

Kavitätsfotodetektoren mit einstellbarer Resonanz und hoher Finesse.

- Vorschau:

Hohe Geschwindigkeiten, hohe äußere Quanteneffizienzen, schmale spektrale Linienbreiten und die Flexibilität bei der Einkopplungen von Strahlung machen „Resonante Kavitätsfotodetektoren“ (**RECAP**'s) zu guten Kandidaten für Telekommunikationsanwendungen. In diesem Papier stellen wir analytische Berechnungsgrundlagen für die Gestaltung von RECAP's vor mit schmalen spektralen Linienbreiten und hohen Quantenwirkungsgraden. Wir zeigen auch experimentelle Ergebnisse auf für RECAP's bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 \approx 1,3\mu\text{m}$ mit einer sehr schmalen spektralen Antwort. Die Absorption findet in einer dünnen Schicht von $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ in einer InP- Kavität statt. Die InP- pin- Struktur ist waferverbunden zu einer Hochreflektivitäts- GaAs/AlAs- Viertelwellenlängen- Bragg- Reflektor. Die oberen Spiegel bestehen aus drei Paaren eines ZnSe/CaF₂- Viertelwellenlängen- Stapel (**QWS**). So wird eine spektrale Linienbreite von 1,8nm gewonnen mit einer äußeren Quanteneffizienz von 48%. Wir machen auch deutlich, dass die spektrale Reaktion durch maßgeschneiderte Anpassung der obersten Schicht der Mikrokavität erreicht werden kann. Die gefundenen Ergebnisse vergleichen sich gut mit den ausführlichen Simulationen, abgeleitet aus den analytischen Ausdrücken eines phasenlinearen Bragg- Reflektors mit Hilfe der Transfer- Matrix- Methode.

- Einführung:

Jedes optische Glasfaser- Telekommunikations- System erfordert Hochgeschwindigkeitsfotodetektoren, die in der Lage sind im Umfeld von Langwellen zu operieren. Mit der zunehmenden Bedeutung des Wellenlängen- Division- Multiplexing **WDM**, sind zwei zusätzliche Merkmale für Fotodetektoren erwünscht, wie die Wellenlängenselektivität und dessen Einstellbarkeit. Konventionelle pin- Fotodioden sind nichtgeeignete Kandidaten für solche Systeme wegen ihrer breiten Wellenlängenreaktion und die bekannte niedrige Geschwindigkeitseffizienz. Wellenüberwachte Fotodetektoren bieten attraktive Vorteile der hohen Geschwindigkeit mit hoher Quanteneffizienz, weisen jedoch eine breite Resonanz auf und verlangen eine Randeinkopplung. RECAP's sind eine attraktive Alternative, da sie eine hohe Quanteneffizienz zusammen mit hohen Geschwindigkeiten und eine schmale spektrale Linienbreite aufweisen. Ein typischer RECAP besteht aus einer dünnen intrinsischen absorbierenden Schicht in einer **Fabry-Perot- Kavität**, deren Länge in der Regel nur einige Wellenlängen breit ist. Die Erhöhung des optischen Feldes infolge der Kavität ist Grund der hohen Absorption innerhalb der dünnen Schicht. Eine Quantenausbeute von 100% ist rein theoretisch möglich bei optimierten RECAP's mit Hochreflektivitätsspiegeln und einer sehr dünnen Absorptionsschicht. Solche Fotodioden können dann funktionieren als Hochempfindlichkeitsfotodetektoren, sowie als Demultiplexer. Die Realisierung von RECAP- Strukturen für die optische Lichtwellenleitertelekommunikation für eine niedrige Wellenlängendämpfung bei 1,55 μm oder einer niedrigen Wellenlängendispersion bei 1,3 μm ist eine technologische Herausforderung. Das GaAs/AlAs- Materialsystem kann

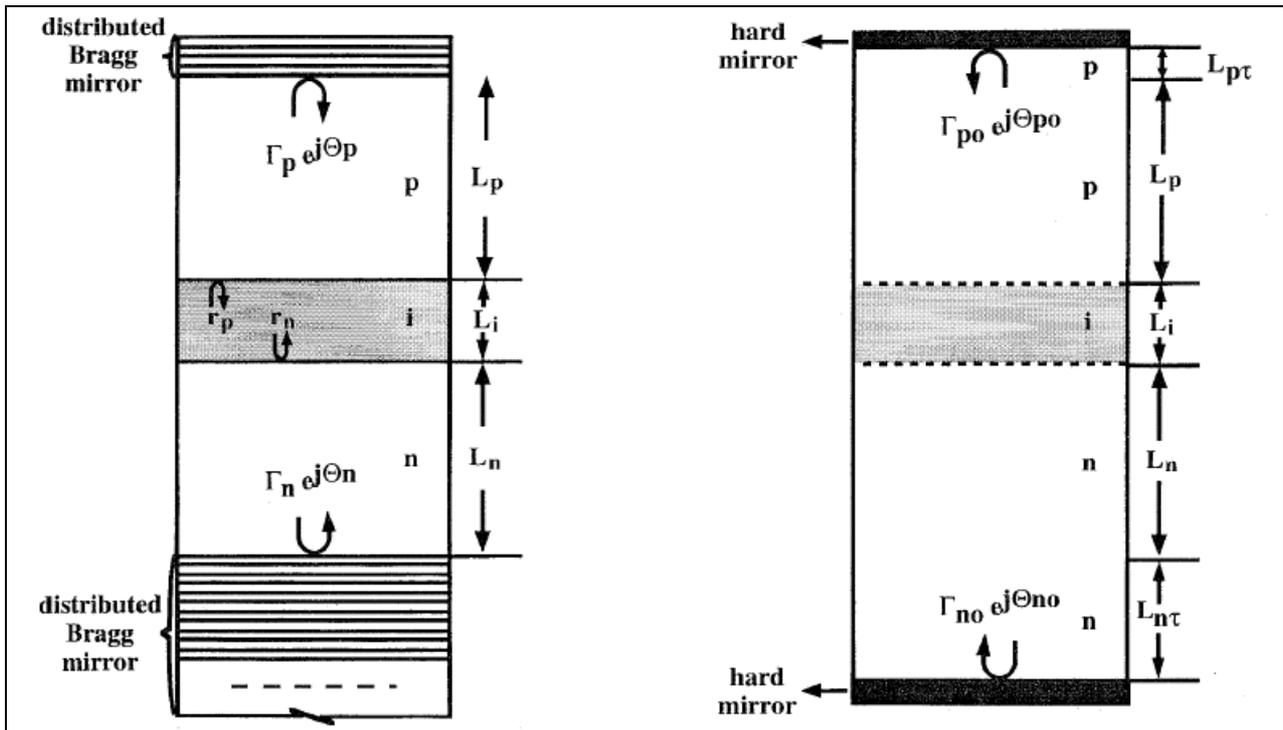
nicht verwendet werden aus Mangel an Absorption bei den gewünschten langen Wellenlängen. Das InP/InGaAsP- System auf der anderen Seite leidet unter einem niedrigen Brechungsindex, die zu schlechten Reflektivitäten der unteren Spiegel führt und damit zu einer schlechten **Low- Q- Kavität**. Eine Kombination der Vorteile beider Materialsysteme in denen eine InP/InGaAs- pin- Fabry- Perot- Kavität waferverbunden wird mit einen GaAs/AlAs- Spiegel wurde bereits verwirklicht. Dieser Verbund berichtet über einen Fotodetektor mit sehr schmaler spektraler Linienbreite von nur 1,8nm und einer äußeren Quanteneffizienz von 48%. Es wird auch gezeigt, dass die Betriebswellenlänge durch Bearbeitung der obersten Schicht der Mikrokavität eingestellt werden kann. Diese gefundenen Ergebnisse vereinbaren sich gut mit den erhaltenen Informationen aus den analytischen Ausdrücken, abgeleitet über die Annahme der phasenlinearen Bragg-Reflektoren, ausführlich simuliert indem diese auf die Matrix- Methode übertragen wurden.

Ein direktes Wachstum von InP- Schichten auf ein GaAs- Substrat leidet unter hohen Versetzungsraten in der InP- Epi- Schicht. Es hat sich gezeigt, dass diese Schwierigkeit umgangen werden kann durch den Einsatz der Waferfusion- Technik. Die Beseitigung der Versetzungen erfolgt durch atomare Umlagerung infolge Glühens des InP/GaAs- Übergangs während der Waferfusion. Nur Außen- und Randversetzungen wurden beobachtet am InP/GaAs- Übergang nach der Waferfusion. Der Burger- Vektor parallel zum Verbund und die elektronischen Mängel sind innerhalb von 200nm um der Verbundsstelle zu finden. Es ist diese optisch hohe Qualität der verbundenen Substrate, die es ermöglicht hat den Ersatz des Viertelwellenlängen- Stapels (QWS) abgestimmt auf das InP- Substrat mit einem GaAs/AlAs- QWS für die Herstellung von hochentwickelten Bauteilen wie oberflächenemittierende Laser und resonante Fotodetektoren im Langwellenlängenregime.

Folgendes Papier ist wie folgt gegliedert. Abschnitt 2 beschreibt mehrere einfache, analytische Ausdrücke für die wichtigsten Parameter, welche notwendig sind für die Gestaltung von RECAP's. Diese analytischen Ausdrücke der hochreflektierenden Viertelwellenlängen- Stapel- (QWS) Spiegel des Fotodetektors erhält man aus der Übernahme der Berechnungsgrundlagen von phasenlinearen Spiegeln und durch das Ignorieren der Übergangsreflektivitäten an dem p- i- und dem n- i- Übergang der Heterojunction- pin- Fotodiode. Abschnitt III beschreibt einen High- Finesse- RECAP in der Nähe von 1,3 μ m. Die Struktur besteht aus einer InP- Kavität mit einem In_{0,53}Ga_{0,47}As- Anteil als Absorptionsmaterial. Eine Linienbreite von 1,8nm wurde erreicht bei 1261nm und einer Peak- Effizienz von 48%. In Abschnitt IV werden die Ergebnisse eines Verfahrens zur Änderung der Betriebswellenlänge eines RECAP's beschrieben. Gute Übereinstimmung besteht zwischen der experimentell beobachteten Resonanz- Peak- Position und die entsprechenden Quanteneffizienzen mit den Werten aus den analytischen Ausdrücken der umfassenden Transfer- Matrix- Simulationen. Die Anpassung der Wellenlänge erfolgte über einen Prozess, um die Resonanzwellenlänge des RECAP's auf 1,3 μ m einzustellen. Nach der Anlagerung eines Paares am oberen Si/SiO₂- Bragg- Reflektor (**DBR**) wurde eine Quanteneffizienz von 94% gemessen mit einer Linienbreite von 14nm.

- Theoretischer Hintergrund eines RECAP's:

Eine typische RECAP- Struktur ist in Abbild 1a) zu sehen.



Abbild 1a): Diagramm eines RECAP's als eine pin- Fotodiode eingebaut zwischen zwei verteilten Bragg- Reflektoren (Distributed Bragg- reflectors DBR). b) Ein Ersatzschaltbild bei denen die DBR's durch zwei feste Spiegel ersetzt wurden.

In 1a) ist eine pin- Fotodiode zu sehen, die sandwichartig eingeschlossen ist zwischen zwei DBR's. In der Abbildung erfolgt der Lichteinfall von oben. Die Fotodetektoren in diesem Papier nutzen eine unabsichtlich dotierte $\text{In}_{0,53}\text{G}_{0,47}\text{As}$ - Absorptionsschicht und je eine p- Typ- und n- Typ- InP- Zwischenraumschicht. Der Spiegel neben der n- Typ- InP- Absorptionsschicht besteht aus einer Reihe von abwechselnden GaAs/AlAs- Schichten mit jeder Schichtdicke gleich einer Viertelwellenlänge. Die Lichtabsorption erfolgt nur innerhalb der i- Schicht (im Bild als schattierte Fläche dargestellt) von Abbild 1a). Die Dicken (Brechungsindizes) der p-, i- und n- Schichten sind gekennzeichnet als $L_p(\mathbf{n}_p)$, $L_i(\mathbf{n}_i)$ und $L_n(\mathbf{n}_n)$. Die Übergangsreflektivitäten im p/i- und n/i- Übergang sind als r_p und r_n bezeichnet.

Wie von Tan et al. beschrieben, kann die Ober- und Unterseite der DBR's ersetzt werden durch zwei feste Spiegel, wenn die Phase der Reflexion eine lineare Funktion der optischen Frequenz ist. Darüber hinaus, die Übergangsreflektivitäten r_p und r_n können ignoriert werden, wenn:

$$|r_p| \ll |\Gamma_{po}|$$

und

$$|r_n| \ll |\Gamma_{no}|$$

wobei Γ_{p0} und Γ_{n0} die Feldamplitudenreflektivitäten der oberen und unteren Spiegel auf der Resonanzwellenlänge sind. Die sich daraus ergebende gleichwertige Kavitäts-Konfiguration ist in Abbild 1b) zu sehen. Mit diesen Näherungen kann die DBR- Fabry-Perot- Kavität ersetzt werden durch eine viel einfachere Kavität mit einem Brechungsindex n_i und der Dicke L_{eff} , wobei gilt:

$$n_i \cdot L_{eff} = n_p \cdot (L_p + L_{p\tau}) + n_i \cdot L_i + n_n \cdot (L_n + L_{n\tau}) \quad (1)$$

$L_{p\tau}$ und $L_{n\tau}$ sind die Phaseneindringtiefen in den oberen und unteren DBR's. Mit diesen Annahmen kann die Quanteneffizienz eines RECAP's abgeleitet werden nach Ünlü et al:

$$\eta = \frac{(1 + |\Gamma_{n0}|^2 \cdot e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i}) \cdot (1 - |\Gamma_{p0}|^2) \cdot (1 - e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i})}{1 - 2 \cdot |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i} \cdot \cos \Theta_k + |\Gamma_{n0}|^2 \cdot |\Gamma_{p0}|^2 \cdot e^{-2 \cdot \alpha_{eff} \cdot L_i}} \quad (2a)$$

mit

$$\Theta_k = 2 \cdot \beta_k \cdot n_i \cdot L_{eff} - \Theta_{p0} - \Theta_{n0} \quad (2b)$$

$$\beta_k = \frac{2\pi}{\lambda_k} \quad (2c)$$

$$\alpha_{eff} = g \cdot \alpha \quad (2d)$$

Θ_k ist die Kreisphase innerhalb des Fabry- Perot- Kavität, der Index k ist der Resonanz-Modus- Index, λ_k und α ist die Wellenlängen im Vakuum und der Massenabsorptionskoeffizient. Θ_{p0} und Θ_{n0} sind die Beiträge der Kreisphase für die beiden "festen" Spiegel. Das Maximum der Quanteneffizienz tritt dann auf, wenn die Kreisphase in einem ganzzahligen Vielfachen von 2π wechselt. Der Ausdruck für die maximale Effizienz ist dann gegeben durch:

$$\eta_{max} = \frac{(1 + |\Gamma_{n0}|^2 \cdot e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i}) \cdot (1 - |\Gamma_{p0}|^2) \cdot (1 - e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i})}{(1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i})^2} \quad (2e)$$

Die Resonanzzustand, also eine stehende Welle, befindet sich innerhalb der Kavität. Der Vorfaktor g der rechten Seite von (2d) ist notwendig um die Effekte einer stehenden Wellen zu berücksichtigen. Die lineare Approximation, die den effektiven Absorptionskoeffizienten α_{eff} repräsentiert, kann als Integral des Produktes des Massenabsorptionskoeffizienten und der elektromagnetischen Energieverteilung, sowie über die Dicke der absorbierenden Schicht, normalisiert auf die elektromagnetische Energieverteilung, integriert über eine Periode der stehende Welle, berechnet werden. Der Massenabsorptionskoeffizient innerhalb der i- Schicht g kann nach folgender Formel ortsunabhängig berechnet werden:

$$g = 1 + \frac{2 \cdot |\Gamma_{n0}|}{\beta_k \cdot n_i \cdot L_i \cdot (1 + |\Gamma_{n0}|^2)} \cdot \sin(\beta_k \cdot n_i \cdot L_i) \cdot \cos[2 \cdot \beta_k \cdot n_n \cdot (L_n + L_{n\tau}) + \beta_k \cdot n_i \cdot L_i - \Theta_{n0}] \quad (3)$$

Die Voraussetzung für eine optimale Quanteneffizienz erhält man durch die Ableitung der Quanteneffizienzgleichung unter Beachtung, dass $|\Gamma_{p0}|$ gleich Null gesetzt wird. Daraus ergibt sich folgendes Ergebnis:

$$|\Gamma_{p0}|^2 = |\Gamma_{n0}|^2 \cdot e^{-2\alpha_{eff} \cdot L_i} \quad (4a)$$

Das Optimum der Quanteneffizienz, entsprechend der optimalen Spiegelreflektivität des oberen Spiegels ist gegeben über (4a) und kann gezeigt werden als

$$\eta_{opt} = \frac{(1 + |\Gamma_{n0}|^2 e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i}) \cdot (1 - e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i})}{1 - |\Gamma_{n0}|^2 \cdot e^{-2\alpha_{eff} \cdot L_i}} \quad (4b)$$

Für den Fall $|\Gamma_{n0}| = 1$ und wenn (4a) erfüllt ist, wird die äußere Quanteneffizienz für den Resonanzfall η_{opt} Werte von 100% annehmen.

Wenn RECAP's genutzt werden sollen für Wellenlängen- Division- Multiplex- Anwendungen sind wichtige Größen der freie Spektralbereich **FSR**, die Finesse der Kavität und das Übersprechverhältnis. Der FSR gibt die Wellenlängentrennbarkeit zwischen zwei benachbarten Resonanzgipfeln an. Unter der Annahme der Gültigkeit der phasenlinearen Approximation kann der FSR näherungsweise durch die Gleichung (5a) ermittelt werden:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n_i \cdot L_{eff}} \quad (5a)$$

Die Finesse **F** der Kavität kann man dann definieren in Bezug auf den FSR und der Größe **FWHM** (full width at half maximum) $\Delta\lambda_{1/2}$ des Resonanzgipfels:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\lambda_{1/2}} \quad (5b)$$

Das Übersprechverhältnis **C_{ji}** eines Kanals j auf den Kanal i kann definiert werden durch:

$$C_{ji} = 20 \cdot \log \frac{\eta(\lambda_j)}{\eta(\lambda_i)} \quad (5c)$$

wobei $\eta(\lambda_m)$ die Quantenausbeute des Fotodetektors ist für die Wellenlänge λ_m .

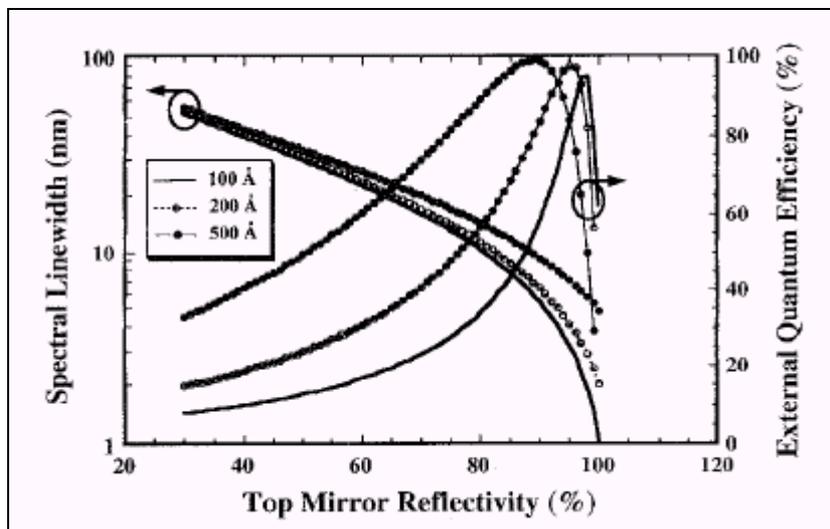
Geschlossene analytische Ausdrücke für den FWHM- Wert $\Delta\lambda_{1/2}$ und der Finesse **F** der Resonanzspitzen werden später in der Anlage hergeleitet und können hier vorweg genommen wie folgt wiedergegeben werden:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda_0^2 \cdot (1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i})}{2\pi \cdot n_i \cdot L_{eff} \cdot \sqrt{|\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}|} \cdot e^{-\frac{1}{2}\alpha_{eff} \cdot L_i}} \quad (6)$$

und

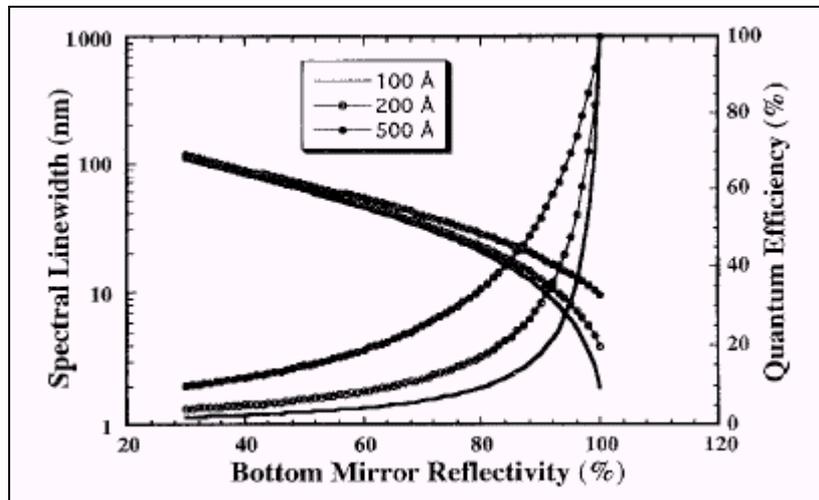
$$F = \frac{\pi \cdot \sqrt{|\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}|} \cdot e^{-\frac{1}{2}\alpha_{eff} \cdot L_i}}{1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{eff} \cdot L_i}} \quad (7)$$

Die analytischen Ausdrücke, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden, können verwendet werden, um maßgeschneiderte Hochfinesse- RECAP's herzustellen, sowie zur Bestimmung der genauen Werte, welche notwendig sind, um die RECAP-Resonanzfrequenz auf eine gewünschten Wellenlänge einzustellen. Zum Beispiel (2e) und (6) werden in Abbild 2a) dargestellt zum Nachweis der Variation der spektralen Linienbreite $\Delta\lambda_{1/2}$ und der Peakeffizienz η_{max} eines RECAP's bei einem unteren Spiegel mit 99,9% Reflektivität als Funktion der Reflektivität des oberen Spiegels.



Abbild 2a): Spektrale Linienbreite und äußere Quanteneffizienz eines RECAP's als eine Funktion der Reflektivität des oberen Spiegels. Der untere Spiegel besitzt eine festgelegte Reflektivität hier von 99,9%. Die drei Grafen repräsentieren drei verschiedene Dicken der absorbierenden $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ - Schicht.

Die drei verschiedene Arten von Kurven wurden für drei unterschiedlich absorbierende Schichtdicken generiert. Der Wert des effektiven Absorptionskoeffizienten in diesen Berechnungen wurde mit $1,16 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ festgelegt, das entspricht dem Absorptionskoeffizienten von $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ bei einer Wellenlänge von $1,3\mu\text{m}$. Aus dem Abbild lässt sich ablesen, dass man die hohe Finesse erhält durch die Verwendung einer hohen Reflektivität des oberen Spiegels in Verbindung mit einem hochreflektierenden unteren Spiegel und einer dünnen Absorptionsschicht. Für eine maximale Effizienz sollte daher der obere Spiegel unter optimalen Konditionen wie in Abbild 4a) gezeigt, arbeiten. Abbild 2b) zeigt den gleichen Satz an Grafen nur jetzt als Funktion der unteren Spiegelreflektivität, unter der Randbedingung des Optimalzustands des oberen Spiegels wie in 4a) verdeutlicht.



Abbild 2b): Die spektrale Linienbreite und die äußere Quanteneffizienz als Funktion der Reflektivität des unteren Spiegels, unter der Bedingung der obere Spiegel sei im Optimum.

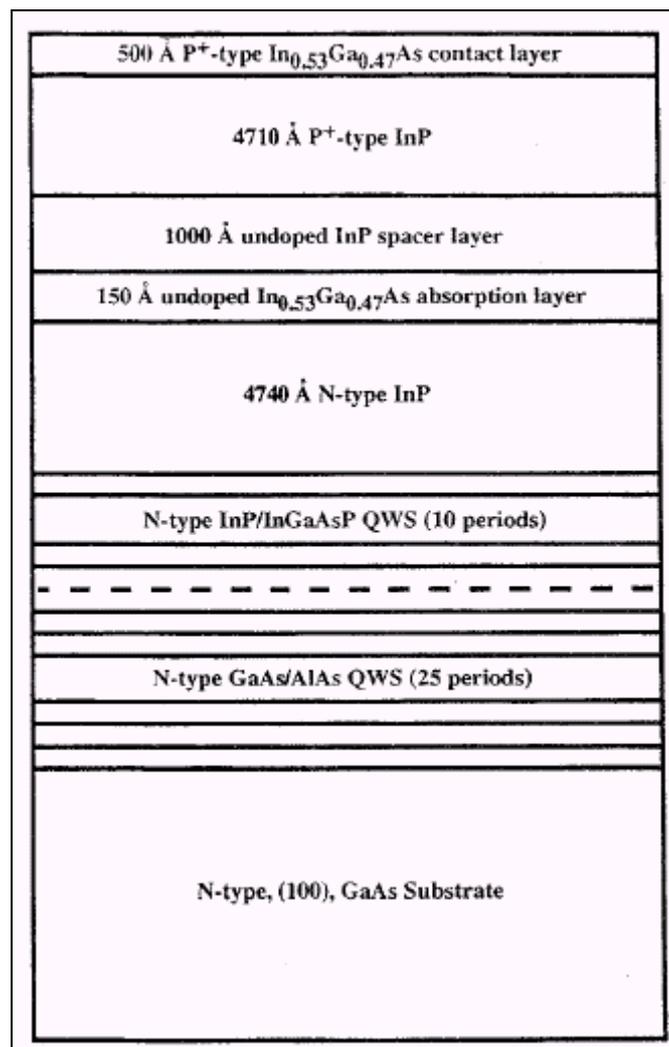
Die Wichtigkeit eines hochreflektierenden unteren Spiegels um eine schmale spektrale Linienbreite zusammen mit einer hohen äußeren Quanteneffizienz zu erreichen, ergibt sich aus dieser Abbildung. Seit der Entwicklung von InP- basierenden Spiegeln, wurde so hohe Reflexionen an alternativen Materialien nicht mehr nachgewiesen. Ein Ersatz kann die Verwendung von $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ in Langwellen- Fotodetektoren und Breitband- GaAs/AlAs- Spiegel sein.

Zur Berechnung der Resonanzwellenlänge wird die Kavitätslänge über die p- Schichtdicke L_p für einen Wert der Kreisphase so eingestellt, wie in Gleichung (2b) vorgegeben, mit Werten von $2k\pi$, wobei k eine positive ganze Zahl darstellt und gleichzeitig Bezeichner der Modi der Resonanzzustände ist. Die Resonanzwellenlänge ist linear abhängig von der p- Schichtdicke L_p , dies ist der einzige Parameter in der RECAP- Struktur, der geändert werden kann (zum Beispiel durch ätzen). Damit die Resonanzwellenlänge über ein breites Spektrum einstellbar ist, muss die Bandbreite des unteren DBR's ziemlich groß sein. Dies erfordert die Verwendung von Halbleitermaterialien mit großen Brechungsindexunterschieden. Das gewählte Materialsystem für diese Anwendung ist ein GaAs/AlAs- System, welches eine große Brechungsindexbandweite besitzt. Da dieses Materialsystem transparent ist für die langen Wellenlängen bei $1,3\mu\text{m}$ und $1,55\mu\text{m}$, muss der absorbierende Teil der Kavität sich zusammensetzen aus $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ mit transparenten InP- Zwischenräumen. Die beiden unterschiedlichen Materialsysteme können miteinander kombiniert werden durch die im Abschnitt 1 beschriebenen Waferfusions- Technik.

- RECAP's mit schmalen spektralen Linienbreiten:

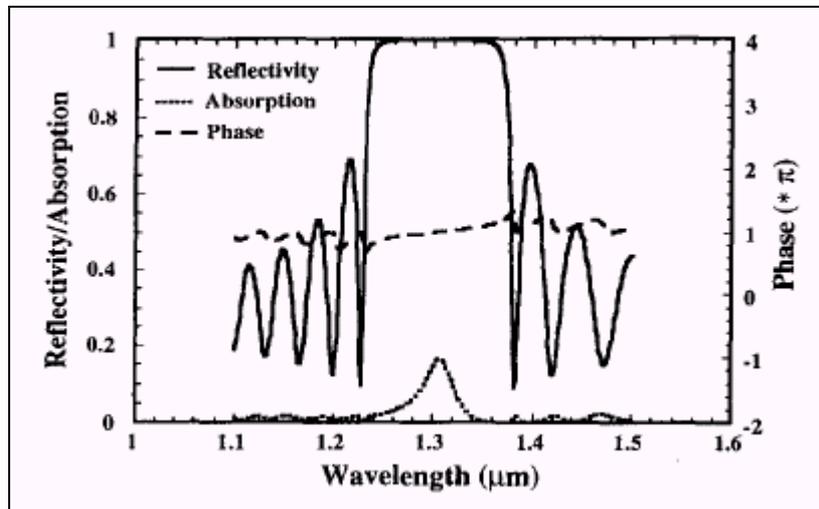
Zwecks Erlangung einer hohen Übersprechdämpfung ist es wichtig, dass die Fotodiode zur Peak- Erkennung eine sehr schmale spektrale Antwort besitzt. Es ist möglich dieses Kriterium zu erfüllen in einer RECAP, welche aus einer sehr dünnen Absorptionsschicht besteht, eingebaut in eine Hoch- Finesse- Kavität. Zum Erreichen dieser Anforderung bei langen Wellenlängen (zum Beispiel bei $1,3\mu\text{m}$ und $1,55\mu\text{m}$), ist eine vielversprechende Struktur der GaAs/AlAs- Spiegel, epitaktisch auf einem GaAs- Substrat aufgewachsen, waferverbunden mit einer InP/InGaAs- Kavität mit hochreflektierenden, dielektrischen Bragg- Reflektoren DBR an der Spitze. Abbild 3 zeigt diese Struktur eines RECAP's mit

einem 25- Perioden- GaAs/AlAs- Bragg- Spiegel, welcher auf einem GaAs- Substrat aufgewachsen wurde.

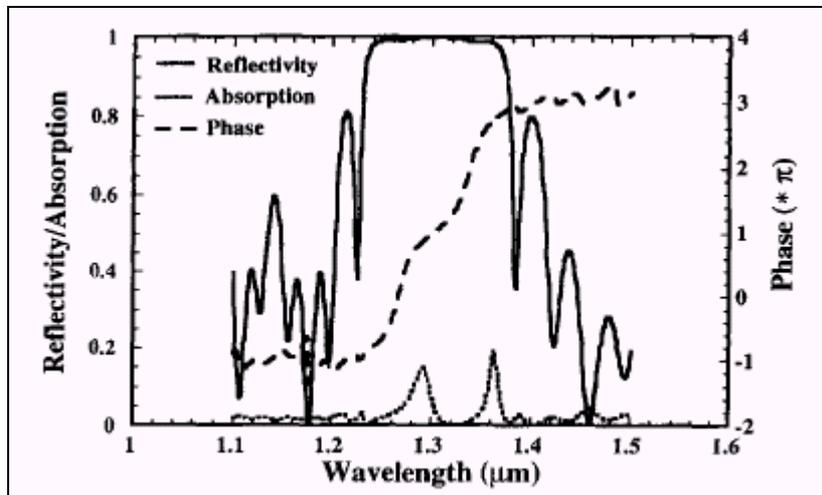


Abbild 3: Schichtdarstellung einer RECAP- Struktur mit ausgeprägt schmaler spektraler Linienbreite.

Dieser Spiegel ist waferverbunden zu einer pin- Struktur, bestehend aus einer 150Å-InGaAs- Absorptionsschicht mit p- und n- Typ- InP- Zwischenräumen. Als vorbeugende Maßnahme, die 10- Perioden des gitterangepassten InP/InGaAsP- Spiegels wurden aufgewachsen am Anfang eines InP- Kavität. Dies verhindert Fehlanpassungen, die möglicherweise Ergebnis des Bonding- Prozesses sind, die den Qualitätsfaktor der Mikrokavitäten verschlechtern. Allerdings die Einbeziehung dieser 10- Perioden des Bragg- Spiegel in der InP- Struktur ist mit einem Rückgang des freien Spektralbereiches FSR der Fozelle verbunden. Dies ist eine Folge der schnell wechselnden Phase, die von den geringen Differenzen der Brechungsindizes der InP/InGaAsP- Spiegel herrührt. Dieser Aspekt ist in Abbild 4a) und b) grafisch dargestellt. Abbild 4a) zeigt die Leistungsreflektivität und das Phasenspektrum eines 25- Perioden- GaAs/AlAs- Spiegel, zusammen mit dem Absorptionsspektrum einer resonanten Kavität, verbunden an der Spitze des Spiegels.



Abbild 4a): Reflektivität, Absorption und Phase einer RECAP mit der gleichen Struktur wie in Abbild 3 beschrieben, jedoch ohne die InP/InGaAsP- Schichten innerhalb der DBR- Spiegel.



Abbild 4b): Reflektivität, Absorption und Phase einer RECAP mit der gleichen Struktur wie in Abbild 3 beschrieben. Die Phase wechselt schneller, Gründe für eine kürzeren Abstand zwischen den Moden.

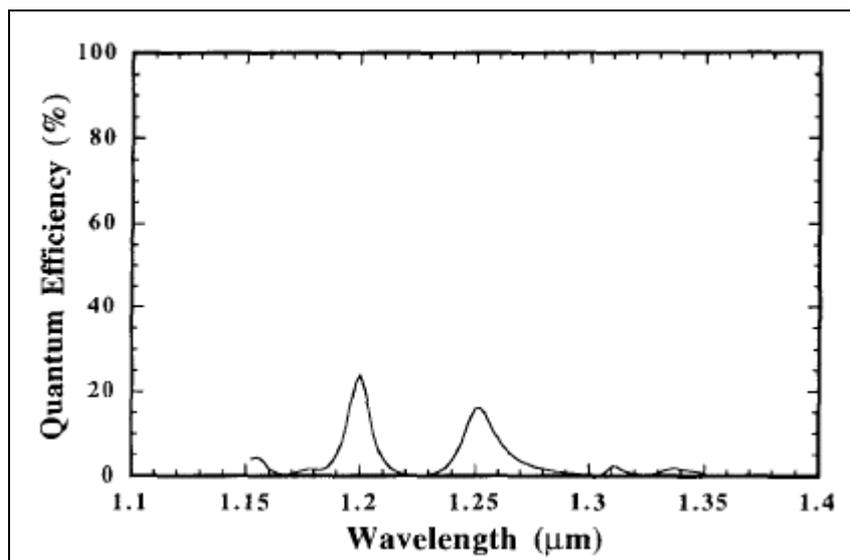
In diesem Fall fungiert der Luft- Halbleiter- Übergang als oberer Spiegel. Abbild 4b) zeigt den gleichen Satz von Spektren für der Fall, wenn weitere 10- Perioden von Viertelwellenlängen- InP/InGaAsP eingefügt wurden an oberen Ende der Spiegel. Es ist deutlich geworden mit diesen Zahlen, dass die Phase rascheren Veränderungen unterworfen ist für letzteren Spiegel. Dies führt zu einem verminderten freien Spektralbereich FSR welcher sich aus einem Vergleich der Absorptionsspektren für beide Fällen ergibt. Darüber hinaus führt dies zu einer verringerten Wellenlängenbandbreite über der die maximale Reflektion des Viertelwellenlängen- Stapels QWS verfügbar ist.

Die InP- pin- Fotodiodenstruktur mit einem 10- Perioden- InP/InGaAsP- Spiegel an der Oberseite wird aufgewachsen durch Niederdruck- Metallorganische- Gasphasenabscheidung (**MOCVD**) in modifizierter Form eines GS 3200 UTM- Reaktors von EMCOR bei 60 Torr Druck. Die Alkylquelle gestattet eine individuelle Druckeinstellung und Temperaturkontrolle verbunden mit einer Druckkontroll- Schnellschalt- Injektionseinheit. Die Quelle der Säule III erhält gereinigtes Trimethylindium **TMI**n und Triethylgallium **TEGa**. Die Quelle der Säule V nutzt 100%

Arsenwasserstoff und Phosphin. Gereinigtes H_2 wird als Trägergas genutzt. Die epitaktischen Lagen werden aufgewachsen bei $600^\circ C$ auf einem (100)- InP-Substrat. Die GaAs/AlAs- Spiegel- Struktur wird in einem Varian Gen II MBE- System aufgebracht. Ein $0,5\mu m$ GaAs- Puffer- Schicht wird jedoch vor dieser Spiegel- Struktur aufgewachsen. Die Wachstumsrate ist dabei für GaAs eine Monoschicht pro Sekunde ($1MLs^{-1}$) und $0,8MLs^{-1}$ für AlAs. Eine konventionellen Zelle für As_4 dient als Arsen- Quelle. Die genannte Wachstumsraten und dessen Einstellung sowie das endgültige Wachstum werden durchgeführt bei einer Temperatur von $600^\circ C$.

Beim Schicht- Bonding, der obere n- Typ- Teil der InP- Struktur wird in Kontakt mit der Oberfläche des n- Typ- GaAs/AlAs- Spiegel gebracht. Die Waferverbindung wird durchgeführt bei $625^\circ C$ für 15min in einer H_2 Umgebung. Für die Herstellung einer robusten Verbindung wurde auf die Probe eine einachsige Belastung angewendet. Mit der Waferfusions- Technik erreicht man ein 3,7%- Verhältnis der Gitterfehler zwischen dem GaAs- und dem InP- Kristall und somit einen reibungslosen und einheitlichen Übergang. Nach dem Fusionsprozess, das InP- Substrat wird teilweise entfernt. Dies folgt der Entfernung der Ätzstoppschichten. Die Chrom- Gold- Kontakte werden dann thermisch aufgedampft auf der p^+ - $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ - Kontakt- Schicht. Das erfolgt nach der Entfernung der Kontaktschicht überall, außer in der Region unter dem Metall. Mesadioden von unterschiedlichem Durchmesser werden folgend geätzt in einer Brom- Methanol- Lösung.

Eine Wolfram- Halogen- Lichtquelle wird verwendet zur Beleuchtung eines Gitter- Spektrometer zwecks Messung des Fotostroms. Nach einem mechanischen Zerhacken des Lichtstrahls wird dieser konzentriert auf eine Fozelle hinter einem Mikroskopobjektiv. Der Fotostrom wird gemessen mittels Lock- In- Verstärker, wobei die PPL- Schleife mit dem Referenzsignal aus obig genannten Zerhacker versorgt wird. Die spektrale Auflösung dieses Messsystem kann mit etwa 1nm gemittelt werden. Abbild 5 zeigt das Fotostrom- Spektrum eines RECAP's mit einer Steuerung über den oberen Spiegel am InP/Luft- Übergang.



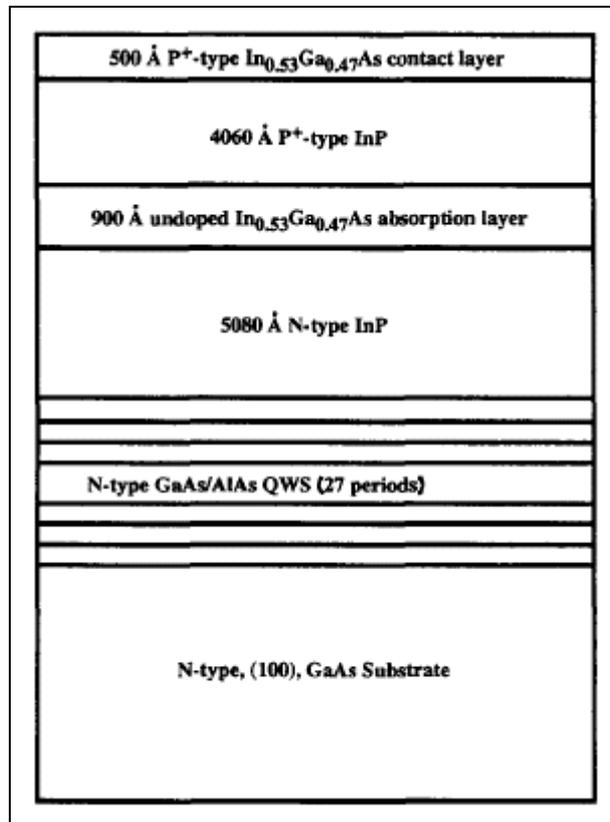
Abbild 5: Die gemessene Quanteneffizienz eines RECAP's, gezeigt wie in Abbild 3 mit einem InP/Luft- Übergang am oberen Spiegel.

Die beiden Spitzen in den Grenzfrequenzen der unteren Spiegel bestätigen das reduzierte Ergebnis des freien Spektralbereiches FSR bei Nutzung des 10- Perioden- InP/GaAsP-

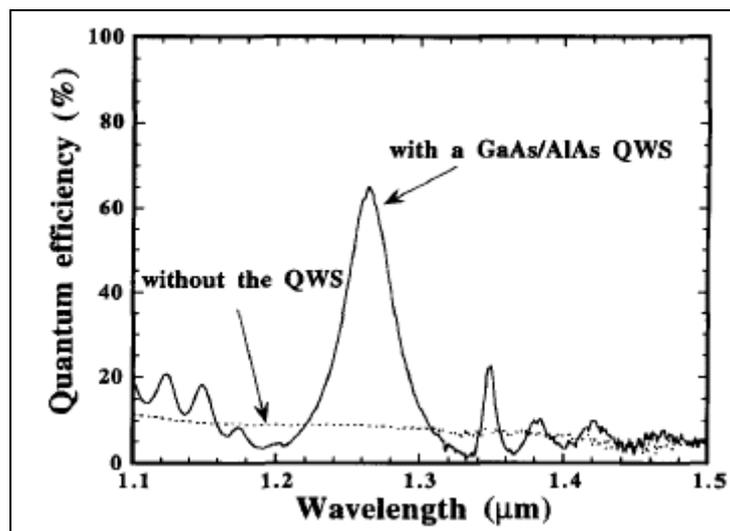
Spiegel. Da unser Ziel es ist zu zeigen, dass die Verengung der Linienbreite mit einer Erhöhung der Quanteneffizienz einhergeht, infolge der Steigung der Reflektivität der oberen DBR's. Wir haben uns konzentriert auf das Langwellenmaximum im Absorptionsspektrum. Wir stellten fest, dass der scheinbare Widerspruch zwischen der Absorptionskurve in Abbild 4a) und dem Quanteneffizienzgrafen laut Abbild 5 aus der Tatsache erfolgt, dass die Messungen auf verschiedenen Teilen des Wafers durchgeführt wurden. Abbild 6 zeigt die Entwicklung dieses Peaks mit einer sehr engen Antwort. Das Maximum der Quanteneffizienz mit zwei Paaren an ZnSe/CaF₂- DBR's als obere Spiegel wurden gemessen mit 67% bei einer Linienbreite von 3nm. Die Linienbreite verringerte sich auf 1,8nm bei der zusätzlichen Aufdampfung eines dielektrischen Spiegelpaars, die Quantenausbeute betrug dann 48%. Für den Fall von drei oberen DBR- Paaren berechnet sich numerisch die äußere Quanteneffizienz über die Transfer- Matrix- Simulationen mit 84% bei einer Linienbreite von 1nm. Die Unterschiede zwischen Simulation und experimentelle Ergebnisse werden derzeit untersucht.

- Wellenlängenanpassung von RECAP's mittels Kavitätsätzung.

Zur Demonstration der Resonanzwellenlängenanpassung eines RECAP's über Kavitätsätzung wurde eine pin- Fotodiodenstruktur auf einem Fe- dotierten InP- Substrat aufgewachsen mittels MOCVD. Es bestand aus einer 500Å p⁺- InGaAs- Kontaktschicht, einer 4060Å (1λ) p⁺- InP- Schicht, plus 900Å (0.25λ) unbeabsichtigt dotierten InGaAs- Absorptionsschicht, sowie einer 5080Å (1.25λ) n⁺- InP- Schicht. Drei Bandlückenschichten, die jeweils eine Stärke von 90Å besitzen [nicht in Abbild 7a) angezeigt] wurden eingefügt auf p⁺- InGaAs/p⁺ InP, undotiertem InP/InGaAs und i-InGaAs/p⁺- InP- Übergängen, um den Reihenwiderstand zu minimieren, sowie die Möglichkeit der Ladungsträgerrekombination. Der GaAs/AlAs- Spiegel besteht aus einer 0,5λ dicken Schicht aus GaAs und ein 27-Perioden- GaAs/AlAs- QWS, auf einem semiisolierenden **SI** GaAs- Substrat mittels MBE hergestellt. Alle epitaktischen Schichten auf GaAs- Substrat sind unabsichtlich gedopt. Das Prinzip der Waferfusion wurde verwendet zur Integration der InGaAs/InP- Struktur mit dem GaAs/AlAs- Spiegel. Abbild 7 zeigt den schematischen Aufbau der Diode nach der Fusion und der selektiven Entfernung des InP- Substrats. Die neuexponierte Oberfläche der InP- Ätzstopp- Schicht erwies sich als glatter Spiegel nach Prüfung mittels eines Nomarski- Mikroskops. Die gleiche pin- Fotodiodenstruktur ist verbunden auf einer Massen- semiisolierenden **SI** GaAs- Schicht, so dass diese als Referenz genutzt werden kann. Mesaisolierte pin- Fotodioden wurden hergestellt nach dem Prinzip der Waferfusion. Messungen des Fotostroms wurden durchgeführt auf den so hergestellten Geräten. Die 30% Reflektivität des p⁺- InP/Luft- Übergangs fungiert als oberster Spiegel. Das Fotostromspektrum aus diesen Messungen ist aufgezeigt in Abbild 8 als durchgehende Kurve.



Abbild 7): Strukturquerschnitt eines RECAP's für das Wellenlängeneinstelleexperiment.



Abbild 8: Das Quanteneffizienzspektrum für eine waferverbundene Fotodiode. Die durchgehende Kurve stimmt mit RECAPS überein, gezeigt im Abbild 7. Die Punktlinie ist die Referenz der Fotodiode mit der pin- Struktur nach Abbild 7 waferverbunden auf einem semiisolierenden GaAs- Substrate.

Die gestrichelte Kurve zeigt als Vergleich die Referenz- pin- InP/InGaAs- Diode auf einem GaAs- Substrat. Letztere Probe, die frei war von jeglicher Art an Resonanzeffekten, kann man eine sehr viel geringere äußere Quanteneffizienz im Vergleich zu einer RECAP auf der Resonanzwellenlänge beobachten.

Nach der Waferherstellung, sollte die Kavitätslänge in Abhängigkeit vom Fotostromspektrum studiert werden, die InGaAs- Schicht wurde zunächst entfernt und dann die p⁺- InP- Schicht geätzt in einer Lösung aus gesättigten Bromwasser : H₂O : H₃PO₄ (2 : 15 : 1 Volumenverhältnis) mit unterschiedlichen Zeiten zwecks Verringerung der

Kavitätslänge. Die oberste Kurve von Abbild 9 zeigt das Spektrum des Fotostroms des resonanten Fotodetektors nach Entfernung der InGaAs- Schicht.

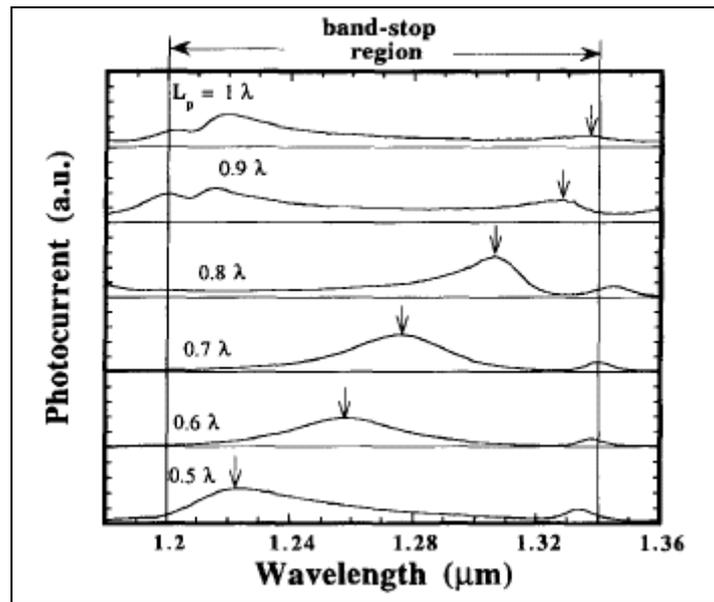


Abbildung 9: Das Fotostromspektrum zeigt den Wechsel der Resonanzwellenlänge bei gezeigten Dicken der p- Typ- Schicht L_p , variiert durch Nassätzen. Das Resonanzmaximum bewegt sich zu kleineren Wellenlängen hin, wenn die p- Typ- Schicht reduziert wird. Mit einer stetigen Reduktion von L_p unter $0,5\lambda$ wiederholen sich die Spektren.

Zwei Resonanzspitzen bei $1,219$ und $1,339\mu\text{m}$ können beobachtet werden innerhalb der Grenzfrequenzen. Dies bedeutet, der FSR- Wert ist kleiner als die 120nm der spektralen Breite FWHM der Spiegel. Die äußeren Quanteneffizienzen der Diode mit GaAs/AlAs-QWS liegen bei 43 und 15% der resonanten Wellenlängen bei $1,219$ und $1,339\mu\text{m}$. Die Spektren des Fotostroms für L_p , die p- Schichtdicke, variiert zwischen 1 und $0,5\lambda$, wie in Abbild 10 gezeigt.

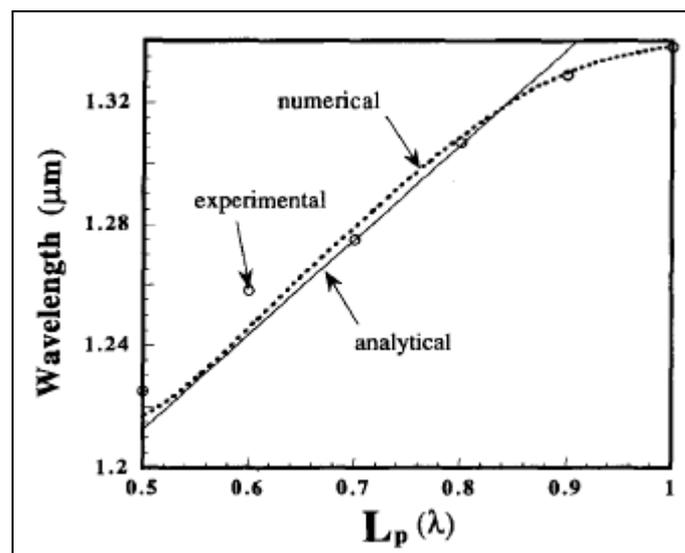


Abbildung 10: Der Unterschied der experimentell beobachteten Resonanzwellenlänge als eine Funktion der p- Schichtdicke und den Daten, erhalten aus den analytischen Berechnungsgrundlagen und der numerischen Ermittlung, basierend auf der Transfer-Matrix- Methode.

Hier ist $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ die genutzte Betriebswellenlänge. Wenn L_p zu sinken beginnt unter 1λ , können wir sehen, dass das Fotostromspektrum und die Intensitäten der Resonanzspitzen, gezeigt durch einen Pfeil in Abbild 9, zu kürzeren Wellenlängen hin wandern. Wenn L_p den Wert $0,8\lambda\mu\text{m}$ erreicht, ist nur noch ein Resonanzpeak ausgeprägt, innerhalb der Grenzfrequenzen. Wenn nun der Wert L_p weiter zurück genommen wird, bewegt sich die andere Resonanzspitze auf der langen Wellenlängenseite des markierten Peaks in die Grenzfrequenzzone. Die Wellenlängenveränderung des Resonanzmaximums an der langen Wellenlängenseite ist weniger ausgeprägt. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, dieses Phänomen besitzt Gründe aus den nichtlinearen Phasen des GaAs/AlAs- Spiegels, wenn die Resonanzwellenlänge weit abweicht von der zentralen Wellenlänge. Das Spektrum des Fotostroms, wenn L_p gleich $0,5\lambda$ ist, ist sehr ähnlich dem Ausgangspunktspektrum, wenn L_p gleich 1λ ist. Deshalb schließen wir daraus, dass die Resonanzwellenlänge variiert werden kann über die gesamte Bandbreite der GaAs/AlAs- Spiegel, eingestellt durch eine Anpassung der Kavitätslänge. Wird die Verringerung von L_p fortgesetzt, ergibt sich ein Spektrum des Fotostroms ähnlich wie in Abbild 9 gezeigt.

Die Übertragungsmatrix wurde zur Berechnung der Resonanzwellenlänge als Funktion der Kavitätslänge genutzt. Die zentrale Wellenlänge des GaAs/AlAs- Spiegel wurde gesetzt auf $1,279\mu\text{m}$ und die äquivalente Bandlückenschichten wurde so in die Berechnungen einbezogen. Die Ergebnisse wurden verglichen mit den experimentellen Ergebnissen und den analytische Ausdrücken, entwickelt im vorhergegangenen Abschnitt. Für die Berechnungen der Bandlückenschichten wurden diese in je zwei Teile von gleicher Dicke aufgeteilt, ein Teil, angrenzend an die InP- Schicht, wurde ersetzt durch InP- Material der gleichen Dicke und das andere Teil ersetzt durch eine InGaAs- Schicht. Die berechneten Ergebnisse und experimentelle Daten aus der Kavitätslänge in Abhängigkeit von der Resonanzwellenlänge sind in Abbild 10 gezeigt. Angesichts der möglichen Ätzkontrollschwankungen sind die experimentelle Beobachtung der Resonanzwellenlänge einigermaßen im Einklang mit den berechneten Werten.

- Zusammenfassung:

Wir haben ein theoretisches Werkzeug von RECAP's erstellt und bieten analytische Ausdrücke für die Schlüsselparameter für das Design einer RECAP- Diode an. Wir haben die Nutzung des „festen“ Spiegels näherungsweise durch phasenlineare Bragg- Reflektoren zur Ableitung von analytischen Ausdrücken genutzt. Die Ergebnisse, aus diesen analytischen Ausdrücke gefunden, wurden genutzt, um diese mit den experimentellen Daten, sowie mit den Ergebnissen durch die umfassende Simulationen mit Hilfe der Transfer- Matrix- Methode zu vergleichen.

Wir haben gezeigt, RECAP's sind nützlich für Kommunikationssysteme. Wir haben gezeigt, dass RECAP's aus einer dünnen absorbierenden Schicht bestehen und dabei eine hohe externe Quanteneffizienz und eine schmale spektrale Linienbreite besitzen. Wir haben gezeigt, dass die Waferfusions- Technik eine starke und nützliche Technik ist für die Kombination der Vorteile sowohl von GaAs/AlGaAs- Material mit InP/InGaAsP- Halbleiter in High- Performance- Bauteilen. Wir haben auch gezeigt, dass die Resonanzwellenlänge eines RECAP's angepasst werden kann durch Abätzung der obersten Schicht, der Mikrokavitäten. Die gefundenen Ergebnisse wurden mit den

Informationen aus den analytischen Ausdrücken abgeleitet verglichen, unter der Annahme der phasenlinearen Bragg- Reflektoren, sowie einer ausführlichen Simulationen, durchgeführt mit der Transfer- Matrix- Methode.

- Anhang:

Lassen Sie Θ_{k0} den Wert von Θ_k entsprechend dem Resonanzzustand sein. Darüber hinaus lassen Sie $\Delta\Theta_k$ eine Abweichung von Θ_k sein, womit die Quanteneffizienz absinkt auf die Hälfte seines Maximums, bedeutet:

$$\eta_{1/2} = \frac{1}{2} \cdot \eta_{\max} \quad \text{wenn} \quad \Theta_k = \Theta_{k0} \pm \Delta\Theta_k \quad (\text{A1})$$

Für eine Hochfinesse- Kavität mit $\Delta\Theta_k \ll \Theta_{k0}$ können wir folgende Näherung verwenden:

$$\cos(\Theta_{k0} \pm \Delta\Theta_k) = 1 - \frac{1}{2} \cdot \Delta\Theta_k^2 \quad (\text{A2})$$

Substituiert man diesen Ausdruck in (2a) und dividiert durch (2e), bekommt man:

$$\frac{\eta_{1/2}}{\eta_{\max}} = \frac{\left(1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}\right)^2}{1 - 2 \cdot |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i} \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \Delta\Theta_k^2\right) + |\Gamma_{n0}|^2 \cdot |\Gamma_{p0}|^2 \cdot e^{-2\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}} = \frac{1}{2} \quad (\text{A3})$$

Durch Vereinfachung des obigen Ausdrucks und die Lösung für $\Delta\Theta_k$ bekommt man durch:

$$\Delta\Theta_k = \frac{1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}}{\sqrt{|\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}|} \cdot e^{\frac{1}{2} \alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}} \quad (\text{A4})$$

Mit der Nutzung von (2b) und (2c) kann nachgewiesen werden, dass:

$$\Delta\Theta_k = \frac{4\pi}{\lambda_0^2} \cdot n_i \cdot L_{\text{eff}} \cdot \Delta\lambda \quad (\text{A5})$$

gilt, wobei $\Delta\lambda$ der Wert HWHM. Durch Kombinieren von (A4) und (A5) erhalten wir:

$$\Delta\lambda = \lambda_0^2 \cdot \frac{1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}}{4\pi \cdot n_i \cdot L_{\text{eff}} \cdot \sqrt{|\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}|} \cdot e^{\frac{1}{2} \alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}} \quad (\text{A7})$$

Daher ist der Wert FWHM, also $\Delta\lambda_{1/2}$ gegeben durch:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2 \cdot \Delta\lambda = \lambda_0^2 \cdot \frac{1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}}{2\pi \cdot n_i \cdot L_{\text{eff}} \cdot \sqrt{|\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}|} \cdot e^{\frac{1}{2}\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}} \quad (\text{A7})$$

Das Kombinieren von (5a), (5b) und (A7) ergibt den Ausdruck für die Finesse eines RECAP's:

$$F = \pi \cdot \frac{\sqrt{|\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}|} \cdot e^{\frac{1}{2}\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}}{1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}} \quad (\text{A7})$$

- Danksagung

Die Autoren danken B. D. Young und B. I. Miller für ihre Unterstützung in der Organisation des Materials.