High-Finesse Resonant-Cavity Photodetectors with an Adjustable Resonance Frequency
Kavitätsfotodetektoren mit einstellbarer Resonanz und hoher Finesse

Übersetzung: Dipl.- Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc.

www.Zenithpoint.de

Erstellt: 1. Oktober 2009 – Letzte Revision: 29. August 2021

Inhaltsverzeichnis

1 Kavitätsfotodetektoren mit einstellbarer Resonanz und hoher Finesse **3**
1.1 Vorschau . . . 3
1.2 Einführung . . . 4
1.3 Theoretischer Hintergrund einer RECAP . . . 5
1.4 RECAPs mit schmalen spektralen Linienbreiten . . . 8
1.5 Wellenlängenanpassung von RECAPs mittels Kavitätsätzung . . . 11
1.6 Zusammenfassung . . . 14
1.7 Anhang . . . 15
1.8 Danksagung . . . 16

2 Originaltext **17**

Literatur

[S.] S. S. Murtaza, I.-H. Tan, J. E. Bowers, E. L. Hu, K. A. Anselm, M. R. Islam, R. V. Chelakara, R. D. Dupuis, B. G. Streetman, and J. C. Calripbell. High-Finesse Resonant-Cavity Photodetectors with an Adjustable Resonance Frequency.

---

1 Kavitätsfotodetektoren mit einstellbarer Resonanz und hoher Finesse

[S.]ff.

1.1 Vorschau

Hohe Geschwindigkeiten, hohe äußere Quanteneffizienzen, schmale spektrale Linienbreiten und die Flexibilität bei der Einkopplungen von Strahlung machen Resonante Kavitätsfotodetektoren (RECAPs) zu guten Kandidaten für Telekommunikationsanwendungen. In diesem Papier stellen wir analytische Berechnungsgrundlagen für die Gestaltung von RECAPs vor mit schmalen spektralen Linienbreiten und hohen Quantenwirkungsgraden. Wir zeigen auch experimentelle Ergebnisse auf für RECAPs bei einer Wellenlänge von λ_0 $\approx$1,3μm mit einer sehr schmalen spektralen Antwort. Die Absorption findet in einer dünnen Schicht von $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 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/CaF_2-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.

1.2 Einführung

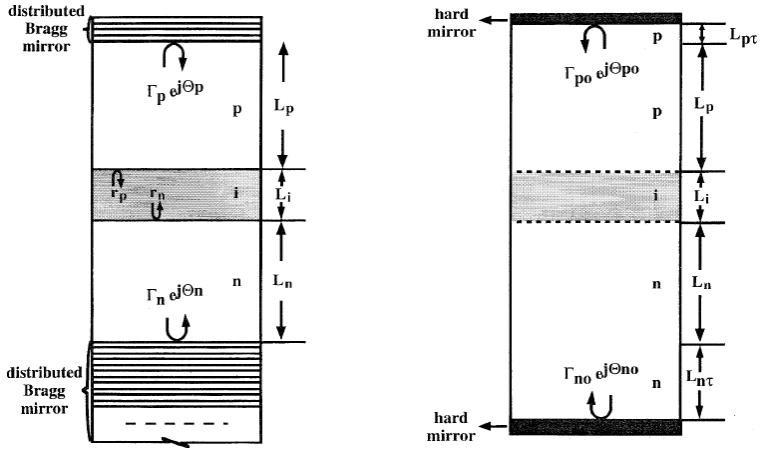
Jedes optische Glasfaser-Telekommunikations-System erfordert Hochgeschwindigkeitsfotodetektoren, die in der Lage sind im Umfeld von Langwellen zu operieren. Mit der zunehmenden Bedeutung des Wellenlängen-Division-Multiplexing WDM, sind zwei zusätzliche Merkmale für Fotodetektoren erwünscht, wie die Wellenlängenselektivität 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. RECAPs 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 RECAPs 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 1,55μm oder einer niedrigen Wellenlängendispersion bei 1,3μm 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, 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.

Vorliegendes Papier ist wie folgt gegliedert: Abschnitt 2 beschreibt mehrere einfache, analytische Ausdrücke für die wichtigsten Parameter, welche notwendig sind für die Gestaltung von RECAPs. 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 3 beschreibt einen High-Finesse-RECAP in der Nähe von 1,3μm. 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 4 werden die Ergebnisse eines Verfahrens zur Änderung der Betriebswellenlänge eines RECAPs 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 RECAPs auf 1,3μm einzustellen. Nach der Anlagerung eines Paares am oberen Si/SiO_2-Bragg-Reflektor (DBR) wurde eine Quanteneffizienz von 94% gemessen mit einer Linienbreite von 14nm.

1.3 Theoretischer Hintergrund einer RECAP

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



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

In 1a ist eine pin-Fotodiode zu sehen, die sandwichartig eingeschlossen ist zwischen zwei DBRs. In der Abbildung erfolgt der Lichteinfall von oben. Die Fotodetektoren in diesem Papier nutzen eine unabsichtlich dotierte $In_{0,53}G_{0,47}As$-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 la. Die Dicken (Brechungsindizes) der p-, i- und n-Schichten sind gekennzeichnet als $L_p\,(n_p)$, $L_i\,(n_i)$ und $L_n\,(n_n)$. 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 DBRs 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:

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

Und:

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

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:

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

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

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

Mit:

$$\Theta_k = 2 \cdot \beta_k \cdot n_i \cdot L_{\text{eff}} - \Theta_{p0} - \Theta_{n0}$$
$$\beta_k = \frac{2\pi}{\lambda_k}$$
$$\alpha_{\text{eff}} = g \cdot \alpha$$

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:

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

Der 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:

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

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:

$$|\Gamma_{p0}|^2 = |\Gamma_{n0}|^2 \cdot e^{-2 \cdot \alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}$$

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

$$\eta_{opt} = \frac{\left(1 + |\Gamma_{n0}|^2 \cdot e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}\right) \cdot \left(1 - e^{-\alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}\right)}{1 - |\Gamma_{n0}|^2 \cdot e^{-2 \cdot \alpha_{\text{eff}} \cdot L_i}}$$

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 RECAPs genutzt werden sollen für Wellenlängen-Division-Multiplex-Anwendungen sind unter anderen 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:

$$\text{FSR} = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n_i \cdot L_{\text{eff}}}$$

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:

$$\text{F} = \frac{\text{FSR}}{\Delta\lambda_{1/2}}$$

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

$$CR_{ji} = 20 \cdot \log \frac{\eta\left(\lambda_j\right)}{\eta\left(\lambda_i\right)}$$

Wobei $\eta\left(\lambda_m\right)$ die Quantenausbeute des Fotodetektors ist für die Wellenlänge λ_m.

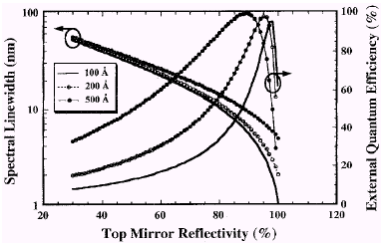
Geschlossene analytische Ausdrücke für den FWHM-Wert $\Delta\lambda_{1/2}$ und der Finesse F der Resonanzspitzen werden später in der Anlage hergeleitet und können hier vorweg genommen wie folgt wiedergegeben werden:

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

Und:

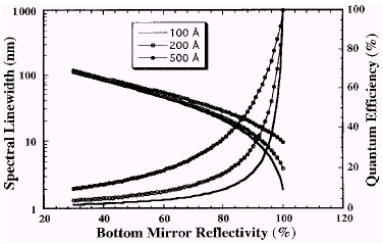
$$\mathrm{F} = \frac{\pi \cdot \sqrt{|\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}|} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \alpha_{\mathrm{eff}} \cdot L_i}}{1 - |\Gamma_{n0}| \cdot |\Gamma_{p0}| \cdot e^{-\alpha_{\mathrm{eff}} \cdot L_i}}$$

Die analytischen Ausdrücke, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden, können verwendet werden, um maßgeschneiderte Hochfinesse-RECAPs 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 RECAPs bei einem unteren Spiegel mit 99,9% Reflektivität als Funktion der Reflektivität des oberen Spiegels.



Abbild 2a Spektrale Linienbreite und äußere Quanteneffizienz eines RECAPs 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 $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Schicht.

Die drei verschiedene Arten von Kurven wurden für drei unterschiedlich absorbierende Schichtdicken generiert. Der Wert des effektiven Absorptionskoeffizienten in diesen Berechnungen wurde mit $1,16 \cdot 10^4 \mathrm{cm}^{-1}$ festgelegt, das entspricht dem Absorptionskoeffizienten von $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ bei einer Wellenlänge von 1,3μm. 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.



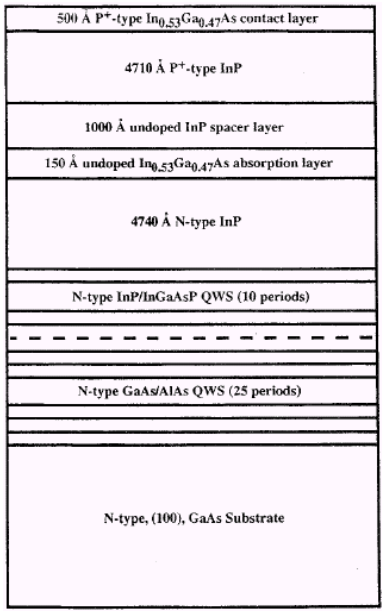
Abbild 2b Die spektrale Linienbreite und die äußere Quanteneffizienz als Funktion der Reflektivität des unteren Spiegels, unter der Bedingung der obere Spiegel sei im Optimum.

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 $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ 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 DBRs 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 1,3μm und 1,55μm, muss der absorbierende Teil der Kavität sich zusammensetzen aus $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ mit transparenten InP-Zwischenräumen. Die beiden unterschiedlichen Materialsysteme können miteinander kombiniert werden durch die im Abschnitt 1 beschriebenen Waferfusions-Technik.

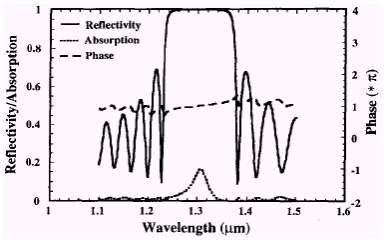
1.4 RECAPs mit schmalen spektralen Linienbreiten

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 1,3μm und 1,55μm), 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 RECAPs mit einem 25-Perioden-GaAs/AlAs-Bragg-Spiegel, welcher auf einem GaAs-Substrat aufgewachsen wurde.

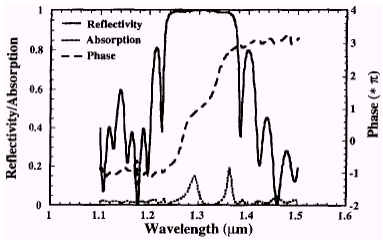


Abbild 3 Schichtdarstellung einer RECAP-Struktur mit ausgeprägt schmaler spektraler Linienbreite.

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 Fotozelle 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.



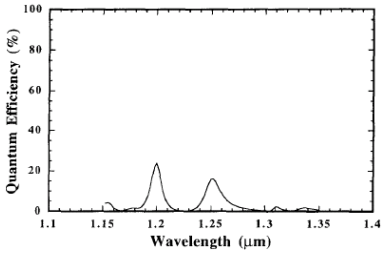
Abbild 4b Reflektivität, Absorption und Phase einer RECAP mit der gleichen Struktur wie in Abbild 3 beschrieben. Die Phase wechselt schneller, Gründe für eine kürzeren Abstand zwischen den Moden.

In diesem Fall fungiert der Luft-Halbleiter-Übergang als oberer Spiegel. Abbild 4b zeigt den gleichen Satz von Spektren für der Fall, dass 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 TMIn 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°C auf einem (100)-InP-Substrat. Die GaAs/AlAs-Spiegel-Struktur wird in einem Varian Gen I1 MBE-System aufgebracht. Ein 0,5μm 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 As4 dient als Arsen-Quelle. Die genannte Wachstumsraten und dessen Einstellung sowie das endgültige Wachstum werden durchgeführt bei einer Temperatur von 600°C.

Beim Schichtbonding, 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°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 zum Zwecke der Messung des Fotostroms. Nach einem mechanischen Zerhacken des Lichtstrahls wird dieser konzentriert auf eine Fotozelle 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 RECAPs mit einer Steuerung über den oberen Spiegel am InP/Luft-Übergang.

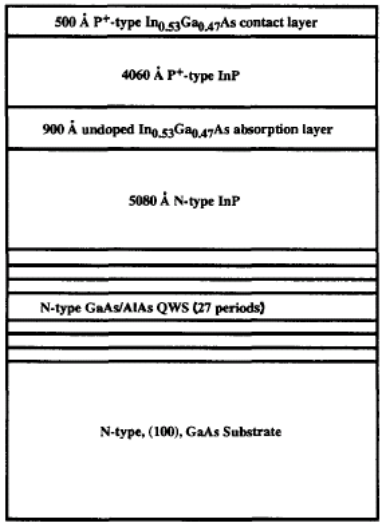


Abbild 5 Die gemessene Quanteneffizienz eines RECAPs, gezeigt wie in Abbild 3 mit einem InP/Luft-Übergang am oberen Spiegel.

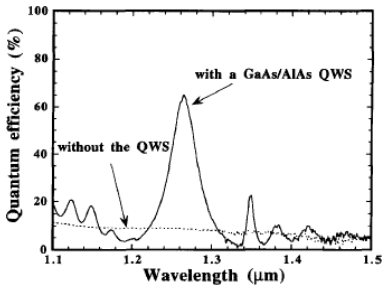
Die beiden Spitzen in den Grenzfrequenzen der unteren Spiegel bestätigen das reduzierte Ergebnis des freien Spektralbereiches FSR bei Nutzung des 10-Perioden-InP/GaAsP-Spiegel. Da unser Ziel es ist zu zeigen, dass die Verengung der Linienbreite mit einer Erhöhung der Quanteneffizienz einhergeht, infolge der Steigung der Reflektivität der oberen DBRs. 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/CaF_2-DBRs 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 Spiegelpaares, 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.

1.5 Wellenlängenanpassung von RECAPs mittels Kavitätsätzung

Zur Demonstration der Resonanzwellenlängeanpassung eines RECAPs 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 $(0,25\lambda)$ unbeabsichtigt dotierten InGaAs-Absorptionsschicht, sowie einer 5080Å $(1,25\lambda)$ n^+-InP-Schicht. Drei Bandlückenschichten, die jeweils eine Stärke von 90Å besitzen (nicht in Abbild 7a angezeigt) wurden eingefügt auf p^+-InGaAs/p^+ InP, p^+-InP/undotiertem InGaAs und i-InGaAs/p^+-InP-Übergängen, um den Reihenwiderstand zu minimieren, sowie die Möglichkeit der Ladungsträgerrekombination. Der GaAs/AlAs-Spiegel besteht aus einer $0,5\lambda$ 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 massensemiisolierenden (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 RECAPs für das Wellenlängeneinstellexperiment.

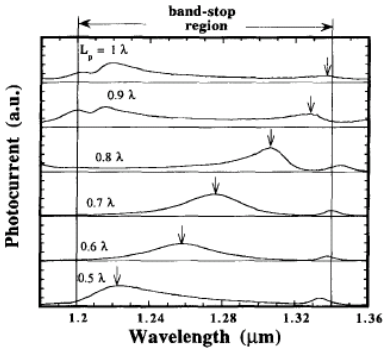


Abbild 8 Das Quanteneffizienzspektrum für eine waferverbundene Fotodiode. Die durchgehende Kurve stimmt mit RECAPs überein, gezeigt im Abbild 7. Die Punktlinie ist die Referenz der Fotodiode mit der pin-Struktur nach Abbild 7 waferverbunden auf einem semiisolierenden GaAs-Substrat.

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.

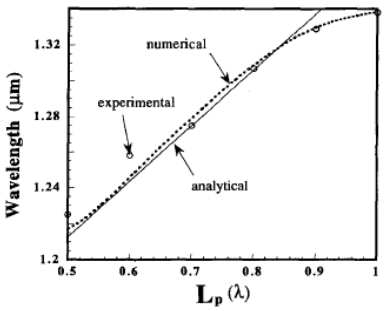
Nach der Waferherstellung sollte die Kavitätslänge in Abhängigkeit vom Fotostromspektrum studiert werden, die InGaAs-Schicht wurde zunächst entfernt und dann die p^+-InP-Schicht geätzt in

einer Lösung aus gesättigten Bromwasser : H_20 : H_3P0_4 (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.



Abbild 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 0,5λ wiederholen sich die Spektren.

Zwei Resonanzspitzen bei 1,219 und 1,339μm 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 1,339μm. Die Spektren des Fotostroms für L_p, die p-Schichtdicke, variiert zwischen 1 und 0,5λ, wie in Abbild 10 gezeigt.



Abbild 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 λ = 1,3μm 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 0.8lμm 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 0,5λ 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 1,279μm 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.

1.6 Zusammenfassung

Wir haben ein theoretisches Werkzeug von RECAPs 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, RECAPs sind nützlich für Kommunikationssysteme. Wir haben gezeigt, dass RECAPs 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 von GaAs/AlGaAs-Material mit InP/InGaAsP-Halbleiter in High-Performance-Bauteilen. Wir haben auch gezeigt, dass die Resonanzwellenlänge eines RECAPs angepasst werden kann durch Abätzung der ersten 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.

1.7 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:

$$\eta_{1/2} = \frac{1}{2} \cdot \eta_{\max} \qquad \text{wenn} \qquad \Theta_k = \Theta_{k0} \pm \Delta\Theta_k$$

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

$$\cos\left(\Theta_{k0} \pm \Delta\Theta_k\right) = 1 - \frac{1}{2} \cdot \Delta\Theta_k^2$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Das Kombinieren von 5a, 5b und A7 ergibt den Ausdruck für die Finesse eines RECAPs:

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

1.8 Danksagung

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

Alle Rechte und Pflichten bei den Artikelautor(en).
Übersetzung: Dipl.- Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc.
Im Zweifel gilt die englische Fassung.
Keine komerzielle Nutzung!

2 Originaltext

Dokument nächste Seite folgend.

LaTeX 2_ε

High-Finesse Resonant-Cavity Photodetectors with an Adjustable Resonance Frequency

S. S. Murtaza, I.-H. Tan, J. E. Bowers, E. L. Hu, K. A. Anselm, M. R. Islam, R. V. Chelakara, R. D. Dupuis, B. G. Streetman, and J. C. Campbell

Abstract— **High speeds, high external quantum efficiencies, narrow spectral linewidths, and convenience in coupling make resonant-cavity photodetectors (RECAP's) good candidates for telecommunication applications. In this paper, we present analytical expressions for the design of RECAP's with narrow spectral linewidths and high quantum efficiencies. We also present experimental results on a RECAP having an operating wavelength $\lambda_o \approx 1.3$ μm with a very narrow spectral response. The absorption takes place in a thin $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ layer placed in an InP cavity. The InP p–i–n structure was wafer bonded to a high-reflectivity GaAs/AlAs quarter-wavelength Bragg reflector. The top mirror consisted of three pairs of a $ZnSe/CaF_2$ quarter-wavelength stack (QWS). A spectral linewidth of 1.8 nm was obtained with an external quantum efficiency of 48%. We also demonstrate that the spectral response can be tailored by etching the top layer of the microcavity. The results are found to agree well with those obtained from analytical expressions derived on the assumption of linear-phase Bragg reflectors as well as detailed simulations performed using the transfer matrix method.**

I. Introduction

MANY optical-fiber telecommunication systems require high-speed photodetectors that are capable of operating at long wavelengths. With the increasing importance of wavelength-division multiplexing, two additional characteristics desired from the photodetectors are wavelength selectivity and wavelength tuning. Conventional, p–i–n photodiodes are not suitable candidates for such systems because of their broad wavelength response and the well-known speed-efficiency trade-off. Waveguiding photodetectors [1], [2] offer the attractive advantages of high speed along with high quantum efficiencies but they exhibit a broad spectral response and they require edge coupling. Resonant-cavity photodetectors (RECAP's) have been shown [3]–[6] to be an attractive alternative in that they can achieve high quantum efficiency along with high speeds and a narrow spectral linewidth. A typical RECAP consists of a thin intrinsic absorbing layer placed in a Fabry–Perot cavity whose length is typically only a few wavelengths. The optical-field enhancement of the cavity gives rise to high absorption within the thin layer. Close to 100% quantum efficiency is theoretically possible from optimized RECAP's with high-reflectivity mirrors and a very thin absorbing layer. Such photodiodes can, therefore, function as high-sensitivity photodetectors as well as demultiplexers. The realization of RECAP structures for optical-fiber telecommunications at the low-attenuation wavelength of 1.55 μm or the low-dispersion wavelength of 1.3 μm poses a challenge. The GaAs/AlAs material system can not be used because of the lack of absorption at these long wavelengths. The InP/InGaAsP system, on the other hand, suffers from low refractive-index steps which can lead to poor bottom mirror reflectivities and, hence, low-Q cavities. A combination of the advantages of both these material systems in which an InP/InGaAs p–i–n Fabry–Perot cavity was wafer-bonded to a GaAs/AlAs mirror has been demonstrated [7]. This paper reports on a very narrow spectral-linewidth photodetector using the same wafer-fusion technique. An external quantum efficiency of 48% was obtained with a spectral linewidth of only 1.8 nm. It is also demonstrated that the operating wavelength can be adjusted by etching the top layer of the microcavity. The results are found to agree well with those obtained from analytical expressions derived on the assumption of linear-phase Bragg reflectors and with detailed simulations performed by using the transfer matrix method [7], [8].

Direct growth of InP layers on a GaAs substrate suffers from the propagation of threading dislocations into the InP epi-layer. It has been demonstrated that this difficulty can be circumvented by utilizing the wafer-fusion technique. The elimination of threading dislocations may result from atomic rearrangement that takes place at the InP/GaAs interface during annealing in the wafer fusion process [10], [11]. Only misfit, edge dislocations have been observed at the InP/GaAs interface after wafer fusion; the Burgers vector is parallel to the fusing interface and the electronic defects are located within 200 nm of the bonding interface [12]. It is this high optical quality of the bonded interface that has made possible the replacement of the quarter-wavelength stack (QWS) lattice matched to the InP substrate by a GaAs/AlAs QWS for the design of high-performance, surface-normal devices such as surface emitting lasers [13] and resonant photodetectors [7] in the long-wavelength regime.

Manuscript received April 17, 1995; revised October 20, 1995. This work was supported under grants from the ARPA Thunder and Lightning project, the Joint Services Electronics Program under Grant F49620-92-C-0027, the Texas Advanced Research Program, and the Advanced Research Projects Agency under Grant MDA972-94-1-0004.

S. S. Murtaza, K. A. Anselm, M. R. Islam, R. V. Chelekara, R. D. Dupuis, B. G. Streetman, and J. C. Campbell are with the Microelectronics Research Center, Department of Electrical and Computer Engineering, The University of Texas at Austin, Austin, TX 78712 USA.

I.-H. Tan is with Hewlett-Packard, Optoelectronics Division, San Jose, CA 95131 USA.

J. E. Bowers and E. L. Hu are with the Department of Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara, CA 93106 USA.

Publisher Item Identifier S 0733-8724(96)04422-2.

0733–8724/96$05.00 © 1996 IEEE

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.

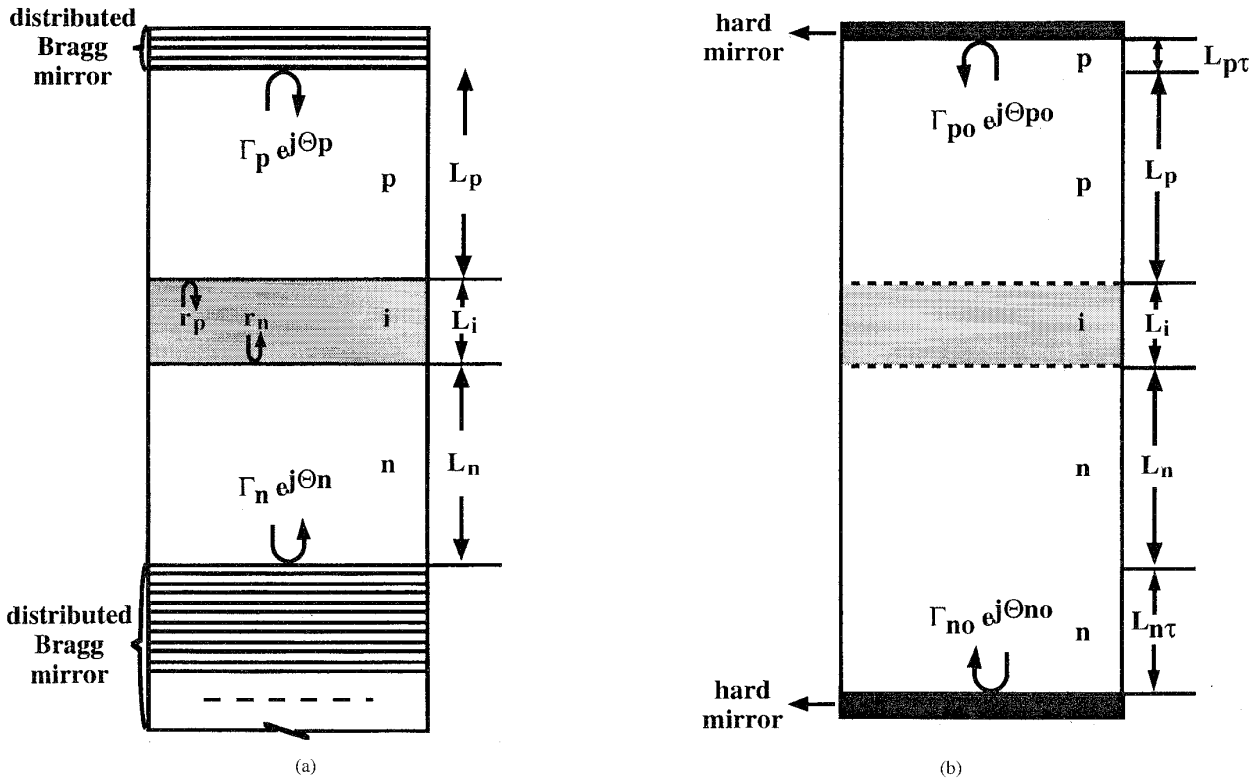


Fig. 1. (a) Schematic diagram of a resonant-cavity photodetector consisting of a p–i–n photodiode sandwiched between two distributed Bragg reflectors (DBR's). (b) An equivalent configuration in which the DBR's are replaced by hard mirrors.

This paper is organized as follows. Section II describes several simple, analytical expressions for the key parameters necessary for the design of RECAP's. These analytical expressions were obtained by assuming the highly reflective QWS mirrors of the resonant photodetector to be linear-phase mirrors and by ignoring the interface reflectivities at the p/i and n/i interfaces of the heterojunction p–i–n photodiode. Section III describes a high-finesse RECAP operating close to 1.3 μm. The structure consists of an InP cavity with an $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ quantum well as the absorbing material. A linewidth of 1.8 nm was obtained at 1261 nm and the peak efficiency was 48%. Section IV discusses the results from a procedure for altering the operating wavelength of a RECAP. Good agreement exists between the experimentally observed resonance-peak position and the corresponding quantum efficiency and the values obtained from analytical expressions as well as from comprehensive transfer matrix simulations. A wavelength adjustment process has been used to set the resonance wavelength of the RECAP to 1.3 μm. After the deposition of one pair of a Si/SiO_2 distributed Bragg reflector (DBR) as the top mirror, a quantum efficiency of 94% has been measured along with a linewidth of 14 nm.

II. Theoretical Background for Resonant Cavity Photodetectors

A typical structure of a resonant cavity photodetector is shown in Fig. 1(a). It consists of a p–i–n photodiode sandwiched between two DBR's. In the figure, light is incident from the top. The photodetectors discussed in this paper utilize an unintentionally-doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ absorbing layer and p-type and n-type InP spacer layers. The mirror adjacent to the n-type absorbing InP layer is a series of alternating GaAs/AlAs layers with each layer thickness equal to a quarter wavelength. Light absorption takes place only within the i-layer (shaded area) of Fig. 1(a). The thicknesses (refractive indexes) of the p-, i-, and n-layers are denoted as $L_p(n_p)$, $L_i(n_i)$, and $L_n(n_n)$, respectively. The interface reflectivities at the p/i and n/i interfaces are denoted as r_p and r_n, respectively.

As discussed by Tan *et al.* [20], the top and bottom DBR's can be replaced by two displaced hard mirrors if the reflection phase is a linear function of optical frequency. Furthermore, the interface reflectivities, r_p and r_n, can be ignored when $|r_p| \ll |\Gamma_{po}|$ and $|r_n| \ll |\Gamma_{no}|$, where Γ_{p0} and Γ_{n0} are the field-amplitude reflectivities of the top and bottom mirrors at the resonance wavelength, respectively. The resulting equivalent cavity configuration is shown in Fig. 1(b). With these approximations, the DBR Fabry–Perot cavity can be replaced by a much simpler cavity with refractive index n_i and thickness L_{eff}, where the following relation holds

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

$L_{p\tau}$ and $L_{n\tau}$ are the phase penetration depths into the top and the bottom DBR's, respectively. With these modifications, the quantum efficiency of the resonant photodetector can be

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.

derived, following Ünlü *et al.*'s derivations [18]

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

where

$$\Theta_k = 2\beta_k n_i L_{\text{eff}} - \Theta_{po} - \Theta_{no}, \tag{2b}$$

$$\beta_k = \frac{2\pi}{\lambda_k}, \tag{2c}$$

$$\alpha_{\text{eff}} = g\alpha \tag{2d}$$

Θ_k is the roundtrip phase within the Fabry–Perot cavity, the subscript k is the resonant mode index, and λ_k and α are the wavelength in vacuum and the bulk absorption coefficient, respectively. Θ_{po} and Θ_{no} are the contributions to the roundtrip phase from the two "hard" mirrors. The peak quantum efficiency occurs when the roundtrip phase change is an integer multiple of 2π radians. The expression for the maximum efficiency is given by

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

At the resonant condition, a standing wave is established inside the cavity. The prefactor g on the right-hand side of (2d) is included to take standing wave effects into account. To first order approximation, the effective absorption coefficient (α_{eff}) can be represented as an integral of the product of the bulk absorption coefficient and the electromagnetic energy distribution over the thickness of the absorbing layer, normalized to the electromagnetic energy distribution integrated over one period of the standing wave. Assuming the bulk absorption coefficient to be position independent within the i-layer, g is given by the following expression:

$$g = 1 + \frac{2|\Gamma_{no}|}{\beta_k n_i L_i (1+|\Gamma_{no}|^2)} \sin(\beta_k n_i L_i) \cdot \cos[2\beta_k n_n (L_n + L_{n\tau}) + \beta_k n_i L_i - \Theta_{no}]. \tag{3}$$

The condition for optimum quantum efficiency can be obtained by setting the derivative of the quantum efficiency with respect to $|\Gamma_{po}|$ equal to zero. This gives the result

$$|\Gamma_{p0}|^2 = |\Gamma_{n0}|^2 e^{-2\alpha_{\text{eff}}L_i}. \tag{4a}$$

The optimum quantum efficiency, corresponding to the optimum top mirror reflectivity given by (4a), can be shown to be

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

In the case when $|\Gamma_{no}| = 1$ and when (4a) is satisfied, the resonant external quantum efficiency (η_{opt}) will be 100%.

If RECAP's are to be utilized for wavelength-division multiplexing applications, some important figures of merits are the free spectral range (FSR), the finesse of the cavity, and the cross-talk ratio. The FSR specifies the wavelength separation between two neighboring resonant peaks. Under the validity of the linear-phase approximation, the FSR can be approximated by the expression

$$\text{FSR} = \frac{\lambda^2}{2n_i L_{\text{eff}}}. \tag{5a}$$

The finesse F of the cavity can then be defined in terms of the FSR and the full width at half maximum ($\Delta\lambda_{1/2}$) of the resonance peak as

$$F = \frac{\text{FSR}}{\Delta\lambda_{1/2}}. \tag{5b}$$

The crosstalk ratio of channel j to channel i, CR_{ji}, can be defined as

$$C_{ji} = 20\log\left[\frac{\eta(\lambda_j)}{\eta(\lambda_i)}\right] \tag{5c}$$

where $\eta(\lambda_m)$ is the quantum efficiency of the photodetector at the wavelength λ_m.

Closed-form analytical expressions for the FWHM ($\Delta\lambda_{1/2}$) and the finesse (F) of the resonance peak have been derived in the Appendix and are being reproduced as follows:

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

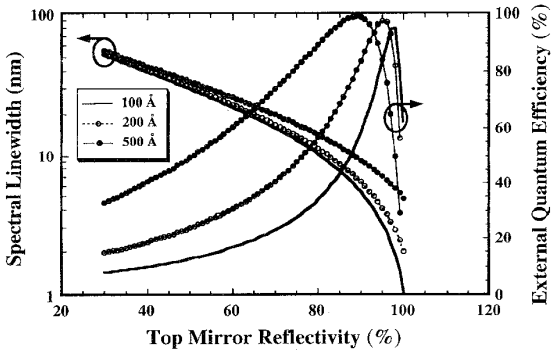
and

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

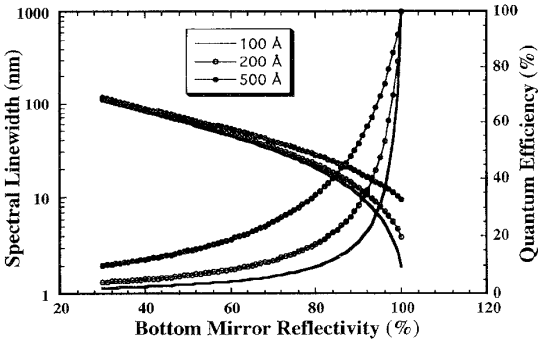
The analytical expressions presented in this section can be used to design high-finesse RECAP's as well as to determine the exact amount of wavelength adjustment needed to make them resonant at a desired wavelength. For example, (2e) and (6) are plotted in Fig. 2(a) to demonstrate the variation in the spectral linewidth ($\Delta\lambda_{1/2}$) and the peak efficiency ($\eta_{\max}$) of a RECAP with a 99.9%-reflectivity bottom mirror as a function of the top mirror reflectivity. Three different sets of curves are generated for three different absorbing layer thicknesses. The value of the effective absorption coefficient used in these calculations was 1.16×10^4 cm^{-1}, which corresponds to the absorption coefficient of $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ at 1.3 μm [16]. From the figure, it can be seen that high finesse can be obtained by using a high-reflectivity top mirror in conjunction with a highly-reflecting bottom mirror and a thin absorbing layer. To obtain maximum efficiency as well, the top mirror should also satisfy the optimality condition given by (4a). Fig. 2(b) shows the same set of parameters plotted as a function of the bottom mirror reflectivity, assuming the optimality condition given by (4a) is satisfied. The importance of a highly reflecting bottom mirror, in order to achieve a narrow spectral-linewidth along with a high external quantum efficiency, is evident from this figure. Since InP-based mirrors have not demonstrated such high reflectivities, an alternative approach is to use wafer-bonding to integrate an InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-based long-wavelength photodetector with a high-reflectivity, broad-band GaAs/AlAs mirror.

In order to calculate the resonance wavelength when the cavity length is adjusted via the p-layer thickness, L_p, the

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.



(a)



(b)

Fig. 2. (a) Spectral linewidth and external quantum efficiency of a resonant-cavity photodetector as a function of the reflectivity of the top mirror. The bottom mirror has a reflectivity of 99.9%. The three sets of curves correspond to three different thicknesses of the absorbing $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ layer. (b) Spectral linewidth and external quantum efficiency as a function of the bottom-mirror reflectivity, assuming the top mirror to be optimum.

round-trip phase, as shown in (2b), can be set to $2k\pi$, where k is a positive integer and is denoted as the mode index at the resonance condition. The resonant wavelength is linearly dependent upon the p-layer thickness (L_p), which is the only parameter in the RECAP structure that can be changed (by etching). In order for the resonant wavelength to be adjustable over a broad range, the bandwidth of the bottom DBR, made up of semiconducting materials, needs to be fairly large. This necessitates the use of materials with large refractive index differences. The material system of choice for this application is the GaAs/AlAs system, which exhibits a large refractive index step. However, since this material system is transparent at the long wavelengths of 1.3 μm and 1.55 μm, the absorbing part of the cavity has to be made up of $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ with transparent InP spacers. The two different material systems can then be combined together by the wafer-bonding technique described in Section I.

III. Narrow Spectral-Linewidth Resonant-Cavity Photodetector

In order to achieve a high crosstalk ratio, it is important that the photodiode used for detection have a very narrow spectral-response. It is possible to meet this criterion in a

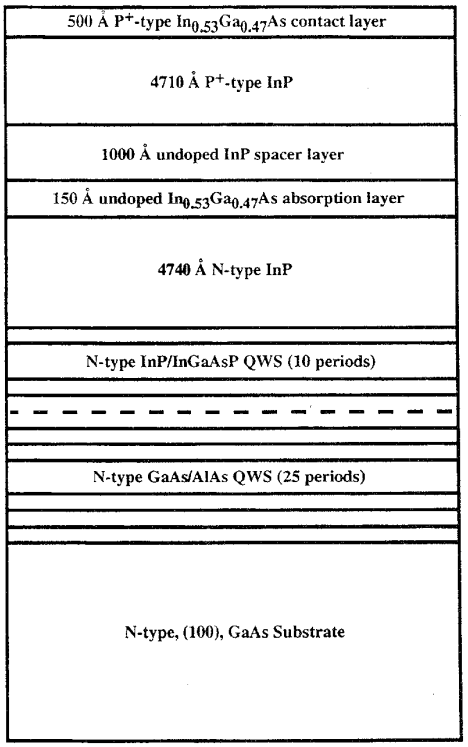


Fig. 3. Schematic diagram of the resonant-cavity photodetector that exhibited a narrow spectral linewidth.

RECAP which consists of a very thin absorbing layer placed in a high-finesse cavity. To achieve this requirement at long wavelengths (e.g., 1.3 and 1.55 μm), a promising structure is a GaAs/AlAs mirror epitaxially grown on a GaAs substrate wafer bonded to an InP/InGaAs cavity with high-reflectivity dielectric distributed Bragg reflectors (DBR's) on the top. Fig. 3 shows the structure of a RECAP with a 25 period GaAs/AlAs Bragg mirror that was grown on a GaAs substrate. This mirror was wafer-bonded to a p–i–n structure consisting of a 150 Å InGaAs absorbing layer with p- and n-type InP spacer layers. As a precautionary measure, 10 periods of lattice-matched InP/InGaAsP mirror were grown on top of the InP cavity. This was to prevent imperfections that might result from the bonding process from affecting the quality-factor of the microcavity. However, the trade-off for incorporating the 10-period Bragg mirror into the InP structure is a decrease in the FSR of the photodetector. This is a result of the rapidly changing phase from this low index-difference InP/InGaAsP mirror [14], [17]. This point is illustrated in Fig. 4(a) and (b). Fig. 4(a) shows the power reflectivity and phase spectra of a 25-period GaAs/AlAs mirror along with the absorption spectrum of a resonant-cavity structure bonded on top of this mirror. In this case, the air-semiconductor interface acts as the top mirror. Fig. 4(b) shows the same set of spectra for the case where 10 additional periods of quarter-wavelength InP/InGaAsP have been inserted at the top. It can clearly be seen from these figures that the phase changes more rapidly for the latter mirror. This results in a decreased FSR [14], [17]

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.

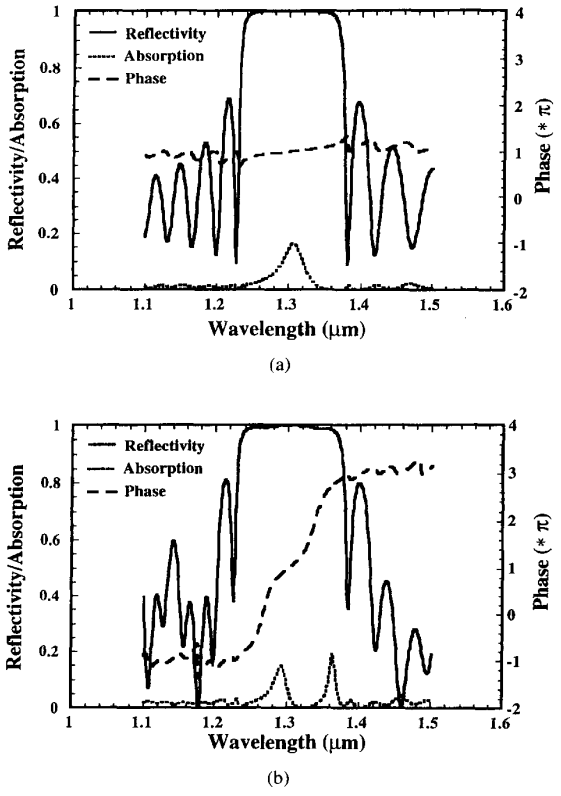


Fig. 4. (a) Reflectivity, absorption, and reflected phase of a resonant-cavity photodetector with a similar structure as in Fig. 3 but without the InP/InGaAsP layers in the DBR mirror. (b) Reflectivity, absorption, and reflected phase of the resonant-cavity photodetector shown in Fig. 3. The reflected phase changes more rapidly in the latter figure, giving rise to a shorter mode spacing.

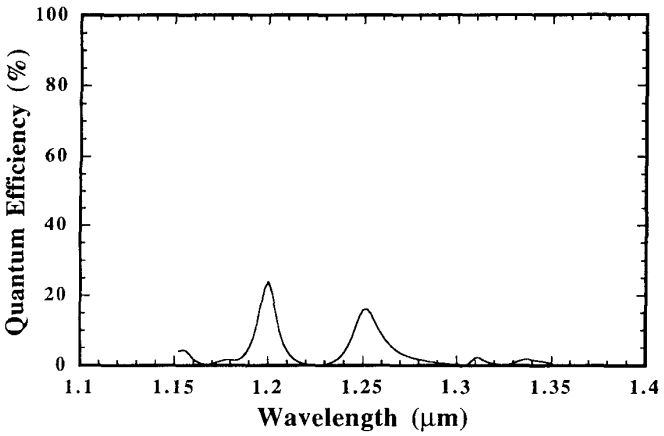


Fig. 5. The measured quantum efficiency of the resonant-cavity photodetector shown in Fig. 3 with the air/InP interface acting as the top mirror.

which is apparent from a comparison of the absorption spectra in the two cases. It also results in a decreased wavelength band over which the maximum reflectivity of the QWS is available.

The InP p–i–n photodiode structure with the 10-period InP/InGaAsP mirror on top was grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) in a modified EMCORE Model GS 3200 UTM reactor at 60 Torr [19]. The alkyl sources employed individual pressure balancing and temperature control and were coupled to a pressure-balanced fast-switching injection manifold. The column III sources were adduct-purified trimethylindium (TMIn) and triethylgallium (TEGa). The column V sources were 100% arsine and phosphine. Purified H_2 was used as a carrier gas. The epitaxial layers were grown at 600 °C on a (100) InP substrate. The GaAs/AlAs mirror structure was grown in a Varian Gen II MBE system. A 0.5 μm GaAs buffer was grown prior to the growth of the mirror structure. The growth rate was 1 monolayer/sec for GaAs and 0.8 monolayer/sec for AlAs. A conventional As_4 cell was used as the arsenic source. The growth-rate calibration and the final growth were carried out at a temperature of 600 °C.

For atomic bonding, the top n-type part of the InP structure was placed in contact with the top surface of the n-type GaAs/AlAs mirror. Wafer bonding was accomplished at 625 °C for 15 min in a H_2 ambient. A uniaxial stress was applied to the sample to ensure robust bonding. This wafer-bonding technique accommodated the 3.7% lattice-mismatch between the GaAs and InP crystals and produced a smooth and uniform interface. After the bonding process, the InP substrate was selectively removed. This was followed by the removal of the etch-stop layers. Chrome-gold contacts were then thermally evaporated onto the p^+ $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ contact layer. This was followed by the removal of the contact layer everywhere except in the region underneath the metal. Mesa diodes of varying diameters were then etched in a bromine-methanol solution.

A tungsten-halogen light source was used to illuminate a spectrometer grating for the purpose of measuring the photocurrent. After mechanically chopping the light beam, it was focused on to the photodetector through a microscope objective. The photocurrent was measured with a lock-in amplifier that was phase locked to a reference signal from the chopper. The spectral resolution of this measurement system was approximately 1 nm. Fig. 5 shows the photocurrent spectrum of the RECAP with the top InP/air interface acting as the top mirror. The two peaks within the stop-band region of the bottom mirror confirm the reduced FSR that result from using the 10-period InP/InGaAsP mirror. Since our objective was to demonstrate the narrowing of the linewidth with an increase in quantum efficiency as the reflectivity of the top DBR is increased, we have concentrated on the long-wavelength peak in the absorption spectrum. We note that the apparent inconsistency between the absorption curve in Fig. 4(a) and the quantum efficiency curve in Fig. 5 is due to the fact that the measurements were made on different parts of the wafer. Fig. 6 shows the evolution of this peak into a very narrow response. The peak quantum efficiency with two pairs of $ZnSe/CaF_2$ DBR as the top mirror was 67% with a linewidth of 3 nm. The linewidth decreased to 1.8 nm with the evaporation of an additional dielectric pair and the quantum efficiency was 48%. For the case of three top-DBR pairs, the numerically calculated external quantum efficiency using transfer matrix simulations is 84% with a linewidth of 1

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.

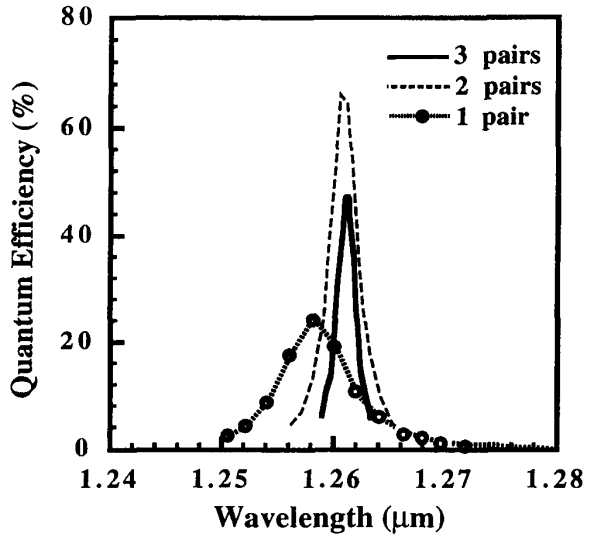


Fig. 6. The evolution of the long-wavelength peak shown in Fig. 5 into a narrow-linewidth response as an increasing number of pairs of a CaF_2/ZnSe DBR are evaporated on top.

nm. The discrepancies between simulations and experimental results are currently being investigated.

IV. Wavelength Adjustment by Cavity-Etching

To demonstrate the resonant-wavelength adjustment of a RECAP via cavity-etching, a p–i–n photodiode structure was grown on an Fe-doped InP substrate by MOCVD. It consisted of a 500 Å p^+ InGaAs contact layer, a 4060 Å (1λ) p^+ InP layer, a 900 Å (0.25λ) unintentionally-doped InGaAs absorbing layer, and a 5080 Å (1.25λ) n^+ InP layer. Three graded band gap layers, each 90 Å in thickness [not shown in Fig. 7(a)] were inserted at the p^+ InGaAs/p^+ InP, p^+ InP/undoped-InGaAs, and i-InGaAs/p^+ InP interfaces to minimize the series resistance and possible carrier trapping effects. The GaAs/AlAs mirror consisted of a 0.5λ-thick GaAs layer and a 27-period GaAs/AlAs QWS grown on a semi-insulating (SI) GaAs substrate by MBE. All epitaxial layers on the GaAs substrate are unintentionally doped. Wafer bonding was used to integrate the InGaAs/InP structure with the GaAs/AlAs mirror. Fig. 7 shows the schematic structure of the device after the fusion process and the selective removal of the InP substrate. The newly exposed surface of the InP etch-stop layer was found to be mirror smooth upon examination by a Nomarski microscope. The same p–i–n photodiode structure was also bonded to a bulk SI GaAs substrate so that it could be used as a reference. Mesa-isolated p–i–n photodiodes were fabricated after wafer-fusion. Photocurrent measurements were then performed on the resulting devices. The 30% reflectivity p^+-InP/air interface acted as the top mirror. The photocurrent spectra obtained from these measurements are shown by a solid curve in Fig. 8. The dashed curve shows the comparison with the reference InP/InGaAs p–i–n bonded to a GaAs substrate. This latter sample, which was free from any resonance effects, can be seen to have a much lower

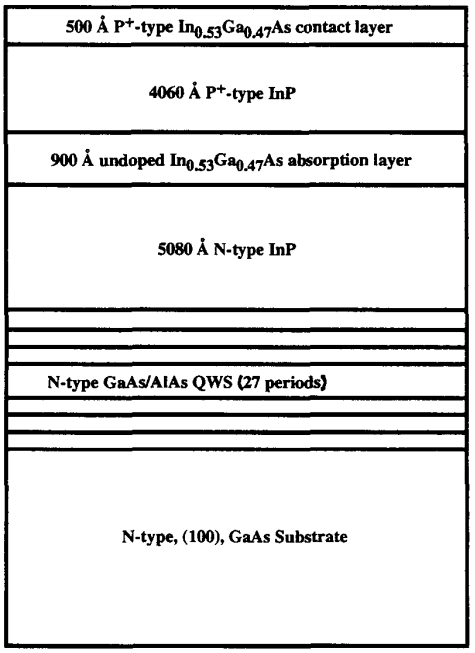


Fig. 7. Schematic cross-section of the resonant-cavity photodetector used for wavelength-adjustment experiments.

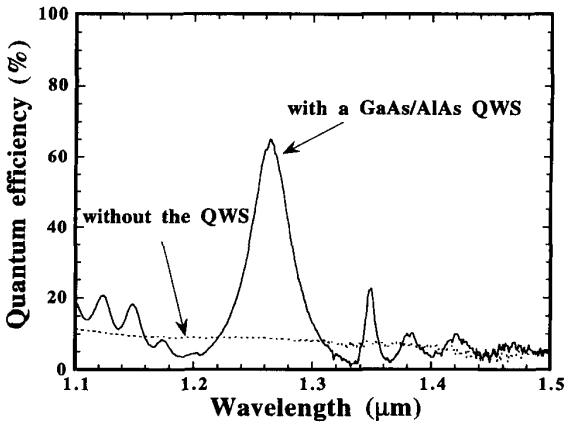


Fig. 8. Quantum-efficiency spectra for the wafer-fused photodiodes [20]. The solid curve corresponds to the resonant-cavity photodetector shown in Fig. 7. The dashed curve is for a reference photodiode which consists of the p–i–n structure of Fig. 7 wafer bonded to a semi-insulating GaAs substrate.

external quantum efficiency than the RECAP at the resonance wavelength.

After wafer fusion, to study the cavity-length dependence of the photocurrent spectrum, the InGaAs layer was first removed and then the p^+ InP layer was etched in a solution of saturated bromine water : H_2O : H_3PO_4 (2 : 15 : 1 in volume ratio) for varying times to reduce the cavity length. The uppermost curve of Fig. 9 shows the photocurrent spectrum of the resonant photodetector after removal of the InGaAs layer. Two resonance peaks at 1.219 and 1.339 μm can be observed within the band-stop region. This implies that the FSR is less than the 120 nm spectral width (FWHM) of the

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.

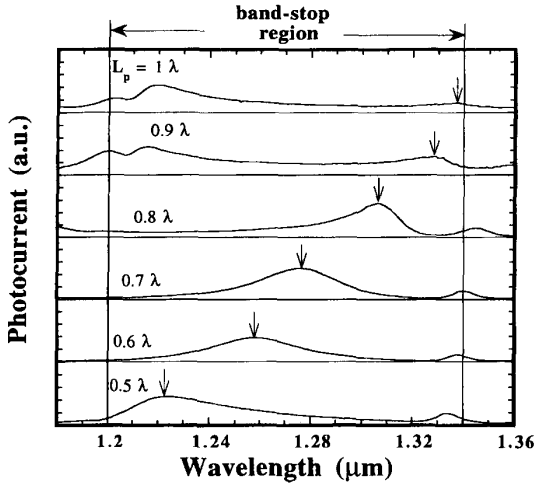


Fig. 9. Photocurrent spectra demonstrating the change in the resonant wavelength as the thickness of the p-type layer (L_p) is varied by wet etching [20]. The resonance peak moves to shorter wavelengths as the p-layer thickness is reduced. With a continued reduction in L_p beyond 0.5λ, the set spectra shown in this figure will be repeated.

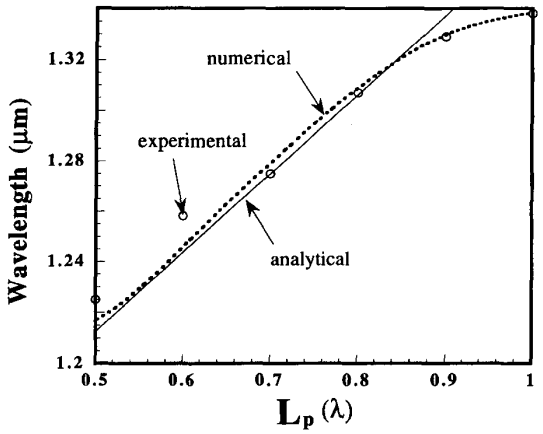


Fig. 10. A comparison between the experimentally observed resonance wavelength as a function of the p-layer thickness and the data obtained from analytical expressions and from numerical calculations based on the transfer-matrix method [20].

mirror. The external quantum efficiencies for the diode on the GaAs/AlAs QWS are 43 and 15% at the resonant wavelengths 1.219 and 1.339 μm, respectively. The photocurrent spectra for L_p (the p-layer thickness) varying from 1–0.5λ are also shown in Fig. 10. Here, λ is equal to 1.3 μm, the design wavelength. As L_p starts to decrease below 1λ, we can see that the photocurrent spectrum and the resonant peak intensity indicated by the arrow markers of Fig. 9 shift to shorter wavelengths. When L_p reaches 0.8λ, there is only one resonance peak within the stop-band region. As L_p is further decreased, the other resonant peak on the long-wavelength side of the marked peak moves into the band-stop region. The wavelength variation of the resonance peak on the long-wavelength side is less pronounced. As explained in the previous section, this phenomenon is expected because of the nonlinear reflection phase from a GaAs/AlAs mirror when the resonance wavelength deviates far from the central wavelength. The photocurrent spectrum when L_p is equal to 0.5λ is very similar to the starting-point spectrum when L_p was equal to 1λ. Therefore, we conclude that the resonance wavelength can be varied over the entire principal band-stop region of the GaAs/AlAs mirror by adjusting the cavity length. Continued decrease in L_p will yield photocurrent spectra similar to those shown in Fig. 9.

The transmission matrix approach was used to calculate the resonance wavelength as a function of cavity length. The central wavelength of the GaAs/AlAs mirror was set to 1.279 μm and the graded bandgap layers were included in the calculations. The results were compared with experimental results and those obtained by the analytical expressions developed in the earlier section. For the calculations, each graded bandgap layer was divided into two parts of equal thickness; the part adjacent to the InP layer was replaced by InP material of the same thickness and the other part was replaced by InGaAs material. These calculated results and experimental data from the cavity-length dependence of the resonance wavelength are shown in Fig. 10. Taking the possible etching control fluctuations into account, the experimental observation of the resonance wavelength is reasonably consistent with the calculated values.

V. Summary

We have presented a theoretical treatment of resonant-cavity photodetectors and provide analytical expressions for the key parameters needed for the design of a RECAP. We have made use of the "hard mirror" approximation for linear-phase Bragg reflectors to derive analytical expressions. The results from these analytical expressions are found to match well with experimental data as well as with results from comprehensive simulations performed using the transfer-matrix approach.

We have demonstrated resonant-cavity photodetectors that may prove to be useful for communication systems. We have demonstrated that RECAP's consisting of a thin absorbing layer can achieve a high external quantum efficiency and a narrow spectral linewidth. We have shown that wafer bonding is a potent and useful technique for combining the advantages of both the GaAs/AlGaAs and the InP/InGaAsP material systems into one high-performance device. We have also demonstrated that the resonant wavelength of a RECAP can be adjusted by etching the top layer of the microcavity. The results are found to agree well with those obtained from analytical expressions derived on the assumption of linear-phase Bragg reflectors as well as detailed simulations performed by using the transfer-matrix method.

Appendix

Let Θ_{k0} be the value of Θ_k corresponding to the resonant condition. Furthermore, let $\Delta\Theta_k$ correspond to the deviation in Θ_k which makes the quantum efficiency drop to one-half of its peak value, i.e.,

$$\eta_{1/2} = (1/2)\eta_{\max}, \quad \text{when} \quad \Theta_k = \Theta_{k0} \pm \Delta\Theta_k. \qquad \text{(A1)}$$

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.

For a high-finesse cavity, $\Delta\Theta_k \ll \Theta_{k0}$ and hence, we can use the approximation

$$\cos(\Theta_{k0} \pm \Delta\Theta_k) = 1 - \tfrac{1}{2}(\Delta\Theta_k)^2. \tag{A2}$$

Substituting this expression in (2a) and dividing by (2e), we get

$$\begin{aligned}\frac{\eta_{1/2}}{\eta_{\max}} &= (1 - |\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|e^{-\alpha_{\text{eff}}L_i})^2 \Big/ \\ &\quad 1 - 2|\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|e^{-\alpha_{\text{eff}}L_i}[1 - \tfrac{1}{2}(\Delta\Theta_k)^2] \\ &\quad + |\Gamma_{n0}|^2|\Gamma_{p0}|^2 e^{-2\alpha_{\text{eff}}L_i} \\ &= \frac{1}{2}.\end{aligned} \tag{A3}$$

Simplifying the above expression and solving for $\Delta\Theta_k$, we get

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

Using (2b) and (2c), it can be shown that

$$\Delta\Theta_k = \frac{4\pi}{\lambda_0^2} n_i L_{\text{eff}} \Delta\lambda, \tag{A5}$$

where $\Delta\lambda$ is the HWHM in wavelength space. Combining (A4) and (A5), we obtain

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2(1 - |\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|e^{-\alpha_{\text{eff}}L_i})}{4\pi n_i L_{\text{eff}}\sqrt{|\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|}e^{-(1/2)\alpha_{\text{eff}}L_i}}. \tag{A6}$$

Therefore, the FWHM, $\Delta\lambda_{1/2}$, is given by

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{1/2} &= 2\Delta\lambda \\ &= \frac{\lambda_0^2(1 - |\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|e^{-\alpha_{\text{eff}}L_i})}{2\pi n_i L_{\text{eff}}\sqrt{|\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|}e^{-(1/2)\alpha_{\text{eff}}L_i}}.\end{aligned} \tag{A7}$$

Combining (5a), (5b), and (A7), the expression for the finesse of a RECAP can be derived to be

$$F = \frac{\pi\sqrt{|\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|}e^{-(1/2)\alpha_{\text{eff}}L_i}}{1 - |\Gamma_{n0}||\Gamma_{p0}|e^{-\alpha_{\text{eff}}L_i}}. \tag{A8}$$

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank B. D. Young and B. I. Miller for their support in the material growth.

REFERENCES

[1] Y.-G. Wey, K. S. Giboney, J. E. Bowers, M. J. W. Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarajan, and G. Y. Robinson, "108-GHz GaInAs/InP p-i-n photodiodes with integrated bias tees and matched resistors," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 5, pp. 1310–1312, Nov. 1993.

[2] K. Giboney, R. Nagarajan, T. Reynolds, S. Allen, R. Mirin, M. Rodwell, and J. E. Bowers, "172 GHz, 42% quantum efficiency p-i-n travelling-wave photodetector," in *52nd Dev. Res. Conf.*, Boulder, CO, July 20–22, 1994.

[3] R. Kuchibhotla, A. Srinivasan, J. C. Campbell, C. Lei, D. Deppe, Y. S. He, and B. G. Streetman, "Low voltage high gain resonant cavity avalanche photodiode," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 3, pp. 354–356, 1991.

[4] C. C. Barron, C. J. Mahon, B. J. Thibeault, G. Wang, W. Jiang, L. A. Coldren, and J. E. Bowers, "Resonant-cavity enhanced p-i-n photodetector with 17 GHz bandwidth-efficiency product," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1796–1797, 1994.

[5] A. Chin and T. Y. Chang, "Enhancement of quantum-efficiency in thin photodiodes through absorptive resonance," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 321–328, 1991.

[6] K. Kishino, S. Unlu, J.-I. Chyi, J. Reed, L. Arsenault, and H. Morkoc, "Resonant cavity-enhanced (RCE) photodetectors," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 2025–2034, 1991.

[7] I.-H. Tan, J. J. Dudley, D. I. Babic, D. Cohen, B. Young, E. L. Hu, J. E. Bowers, B. I. Miller, U. Koren, and M. G. Young, "High quantum efficiency and narrow absorption bandwidth of the wafer-fused resonant $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ photodetectors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 811–813, 1994.

[8] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics.* Oxford, England: Pergamon, 1991, pp. 66–70.

[9] E. Hecht and A. Zajac, *Optics.* Reading, MA: Addison-Wesley, 1974.

[10] Z. L. Liau and D. E. Mull, "Wafer fusion: A novel technique for optoelectronic device fabrication and integration," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 737–739, 1990.

[11] H. Wada, Y. Ogawa, and T. Kamijoh, "Electrical characteristics of directly-bonded GaAs and InP," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 738–740, 1993.

[12] R. J. Ram, L. Yang, K. Nauka, Y. M. Houng, M. Ludowise, D. E. Mars, J. J. Dudley, and S. Y. Wang, "Analysis of wafer fusing for 1.3 μm vertical cavity surface emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 2474–2476, 1993.

[13] J. J. Dudley, D. I. Babić, R. Mirin, L. Yang, B. I. Miller, R. J. Ram, T. Reynolds, E. L. Hu, and J. E. Bowers, "Low threshold, wafer fused long wavelength vertical cavity lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 1–3, 1994.

[14] D. I. Babić and S. W. Corzine, "Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 514–524, 1992.

[15] S. Adachi, "GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 58, pp. R1–29, 1985.

[16] ——, "Refractive indices of III–V compounds: Key properties of InGaAsP relevant to device design," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, pp. 5863–5869, 1982.

[17] S. W. Corzine, R. H. Yan, and L. A. Coldren, "A tanh substitution for the analysis of abrupt and graded interface multilayer dielectric stacks," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 2086–2090, 1991.

[18] M. S. Ünlü, K. Kishino, H. J. Liaw, and H. Morkoç, "A theoretical study of resonant cavity-enhanced photodetectors with Ge and Si active regions," *J. Appl. Phys.*, vol. 71, pp. 4049–4058, 1992.

[19] R. D. Dupuis, J. C. Campbell, and J. R. Velebir, "Planar InGaAs PIN photodetectors grown by metalorganic chemical vapor deposition," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 1, pp. 48–50, 1986.

[20] I.-H. Tan, E. L. Hu, J. E. Bowers, and B. I. Miller, "Modeling and performance of wafer-fused resonant $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ photodetectors," *IEEE J. Quantum Electron.*, to be published.

S. S. Murtaza, photograph and biography not available at the time of publication.

I.-H. Tan, photograph and biography not available at the time of publication.

J. E. Bowers, photograph and biography not available at the time of publication.

E. L. Hu, photograph and biography not available at the time of publication.

K. A. Anselm, photograph and biography not available at the time of publication.

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.

M. R. Islam, photograph and biography not available at the time of publication.

R. V. Chelakara, photograph and biography not available at the time of publication.

R. D. Dupuis, photograph and biography not available at the time of publication.

B. G. Streetman, photograph and biography not available at the time of publication.

J. C. Campbell, photograph and biography not available at the time of publication.

Authorized licensed use limited to: Technische Universitaet Berlin. Downloaded on July 02,2021 at 15:24:51 UTC from IEEE Xplore. Restrictions apply.