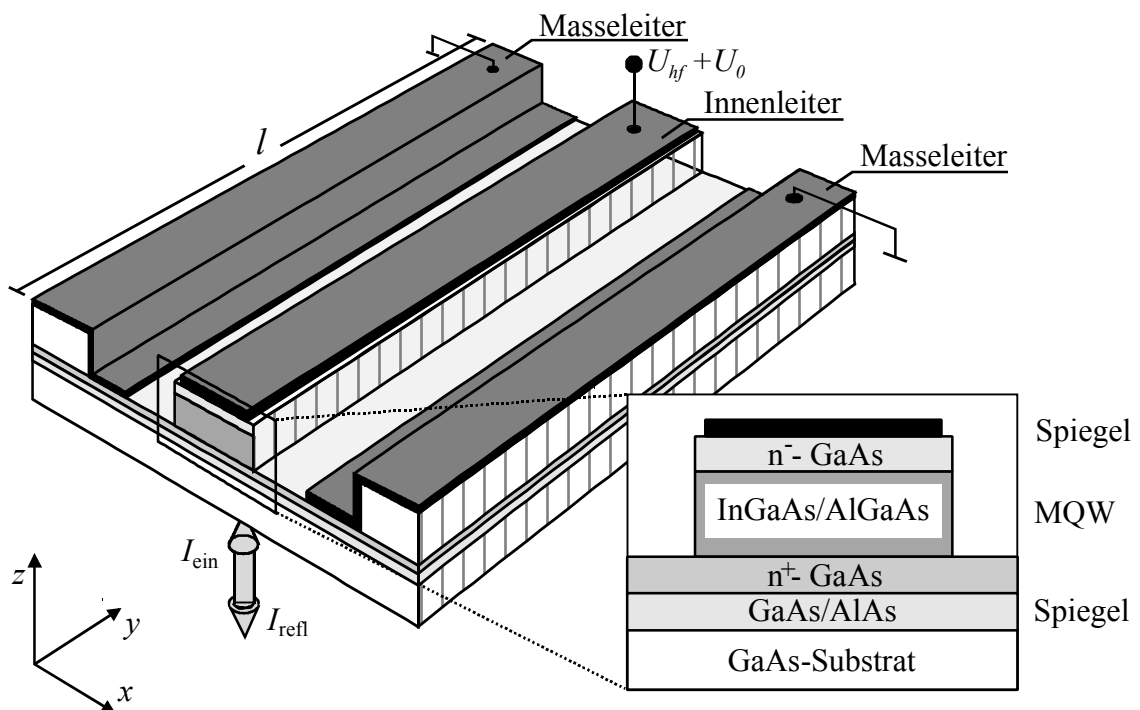


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Wanderwellenmodulators mit der optischen Einstrahlung durch die Substratunterseite. Die elektrische Kontaktierung erfolgt entweder einseitig oder an beiden Seiten des Bauelements.

vierten Abschnitt beschrieben.

Abb. 2.1 zeigt den schematischen Aufbau der verwendeten Modulatoren mit einer planaren Mikrowellenleitung der Länge l . In der Arbeit werden sowohl sehr kurze Mikrowellenleitungen $l \ll \lambda_{ML}/4$ als auch ausgedehnte Bauelemente mit $l \gg \lambda_{ML}/4$ untersucht, wobei λ_{ML} die Wellenlänge der Mikrowelle auf der Mikrowellenleitung angibt.

Die elektrooptischen InGaAs/AlGaAs-Quantenfilmstrukturen befinden sich im Mesarücken unterhalb des Innenleiters der koplanaren Metallisierung. Die Masseleiter der koplanaren Metallisierung sind in die Ätzgräben zu beiden Seiten des Mesarückens heruntergezogen und kontaktieren die hoch n^+ -dotierte GaAs-Schicht. Am Innenleiter wird die hochfrequente Spannung U_{hf} angelegt, die beiden Masseleiter werden geerdet. Die optisch eingestrahlte Intensität I_{ein} wird durch die Substratunterseite in z-Richtung auf das Bauelement geleitet und die reflektierte optische Intensität I_{refl} wird detektiert. Im vergrößert herausgestellten Bereich wird der funktionale Aufbau des asymmetrischen Fabry-Perot-Modulators schematisch dargestellt. Der obere Spiegel besteht aus der Aluminium-Metallisierung des Innenleiters, der untere Spiegel aus einem Bragg-Reflektor aus GaAs- und AlAs-Schichten. Zwischen den beiden Spiegeln sind das Vielfach-Quantenfilmgebiet (MQW) aus InGaAs- und AlGaAs-Schichten und die hoch n -dotierte GaAs-Kontaktschicht eingefügt.

2.1 Die Schichtstruktur des Modulators

Die in dieser Arbeit verwendeten Modulatoren basieren auf der in der Abb. 2.2 vorgestellten Schichtstruktur. Das elektrooptisch aktive Material besteht aus InGaAs/AlGaAs-Quantenfilmen mit einem Indiumgehalt von 20 % in den Quantenfilmen und einem Aluminiumgehalt von 33 % in den Barrierenschichten. Die Schichtdicken der InGaAs-Quantenfilme und der AlGaAs-Barrieren betragen 7,5 nm bzw. 13 nm. Diese Schichtdicken gewähren ein versetzungsfreies Kristallgitter der Quantenfilmstruktur [53]. Die gesamte Quantenfilmstruktur besteht aus 42 InGaAs-Quantenfilmen und 43 AlGaAs-Barrieren. Oberhalb und unterhalb der Quantenfilmstruktur sind n -dotierte GaAs-Kontaktschichten angebracht, auf denen die Metallkontakte realisiert werden. Die oberste 50 nm dicke GaAs-Kontaktschicht bildet den Abschluß der Halbleiterschichtstruktur und ist schwach n -dotiert. Sie dient der chemischen Passivierung der Oberfläche und stellt das Kontaktmaterial für den aufgedampften Aluminiumkontakt dar. Der Aluminium-Halbleiter-Übergang bildet dabei eine Schottky-Verarmungsschicht aus. Die Schottky-Verarmungszone erstreckt sich ohne äußere angelegte Spannung über die gesamte Vielfachquantenfilmstruktur und endet in der unteren n^+ -dotierten GaAs-

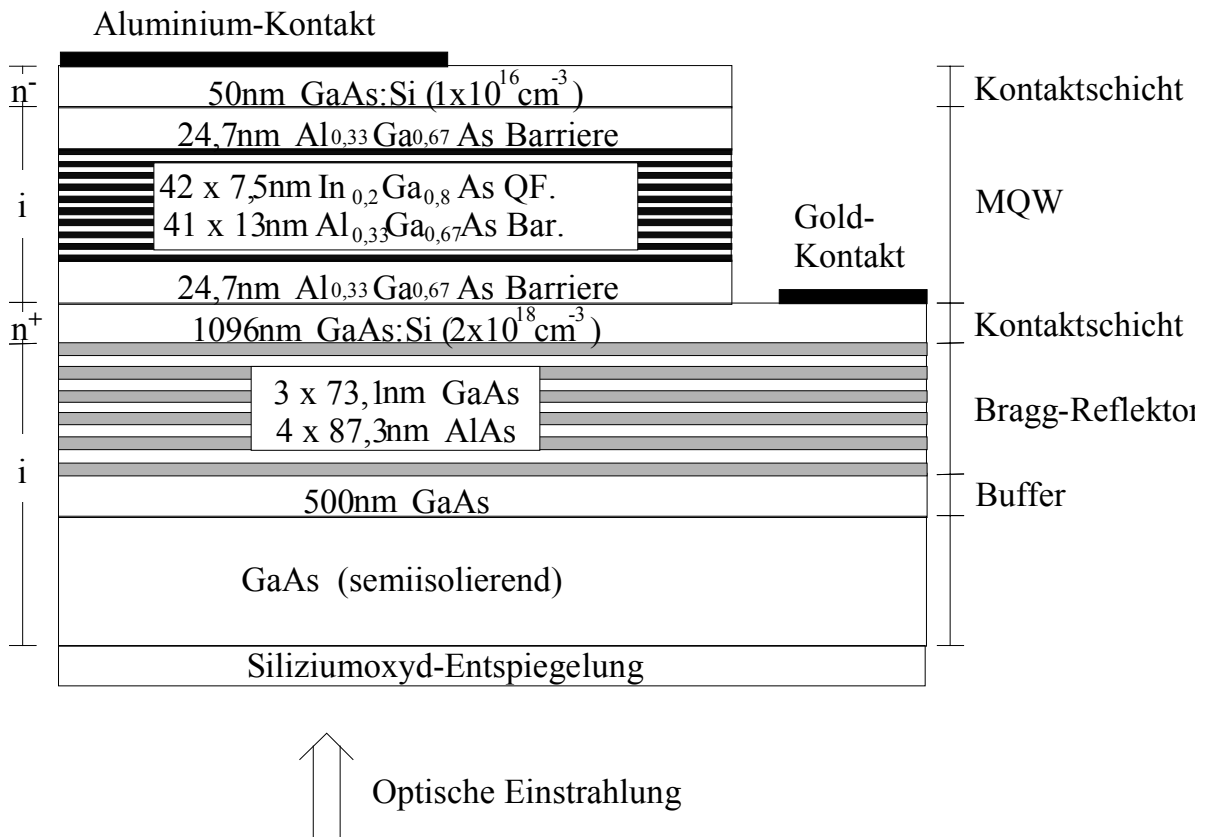


Abbildung 2.2: Skizze der Schichtstruktur der untersuchten vertikalen Wanderwellenmodulatoren. Das Vielfachquantenfilmgebiet (MQW) besteht aus InGaAs-Quantenfilmen (QF.) und AlGaAs-Barriereschichten (Bar.).

Kontaktschicht. Diese Schicht, die unterhalb der Quantenfilmstruktur gelegen ist, besitzt eine Schichtdicke von etwa einem Mikrometer und ist hoch n-dotiert ($\approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Der optische Resonator wird aus dem oberen Aluminium-GaAs-Übergang und aus einem dielektrischen Bragg-Reflektor gebildet. Dieser Bragg-Reflektor besteht aus den geschichteten Halbleitermaterialien GaAs und AlAs. Die Schichtdicke der GaAs-Schichten beträgt 73,1 nm und die der AlAs-Schichten 87,3 nm. Der Bragg-Reflektor besteht aus vier AlAs-Schichten mit drei eingebetteten GaAs-Schichten. Die Schichtdicken dieser Schichten entsprechen einem Viertel der zentralen Vakuumwellenlänge λ_{0z} des Bragg-Reflektors von 1021 nm im jeweiligen Halbleitermaterial. Die zentrale Wellenlänge λ_{0z} entspricht dabei der Wellenlänge der Interferenz nullter Ordnung des AFPR. Unterhalb der gesamten Schichtstruktur befindet sich auf dem semiisolierenden GaAs-Substrat eine etwa 500 nm dicke GaAs-Pufferschicht. Das GaAs-Substrat ist beidseitig poliert, und auf der Unterseite des Substrats ist eine dielektrische Entspiegelung aus Siliziumoxyd aufgedampft, um optische Reflexionen an dieser Oberfläche zu unterdrücken. Die optische Ein-

strahlung in den Resonator erfolgt von der Unterseite durch die dielektrische Entspiegelung und das GaAs-Substrat.

Für einen solchen Modulatortyp wird eine optische Wellenlänge – hier $\lambda_{0z} \approx 1 \mu\text{m}$ – verwendet, für die das GaAs-Substrat transparent ist, also eine Photonenenergie, die kleiner als die Bandkantenenergie von GaAs ist. Für die Messung der statischen elektrooptischen Eigenschaften wird eine Gleichspannung zwischen den beiden Metallkontakten angelegt, die ein hohes elektrisches Feld in der Schottky-Verarmungszone erzeugt.

2.2 Quantenfilme

Ein Halbleiter-Quantenfilm besteht im allgemeinen aus einer Halbleiterschicht die zwischen zwei anderen Halbleiterschichten eingebettet ist. Die eingebettete Schicht, die den eigentlichen Quantenfilm ausmacht, weist eine niedrigere Bandlückenenergie W_g als die umgebenden Barrierschichten auf (siehe Abb. 2.3). Freie Ladungsträger innerhalb der Quantenfilmschicht einer solchen Struktur erfahren senkrecht zu den Schichtebenen zwei Potentialsprünge. Sind die Potentialbarrieren und die Schichtdicken des Barrierenmaterials hinreichend hoch, so bilden sich quantisierte Zustände für die Ladungsträgerwellenfunktionen senkrecht zu den Filmebenen aus [65]. Es entstehen diskrete Energiezustände für die Ladungsträger in der Struktur. Die energetische Lage dieser diskreten Niveaus hängt von der Höhe der Potentialbarrieren sowie von der Dicke a der Quantenfilmschicht und der Dicke der Barrierschichten ab. Für die Berechnung der Energieniveaus geht man von der eindimensionalen Schrödingergleichung aus und löst sie für den Bereich des Quantenfilms und der Barriere, wobei man als Lösung eine stehende Welle im Bereich des Quantenfilms und eine exponentiell abfallende Wellenfunktion für die Barrierenbereiche erhält. Eine ausführliche Beschreibung der Berechnung findet man beispielsweise in [65, 10]. Nur bei hinreichend dünnen Quantenfilmen ($a < 20 \text{ nm}$) erhält man diskrete

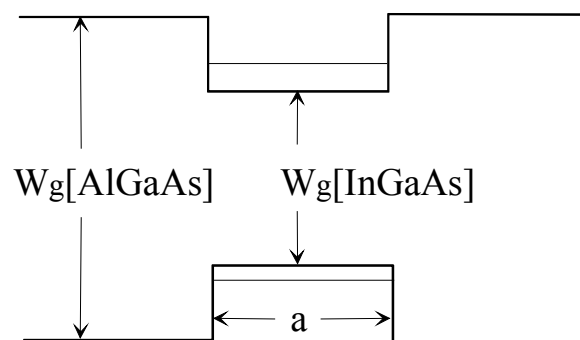


Abbildung 2.3: Skizze der Bandstruktur eines InGaAs-Quantenfilms der Dicke a mit AlGaAs-Barrierschichten.

Energieniveaus. Die Bandlückenenergie des Quantenfilms ist größer als die des reinen Halbleitermaterials, man erhält also eine im Vergleich zum Volumenhalbleiter zu kürzeren Wellenlängen verschobene Absorptionskante. Für die praktische Anwendung von Quantenfilmen in elektrooptischen Bauelementen reicht meist die Absorption oder Refraktion eines einzelnen Quantenfilms nicht aus, um ausreichend große elektrooptische Effekte zu erhalten. Man verwendet dann eine geschichtete Struktur aus vielen Quantenfilmen mit dazwischen eingebetteten Barrierschichten. Eine solche Struktur wird auch als Vielfach-Quantenfilmstruktur bezeichnet. Die Schichtdicke der Barrierschichten muß dabei hinreichend groß gewählt werden, damit die Wellenfunktionen der Ladungsträger im Quantenfilm genügend weit abklingen können [66].

Neben den Elektronen unterliegen aber auch die Löcher in einer Quantenfilmstruktur der Quantisierung ihrer Energieniveaus, nur ist der energetische Abstand der Energieniveaus im allgemeinen kleiner als bei den Elektronen wegen der entsprechend größeren effektiven Masse der Löcher [67].

Freie Elektronen und Löcher können in einem wasserstoffähnlichen Zustand aneinander gebunden sein, den sogenannten Exzitonen [67]. Die Bindungsenergie der Exzitonen ist im Volumenhalbleiter sehr gering, so daß sie nur bei sehr tiefen Temperaturen von wenigen Grad Kelvin beobachtbar sind. Bei höheren Temperaturen reicht die thermische Energie aus, die Exzitonen zu dissoziieren. In Quantenfilmen wird durch den räumlichen Potentialverlauf die Ausdehnung eines Exzitons in der Richtung senkrecht zu den Quantenfilmschichten eingeschränkt, was zu einer Zunahme der Bindungsenergie des Exzitons führt [68]. In Quantenfilmstrukturen können exzitronische Zustände auch bei Zimmertemperatur noch beobachtet werden. Die Bildung von Exzitonen erzeugt eine deutlich erhöhte Absorption in Absorptionscharakteristiken von Quantenfilmmaterialien bei der Wellenlänge, die der Bindungsenergie der Exzitonen entspricht. Die entsprechende Photonenenergie liegt energetisch unterhalb der Bandkantenenergie des Quantenfilms, da die Anregung eines Elektrons in einen exzitronischen Zustand um die Bindungsenergie des Exzitons geringer ist, als die Anregung eines Elektrons in einen freien Zustand. Das Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes senkrecht zu der Quantenfilmschicht führt nun zu einer Änderung der Bindungsenergie des Exzitons. Durch die Schräglage der Bandstruktur verringert sich die energetische Differenz zwischen dem Elektronen- und Löcherniveau [69] und es kommt zu einer Rotverschiebung der Exzitonenresonanz (siehe Abb. 2.4). Gleichzeitig verbreitert sich die Exzitonenresonanz und nimmt in der Höhe ab. Dieser Effekt, der dem Franz-Keldysh-Effekt im Volumenhalbleiter ähnelt, wird als Quantenunterstützter Stark-Effekt (Quantum Confined Stark Effect,

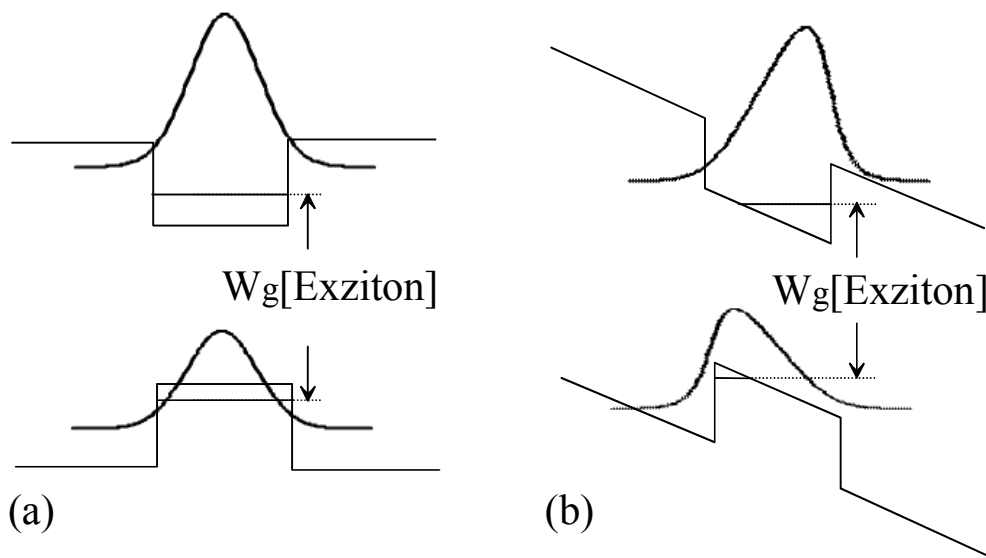


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines InGaAs/AlGaAs-Quantenfilms mit dem ersten Leitungs- und Valenzbandniveaus und den zugehörigen Wellenfunktionen ohne (a) und mit angelegtem äußerem Feld (b).

QCSE) bezeichnet [38]. Die Rotverschiebung der Exzitonresonanz führt zu einem Anstieg der Absorption im Energiebereich unterhalb der Exzitonresonanz bei einer äußeren Feldstärke von 0 kV/cm. Im Energiebereich oberhalb der Exzitonresonanz kommt es dagegen zu einer Abnahme der Absorption, wobei jedoch eine relativ hohe Grundabsorption zurückbleibt, die auf eine Absorption in angeregte Zustände der Quantenfilme oder freie Zustände oberhalb der Bandkante zurückzuführen ist.

Mit einer Änderung des Absorptionskoeffizienten α des Quantenfilms ist immer auch eine Änderung des Brechungsindex n verknüpft. Für den hier entworfenen Modulator ist die Brechungsindexänderung allerdings nur von untergeordneter Bedeutung und trägt kaum zur Reflexionsänderung des gesamten Modulatorbauelements bei. Ein solches Bauelement wird auch als elektroabsorptiver Modulator bezeichnet.

Von entscheidender Bedeutung für die Effizienz eines AFPRs (hohe Reflexionsänderungen bei kleinen Spannungsänderungen am Bauelement) ist die energetische Differenz zwischen der Exzitonresonanz und der Fabry-Perot-Resonanz des Modulators. Die Grundabsorption der MQW-Schichten darf ohne angelegtem äußerem Feld nur so groß sein, daß der Fabry-Perot-Modulator bei der zentralen Wellenlänge eine hohe Reflektivität aufweist. Das maximale angelegte elektrische Feld soll dann das Absorptionsmaximum vollständig in die zentrale Wellenlänge verschieben. Daraus ergibt sich eine optimale energetische Distanz zwischen Fabry-Perot-Resonanz und Exzitonresonanz. Die praktisch nutz-

baren energetischen Differenzen entsprechen einer Wellenlängendifferenz von 20 bis 60 nm zwischen FPR und Exzitonenresonanz.

Für die Realisierung hochfrequenter Modulatoren auf der Basis von Quantenfilmen ist das Zeitverhalten der Elektroabsorption von entscheidender Bedeutung. Verschiedene Zeitkonstanten bestimmen die temporale Reaktion der Quantenfilmstruktur auf Änderungen des elektrischen Feldes [70]. Die Relaxationszeit der Exzitonen im elektrischen Feld kann nach theoretischen Berechnungen und experimentellen Untersuchungen auf Werte zwischen 50 fs und 330 fs bestimmt werden [71]. Diese Relaxationszeiten entsprechen Grenzfrequenzen von 120 THz bzw. 20 THz. Auch photogenerierte Ladungsträger bestimmen das elektrische Feld im Quantenfilm, da die freien Ladungsträger das Feld abschirmen. Deswegen beeinflusst auch die Verweildauer der Ladungsträger im Quantenfilm die maximale Modulationsfrequenz. Die Ladungsträger verlassen den Quantenfilm entweder durch thermische Anregung oder über Tunnelvorgänge durch die Barrierschichten. Während bei niedrigen elektrischen Feldstärken die thermische Emission überwiegt, spielen bei höheren Feldstärken die Tunnelprozesse die ausschlaggebende Rolle [72]. Für einen GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Quantenfilm mit der Quantenfilmdicke $d=9,5$ nm wurden in einem „Pump-and-Probe“-Experiment Antwortzeiten von 100 ps ohne angelegtes äußeres Feld und 20 ps bei einem elektrischen Feld von 100 kV/cm gemessen [72]. Für eine Vielfach-Quantenfilmstruktur wurden Werte von 500 ps ohne äußeres Feld und 100 ps bei einem Feld von 100 kV/cm ermittelt. Diese längeren Antwortzeiten sind auf ein Wiedereinfangen der Ladungsträger in benachbarten Quantenfilmen zurückzuführen. Aus diesen Antwortzeiten ergeben sich 3dB-Grenzfrequenzen der optischen Modulation zwischen 12 GHz und 60 GHz. Diese Werte sind stark abhängig von den Materialien des Quantenfilms und der Barrierschichten sowie der Quantenfilmdicke.

Durch die Schräglage der Bandstruktur wird die Tunnelbarriere der Quantenfilmstrukturen bei angelegtem äußerem Feld mit steigender Feldstärke kleiner. Die höhere Durchtunnelungswahrscheinlichkeit verringert die mittlere Aufenthaltsdauer der Ladungsträger in der Quantenfilmstruktur, die Antwortzeit der Quantenstruktur wird kürzer. So verringert sich die mittlere Lebensdauer der Ladungsträger in einem Quantenfilm um mehr als sechs Zehnerpotenzen von $10,9 \cdot 10^{-8}$ s bei 100 kV/cm auf $3,45 \cdot 10^{-14}$ s bei 600 kV/cm [73].

Speziell mit verspannten InGaAs/AlGaAs-Vielfachquantenfilmstrukturen können Modulatoren mit sehr viel höheren Grenzfrequenzen erzeugt werden. So wurde ein AFPR im verspannten InGaAs/AlGaAs-Materialsystem bei einer Wellenlänge von $1,06 \mu\text{m}$ mit einer 3dB-Grenzfrequenz von 600 GHz demonstriert [74].

2.3 Der asymmetrische Fabry-Perot-Resonator

Der Fabry-Perot-Resonator besteht allgemein aus zwei planparallelen, teildurchlässigen Spiegelflächen, deren Abstand klein gegen die Kohärenzlänge der verwendeten optischen Strahlung sein muß, damit sich eine Vielfach-Interferenz ausbilden kann. Für den Fall, daß die Absorption in den Spiegelflächen vernachlässigt werden kann, wird der Gesamtreflexions- und Transmissionsgrad des Interferometers durch die sogenannten Airy-Formeln beschrieben [54].

Sind die Leistungsreflexionsgrade der beiden Spiegelflächen unterschiedlich, spricht man von einem asymmetrischen Fabry-Perot Resonator (AFPR).

Besteht das Medium zwischen den beiden Spiegeln aus einem homogenen, dielektrischen Material, lassen sich der reelle Gesamt-Leistungsreflexionsfaktor R_{FP} und Gesamt-Leistungstransmissionsfaktor T_{FP} des Resonators durch folgende Formeln beschreiben [18]:

$$R_{FP} = \frac{(\sqrt{R_T} - \sqrt{R_B} e^{-\alpha d})^2 + 4\sqrt{R_T R_B} e^{-\alpha d} \sin^2 \phi}{(1 - \sqrt{R_T R_B} e^{-\alpha d})^2 + 4\sqrt{R_T R_B} e^{-\alpha d} \sin^2 \phi} \quad (2.3-1)$$

$$T_{FP} = \frac{(1 - R_T)(1 - R_B)e^{-\alpha d}}{(1 - \sqrt{R_T R_B} e^{-\alpha d})^2 + 4\sqrt{R_T R_B} e^{-\alpha d} \sin^2 \phi} \quad (2.3-2)$$

Die Phasenverschiebung Φ des optischen Strahls (E-Feld und H-Feld) für einen einfachen Durchgang durch den materialgefüllten Resonator der Länge d ist dabei gegeben durch:

$$\Phi = 2\pi n \frac{d}{\lambda_0} \quad (2.3-3)$$

In den Gleichungen 2.3-1 – 2.3-3 bezeichnen λ_0 die Vakuumwellenlänge des optischen Strahls, n und α den Brechungsindex bzw. den Absorptionskoeffizient des Materials sowie R_T und R_B die Intensitäts-Reflexionsfaktoren des oberen bzw. unteren Spiegels des Fabry-Perot-Resonators.

Für die folgenden Überlegungen ist die Finesse eine wichtige Größe. Sie ist ein Maß für die Güte der auftretenden Resonanzen und beschreibt das Verhältnis von Abstand zu Halbwertsbreite der Resonanzen. Die Finesse F des Fabry-Perot Resonators ist gegeben durch:

$$F = \pi \frac{\sqrt{\sqrt{R_T R_B} e^{-\alpha d}}}{1 - \sqrt{R_T R_B} e^{-\alpha d}} \quad (2.3-4)$$

Hohe Finessen erzielt man, wenn der Nenner des Bruches gegen Null tendiert, also für geringe Werte des Absorptionskoeffizienten und Reflektionsfaktoren R_T und R_B nahe Eins.

Fabry-Perot-Resonatoren werden oft für Modulatoren und SEEDs („Self-Electrooptic Effect Devices“) auf Volumenhalbleiter-Basis verwendet [9,18,55,56].

Fabry-Perot-Modulatoren mit hohem Kontrast und geringen Einfügeverlusten (Definitionen siehe Gleichungen 5.2-2 und 5.2-1) lassen sich durch Verwendung sogenannter Mikroresonatoren (englisch: Microcavity) unter Ausnutzung der großen elektrooptischen Effekte in Quantenfilmen realisieren. Der Mikroresonator ist aufgebaut aus zwei Bragg-Reflektoren, die das elektrooptisch aktive MQW-Gebiet umschließen. Der Formalismus entspricht prinzipiell dem eines Fabry-Perot-Resonators, allerdings kommt bei Verwendung von Bragg-Reflektoren als Spiegel im allgemeinen noch eine zusätzliche Phasenverschiebung bei der Reflexion hinzu. Diese Phasenverschiebung wirkt wie eine effektive Änderung der optischen Resonatorlänge $n \cdot d$. Die Bragg-Reflektoren sind aufgebaut aus einer alternierenden Abfolge von Schichtpaaren. Die Schichtpaare bestehen aus einer Schicht mit einem höheren und einer mit einem niedrigeren Brechungsindex, die in der Regel keine oder nur geringe Absorption im verwendeten Wellenlängenbereich aufweisen. Der optische Reflexionsfaktor R_{opt} am Schichtübergang bei verlustfreien Materialien wird dabei durch folgende Gleichung beschrieben:

$$R_{opt} = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \quad (2.3-5)$$

Hierbei bezeichnen n_1 und n_2 die reellen Brechungsindizes der beiden Materialien. Die reflektierten Strahlen von sämtlichen Schichtübergängen interferieren miteinander. Wählt man die Schichtdicken und Brechungsindizes der beiden Materialien so, daß gilt:

$$d_1 n_1 = d_2 n_2 = \lambda_{0z} / 4, \quad (2.3-6)$$

mit 1, 2 als Index für Material 1 bzw. Material 2, so erhält man die zentrale Wellenlänge λ_{0z} . Bei dieser Wellenlänge überlagern sich die reflektierten Teilstrahlen aller Schichtübergänge konstruktiv. Bei der Berechnung ist zu berücksichtigen, daß bei der Reflexion am optisch dünneren Medium ein Phasensprung von π auftritt. Für die oberste Schicht des Reflektors wählt man das Material mit dem höheren Brechungsindex. Der Gesamtreflexionsfaktor des Bragg-Reflektors R_{BR} ist für die zentrale Wellenlänge hoch; R_{BR} wächst mit steigender Anzahl an Schichtpaaren und steigendem Brechungsindexunterschied zwischen

den Materialien. Reflexionsfaktoren von über 0,95 sind mit Halbleiter-Bragg-Reflektoren in der Praxis erzielbar. Besonders einfach lassen sich Halbleiter-Bragg-Reflektoren im AlAs/GaAs-Materialsystem realisieren, da der Brechungsindexunterschied zwischen GaAs ($n \approx 3,5$) und AlAs ($n \approx 2,9$) bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ relativ groß ist und die Gitterkonstanten der beiden Halbleiter nahezu identisch sind. Hochreflektierende Bragg-Reflektoren in anderen Schichtsystemen, dies ist zum Beispiel notwendig, wenn InP-Substrate verwendet werden sollen, sind dagegen technologisch aufwendiger.

Die Reflexions- bzw. Transmissionscharakteristik von optischen Vielschichtsystemen läßt sich beispielsweise mit der Transfer-Matrix-Methode berechnen. Bei dieser Methode wird jede optische Schicht durch eine Propagationsmatrix beschrieben und jeder Schichtübergang durch eine Übergangsmatrix. Das gesamte Vielschichtsystem wird durch die Matrizenmultiplikation der einzelnen Propagations- und Übergangsmatrizen beschrieben. Für eine detaillierte Beschreibung dieser Methode sei auf [19, 57] verwiesen.

Für die Berechnung der Reflexions- und Transmissionscharakteristiken beliebiger Vielschichtstrukturen aus den Halbleitermaterialien GaAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ wurde ein Programm implementiert, daß nach der Transfer-Matrix-Methode arbeitet. Die benötigten Materialparameter werden durch Fitfunktionen angenähert oder liegen dem Programm in tabellierter Form vor. Die optischen Parameter n und α für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ wurden aus der Literatur entnommen [57, 58, 59, 23]. Die wellenlängenabhängigen Werte von n und α für $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -Quantenfilme wurden aus experimentellen Ergebnissen des Fachgebietes Optoelektronik sowie aus der Literatur [60, 61] übernommen.

Das Ergebnis einer beispielhaften Berechnung eines asymmetrischen Fabry-Perot-Resonators ist in Abb. 2.5 dargestellt. Der obere Bragg-Reflektor besteht hier aus sieben Paaren von zwei Materialien mit $n_1 = 4$ und $n_2 = 3$ mit den dazugehörigen Schichtdicken $d_1 = 60 \text{ nm}$ und $d_2 = 80 \text{ nm}$. Die zentrale Wellenlänge dieses Reflektors λ_z liegt bei 960 nm . Der untere Bragg-Reflektor beginnt mit Material 2, und es folgen weitere 10 Paare der Materialschichten 1 und 2 (diese Anordnung soll hier als 10,5 Paare bezeichnet werden) mit den selben Schichtdicken wie im oberen Reflektor. Das angenommene Substrat und die Resonatorschicht zwischen den beiden Spiegeln bestehen aus Material 1. Die Resonatorschicht hat eine Dicke von 160 nm . Damit beträgt die optische Länge ($n \cdot d$) dieser Schicht die Hälfte der zentralen Wellenlänge λ_{0z} .

In der Auftragung des Reflexionsfaktors R_{FP} des AFPRs gegen die Wellenzahl v ($=2\pi/\lambda_0$) erhält man eine symmetrische Charakteristik, die aus

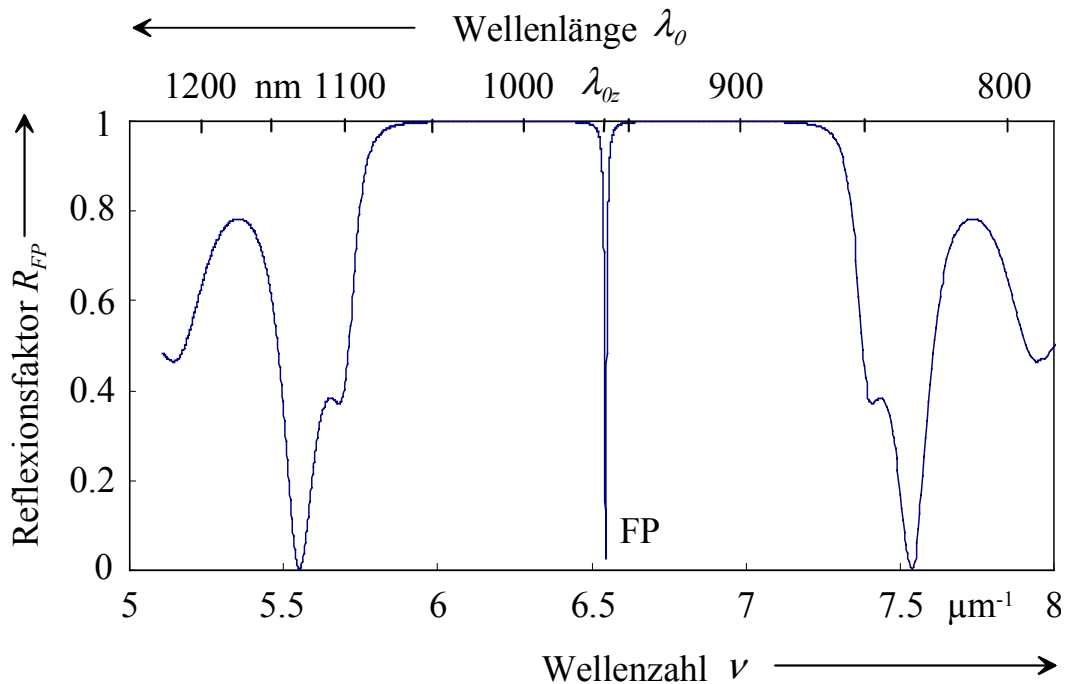


Abbildung 2.5: Reflexionscharakteristik eines schematischen asymmetrischen Fabry-Perot-Resonators (Parameter siehe Text), mit FP : Fabry-Perot-Resonanz

einem breiten Reflexionsmaximum um die zentrale Wellenlänge herum und kleineren Nebenmaxima zu beiden Seiten besteht.

Ein sehr schmalbandiger Einbruch des Reflexionsfaktors R_{FP} bei der zentralen Wellenlänge λ_{0z} wird durch die Fabry-Perot-Resonanz des Resonators hervorgerufen. Der Reflexionsfaktor beträgt etwa 0,028 an der zentralen Wellenlänge, die Halbwertsbreite des schmalbandigen Einbruchs beträgt nur etwa einen Nanometer. Zu beiden Seiten der zentralen Wellenlänge wird ein maximaler Reflexionsfaktor von 0,9997 erreicht, und die Halbwertsbreite des Bandes beträgt 249 nm. Geringe Änderungen der optischen Parameter des elektrooptischen Materials innerhalb des Resonators führen zu einer drastischen Änderung der Reflektivität des Resonators in der Fabry-Perot-Resonanz. Eine Änderung des Absorptionskoeffizienten α führt im allgemeinen nur zu einer Änderung des Reflexionsfaktors im Bereich der zentralen Wellenlänge, während eine Änderung des Brechungsindex n zu einer Verschiebung der zentralen Wellenlänge führt. Beide Effekte können für die Herstellung effizienter Modulatoren verwendet werden [60, 61]. Eine detaillierte Betrachtung zum Design elektrooptischer Modulatoren unter Berücksichtigung beider Parameter findet man in [10, 64].

In der vorliegenden Arbeit wird ein asymmetrischer Fabry-Perot-Modulator verwendet, bei dem der obere dielektrische Bragg-Reflektor durch einen Aluminium-GaAs-Übergang ersetzt wird (Schichtstruktur siehe Abb. 2.2). Der Reflexionsfaktor dieses Übergangs beträgt im betrach-

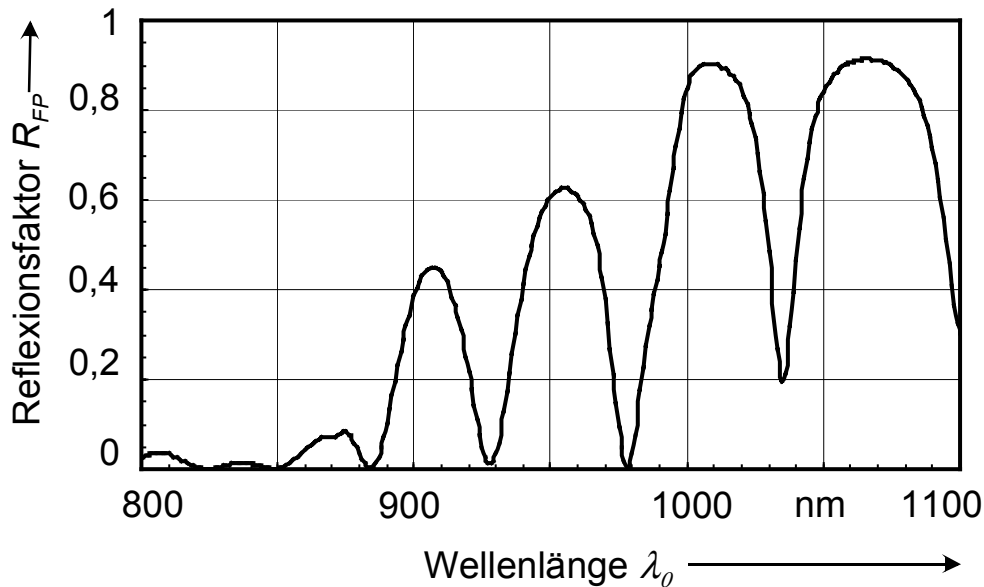


Abbildung 2.6: Errechnetes Reflexionsspektrum der verwendeten passiven Schichtstruktur (Einzelheiten siehe Text) bei Einstrahlung durch das dielektrisch entspiegelte Substrat.

teten Wellenlängenbereich etwa 0,85. Der in der Schichtstruktur integrierte Bragg-Reflektor besteht aus 4,5 Schichtpaaren aus GaAs der Schichtdicke 73,1 nm und AlAs der Schichtdicke 87,3 nm. Bei der zentralen Wellenlänge von 1030 nm weist dieser Reflektor am Übergang zum MQW-Gebiet einen Reflexionsfaktor von etwa 0,35 auf. Die optische Einstrahlung erfolgt bei diesem Bauelement durch das Substrat. Das berechnete Reflexionsspektrum dieser Schichtstruktur bei Einstrahlung durch das GaAs-Substrat ist in Abb. 2.6 dargestellt.

Man erkennt die Absorptionskante von GaAs bei Wellenlängen von etwa 870 nm. Wegen der hohen Grundabsorption bei kürzeren Wellenlängen werden die eingestrahlenen Photonen im GaAs-Substrat absorbiert, und es kommt zu keinen Reflexionen an dem eingebetteten Bragg-Reflektor oder an der vorderen Metallschicht. Zu längeren Wellenlängen befinden sich insgesamt fünf Fabry-Perot-Resonanzen bei den Wellenlängen 883 nm, 929 nm, 979 nm, 1033 nm und etwa 1105 nm. Die Wellenlänge der Exzitonenresonanz des elektrooptisch aktiven Materials liegt bei etwa 990 nm. Die hier drastisch erhöhte Absorption dieser Schichten drückt sich in einer leichten Änderung der Flankensteilheit im Reflexionsspektrum aus.

2.4 Die elektrische Struktur des Modulators

Der elektrooptische Modulator ist als Schottky-Diodenstruktur realisiert (siehe Abb. 2.2). Der Massekontakt der elektrischen Kontaktierung be-

steht aus einer Goldschicht, die auf die freigeätzte hoch n-dotierte GaAs-Kontaktschicht aufgedampft wurde und einen ohmschen Kontakt mit dem Halbleiter bildet. Beim anderen Kontakt handelt es sich um eine Aluminiumschicht, die auf die schwach n-dotierte GaAs-Deckschicht aufgedampft wird. Diese Aluminiumschicht bildet einen sperrenden Kontakt (Schottky-Kontakt) mit dem schwach dotierten Halbleitermaterial. Es bildet sich eine Schottky-Verarmungszone im Halbleiter aus, die von freien Ladungsträgern entleert ist. Für die Sperrschichtweite d_s der Schottky-Verarmungszone gilt [52]:

$$d_s = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(U_D + U_0)}{eN_D}}. \quad (2.4-1)$$

ε_0 bezeichnet die Dielektrizitätskonstante des Vakuums.

Bei einer gemittelten Hintergrunddotierung der Halbleiterschichten von $N_D=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, wobei N_D der Dichte der Donatoratome entspricht, und einer relativen Permittivität $\varepsilon_r = 13,0$ ergibt sich damit bereits für eine effektive Sperrspannung ($U_D + U_0 = 0,8 \text{ V}$) eine Sperrschichtweite von ungefähr einem Mikrometer. Die Schottky-Verarmungszone überdeckt dann das gesamte Vielfach-Quantenfilmgebiet (Dicke 950 nm) und endet in der hoch dotierten GaAs-Kontaktschicht ($N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Eine negative Spannung am oberen Schottky-Kontakt (Sperrspannung), fällt deshalb im wesentlichen über dem elektrooptisch aktiven Gebiet ab und erzeugt hier eine entsprechende elektrische Feldstärke, die die optischen Parameter des Quantenfilmgebietes über den QCSE, wie im vorhergehenden Abschnitt erläutert, ändert.

Die maximale Sperrspannung, die an das Bauelement angelegt werden kann, wird dabei durch die Durchbruchfeldstärke des Materials gegeben. Parasitäre Effekte, wie Defekte im Schichtaufbau oder Leckströme über Oberflächendefekte können die Durchbruchfeldstärke beeinflussen. Molekularstrahl-Epitaxieanlagen liefern im allgemeinen sehr saubere Schichtstrukturen mit geringen Defektzahlen, so daß bei passivierten Oberflächen Feldstärken bis an die Durchbruchfeldstärke von reinen GaAs-Halbleiter möglich sind. Zur Verringerung der freien Oberflächenzustände wurde der Wanderwellenmodulator hier mit einer Siliziumoxydschicht bedampft, die die geätzte Mesakanten des Bauelements überdeckte.