

1550nm 帯多重積層量子ドット構造の超高速全光信号
処理集積素子への応用に関する研究

Study on the application of 1550nm-band highly-stacked
quantum dots structure to ultra-fast all-optical signal
processing integrated devices

2015 年 2 月

松本 敦

Atsushi MATSUMOTO

1550nm 帯多重積層量子ドット構造の超高速全光信号
処理集積素子への応用に関する研究

Study on the application of 1550nm-band highly-stacked
quantum dots structure to ultra-fast all-optical signal
processing integrated devices

2015 年 2 月

早稲田大学大学院 先進理工学研究科

電気・情報生命専攻 機能フォトニクス研究

松本 敦

Atsushi MATSUMOTO

第1章 序論	・・・1
1.1 研究背景	・・・1
1.2 本研究の目的	・・・9
1.3 本論文の構成	・・・10
第2章 光論理ゲート素子用半導体光増幅器 (SOA) の高速動作指針の理論解析	・・・17
2.1 はじめに	・・・17
2.2 光論理ゲート素子の構造と動作原理	・・・17
2.3 Bulk / QD - SOA の解析方法	・・・21
2.4 Bulk-SOA の高速動作への設計指針と QD-SOA との応答速度の比較	・・・30
2.5 半導体光増幅器のマイケルソン干渉計型波長変換素子への応用	・・・43
2.6 第2章まとめ	・・・48
第3章 量子ドット(QD)-SOA を用いた光論理ゲート素子の超高速動作に向けた設計指針	・・・52
3.1 はじめに	・・・52
3.2 光論理ゲート素子の出力特性に関する数値解析方法	・・・52
3.3 QD-SOA の論理動作へ向けた設計指針	・・・54
3.4 光論理ゲート素子の設計指針	・・・60
3.5 第3章まとめ	・・・70
第4章 多重積層 QD 構造 SOA の作製と特性評価	・・・73
4.1 はじめに	・・・73
4.2 InP(311)B 基板上の多重積層量子ドット構造	・・・74
4.3 20層積層量子ドット半導体光増幅器の作製	・・・76
4.4 量子ドット半導体光増幅器の評価	・・・96
4.5 QD-SOA の評価結果の考察	・・・112
4.6 第4章まとめ	・・・121
第5章 多重積層 QD 成長ウェハへのモノリシック集積化技術の検討	・・・125
5.1 はじめに	・・・125
5.2 QD 構造の組成混晶化 (QDI)	・・・126
5.3 QDI によるリング共振器波長選択フィルタの設計・作製・評価	・・・138
5.4 ポリマー材料によるモノリシック集積とリング共振器フィルタの設計	・・・148
5.5 ポリマーリング共振器波長選択フィルタの作製・評価	・・・160
5.6 第5章まとめ	・・・162

第 6 章 光論理ゲート素子集積化に向けた検討	・・・166
6.1 はじめに	・・・166
6.2 集積化への課題	・・・166
6.3 全光信号処理集積デバイスの作製指針	・・・172
6.4 光論理ゲート素子の集積による光信号処理デバイスへの展望	・・・172
6.5 第 6 章まとめ	・・・176
第 7 章 結論	・・・178
7.1 本論文のまとめと今後の課題	・・・178
謝辞	・・・181
研究業績一覧	・・・182

第1章 序論

1.1 研究背景

近年、スマートフォンやクラウドサービスなどの様々なサービスの普及に伴って通信トラフィックが急激に増大しており、年率1.4倍の伸びで日本のトラフィック量が増加している[1-1]。図1.1.1に固定通信・移動通信トラフィックの推移を示す[1-1]。図1.1.1にあるように、固定通信では、直近1年間で約40%の増加、そして移動通信のトラフィックは同様に直近1年間に約70%の増加となっており、特にスマートフォンのサービスに伴うトラフィックの増加は顕著である。

ネットワークの中継ノードでは電子回路によるルータが使われており、そこでは伝送される光信号をいったん電気信号に変換し、信号処理をした後、再度光信号に変換し、転送処理をする。図1.1.2にJuniper社のコアルータのスループットと単位スループット辺りの消費電力の推移を示す[1-2]。また、図1.1.3に日本におけるネットワークルータの年間消費電力量とLSIの駆動電圧の推移予測のグラフを示す[1-3]。図1.1.2にあるように、コアルータのスループットは向上してきているものの、飽和傾向であることがわかる。Juniper社コアルータの単位スループット辺りの消費電力は低下してきていることがわかるが、これは処理能力の向上と、図1.1.3に示したように、LSIの駆動電圧が低減されてきていることに起因するものと考えられる。しかしながら、消費電力で換算すると、年々消費電力は上昇してきている。

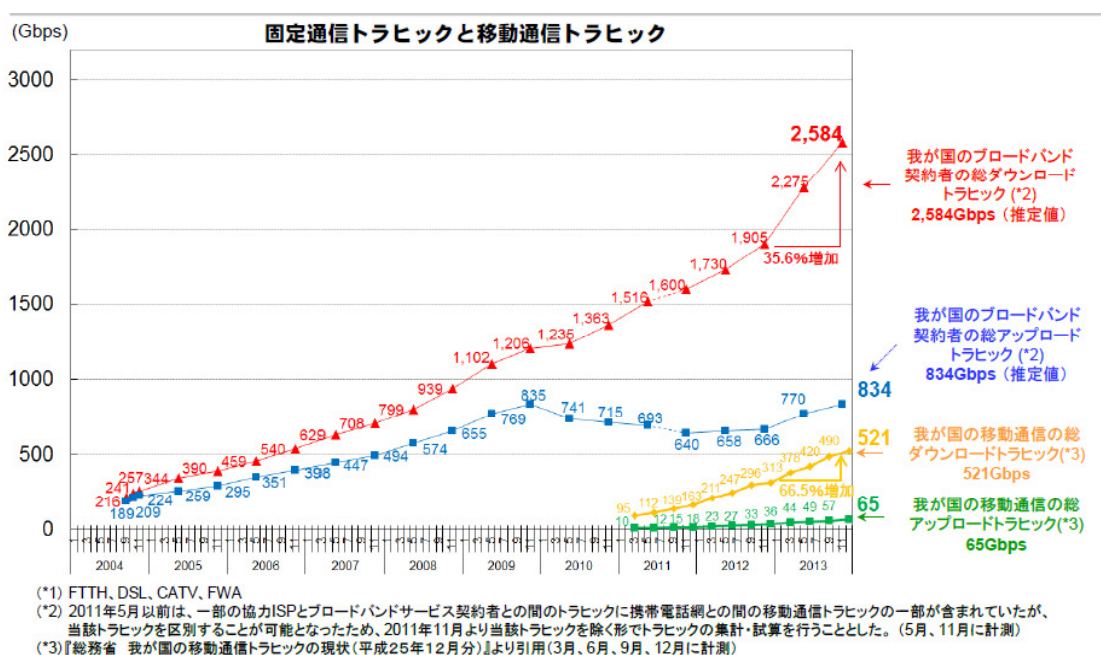


図1.1.1 固定・移動通信トラフィックの推移。[1-1]

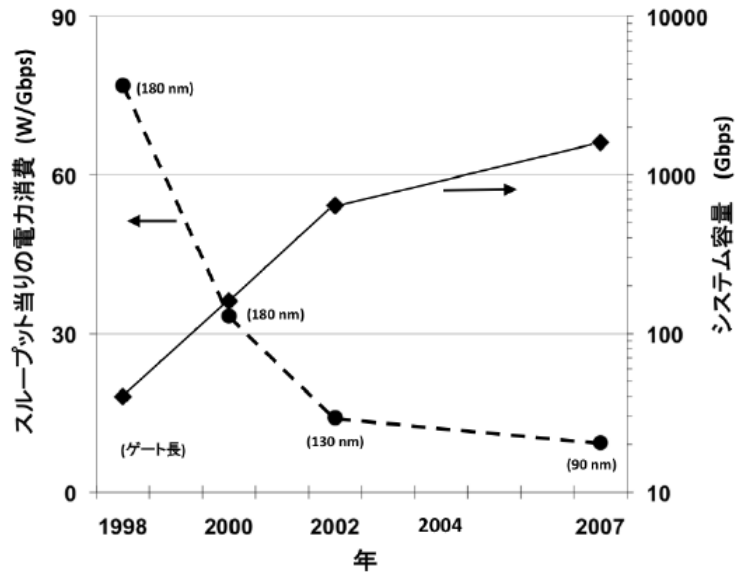


図 1.1.2 Juniper 社のコアルータのスループットと単位スループット辺りの消費電力の推移。^[1-2]

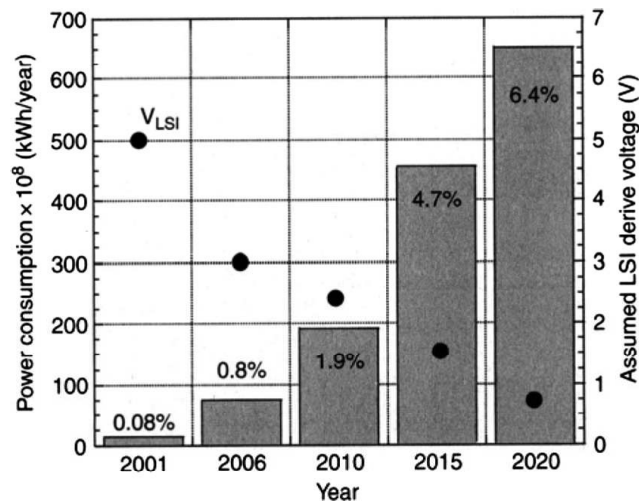


図 1.1.3 日本におけるネットワークルータの年間消費電力量と LSI の駆動電圧の推移予測。^[1-3]

このため、今後のトラフィックの増大を考慮すると、さらなる信号処理・転送能力の向上が必要となるが、電子ルータの高速化は並列化や回路の大規模化による消費電力の増大が懸念される。そこで、電気信号への変換を介さず光領域で信号を処理する全光ネットワーク化により、消費電力の低減、信号処理能力の向上を図る研究が様々な研究機関でされている。

図 1.1.4 に日本におけるルータ消費電力と全インターネットトラフィックの予測を示す[1-4]。この図 1.1.4 の予測は、図 1.1.1, 図 1.1.3 に示されたトラフィック量の集計と LSI の駆動電圧の推移を加味した上で、予測を行っているという点が特徴である。この予測によると、LSI の駆動電力が 0.8V となり、トラフィック量も年率 40% の増加から 20% の増加に落ち着いた状態において、2020 年のルータの年間消費電力量は 800 億 kWh (80 TWh) と見積もられており、また、2030 年では、5,000 億 kWh (500 TWh) と見積もられている。2005 年の年間総発電量はこのグラフからほぼ 10,000 億 kWh (1,000 TWh) であり、参考文献[1-5]によると、2012 年における日本国内の年間総発電量は、9,160 億 kWh (916 TWh) である。2020 年と 2030 年の日本の年間総発電量に占めるルータの消費電力の割合はそれぞれ、8.7%, 54.6% と見積もられる。一方、図 1.1.5 にユーザ辺りの平均アクセス速度とユーザ辺りの消費電力を示す[1-6]。また、図 1.1.6 に日本のブロードバンドサービスの契約数と、ブロードバンドサービス 1 契約辺りのダウンロードトラフィック量の推移を示した [1-7]。参考文献[1-6]と図 1.1.5 によると、ユーザ辺りの平均アクセス速度が 4 Mb/s を超えるとネットワーク機器に占めるルータの消費電力が大半になることが指摘されている。図 1.1.6 によると、現在の日本のユーザ辺りの平均トラフィック量は約 100 kb/s である。上述したように、年 40% の割合で増加すると仮定すると、12 年後に、参考文献[1-6] が指摘したルータの消費電力が支配的になる見込みとなる。すなわち、2020 年前半に該当すると考えられ、この予測は参考文献[1-4]で、図 1.1.4 に示した予測とも符合する。

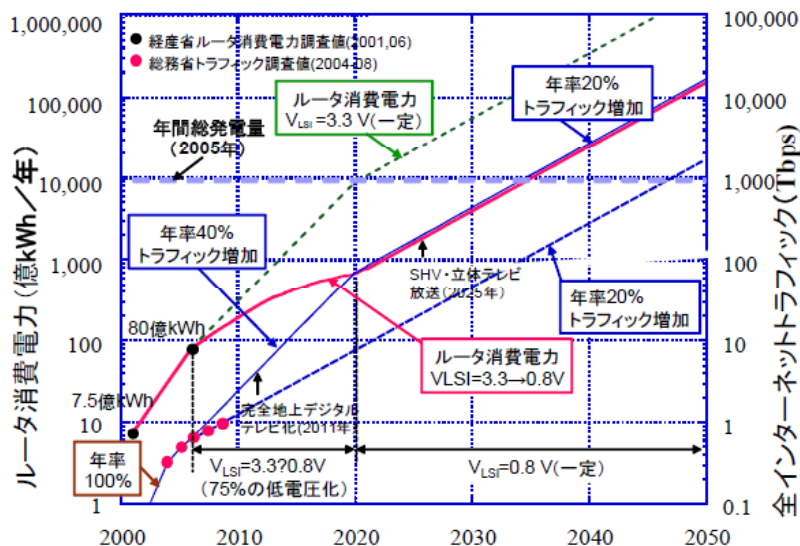


図 1.1.4 日本におけるネットワークルータの年間消費電力量と全インターネットトラフィックの予測。 [1-4]

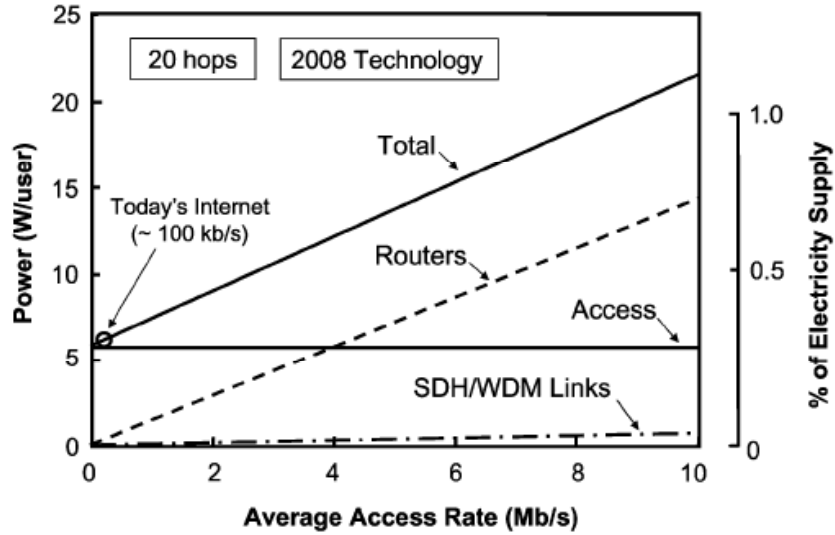


図 1.1.5 ユーザ辺りの平均アクセス速度とユーザ辺りの消費電力。^[1-6]

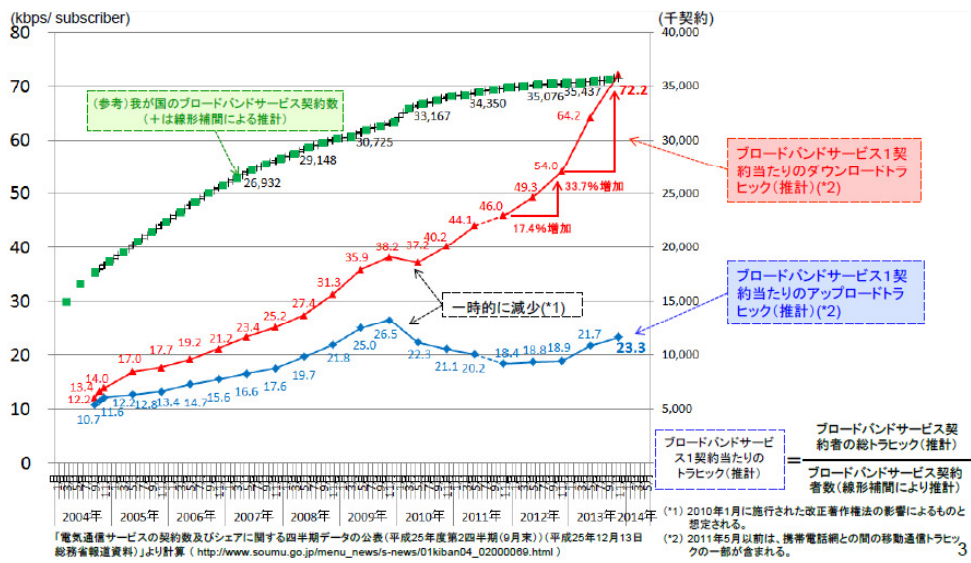


図 1.1.6 日本のブロードバンドサービスの契約数と、ブロードバンドサービス1契約辺りのダウンロードトラフィック量の推移。^[1-7]

産業技術総合研究所らが主に進める従来のパケットネットワークと光パスネットワークの統合ネットワークを導入した場合の消費電力削減効果が報告されている[1-8]。この報告書にある光パス・パケット統合ネットワーク導入における年間消費電力の推移予測のグラフを図 1.1.7 に示す[1-8]。この予測では、2030 年における従来ネットワークにおける年間の消費電力量は約 250 TWh (2,500 億 kWh)であり、上述した資料による値の約半分であることを注意する必要がある。この試算の前提として、光パス網の導入とともに、従来ネットワークとの最適な切り替えが実行出来る装置の導入という点があるが、2030 年において、30%後半から 50%程度まで、消費電力が削減可能であると試算している。参考文献[1-9]によると、日本の原子力発電所一基辺りの年間発電量は 70 億 kWh (7 TWh)であるので、図 1.1.7 より、消費電力の削減効果を約 140 TWh とすると、原子力発電所 20 基分の電力量に相当することになる。また、参考文献[1-9]にある発電原価を参考にすると、石油による火力発電では、¥10.2/kWh であるので、1 兆 2800 億円、原子力発電では、¥5.9/kWh より、8260 億円のコスト削減と見積もられる。このようなコスト削減効果や、原子力発電所 20 基分の省エネ効果は非常にインパクトが大きいと考えられ、逆に既存のネットワークに依存した場合、経済的な観点や CO₂ などの環境的な観点からも非常に問題であることがわかる。

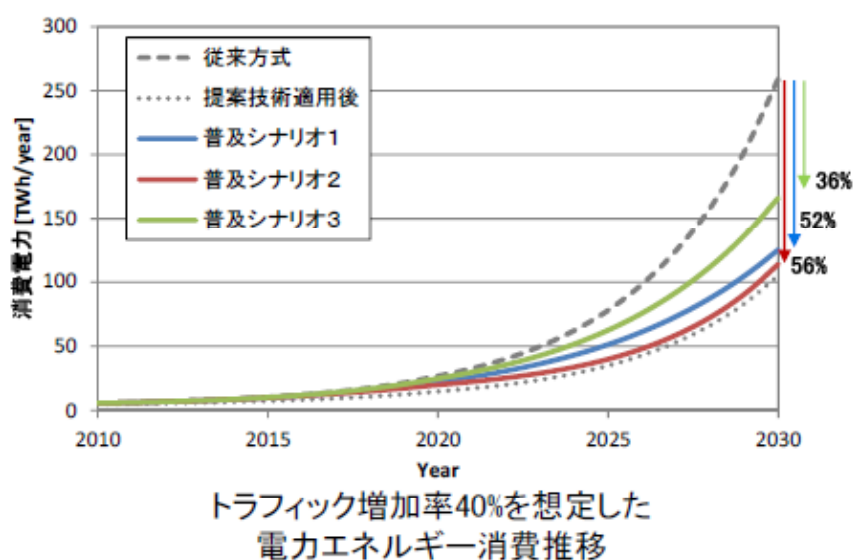
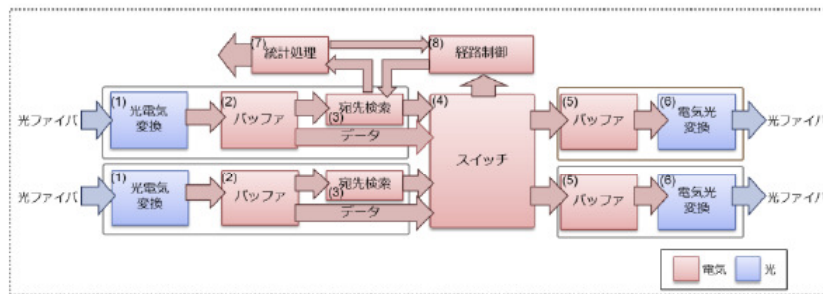
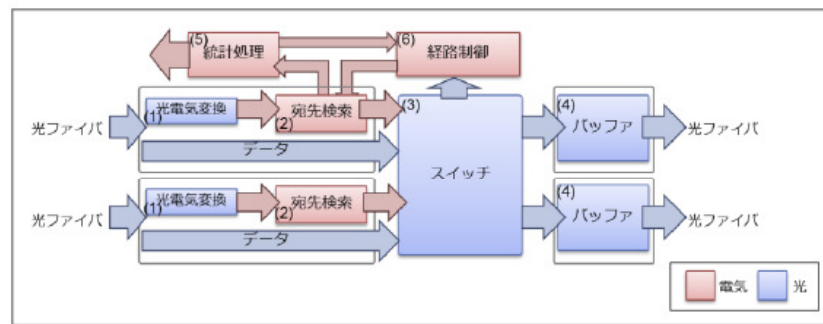


図 1.1.7 光パス・パケット網を導入した場合において、日本のトラフィック量が年 40%増加した場合における年間消費電力量の推移。[1-8]

このように、光パス・パケット網の導入においてもその効果が明らかであるが、全光処理による全光ネットワークを実現することで、消費電力量もさらに1桁以上の削減が期待出来るのではないかと考えられる。図1.1.8 (a) にインターネットルータの内部構造と (b) に光パケット交換システムの内部構造を示す[1-10]。ルータの内部構造はこのようになっており、構成要素としては、バッファ、スイッチ、宛先検索処理などである。参考文献[1-10]では、スイッチ、バッファを光化し、宛先検索・制御については電気的な処理を行うというシステムである。図1.1.9では、高性能コアルータにおける各構成要素の消費電力の内訳を示した[1-6]。この図によると、電源や冷却ファンの消費電力の次に大きいのが宛先検索制御の信号処理部分になる。この信号処理部は、電気的処理が現実的であり、多くの研究グループでは電気的に信号処理を行うように進めている。しかしながら、将来的な全光ネットワークを実現するためには、この信号処理部の光化が必要不可欠である。光信号処理デバイスとしては、波長変換、ラベル認識、ビットパターンマッチング、On/Offゲートなどが必要であると考えられる[1-11]-[1-13]。参考文献[1-14]で示されている報告では、SOAとPDを集積した光集積素子を用い、光ラベルからOE変換したラベルデータを電気的なルーティングテーブルと比較演算し、ラベルデータを波長変換による書き換えを行い、波長によるゲートデバイスでルーティングを行うというシステムである。また、参考文献[1-15], [1-16]では、AWGを用いて、自己相関・相互相関を用いる手法により、ラベルの判定処理を行い、ルーティングを実施するというような方法が検討されている。このような研究状況の中で、光論理ゲート素子により上記のような機能を実現でき、さらに集積し、組み合わせることでフリップフロップや、加算器などの高機能化が期待できることから、本研究では光信号処理集デバイスの一例としてこの光論理ゲート素子に注目することとした。



(a) インターネットルータの内部構造



(b) 光パケット交換システムの内部構造

図 1.1.8 インターネットルータの内部構造と光パケット交換システムの内部構造。 [1-10]

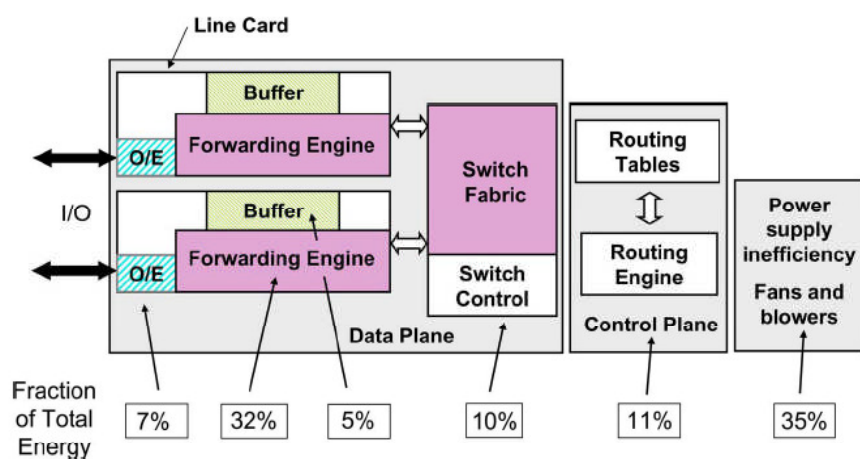


図 1.1.9 高性能コアルータにおける各構成要素の消費電力内訳。 [1-6]

従来、光論理ゲート素子は光ファイバや半導体光増幅器（SOA）の非線形性を用いて様々な方法が提案され、報告されている[1-17]-[1-23]。

光ファイバを用いた構成[1-17]はファイバ長を増加させることで非常に大きな非線形効果を得ることが可能な点が特徴であり、構成が簡易であるという点が利点であるものの、入力光の強度を大きくする必要がある点や小型化が困難である点が欠点である。図 1.1.10 はファイバ型で NOLM（Nonlinear optical loop mirrors）を用いた光論理ゲート素子を引用したものである[1-17]。この図 1.1.10 の素子では 10 Gb/s の論理動作が確認されている。

単一の SOA を用いた光論理ゲート素子の SOA モジュールとその他の光学モジュールを使用した構成[1-18]-[1-20]では、SOA において XGM（Cross Gain Modulation）や FWM（Four Wave Mixing）というような物理現象を動作原理とし、SOA の利得により信号光を増幅させることが出来る点や、構成が簡易である点が特徴である。しかしながら、大きな消光比を得ることがやや難しい点と、それぞれ独立したモジュールを使用しているため、小型・コンパクト化が難しいのが課題である。図 1.1.11 に単一 SOA 型の光論理ゲート素子の例を示した[1-23]。SOA とフィルタのモジュールを用いた構成で XGM と FWM を利用し、10 Gb/s の論理動作を実証している。

SOA とマッハツェンダ干渉計やマイケルソン干渉計を用いて相互位相変調（XPM）を動作原理とする素子[1-21]-[1-24]では、高消光比であり、40Gb/s 程度の高速応答性というような様々な利点があるものの、各マッハツェンダなどの干渉計のアーム部における SOA を全く同じ特性で作製し、位相を精密に制御する必要があるという点が非常に難点であると考えられる。図 1.1.12 はマイケルソン干渉計を用いた光論理ゲート素子の例である[1-21]。チップ化されているため小型な素子となっている点が特徴であり、10 Gb/s の信号光で 13 dB 程度の消光比が得られているものの、その素子作製は高い作製精度が要求される。

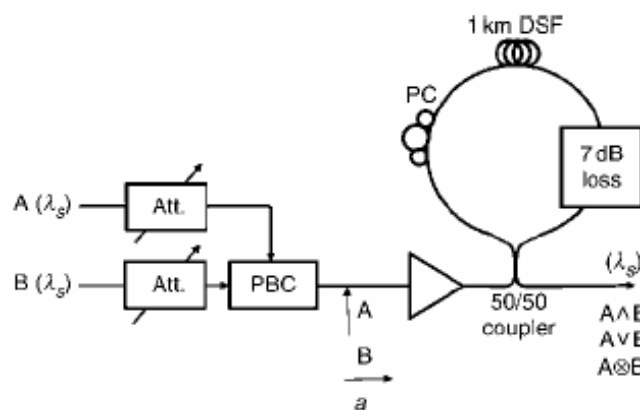


図 1.1.10 ファイバ型（NOLM 構成）の光論理ゲート素子の例。 [1-14]

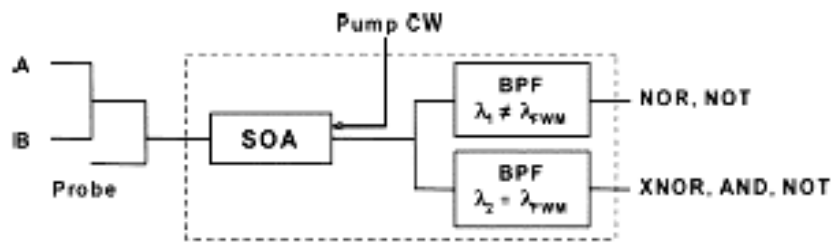


図 1.1.11 単一 SOA 型の光論理ゲート素子の例。^[1-16]

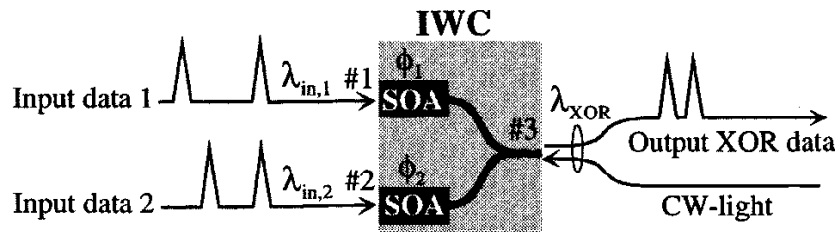


図 1.1.12 SOA-マイケルソン干渉計型の光論理ゲート素子の例。^[1-18]

1.2 本研究の目的

そこで本論文では、コンパクトで、光源や受光素子などのデバイスとの集積が容易な光論理ゲート素子を実現するために、高い非線形特性を有すると期待される量子ドット (Quantum dots: QD) に着目し、QD を用いた SOA とリング共振器を InP 基板上に集積し、SOA の相互利得変調 (XGM)、四光波混合 (FWM) とリング共振器のフィルタ特性を利用した波長変換型の光論理ゲート (XNOR、AND、NOT、NOR) 素子を提案し、まず数値解析によりその有用性を明らかにした。

この提案した光論理ゲート素子のような光信号処理集積デバイスを従来のバルクや多重量子井戸 (MQW: Multi Quantum Well) による SOA を用いて作製した場合には大きく二つの技術課題があると考えられる。SOA は通常、40Gb/s 程度の信号速度になるとパターン効果により、出力光信号が歪んでしまうという問題がある。その問題の解決方法の一つとして、アシスト光の導入が試されているが、素子構成が複雑になるという問題があった。そこで QD 構造を SOA に採用することで非常に高速な信号処理が可能になると想定

される。GaAs 基板を用いた 1300 nm 帯の QD-SOA により 40Gb/s を超える高速な信号処理が可能であるという報告が既にされており、本論文においてもその QD 構造を光論理ゲート素子に応用することを検討する。本論文で新たに提案した光論理ゲート素子は 1550 nm 帯で動作するものを考えているが、その 1550 nm 帯で動作する良好な構造の QD-SOA を作製することは難しいということがまず一つ目の大きな技術課題である。従来報告などについてはもう少し詳しく第 4 章の 4.1 節において記述する。本論文では、InP(311)B 基板上に歪補償技術を用いて分子線エピタキシャル法 (MBE : Molecular Beam Epitaxy) でエピタキシャル成長した多重積層量子ドット [1-25], [1-26]に注目した。この歪補償技術を用いた InP(311)B 基板上の QD 構造は等方性の偏平的な半球状の形状をしており、積層方向においても QD がきれいに整列して成長されていることが特徴である。また、InP(311)B 基板上に 30 層積層した QD 構造に共振器を導入して 1550 nm 帯で CW レーザ発振が報告されている[1-27], [1-28]。100 層以上の多層に積層することが可能なため、大きな利得を得ることが可能であると考えられ、また高い非線形特性も有すると期待される。そこで、InP(311)B 基板を使用した 1550nm 帯多重積層 QD-SOA を作製し、高利得かつ、高速動作可能であることを実証することが本論文の目的の一つである。

また、この 1550 nm 帯 QD-SOA を用いた光論理ゲート素子などの全光信号処理集積デバイスに応用するためにはパッシブデバイスとの集積化技術が重要であり、それが二つ目の技術課題であると考えられる。提案した光論理ゲート素子のリング共振器のようなパッシブ素子を集積するには、結晶再成長などの種々の方法がある。本研究では、量子ドット組成混晶化 (QDI : QD Intermixing) 技術に注目した。この技術は、従来主に MQW 構造に用いられてきているものであり、非常にシンプルな方法でバンドギャップを変化させ、発光波長をブルーシフトさせることで動作波長を透明化させることが出来る手法である。GaAs 系の QD において、高温処理により組成混晶化させた報告はあるものの、InP 系で比較的低温処理により組成混晶化させ、バンドギャップを変化させた報告例はあまり多くない。本研究では、この 1550 nm 帯での QDI 技術を確立させ、新たに提案した 1550 nm 帯で動作可能な光論理ゲート素子などの全光信号処理集積デバイスの実現に資することを明らかにし、1550 nm 帯の全光ネットワークシステム構築のための基盤技術を確立することを目的とする。

1.3 本論文の構成

本論文は、将来の超高速・低消費電力な全光ネットワークを構築するために新たに創出・実用化すべき全光信号処理集積デバイスの一つとして全光論理ゲート素子の実現のための基礎研究の成果をまとめたものであり、以下に概略を述べるように全 7 章で構

成される。各章の関連を図 1.1.13 に示す。

第 1 章では、全光信号処理に関する従来報告例を示し、研究開発状況について説明した。近年の通信ネットワークにおける情報量の増加とそれに伴うネットワーク機器における消費電力の増大に対して、次世代の全光ネットワーク構築によりそれらの課題の解決が期待されている。本論文では、そのためのキーとなる全光信号処理用光デバイスに注目した。ネットワークの中継ノードにおける電子処理を電気信号に変換せず、光信号のまま処理する研究が様々な研究機関で行われており、これらの報告例から解決すべき課題を明らかにした。そして、本論文では新たに光論理ゲート素子を提案し、このデバイスの全光信号処理における意義とその研究目的について明らかにした。また、本論文の構成と第 2 章以降の内容の概要についても述べる。

第 2 章では、全光ネットワークのノードでのラベル判定などの超高速全光信号処理を可能とする光デバイスとして、半導体光増幅器(SOA: Semiconductor Optical Amplifier)と二重リング共振器フィルタを集積した構造の光論理ゲート素子を提案し、その SOA と二重リング共振器をモノリシックに集積した全光論理ゲート素子の特徴や動作原理などを述べた。この第 2 章では特に SOA に注目し、特性解析する手法としてレート方程式を用いた伝達行列法を用いたが、擬フェルミ準位を逐次計算し、スペクトルホールバーニングを考慮して利得スペクトルを算出することで、より正確な利得スペクトルを反映できるようにした点が特徴である。Bulk-SOA で素子設計や外部注入光であるアシスト光による効果により、 ~ 25 ps 程度まで利得回復時間を短縮出来ることを示したが、SOA の活性層を QD 構造を採用し、注入電流密度を 15 kA/cm^2 程度にすることで利得回復時間を ~ 7 ps まで短縮可能であることを示した。上述したアシスト光を用いて Bulk-SOA の高速応答化を図る方法についてはすでに報告例があるものの、詳細に検討した報告例は少なく、またどの程度までの高速応答化が可能であるかを検討することは重要であると考えられ、提案した光論理ゲート素子において 160 Gb/s 程度の超高速動作をさせるためには QD-SOA を用いる必要があることを理論解析により明らかにした。

第 3 章では第 2 章で提案した SOA と二重リング共振器フィルタをモノリシック集積した素子の特性を数値解析によって明らかにすることで超高速動作可能な設計指針を示し、 160 Gb/s の信号速度の超高速動作の可能性が十分期待できることを示した。光論理ゲート素子の出力光の特性を解析するために、QD-SOA からの出力光を FFT により変換した結果とリング共振器フィルタの伝達特性を演算させることにより光論理ゲート素子の出力が計算出来るようにプログラムを構築した。そして、光論理ゲート素子を構成する QD-SOA と二重リング共振器フィルタについて、大きな XGM と FWM 強度が必要であるという点と、広い透過帯域幅、平坦性、そして比較的高い透過コントラストが必要であるという点から、デバイスの設計指針を示し、 160 Gb/s の信号速度に対しても十分論理ゲート動作が可能であるフィルタ特性が得られることを明らかにした。光論理ゲート素子の出力光に関して、消光比 16.7 dB 、アイ開口率 98.0% の良好な出力光アイパターンの波形が

得られることを示し、明らかにした設計指針により超高速で良好な論理動作が期待されることを示した。

第4章では、QD-SOA のデバイス作製とその特性評価について述べた。超高速な光信号処理デバイスの実現に向け、1550 nm 帯での動作や超高速動作することを示す必要があるが、この問題を解決するために InP(311)B 基板を用いた歪補償技術による QD 成長ウェハを用いた。このウェハは、InP 系組成で量子効果の発現に優れた半球状の QD 構造が得られ、かつ、20 層以上の多層・高密度 QD 構造も可能である。QD-SOA のその高速動作性や利点については、GaAs 基板上に成長した 1300 nm 帯で動作する QD-SOA により既に数多く報告されているものの、InP 系による 1550 nm 帯で動作する QD-SOA の報告例は非常に少ない。InP 系では QD の成長は難しく、量子細線的な構造の量子ダッシュ (QDash : Quantum Dash) 構造になってしまうことがその要因[1-29], [1-30]である。本論文では、実際に QD-SOA を作製し、1550 nm 帯で高利得が得られることを実証した。また、InP (311) B 基板上の QD-SOA におけるキャリア遷移時間を評価し、QD 内の上のエネルギー準位から基底準位に遷移するキャリア遷移時間が 1 ps 程度であることを示し、400 Gb/s 程度の超高速な RZ 信号においても動作が期待されることを実験的に示した。これらを明らかにしたことについては未だ報告例がなく、学術的な観点から重要であると考えられる。

第5章では、パッシブ素子であるリング共振器フィルタを QD-SOA と同一基板上に集積させる技術について述べた。集積化技術には種々の方法があるが、特に量子井戸でよく使用される集積化技術である組成混晶化の手法をまだ非常に報告例の少ない 1550 nm 帯 QD 構造に適用し、QDI 技術を確立した。本論文で採用した組成混晶化の方法は、ICP-RIE 装置を用いた Ar プラズマの照射によるダメージングと急速加熱法により実現するため、非常に簡易的であり、一般的な装置で作製可能であることも大きな特徴の一つである。この QDI 技術により、QD の発光波長を 150 nm 程度短波長化させ、1550 nm 帯の光に対し十分透明化させることが出来ることを実証した。そして、QDI を用いて実際にリング共振器フィルタを作製し、透過コントラスト 9 dB のフィルタ機能を有することを示し、光信号処理デバイスへの集積化にこの技術が有用であることを明らかにした。

第6章では、全光信号処理集積デバイスや光論理ゲート素子実現に向けた QD-SOA とリング共振器フィルタの集積化に関して述べた。前章までで明らかにし、実証してきた技術を光論理ゲート素子へ応用し、その際の課題についてもまとめ、全光信号処理集積デバイスの作製指針を示した。

最終の第7章では本論文で述べた内容を総括した。本論文で実証した InP(311)B 基板を用いて 1550 nm 帯で動作する QD-SOA とその高速動作性について、改めてその意義を述べるとともに、光信号処理デバイスへの集積に非常に有用な QDI 技術の重要性を述べ、本論文で行った研究が超高速全光ネットワーク実現に向けた光信号処理集積デバイスの創出のために非常に有用であることをまとめた。

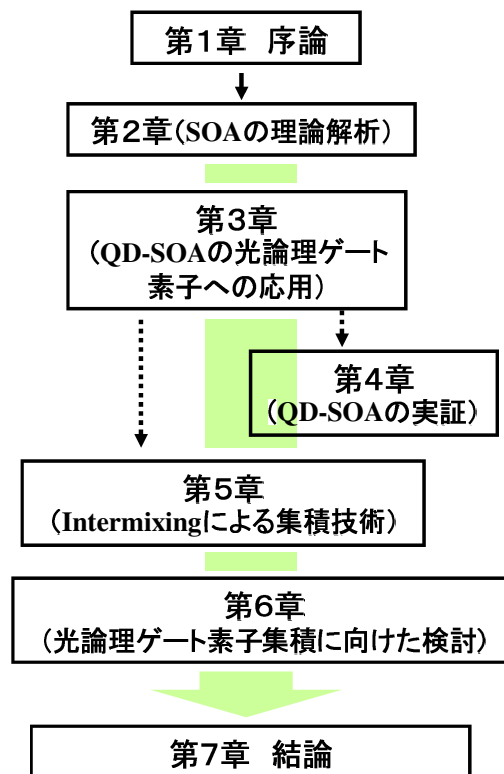


図 1.1.13 本論文の構成

第1章 参考文献

- [1-1] 総務省 総合通信基盤局, 「我が国のインターネットにおけるトラフィック総量の把握」、pp. 2, H26 3/14。
- [1-2] 一般財団法人 テレコム先端技術研究支援センター, 「最近のフォトニックネットワーク技術の進展 報告書」, pp.6, H25 3 月。
- [1-3] O. Wada, “Recent Progress in Semiconductor-Based Photonic Signal-Processing Devices”, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 17, no. 2, pp.309-319, 2011.
- [1-4] NEDO, 「グリーンネットワーク・システム技術研究開発プロジェクト (グリーンITプロジェクト) における「サーバにおける情報と電力のダイナミックフロー観測技術、電源のアダプティブマネジメントの要素技術及び電源システムの最適設計」

- に係わる調査研究」、平成 20 年度成果報告書資料。
- [1-5] 資源エネルギー庁, 「H25 度エネルギー白書」, pp.17, H25.
- [1-6] R. S Tucker, R. Parthiban, J. Baliga, K. Hinton, R. W. A. Ayre, and W. V. Sorin, “Evolution of WDM Optical IP Networks: A Cost and Energy Perspective”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 27, no. 3, pp. 243-252, 2009.
- [1-7] 総務省 総合通信基盤局, 「我が国のインターネットにおけるトラフィック総量の把握」、pp. 3, H26 3/14.
- [1-8] NEDO 「グリーンネットワーク・システム技術研究開発プロジェクト（グリーン IT プロジェクト） 革新的省エネルギーネットワーク・ルータ技術の研究開発 IT 社会を遠望した、情報の流れと情報量の調査研究 社会インフラとしてのネットワークのモデル設計と総合評価」、平成 20 年度—平成 24 年度成果報告書資料。
- [1-9] 資源エネルギー庁, 「我が国の原子力発電の現状と原子力政策」2003 年。
- [1-10] NICT, ルネサスエレクトロニクス(株), プレスリリース, H26, 3/4。
- [1-11] C. Joergensen, S. L. Danielsen, T. Durhuus, B. Mikkelsen, K. E. Stubkjaer, N. Vodjdani, F. Ratovelomanana, A. Enard, G. Glastre, D. Rondi, and R. Blondeau, “Wavelength Conversion by Optimized Monolithic Integrated Mach-Zehnder Interferometer”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 4, pp. 521-523, 1996.
- [1-12] J. A. Summers, M. L. Mašanović, V. Lal, and D. J. Blumenthal, “A Monolithic All-Optical Push–Pull Wavelength Converter”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 21, pp. 1768-1770, 2007.
- [1-13] V. Lal, M. L. Mašanović, J. A. Summers, G. Fish, and D. J. Blumenthal, “Monolithic Wavelength Converters for High-Speed Packet-Switched Optical Networks”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 1, pp.49-57, 2007.
- [1-14] B. R. Koch, Z. Hu, J. E. Bowers, and D. J. Blumenthal, “Payload-Envelope Detection and Label-Detection Integrated Photonic Circuit for Asynchronous Variable-Length Optical-Packet Switching With 40-Gb/s RZ Payloads and 10-Gb/s NRZ Labels”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 9, pp.3409-3417, 2006.
- [1-15] G. Cincotti, N. Wada, and K. Kitayama, “Characterization of a Full Encoder/Decoder in the AWG Configuration for Code-Based Photonic Routers—Part I: Modeling and Design”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 1, pp. 103-112, 2006.
- [1-16] N. Kataoka, K. Sone, N. Wada, Y. Aoki, S. Kinoshita, H. Onaka, T. Miyazaki, and K. Kitayama, “Experimental Demonstration of Multicast-capable Variable Bandwidth Colored Packet Switching using SOA Switch and Stacked OC Label Processing”, *Proc. OFC/NFOEC 2008, OThA3*, 2008.
- [1-17] A. Bogoni, L. Poti, R. Proietti, G. Meloni, F. Ponzini, and P. Ghelfi, “Regenerative and reconfigurable all-optical logic gates for ultra-fast applications”, *Electron. Lett.*, vol. 41, no.

- 17, pp. 435-436, 2005.
- [1-18] J. Dong, X. Zhang, Y. Wang, J. Xu, and D. Huang, "40 Gbit/s reconfigurable photonic logic gates based on various nonlinearities in single SOA", *Electron. Lett.* vol. 43, no. 16, pp. 884-886, 2007.
- [1-19] G. Berrettini, A. Simi, A. Malacarne, A. Bogoni, and L. Potí, "Ultrafast Integrable and Reconfigurable XNOR, AND, NOR, and NOT Photonic Logic Gate", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 8, pp.917-919, 2006.
- [1-20] N. Deng, K Chan, C. Chan, and L. Chen, "An All-Optical XOR Logic Gate for High-Speed RZ-DPSK Signals by FWM in Semiconductor Optical Amplifier", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 12, no. 4, pp.702-707, 2006.
- [1-21] T. Fjelde, A. Kloch, D. Wolfson, B. Dagens, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt, and M. Renaud, "Novel Scheme for Simple Label-Swapping Employing XOR Logic in an Integrated Interferometric Wavelength Converter", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 7, pp.750-752, 2001.
- [1-22] H. Teimoori, D. Apostolopoulos, K. G. Vlachos, C. Ware, D. Petrantonakis, L. Stampoulidis, H. Avramopoulos, and D. Erasme, "Optical-Logic-Gate Aided Packet-Switching in Transparent Optical Networks", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 26, no. 16, pp.2848-2856, 2008.
- [1-23] Y. Ben Ezra, B. I. Lembrikov, and M. Haridim, "Ultrafast All-Optical Processor Based on Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 45, no. 1, pp.34-41, 2009.
- [1-24] J. M. Martinez, Y. Liu, R. Clavero, A. M. J. Koonen, J. Herrera, F. Ramos, H. J. S. Dorren, and J. Marti, "All-Optical Processing Based on a Logic XOR Gate and a Flip-Flop Memory for Packet-Switched Networks", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 17, pp.1316-1318, 2007.
- [1-25] K. Akahane, N. Yamamoto, S. Gozu, A. Ueta, and M. Tsuchiya, "Intense photoluminescence from highly stacked quantum dash structure fabricated by strain-compensation technique", *Physica E*, vol. 40, pp.1916-1919, 2008.
- [1-26] K. Akahane and N. Yamamoto, "Wide-band emissions from highly stacked quantum dot structure grown using the strain-compensation technique", *J. Cryst. Growth*, vol. 323, pp. 154 - 157, 2011.
- [1-27] K. Akahane, N. Yamamoto, and M. Tsuchiya, "Highly stacked quantum dot laser fabricated using a strain compensation technique," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 4, pp. 041121-1–041121-3, 2008.
- [1-28] K. Akahane, N. Yamamoto, and T. Kawanishi, "High characteristic temperature of highly stacked quantum-dot laser for 1.55- μm band," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, no. 2,

pp. 103–105, 2010.

- [1-29] A. Capua, S. O'Duill, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, J.P. Reithmaier, A. Somers, and A. Forchel, “Cross talk free multi channel processing of 10 Gbit/s data via four wave mixing in a 1550 nm InAs/InP quantum dash amplifier”, *Opt. Express*, vol.16, no.23, pp. 19072-19077, 2008.
- [1-30] A. Martinez, J.-G. Provost, G. Aubin, R. Brenot, J. Landreau, F. Lelarge, A. Ramdane, “Slow and fast light in quantum dot based semiconductor optical amplifiers”, *C. R. Physique*, vol.10, pp. 1000 – 1007, 2009.

第2章 光論理ゲート素子用半導体光増幅器(SOA)の高速動作指針の理論解析

2.1 はじめに

第2章では、全光ネットワークノードにおいてラベル判定などの超高速全光信号処理を可能とする光デバイスとして、半導体光増幅器(SOA: Semiconductor Optical Amplifier)と二重リング共振器フィルタをモノリシック集積した構造の光論理ゲート素子を提案する。まず SOA とリング共振器をモノリシックに集積した全光論理ゲート素子の特徴や動作原理などを述べる。第2章と第3章において、数値解析により提案した全光論理ゲート素子の設計指針を明らかにする。この第2章では特に SOA に注目し、その特性を解析する手法としてレート方程式を用いた伝達行列法を用い、この方法について述べる。SOA の構造として Bulk を用いた場合と量子ドット (QD: Quantum dots) を用いた場合を検討するが、まず Bulk-SOA で設計によりどの程度まで高速動作可能かという点を明らかにした上で、QD-SOA の方が Bulk-SOA よりもさらに超高速動作が可能であることを明らかにする。続く第3章において、QD-SOA を用いて本研究で提案した全光論理ゲート素子が 160 Gb/s までの超高速動作が可能であることを示し、その設計指針を示す。

本章では Bulk-SOA の高速応答化手法として外部注入光であるアシスト光[2-1]-[2-5]による効果を検討する。この方法を用いた Bulk-SOA の高速応答化についてはすでに報告例があるものの、詳細に検討した報告例は少なく、またどの程度までの高速応答化が可能であるかを検討することは重要である。SOA の解析では従来利得スペクトルを放物線近似により表現し計算することが多かったが、本研究では擬フェルミ準位を領域及び時間ごとに逐次計算し、スペクトルホールバーニングを考慮して利得スペクトルを算出するプログラムを開発し、これを用いることで、より正確な利得スペクトルを反映できる点が特徴である。この数値解析方法により高速化への指針の検討を行った。

2.2 光論理ゲート素子の構造と動作原理

2.2.1 光論理ゲート素子の構造

図 2.2.1 に新たに提案する全光論理ゲート素子の概略図を示す。光論理ゲート素子は SOA とリング共振器フィルタを InP 基板上にモノリシック集積させた構造となっている。前段の SOA において、非線形効果の相互利得変調 (XGM: Cross Gain Modulation) や四光波混合 (FWM: Four Wave Mixing) による波長変換を利用し、後段のリング共振器のフィルタ機能で必要な波長の信号のみ取り出すことにより論理動作を行う。この光論理ゲ

ート素子における基本的な動作原理については文献[2-6]-[2-8]を参考にした。

本提案デバイスの特徴として、このデバイス単体で AND、NOT、XNOR 論理動作が可能である点、並列・多段化による NOR、XOR 論理動作、そして、複数の論理ゲートを組み合わせることによりビットマッチング等の光信号処理が可能である。また、SOA の構造を bulk から QD 構造とすることにより低光エネルギーで高効率に高速動作が期待でき (2.4 節以降で詳細に述べる)、さらに InP 系の半導体レーザなどの素子とのモノリシック集積も可能という特徴も上げられる。

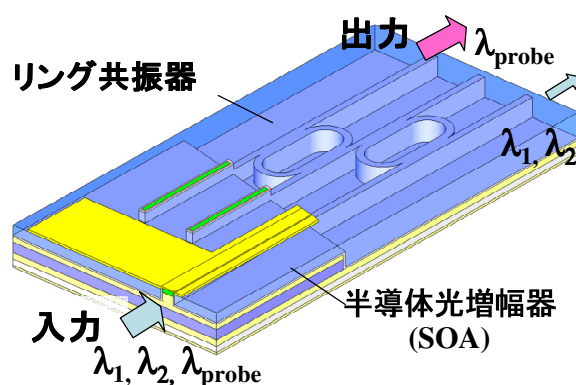


図 2.2.1 光論理ゲート素子の概略図

前段での論理動作を行うことの出来る非線形媒質としては光ファイバや SOA が考えられ、後段のフィルタ素子としては、グレーティング構造[2-9], [2-10]やリング共振器構造[2-11]-[2-13]が広く知られ、またラダー型フィルタ構造も報告[2-14]されている。光ファイバと SOA の特徴を表 2.1 に示す。光ファイバは長尺化により大きな非線形効果を期待することが出来る一方、半導体とのモノリシック集積が難しいという点がある。それに対し SOA は、半導体デバイスであり、他の半導体素子との集積化、小型化が可能という特徴がある。また、高速な信号(40 Gb/s 以上)に対しても動作することが期待されるため、この集積化、小型化、そして高速動作をいう観点から、本デバイスでは SOA を採用した。次に各フィルタ素子の特徴を表 2.2 に示す。グレーティング構造は結合係数が大きいと透過特性が箱型に近く、広帯域なバンドパスフィルタ特性を示すことが可能であり、高い消光比が得ることが出来るフィルタ素子であるが、一般的に 2 ポート素子のためブラッグ条件を満たす波長を反射し、それ以外の波長の光を透過させる反射分離型とすることが出来る。それに対し、リング共振器型フィルタはグレーティング構造ほど箱型で広帯域なフィルタ特性を示すことは難しいが、4 ポート素子のため、任意の光だけを空間的に分離することが出来る、空間分離型フィルタとすることが出来る。ラダー型フィルタは非常に良好なフィルタ素子

であるが、その複雑な素子構造の点から作製が難しいという点がある。SOA との集積を考えた場合、反射光の発生は SOA の不安定動作（共振によるレーザ発振）ということを招いてしまい、安定な論理動作が困難となってしまうことが想定されるため、本デバイスではリング共振器型のフィルタ素子を集積することとした。

表 2.1 光ファイバと SOA の特徴の比較

	利点	欠点
光ファイバ	長尺化による大きな非線形効果 結合損失: 小 偏光無依存	小型化: Δ 集積化: Δ
SOA	高速動作 小型化・集積化 利得	偏光依存性: Δ 結合損失: Δ

表 2.2 各フィルタ構造の特徴の比較

	利点	欠点
リング共振器構造	空間分離型フィルタ フォトリソグラフィで作製可	帯域幅: 小 透過特性(形状)損失: Δ
グレーティング構造	フィルタ特性: 良	反射分離型フィルタ 細い形状
ラダー型構造	フィルタ特性: 良	複雑な構造

2.2.2 光論理ゲート素子の動作原理

本デバイスの光論理動作のうち、XNOR 論理動作の原理を示したものが図 2.2.2 であり、(a) は空間領域の入出力光の関係、(b) は波長領域における各光の関係を示す概念図である。そして、AND, XNOR 論理動作の真理値表とその際に用いる物理現象をまとめたものを表 2.3 に示す。

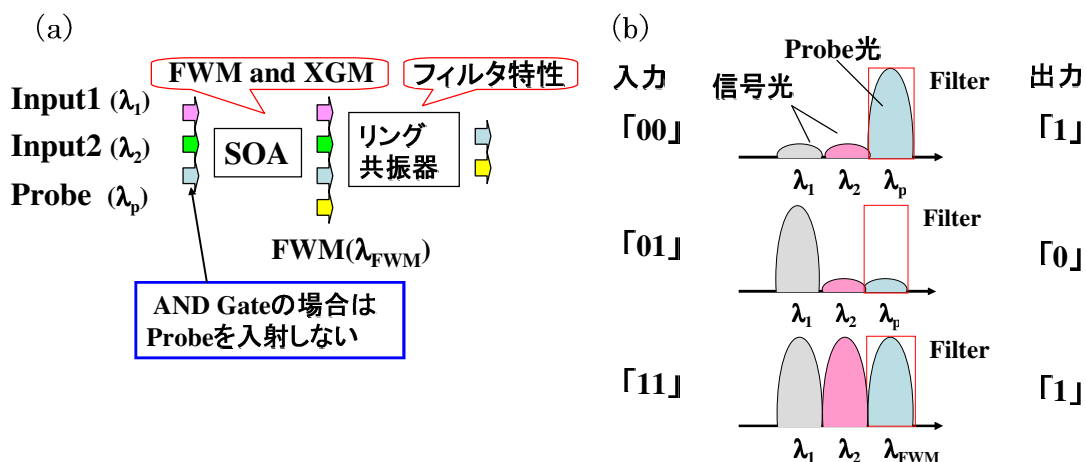


図 2.2.2 光論理ゲート素子の動作原理の概念図。(a) 入出力光の関係、及び (b) 入出力光の波長関係

ここで、まず XNOR 論理動作を説明する。XNOR 論理動作は、表 2.3 (a) に示すように同じ論理値の 2 つの信号が入力した場合のみ「1」の論理値を出力するような論理ゲートである。図 2.2.2 (a) に示すように、提案した光論理ゲート素子に波長 λ_1, λ_2 の 2 つの入力信号光と論理動作における制御用の Probe 光 λ_p を入力する。SOA においては XGM と FWM 2 種類の物理現象を利用する。図 2.2.2 (b) にあるように後段のリング共振器フィルタの透過中心波長を λ_p と設定しておく。2 つの入力信号光が「00」の場合、Probe 光が SOA 内で増幅され、リング共振器フィルタの出力ポートから出力され、論理値「1」となる。次に、2 つの入力信号光のうちどちらか一方のみ入力した場合、すなわち「10」または「01」の場合では、SOA 内に信号光と Probe 光が伝搬するが、XGM により Probe 光が利得抑圧を受け増幅されず、消光した状態で SOA 領域から出力される。フィルタでは λ_p に透過波長が設定されているため、信号光は出力ポートからは出力されず、そして Probe 光も光強度が消光した状態で出力ポートに結合するため、最終的な出力値は「0」となる。2 つとも信号光が入力する場合、すなわち「11」の場合、上記と同様に Probe 光は消光するものの、2 つの信号光による四光波混合が生じる。ここで、 $\lambda_{\text{FWM}} = \lambda_p$ という関係を満たすように予め入力光の波長を決めておくこととすると、新たに生じた四光波混合光 λ_{FWM} もフィルタの出力ポートから出力するため、出力値は「1」となる。

表 2.3 真理値表と利用物理現象：(a) XNOR 論理と (b) AND 論理

(a)

入力		物理現象	出力	波長
入力1	入力2			
0	0	λ_p が増幅	1	λ_p
0	1	XGMにより λ_p の利得減少	0	λ_p
1	0		0	λ_p
1	1	λ_{FWM} が発生	1	λ_{FWM}

(b)

入力		物理現象	出力	波長
入力1	入力2			
0	0		0	
0	1	フィルタにより信号除去	0	
1	0		0	
1	1	FWMが発生	1	λ_{FWM}

表 2.3 (b) に示した真理値表のように、AND 論理動作については2つの信号光が入力した場合のみ、出力光が出力されるような動作である。そのため、AND 論理動作をさせる場合は、XNOR 論理動作で必要だった Probe 光を用いず、2つの入力信号光のみ光論理ゲート素子に入力させることで AND 論理動作を実現することが出来る。また NOT 動作については、一つの信号光と Probe 光を入力させる。信号光が「1」であれば、XGM により、出力の状態は「0」となり、入力信号光が「0」であれば、Probe 光が増幅され出力ポートから出力されるため、出力状態は「1」となり、NOT 動作となる。

2.3 Bulk / QD - SOA の解析方法

2.3.1 Bulk 型 SOA の解析モデルと伝達行列法

この 2.3.1 節では、Bulk-SOA の解析手法について述べる。まず、図 2.3.1 に SOA の解析モデルを示す。SOA の数値解析モデルは埋め込みヘテロ構造とし、SOA に波長 λ_p の CW プローブ光と波長 λ_c の単一パルス制御光を入力すると仮定する。また、Bulk-SOA の応答を高速化する方法として、高い光強度の CW アシスト光を外部から入力させ、利得回復時間を短縮化させる方法も検討した。この利得回復高速化のためのアシスト光の波長は λ_a とし、入力側か出力側から入力させる。SOA は導波路幅 $w = 0.7 \mu\text{m}$, 厚さ $d = 0.3 \mu\text{m}$, 長さを L とした。

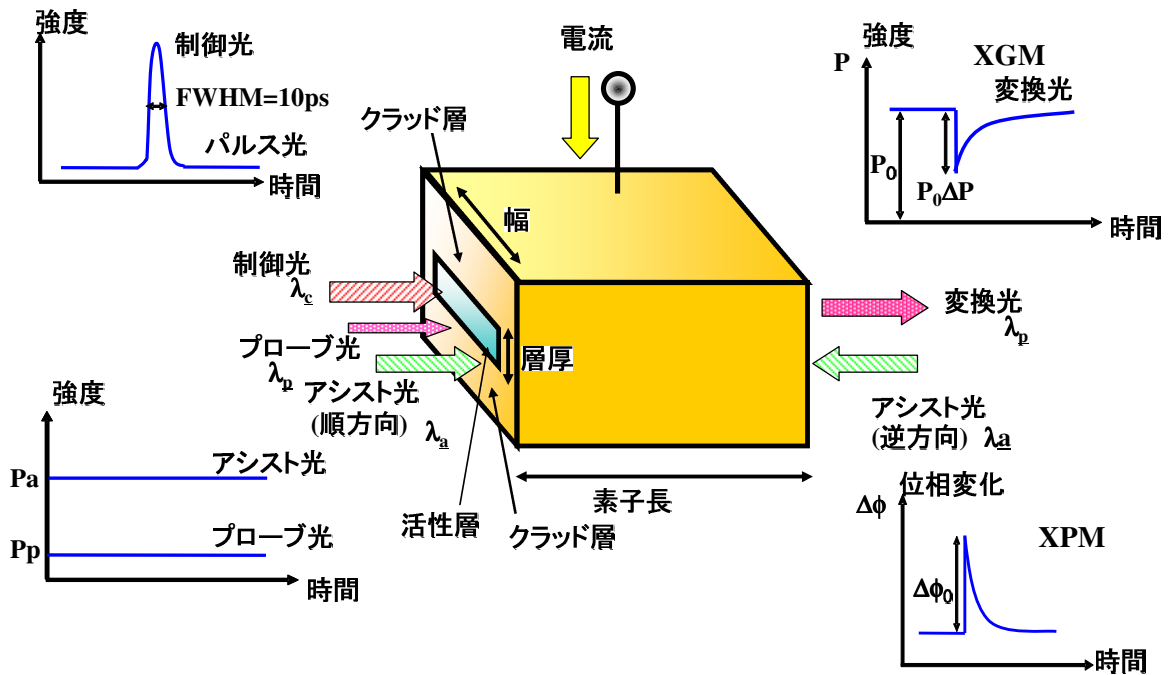


図 2.3.1 Bulk-SOA (埋め込みヘテロ構造) の数値解析モデル

次の図 2.3.2 は $L = 700 \mu\text{m}$ で、注入電流密度 $J = 18.6 \text{ kA/cm}^2$ とし、プローブ光と制御光の光子エネルギー差を 6 meV (波長にして 12 nm) とし、アシスト光を利用透明波長とした場合の利得スペクトルの計算結果の一例である。詳細な解析モデルや XGM、そして相互位相変調 (XPM : Cross Phase Modulation) の理論解析結果やその考察については詳しく後述する。

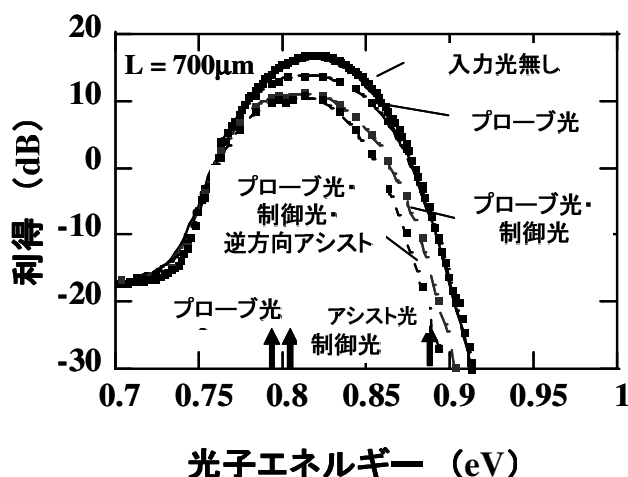


図 2.3.2 Bulk-SOA の利得スペクトルの解析結果の一例

次に解析方法について述べる。使用した数値解析方法は伝達行列法 (TMM : Transfer Matrix Method) を用いており [2-15], [2-16]、LD や SOA を光の伝搬方向に対し、その区間では光電界、キャリア密度などが一定と見なせる長さまで細かく分割し、その分割した各領域においてレート方程式や利得式、その他の式を解くことで各分割領域のキャリア密度や、利得、光の強度や屈折率、そして光の位相変化などを算出する方法である。図 2.3.3 は TMM を SOA に適用した場合のモデルを示したものである。また、従来の TMM における LD や SOA の利得を計算する場合、簡易化のために利得の値はキャリア密度に対して放物線近似を用いられることが多かったが、本論文においては、SOA 内の擬フェルミレベルをキャリア密度の値から逐次計算し、利得スペクトルを考慮することでより厳密な利得の波長特性を算出する点に特徴がある。なお、基本的な SOA の解析式は [2-15], [2-16] を参考とした。

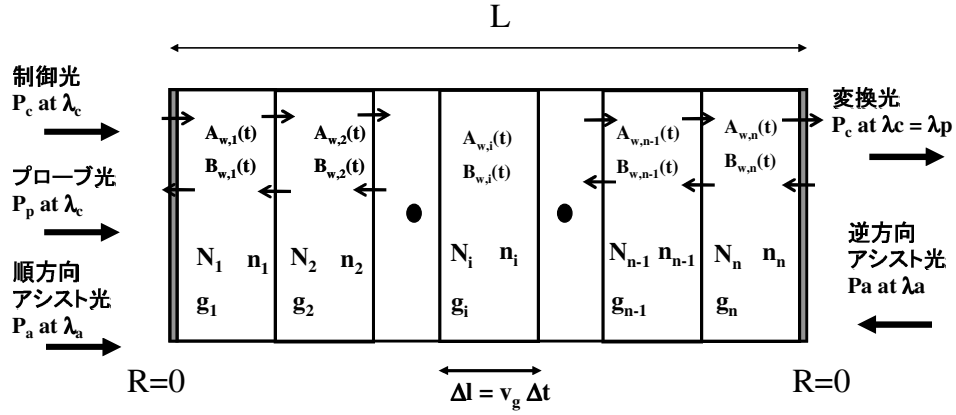


図 2.3.3 SOA に TMM を適用した場合の解析モデル

各分割領域におけるキャリア密度 N は次の式 (2.1) で表される。

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \frac{I}{qV} - N_i(c_1 + c_2 N_i + c_3 N_i^2) - \sum_{w=1,2,3} v_g \Gamma g_{mw,i} S_{w,i} \quad (2.1)$$

ここで、 i は SOA の分割領域の番号を示し、 w は入力光の種類であり、プローブ光、制御光、そしてアシスト光をそれぞれ示す。 I は注入電流、 Q は電荷素量、 V は活性層体積、 v_g は群速度、 g_m は媒質利得、 S は光子密度、 Γ は光閉じ込め係数をそれぞれ表す。 c_1 、 c_2 、 c_3 はそれぞれ、キャリアリーク、自然放出光、オージェ再結合に関する係数である。

媒質利得は次の式 (2.2) で示される。

$$g_m = \frac{g^{(1)}}{1 + \epsilon S} \quad (2.2)$$

$g^{(1)}$ は線形利得係数であり、 S は上記の光子密度、 ϵ は以下で表される利得抑圧係数を示す。

$$\epsilon = g^{(3)} / g^{(1)} \quad (2.3)$$

$g^{(3)}$ は 3 次の非線形利得係数であり、スペクトルホールバーニング (SHB : Spectral Hole Burning) やバンド内緩和などの利得スペクトルの再構成により主に引き起こされる要因を考慮したものである。線形利得係数 $g^{(1)}$ は次式 (2.4) で表される。

$$g^{(1)}_p = \frac{\pi \omega_p}{n_{eq}^2 \epsilon_0} \int_{E_g}^{\infty} \langle R_{cv}^2 \rangle [f_c(E_{cv}) - f_v(E_{cv})] \rho_{red}(E_{cv}) L(E_{cv} - \hbar \omega_p) dE_{cv} \quad (2.4)$$

ここで、 p はある光のモードを示す。 n_{eq} は等価屈折率であり、 $\langle R_{cv}^2 \rangle$ は双極子モーメント、 $L(E_{cv} - \hbar \omega_p)$ はローレンツ関数、 \hbar はプランク定数、 f_c 、 f_v は伝導帯と価電子帯のフェルミ・ディラック関数、 ρ_{red} は状態密度関数、 E_{cv} は伝導帯と価電子帯のバンド間遷移エネルギー、 E_g はバンドギャップエネルギー、 E_{fc} 、 E_{fv} は伝導帯と価電子帯の擬フェルミ準位、 m_c 、 m_v は電子とホールの有効質量、 ϵ_0 は真空の誘電率、 τ_{in} は電子のバンド内緩和時間、 k はボルツマ

ン定数、 T は温度をそれぞれ示す。従来報告されている研究では、SOA の利得を算出する際には利得スペクトルを放物線近似することで算出することが多かったが、本研究ではこの線形利得を算出する際に擬フェルミ準位を求め利得スペクトルを導出することで、より正確でキャリア分布を反映する利得スペクトルを算出することが出来る点が特徴である。ここで、 $\langle R_{cv}^2 \rangle$ は

$$\langle R_{cv}^2 \rangle = \frac{1}{3} |R_{cv}|^2 \cong \left(e \cdot \frac{4.4}{E_{cv}} \right)^2 \quad (2.5)$$

であり、状態密度関数は

$$\rho_{red}(E_{cv}) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} \left(\frac{2m_c m_v}{m_c + m_v} \right)^{3/2} \sqrt{E_{cv} - E_g} \quad (2.6)$$

伝導帯と価電子帯のフェルミ・ディラック分布関数はそれぞれ、

$$f_c(E_{cv}) = 1 / \left[1 + \exp \left\{ \frac{m_v / (m_c + m_v) \cdot (E_{cv} - E_g) - E_{fc} + E_g}{kT} \right\} \right] \quad (2.7)$$

$$f_v(E_{cv}) = 1 / \left[1 + \exp \left\{ \frac{-m_c / (m_c + m_v) \cdot (E_{cv} - E_g) - E_{fv}}{kT} \right\} \right] \quad (2.8)$$

である。ローレンツ関数は、

$$L(E_{cv} - \hbar\omega_p) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar / \tau_{in}}{(E_{cv} - \hbar\omega_p)^2 + (\hbar / \tau_{in})^2} \quad (2.9)$$

で表される。q-mode の光の入力による p-mode の光の非線形利得係数は次のようになる。

$$g^{(3)}_{p,q} = \frac{3(2 + \delta_{p,q}) \Gamma^2 \hbar\omega_p}{2(1 + \delta_{p,q}) V n_{eq}^2 \epsilon_0} \left(\frac{\tau_{in}}{\hbar} \right) \frac{\langle R_{cv}^2 \rangle G'(N - N_g)}{1 + (\tau_{in} \omega_p / \lambda_p)^2 (\lambda_p - \lambda_q)^2} \quad (2.10)$$

δ はクロネッカーのデルタであり、 $p = q$ の場合、値は 1 となる。 G' は微分利得係数であり、 N_g は透明キャリア密度である。モード利得は、

$$g_c = (g_m - \alpha_a) \Gamma - \alpha_c (1 - \Gamma) - \alpha_s \quad (2.11)$$

となり、 α_a 、 α_c 、 α_s はそれぞれ、活性層とクラッド層の吸収損、そして散乱損失を示す。屈折率変化はキャリアプラズマ効果により、次式で表される。

$$\Delta n_{pl} = - \frac{q^2 \Delta N}{2\omega^2 \epsilon_0 n_{eq}} \left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right) \quad (2.12)$$

ASE 光を考慮することも重要と考えられ、次式で算出する。

$$S_{ASE} = \beta R_{sp} \Gamma \Delta t \theta / 2 \quad (2.13)$$

線形伝搬方程式に拡張する。前節で述べたように SOA を分割し、レート方程式で各領域のキャリア密度、光子密度、位相などを計算するが、SOA の応答速度を考える際の重要なパラメータの一つとして、(2.16) 式の実効的なキャリア寿命時間 τ_{eff} を定義する[2-17] - [2-21]。

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff},i}} = \frac{1}{\tau_{a,i}} + v_g \cdot \sum_w \frac{g_{mw,i} \cdot \Delta L + 1}{g_{mw,i} \cdot \Delta L} \cdot \frac{dg_{mw,i}}{dN} \cdot S_{w,i} \quad (2.16)$$

ここで、添え字 i は SOA 内の各領域を表し、 w は入力する信号光や FWM 光を示す。また、 τ_a は以下の (2.17) 式に示すようにキャリア再結合レートの逆数である。[2-17] - [2-21]

$$\tau_a = (c_1 + c_2 N + c_3 N^2)^{-1} \quad (2.17)$$

光の電界振幅は以下の (2.18) ~ (2.20) 式 of 非線形伝搬方程式を満たす。

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{1}{2} \left[\left\{ \Gamma g_{m1} (1 - i\alpha_{CM}) - \alpha_0 \right\} - \Gamma g_{m1} (\eta_{21} |A_2|^2 + \eta_{1FWM} |A_{FWM}|^2) \right] A_1 - \Gamma \frac{g_{m1}}{2} (\eta_{2FWM} A_2^* A_{FWM} e^{-i\Delta k z}) \quad (2.18)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{1}{2} \left[\left\{ \Gamma g_{m2} (1 - i\alpha_{CM}) - \alpha_0 \right\} - \Gamma g_{m2} (\eta_{21} |A_1|^2 + \eta_{2FWM} |A_{FWM}|^2) \right] A_2 - \Gamma \frac{g_{m2}}{2} ((\eta_{12} + \eta_{FWM2}) A_1 A_{FWM} A_2^* e^{i\Delta k z}) \quad (2.19)$$

$$\frac{dA_{FWM}}{dz} = \frac{1}{2} \left[\left\{ \Gamma g_{mFWM} (1 - i\alpha_{CM}) - \alpha_0 \right\} - \Gamma g_{mFWM} (\eta_{FWM1} |A_1|^2 + \eta_{FWM2} |A_2|^2) \right] A_{FWM} - \Gamma \frac{g_{mFWM}}{2} (\eta_{21} A_2^* A_1 e^{-i\Delta k z}) \quad (2.20)$$

ここで、 α_{CM} はキャリア密度の変調による線幅増大係数であり、 α_0 は活性層における媒質損失である。そして、 η_{jk} は (2.21) 式の FWM 光の発生効率を表し[2-17] - [2-21]、 $j, k = 1, 2$, FWM のいずれかである。

$$\eta_{jk}(z) = \frac{\left(\frac{1 - i\alpha_{CM}}{P_{sat}} \right)}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}} - i(\omega_j - \omega_k)\tau_e} + \sum_{m=CH, SHB} \frac{\left(\frac{1 - i\alpha_m}{P_{s,m}} \right)}{1 - i(\omega_j - \omega_k)\tau_m} \quad (2.21)$$

第一項目はキャリア密度の変調による寄与であり、第二項目はキャリアヒーティング、スペクトルホールバーニング (SHB : Spectral Hole Burning) による寄与である。また、 α_{CH} , α_{SHB} はそれぞれキャリアヒーティング、SHB に起因する線幅増大係数であり、 $P(z)$ は SOA 内のトータルの光強度、 $P_{s,m}$ は SHB、キャリアヒーティングに起因する飽和強度、 τ_m は SHB、または、キャリアヒーティングによるキャリア緩和時間である。そして、 P_{sat} は SOA の飽和強度である。FWM 光は SOA に入力する 2 つの光による相互作用で生じ、 $\omega_{FWM} = 2\omega_1 - \omega_2$ と $2\omega_2 - \omega_1$ の周波数である。ここで、SOA 内の伝搬長が短く、分散が十分小さいので、位相整合条件 $\Delta k = 2k_2 - k_1 - k_{FWM} \approx 0$ を満足すると仮定した。自己位相変調 (SPM: Self Phase Modulation)、相互位相変調 (XPM: Cross Phase Modulation) についても (2.18) ~ (2.20) 式で考慮され、各式の最後の項が FWM 光に結合する効率を表している。

2.3.3 数値解析における Bulk 構造化から QD 構造への拡張

次に QD 構造の場合における数値解析について述べる。QD-SOA の解析方法も TMM を用いる。QD-SOA の解析モデルは文献 [2-22] - [2-26] を参考にした。QD-SOA の場合、レート方程式はバリア層、濡れ層、QD 層の基底準位について、それぞれ以下の (2.22) ~ (2.24) 式で表される。

$$dN_s / dt = I / q - N_s / \tau_s - N_s / \tau_{sr} + N_q / \tau_{qe} \quad (2.22)$$

$$dN_q / dt = N_s / \tau_s + \sum_n N_n / \tau_e - N_q / \tau_{qr} - N_q / \tau_{qe} - N_q / \tau_d \quad (2.23)$$

$$dN_n / dt = N_q G_n / \tau_{dn} - N_n / \tau_r - N_n / \tau_e - \frac{c_0 \Gamma}{n_{eq}} \sum_m g_{mn}^{(1)} S_m \quad (2.24)$$

ここで、 $G_{mn}^{(1)}$ は QD のエネルギー群の n における波長 m の線形利得であり、 G_n は QD のサイズ揺らぎによるガウス分布関数である。注意すべき点として、 N_s, N_q, N_n はそれぞれバリア層、濡れ層、QD の n 番目のサイズ揺らぎに起因するエネルギー群の基底準位のキャリア密度ではなく、キャリア数をここでは表している。 $\tau_s, \tau_{sr}, \tau_{qe}, \tau_e, \tau_{qr}, \tau_d$ 及び τ_r はそれぞれ、バリア層から濡れ層への緩和時間、バリア層における発光再結合時間、濡れ層からバリア層への遷移時間、QD の基底準位から濡れ層への遷移時間、濡れ層での発光再結合時間、濡れ層から QD の基底準位に緩和する時間、そして QD における発光再結合時間である。上記の 3 準位系のレート方程式に関するモデルは、下図 2.3.5 に示しており、QD 構造における伝導帯の模式的なバンド図である。

入力する光子が増幅される状態を記述する式としては非線形伝搬方程式 (2.18) ~ (2.20) を QD-SOA の数値解析において拡張した。

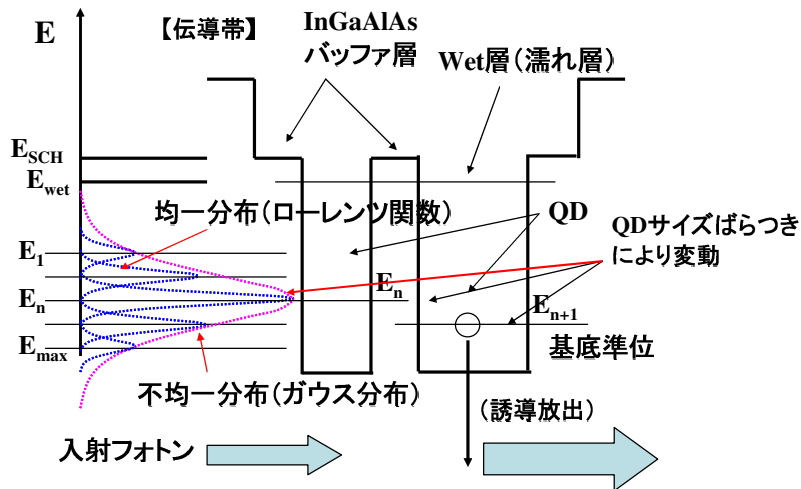


図 2.3.5 QD-SOA の伝導帯におけるバンドダイアグラムのモデル

QD-SOA における利得式は次の式 (2.25) で表されるとした。すなわち、

$$g_{mn}^{(1)} = \frac{2\pi e^2 \hbar N_D}{c_0 n_r \epsilon_0 m_0^2} \cdot \frac{|P_{cv}^\sigma|^2}{E_{cv}} (2P_n - 1) G_n B_{cv} (E_m - E_n) \quad (2.25)$$

であり、 N_D は QD の密度 ($1/\text{m}^3$) であり、 e は電荷素量、 n_r は等価屈折率、 m_0 は電子の質量、 E_{cv} は QD の量子化準位のバンド間エネルギー、 P_n は n 準位における QD における電子の占有率、 G_n は QD のサイズばらつきに起因するエネルギー準位の不均一広がり関数で、 n 番目の値、 B_{cv} は n 番目の QD における発光の均一広がり、 E_m は入力フォトンの波長モードである。ここで $|P_{cv}^\sigma|^2$ は運動量行列要素と呼ばれる量であり、以下の (2.26) 式で表される。

$$|P_{cv}^\sigma|^2 = |I_{cv}|^2 M^2 \quad (2.26)$$

M^2 は (2.27) 式で表され、

$$M^2 = M_p \left(\frac{m_0}{m_e^*} - 1 \right) \cdot \frac{E_g (E + \Delta)}{2(E_g + 2\Delta/3)} \cdot m_0 \quad (2.27)$$

となる。ここで、 M_p は偏光依存を表す項であり、 E_g は QD のバンドギャップエネルギー、 Δ は価電子帯のスプリットオフエネルギーである。そして、 m_e^* は QD の電子の有効質量である。そして、

$$|I_{cv}|^2 = \left| \langle \psi_c | \psi_v \rangle \right|^2 \quad (2.28)$$

で与えられる $|I_{cv}|^2$ は伝導帯の電子と価電子帯のホールの波動関数の重なり積分であり、ここでは $|\langle \psi_c | \psi_v \rangle|^2 = 1$ とした。次に、不均一広がりを示すガウス関数を式 (2.29) に示す。

$$G(E - E_{cv}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\xi_0} \exp \left[-\frac{(E - E_{cv})^2}{2\xi_0^2} \right] \quad (2.29)$$

ここで、 ξ_0 は不均一広がり標準偏差である。この不均一広がりガウス関数を用いて、

$$G_n = G(E_n - E_{cv}) \Delta E \quad (2.30)$$

とした。QD における電子の占有率は

$$P_n = \frac{N_n}{2V_a N_d G_n} \quad (2.31)$$

としている。また、均一広がりローレンツ関数で表され、

$$B_{cv} (E - E_{cv}) = \frac{\hbar \Gamma_{cv} / \pi}{(E - E_{cv})^2 + (\hbar \Gamma_{cv})^2} \quad (2.32)$$

である。ここで、 $h\Gamma_{cv}$ はローレンツ関数で表される均一広がり FWHM である。

また、上記で述べた各式を用いて、次の図 2.3.6 に示したフローチャットに従って数値解析のための解析プログラムを構築した。

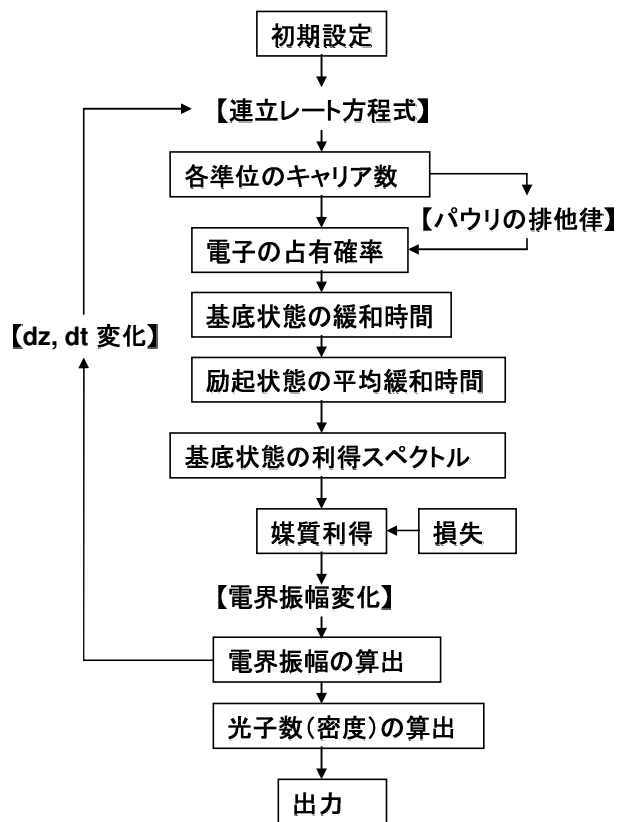


図 2.3.6 QD-SOA の数値解析フローチャート

表 2.4 QD-SOA と Bulk-SOA の数値解析で用いた各パラメータの値

Symbol	Description	Value	Unit	Type	
Γ	Confinement factor	0.3 / 0.033		B/QD	
w	Active layer width	1.0	μm	common	
d	Active layer thickness	0.3 / 0.4	μm		
c_1	Recombination rate	1×10^8	s^{-1}	Bulk	
c_2		2.5×10^{-17}	m^3/s		
c_3		9.4×10^{-41}	m^6/s		
v_g	Group velocity	7.5×10^7	m/s	common	
α_0	Material loss	6.45×10^3	m^{-1}		
R	Reflectivity of facets	0			
J	Injection current density	variable	kA/cm^2		
I	Injection current	variable	A		
n_{eq}	Equivalent refractive index	3.2			
$P_{\text{s,CH}}$	CH induced power saturation	0.69	W^{-1}		
$P_{\text{s,SHB}}$	SHB induced power saturation	25.5	W^{-1}		
α_{CM}	Linewidth enhancement factor by CM	3.2			
α_{CH}	Linewidth enhancement factor by CH	-3.6			
α_{SHB}	Linewidth enhancement factor by SHB	24.5			
τ_{CH}	Carrier heating time	2.5×10^{-15}	s		QD
τ_{SHB}	Spectral hole burning time	50×10^{-15}	s		
N_d	Volume density of QDs	5.0×10^{22}	$1/\text{m}^3$		
τ_s	diffusion time constant in SCH region	3.0×10^{-12}	s		
τ_{sr}	carrier recombination time in SCH	400×10^{-12}	s		
τ_{ge}	carrier reexcitation time of from quantum well to SCH	400×10^{-12}	s		
τ_e	thermonic reexcitation time of carriers of QDs	400×10^{-12}	s		
τ_{gr}	carrier recombination time in wetting layer	2.0×10^{-9}	s		
τ_{dn}	carrier relaxation time into QD	variable	s		
τ_{d0}	relaxation time into QD when ground state unoccupied	10×10^{-12}	s		
τ_r	spontaneous emission lifetime in QDs	2.8×10^{-9}	s		
τ_{d}	Average carrier relaxation lifetime	variable	s		
E_{cv}	Interband transition energy	0.8	eV		

2.4 Bulk-SOA の高速動作への設計指針と QD-SOA との応答速度の比較

この節では、2.3 節で述べた解析方法を用いて Bulk-SOA の特性を調べ、SOA の高速動作に関する設計指針を明らかにした上で、どの程度まで利得回復時間を短縮可能かについて検討する。そして、QD-SOA によりさらに超高速動作が可能であることを明らかにする。

Bulk-SOA を高速化する技術の一つとして、上述したようにアシスト光の利用がある。アシスト光は SOA の利得回復時間を高速化させる目的で SOA に入力される、信号光など

とは別の入力光である。SOA の動作波長に対し、アシスト光の波長を短波長側の利得透明点に設定し入力する場合を考える。信号光が入力しない場合においては、アシスト光の波長は利得透明点であるため、SOA のキャリア密度の増減は生じないことになるが、信号光などが入力した場合、SOA 内のキャリア密度が減少し、利得が下がるものの、アシスト光の波長は吸収領域に転じるため、アシスト光が吸収され、キャリア密度が回復し、利得が回復することになる。これがアシスト光による利得回復の動作原理である[2-27]-[2-30]。この技術を用いることによる高速応答化への設計指針を次節以降で述べる。

2.4.1 注入電流密度による各特性の依存性

図 2.4.1 は $L = 700 \mu\text{m}$ 及び $2000 \mu\text{m}$ において、プローブ光と制御光パルスを入力し、プローブ光が XPM により位相 (XPM 量) を π 変調 (XPM 量 = π) されるようにした場合の注入電流密度と (a) 制御光パルスエネルギー、(b) XGM 量、そして (c) 利得回復時間の関係を示したものである。解析条件としては、CW プローブ光強度は $P_p = -12 \text{ dBm}$ 、プローブ光の光子エネルギー (プローブ光波長) $E_p = 0.797 \text{ eV}$ ($\lambda_p = 1555 \text{ nm}$)、単一パルス制御光のパルス幅は 10 ps 、光子エネルギーは $E_c = 0.803 \text{ eV}$ ($\lambda_c = 1544 \text{ nm}$)、そして、アシスト光は入力しないものとして解析を実施した。ここで、制御光のパルスエネルギーが 32 fJ の場合、単一パルスのピーク光強度は 3 mW に相当する。

これらの結果はアシスト光を入力しない場合の上記の解析条件における典型的な解析結果である。素子長の長い場合と短い場合で解析を行ったが、素子長を長くすることで SOA 内を伝搬する光パルスは大きく増幅するため、その分 XPM 量を π 変調するのに必要な注入電流密度は小さくて済むことになることを示している。また、素子長が長い場合、あるいは、注入電流密度を大きくするとプローブ光や制御光は大きく増幅されることになるため、SOA 内の光子密度が大きくなる。これが SOA 内のキャリアの実効的な緩和時間を短くすることに繋がるため、利得回復時間は注入電流密度に従って短くなり、また素子長の長い $2000 \mu\text{m}$ の方が $700 \mu\text{m}$ よりも小さくなる。XGM 量については、プローブ光と制御光の波長間隔がこの解析条件においては一定であることと、XPM による位相変調量を π にして一定にしているため、注入電流密度によってあまり変化量が大きくなるならない。

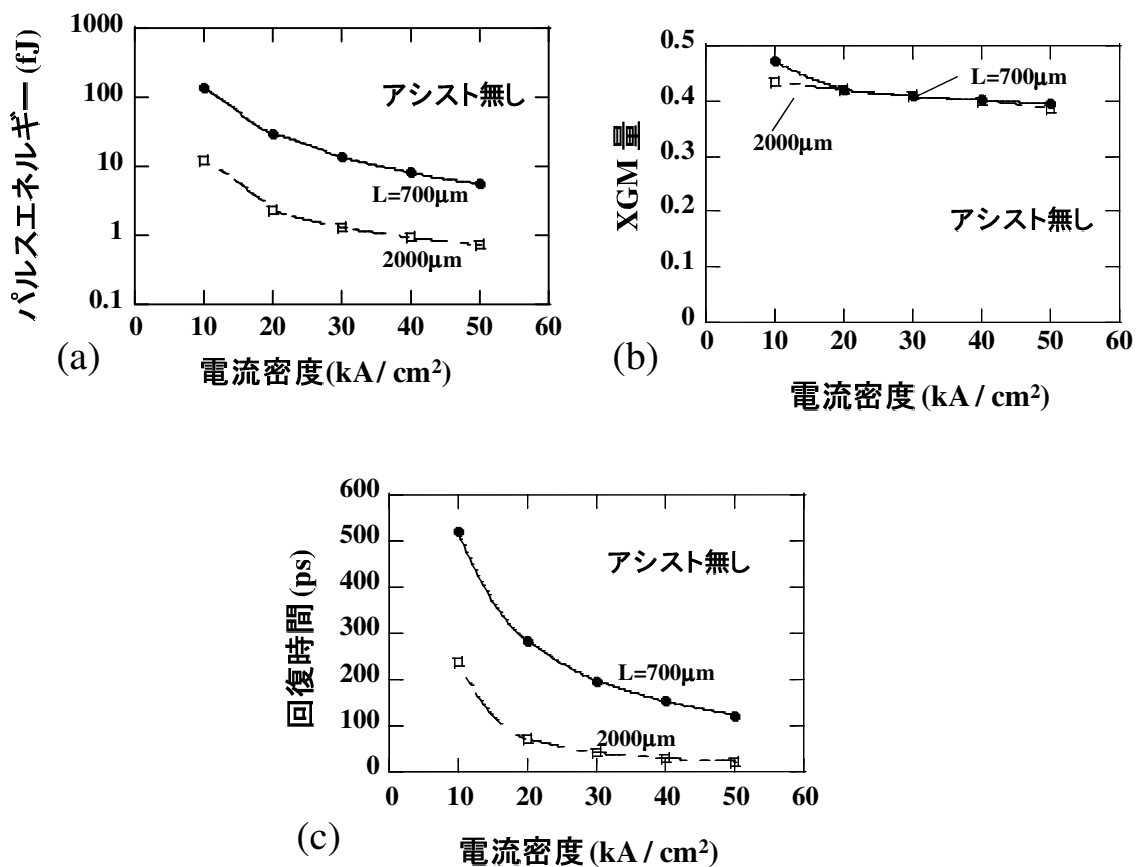


図 2.4.1 XPM による位相変調量 (XPM 量) π の場合の注入電流密度と (a) 制御光エネルギー、(b) XGM 量、そして (c) 利得回復時間の関係 (素子長 $L = 700 \mu\text{m}$ 及び $2000 \mu\text{m}$)

2.4.2 Bulk-SOA の素子長とアシスト光の伝搬方向に対する各特性の依存性

次に図 2.4.2 には、種々の条件におけるアシスト光の入力を考慮した際に、XPM 量 $= \pi$ となる時の素子長に対する利得回復時間と制御光パルスエネルギーの関係を示す。ここで、CW アシスト光の光強度は +13 dBm とし、光子エネルギーは透明利得となる $E_a = 0.883 \text{ eV}$ ($\lambda_a = 1404 \text{ nm}$) または、利得領域となる $E_a = 0.853 \text{ eV}$ ($\lambda_a = 1453 \text{ nm}$) とした。また、図 2.4.2 (b) では、アシスト光は逆方向から入力させた場合で数値解析を行った。

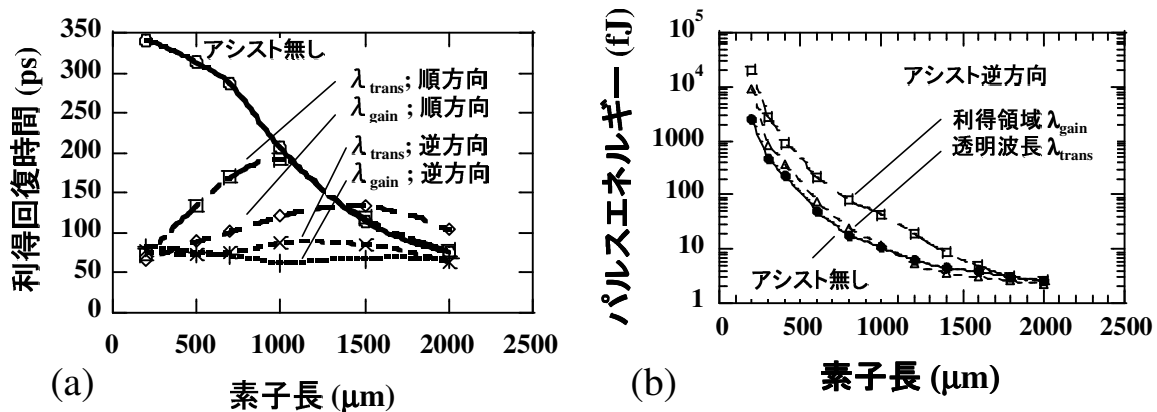


図 2.4.2 アシスト光の入力を考慮した際に、XPM 量 = π となるようにした場合の素子長に対する (a) 利得回復時間の関係と (b) 制御光パルスエネルギーの関係(λ_{trans} : 透明波長、 λ_{gain} : 利得波長)

図 2.4.2 (a) にあるように、アシスト光を逆方向から入力した場合、その光子エネルギー（波長）や SOA の素子長に関わらず、利得回復時間はほとんど一定であり、最小で約 60 ps となった。そして、図より $L = 1500 \mu\text{m}$ 以上に関して、利得回復時間はアシスト光の 5 つの条件であまり差がなかった。これは、SOA の素子長が比較的長いため、SOA の出力端付近では入力した光の光子密度が非常に大きくなっていると考えられ、実効的なキャリア緩和時間が短縮されるというキャリアダイナミクスから説明がつく。また、もう一点大切な点としては、XPM 量 = π 得るのに必要な制御光のパルスエネルギーという点である。図 2.4.2 (b) に示したように、素子長が長くなるにつれて必要な制御光のパルスエネルギーは小さくて済むということが示されている。アシスト光の波長については利得領域よりも利得透明波長の方がより小さい制御光パルスエネルギーで XPM の変調量を満たすという点から、利得透明波長の方が効率的ということが言える。これは、アシスト光の波長が利得透明波長であるので、キャリアは消費せずアシスト光が SOA を伝搬するが、制御光パルスが伝搬し、SOA 内のキャリアが減少した際には利得スペクトルの形状が変化し、アシスト光の波長で利得透明から吸収に変化するため、キャリアが供給され利得が回復されることに起因する。

図 2.4.3 は順方向からアシスト光を入力した場合における SOA 内部のアシスト光強度と、プローブ光強度、そしてキャリア密度の分布を示したもの (a) と、逆方向からアシスト光を入力した場合におけるそれぞれの分布を示したもの (b) である。この計算における素子長は $L = 700 \mu\text{m}$ として計算を行った。アシスト光の入力強度は +13 dBm であり、波長は利得透明波長である。また、プローブ光の入力光強度は -12 dBm であり、波長については

上述したとおりである。制御光についても同様とした。アシスト光の入力方向に関わらず、SOA内のキャリア密度分布はSOAの出力端付近で若干減少傾向にあり、そして、プローブ光の強度は出力端に伝搬するに従って増加している。プローブ光強度が増加することにより、キャリア密度の減少が大きくなり、出力端面付近のキャリア密度の値が入力端面付近に比べ小さくなる。アシスト光強度分布に注目すると、入力する方向が順方向の場合、図2.4.3 (a)のように出力端面付近ではアシスト光強度は減衰されており、キャリア密度の大きく変動するこの領域でアシスト光の効果が小さくなっているということが示されている。一方、逆方向からアシスト光を入力した場合、図2.4.3 (b)のように出力端付近でアシスト光の強度が十分大きい状態になっている。そのため、逆方向からアシスト光を入力した方が利得回復時間がより短縮出来るということをこれらの結果は示している。

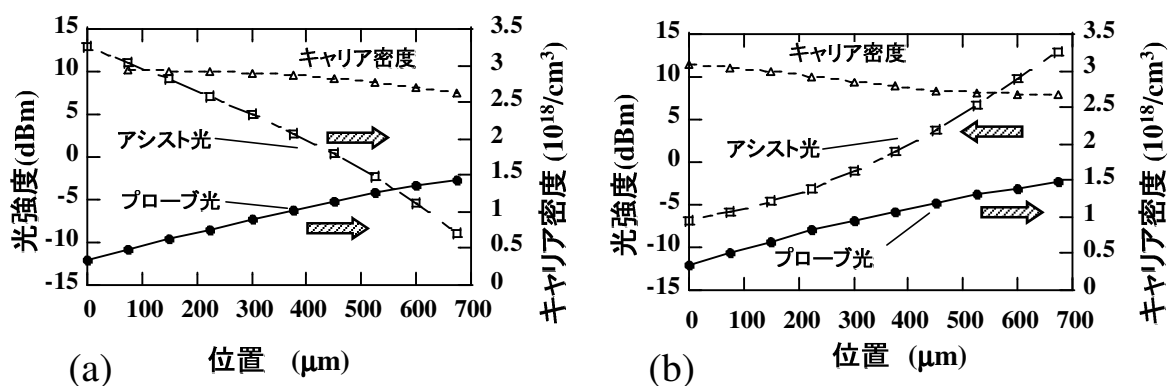


図 2.4.3 $L = 700 \mu\text{m}$ の SOA において(a)順方向と(b)逆方向からアシスト光を入力した場合における SOA 内部のアシスト光強度と、プローブ光強度、そしてキャリア密度の分布

図 2.4.4 は図 2.4.3 と同様の解析条件で行い、SOA 内の各位置におけるキャリア密度の時間変化を示したものであり、図(a)はアシスト光を順方向から入力した場合であり、図(b)は逆方向から入力した場合である。注目している出力端面付近のキャリア密度は、アシスト光を逆方向から入力した場合の方がキャリアの回復が非常に早い。この図 2.4.4 の結果からも上述に議論したより、高光強度による高速化は明らかである。

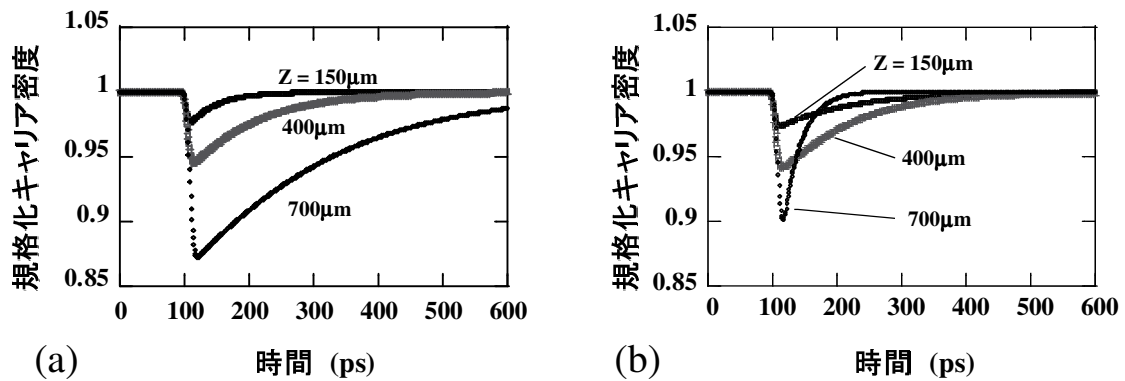


図 2.4.4 SOA 内の各位置におけるキャリア密度の時間変化。(a)アシスト光を順方向から入力した場合と(b)逆方向から入力した場合

素子長が長い場合の $L = 2000 \mu\text{m}$ の場合で解析を行ったときの SOA 内部のアシスト光強度、プローブ光強度、そしてキャリア密度の分布を次の図 2.4.5 に示す。図 2.4.5 の左図は順方向から、右図は逆方向からそれぞれアシスト光を入力した場合の結果である。解析条件は上述したものと同様である。 $L = 700 \mu\text{m}$ の場合と同様に SOA の出力端側の方がキャリア密度は小さくなっているものの、アシスト光を逆から入力した場合には、出力端付近でキャリア密度が上昇している。しかしながら、 $L = 2000 \mu\text{m}$ の場合では、素子長が長いので、SOA の位置 $z = 1000 \sim 1500 \mu\text{m}$ でキャリア密度が非常に小さくなっており、アシスト光によるキャリア供給効果がほとんどないことを示している。図 2.4.2 (a) でも示したように、 $L = 2000 \mu\text{m}$ ではアシスト光の入力方向によらず、アシスト光を入力しなかった場合と同程度の利得回復時間である理由は、図 2.4.5 に示したように、SOA の出力端側、あるいは中心部付近においてアシスト光の強度が減衰し、キャリア供給効果がほとんど得られない状態になっているからである。従って、アシスト光の効果はむしろ素子長の短い SOA の超高速化に対して有効と考えられる。

上述したことを踏まえると、 $L = \sim 1000 \mu\text{m}$ 程度にすることで、 $\text{XPM} = \pi$ 変調するのに数 10 fJ の制御光パルスエネルギーで済み、利得透明波長のアシスト光を逆方向から入力することで、約 60 ps 程度の利得回復時間に短縮することが可能であるとまとめることができる。

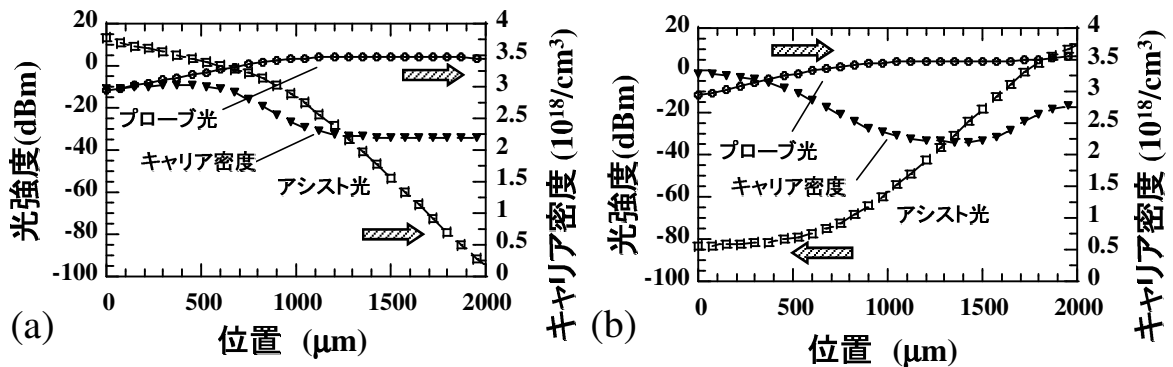


図 2.4.5 L = 2000 μm の SOA において (a) 順方向、(b) 逆方向からアシスト光を入力した場合におけるアシスト光強度、プローブ光強度、そしてキャリア密度の SOA 内分布

2.4.3 アシスト光の光強度に対する利得回復時間の依存性

上記の議論ではアシスト光の強度は+13 dBm として解析していたが、これは参考文献 [2-31] で示されている実験で行っていた条件を元に行っていたが、この 2.4.3 節では、このアシスト光強度を変化させて解析を行った。アシスト光強度によって利得回復時間がどのようになるのかを調べることは有益と考えられるからである。図 2.4.6 は利得回復時間のアシスト光強度に対する依存性を示したものである。(a) はアシスト光の波長が利得透明波長の場合であり、(b) は利得領域の波長の場合の解析結果を示した。この数値解析では、SOA の素子長は 700 μm とした。図 2.4.6 から明らかなようにアシスト光強度を大きくするとそれだけ利得回復時間は短縮され、これはアシスト光強度に対して単調的に減少することがわかる。また、アシスト光の入力方向は逆方向からの方がより効率的であるが、光強度が +10 dBm 程度では特にその効果が大きいということも明らかになった。また、もしアシスト光強度を +20~30 dBm 程度に大きくすると、非常に短い利得回復時間が得られ、その値は 10~20 ps 程度に達するという結果が得られた。しかしながら、これだけの光強度の光を SOA に入力することで熱の影響が増大したり、あるいは深刻なダメージを SOA 内の結晶に与える可能性があることも危惧される。

アシスト光強度については、大きな強度を入力すると利得回復時間は容易に短縮することが可能であるということが出来るが、それに対し、XGM や XPM による変調量は減少する傾向になると推察される。

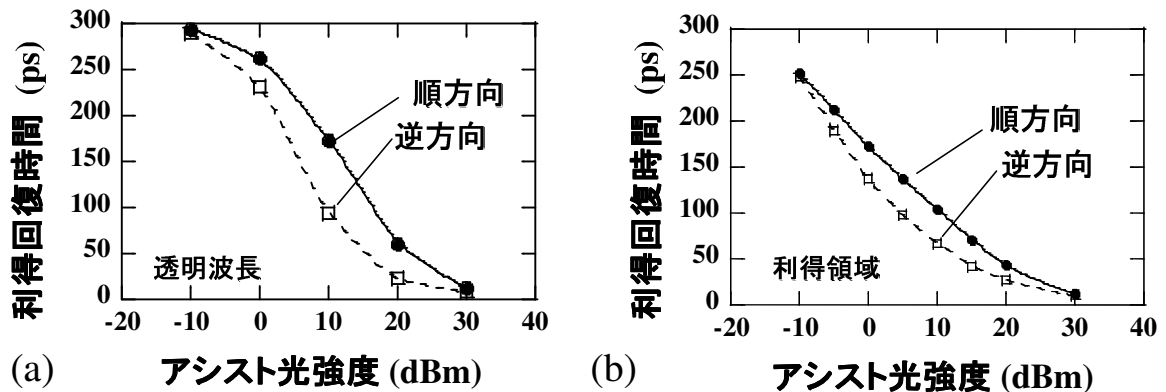


図 2.4.6 利得回復時間のアシスト光強度に対する依存性：(a) はアシスト光の波長が利得透明波長、(b) は利得領域の波長

2.4.4 アシスト光の光子エネルギー（波長）に対する各特性の依存性

以前の節では、アシスト光の波長は利得領域と利得透明波長の二つの場合で検討してきた。この節では、アシスト光の波長、すなわち光子エネルギー E_a を変化させた場合における各特性について議論する。図 2.4.7 には、アシスト光の光子エネルギーに対する、(a) XPM 量 = π 変調に必要な制御光パルスエネルギーとその時の (b) 利得回復時間、そして (c) XGM 量の依存性を示した。また、図中に点線で示した線はアシスト光を入力しなかった場合の結果をリファレンスとして記した。図 2.4.7 (a) で示したように、 E_a が大きくなると π 変調に必要な制御光のパルスエネルギーも小さくなる。アシスト光によるキャリアの消費が抑えられることがその要因と考えられ、 $E_a = 0.9 \text{ eV}$ のときにアシスト光が無い場合と同じ制御光のパルスエネルギーとなり、等価的にアシスト光を入れていない場合と同じ状態となる。利得回復時間の観点からは、 E_a が小さくなるに従って回復時間も短縮される傾向であり、特に順方向から入力した場合は利得ピーク付近の光子エネルギーにおいて利得回復時間が最小化する結果となった。逆方向入力の場合では順方向入力よりも少し E_a が大きいところで利得回復時間が最小になる。一方、XGM 量については、 E_a の値が小さくなると XGM 量が大きくなる結果となった。アシスト光自身が大きくキャリアを消費してしまい、利得を抑圧してしまうことでプローブ光に対する制御光の影響が相対的に大きくなってしまい、XGM 量が大きくなる傾向となったと推察される。

これらの数値解析の結果からは、アシスト光の光子エネルギーは $0.88 \sim 0.9 \text{ eV}$ 程度で制御光に対して影響を与えない透明波長にし、逆方向からアシスト光を伝搬させることで XPM = π 変調させるのに必要な制御光パルスエネルギーを小さく抑えつつ、利得回復時間を大きく短縮させることが可能であるということが明らかとなった。

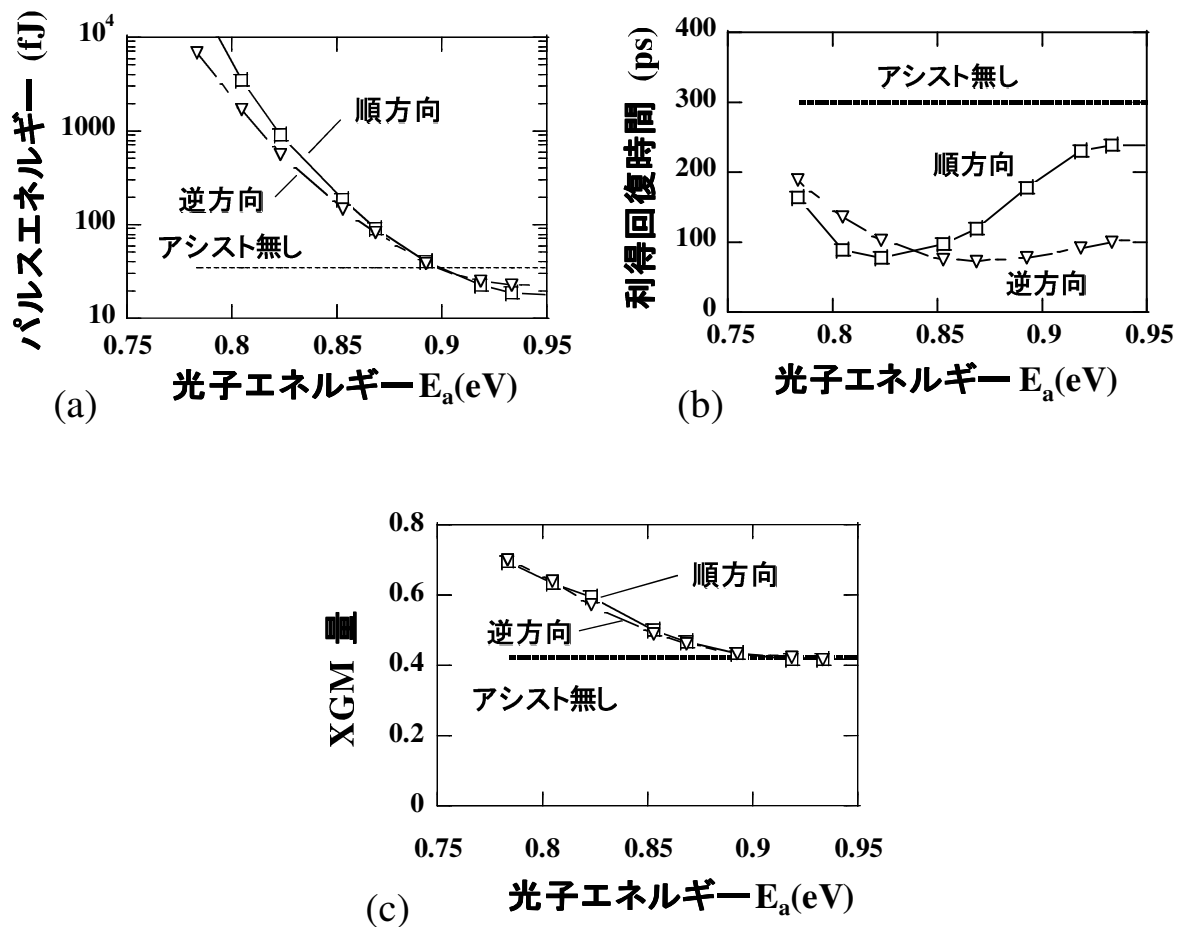


図 2.4.7 アシスト光の光子エネルギー（波長）に対する、(a) XPM 量 = π 変調に必要な制御光パルスエネルギー、(b) その際の利得回復時間、(c) XGM 量の依存性

2.4.5 プローブ光の光子エネルギー（波長）に対する各特性の依存性

図 2.4.8 にプローブ光の光子エネルギー E_p に対する (a) XPM 量 = π 変調に必要な制御光パルスエネルギーとその時の (b) 利得回復時間、そして (c) XGM 量の依存性を示した。図 2.4.8 (a) を見ると、 E_p により大きな依存性はないが、 E_p が小さいほど制御光のパルスエネルギーが低く抑えられることがわかる。利得回復時間については、 E_p に関わらずアシスト光を入力することで短縮することが可能あり、上述したように、逆方向から入力することで大きく短縮させることが可能である。XGM に関しては図 2.4.8 の (c) のようにアシスト光の有無や入力方向によらず、 E_p が小さくなるほど XGM 量は小さくなる傾向にある。以上のことを踏まえると、プローブ光の光子エネルギーを大きくするほど大きな XGM で変調

でき、逆方向からアシスト光を入射することで利得回復時間の短縮が可能となることが明らかになった。

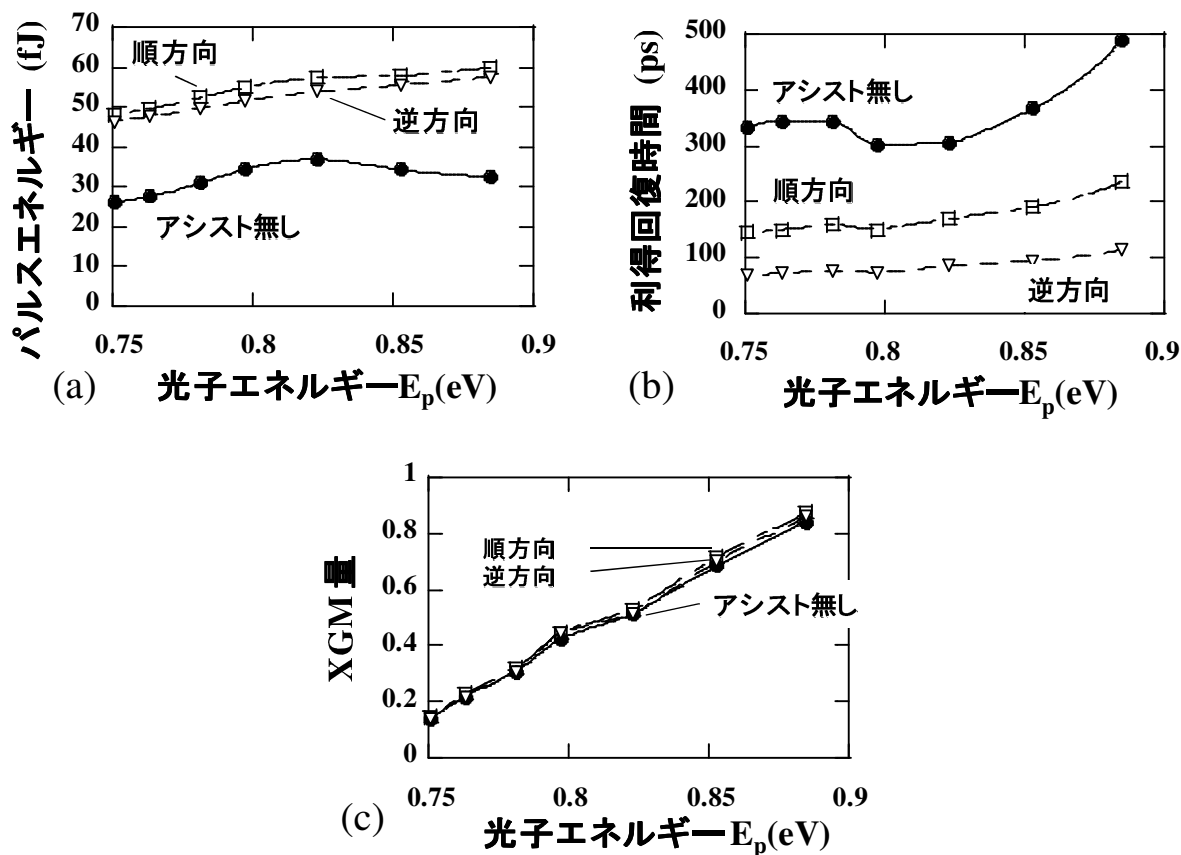


図 2.4.8 プロブ光の光子エネルギー（波長）に対する、(a) XPM 量 = π 変調に必要な制御光パルスエネルギー、(b) その際の利得回復時間、(c) XGM 量の依存性

2.4.6 制御光の光子エネルギー（波長）に対する各特性の依存性

この節では、制御光の光子エネルギー E_c に対する各特性について検討する。前節と同様に、制御光の光子エネルギー E_c に対する (a) XPM 量 = π 変調に必要な制御光パルスエネルギーとその時の (b) 利得回復時間、そして (c) XGM 量の依存性をそれぞれ図 2.4.9 に示す。(a) ~ (c) のグラフで共通している点として、利得ピークの光子エネルギーを頂点として対称な特性となっているように見える。これは制御光 E_c の各特性が利得スペクトルの状態に起因していると考えられ、制御光の増幅に伴うキャリアの減少・利得の変化による。 E_c が利得スペクトルのピークから外れるほど制御光パルスの増幅度が低下するため、XPM 量 = π 変調するのに必要なパルスエネルギーも増加することになる。XGM 量につい

でも制御光の光子エネルギー E_c が利得スペクトルのピーク付近の場合、上述したように、大きくパルスが増幅されるため、キャリア密度の消費が大きくなり、それに伴う利得スペクトルの変化も増大するため、XGM量が大きくなる。また、アシスト光の効果については、逆方向から入力させた場合の方が、広い波長帯域（光子エネルギー帯域）に渡って利得回復時間の短縮効果が得られることを示している。

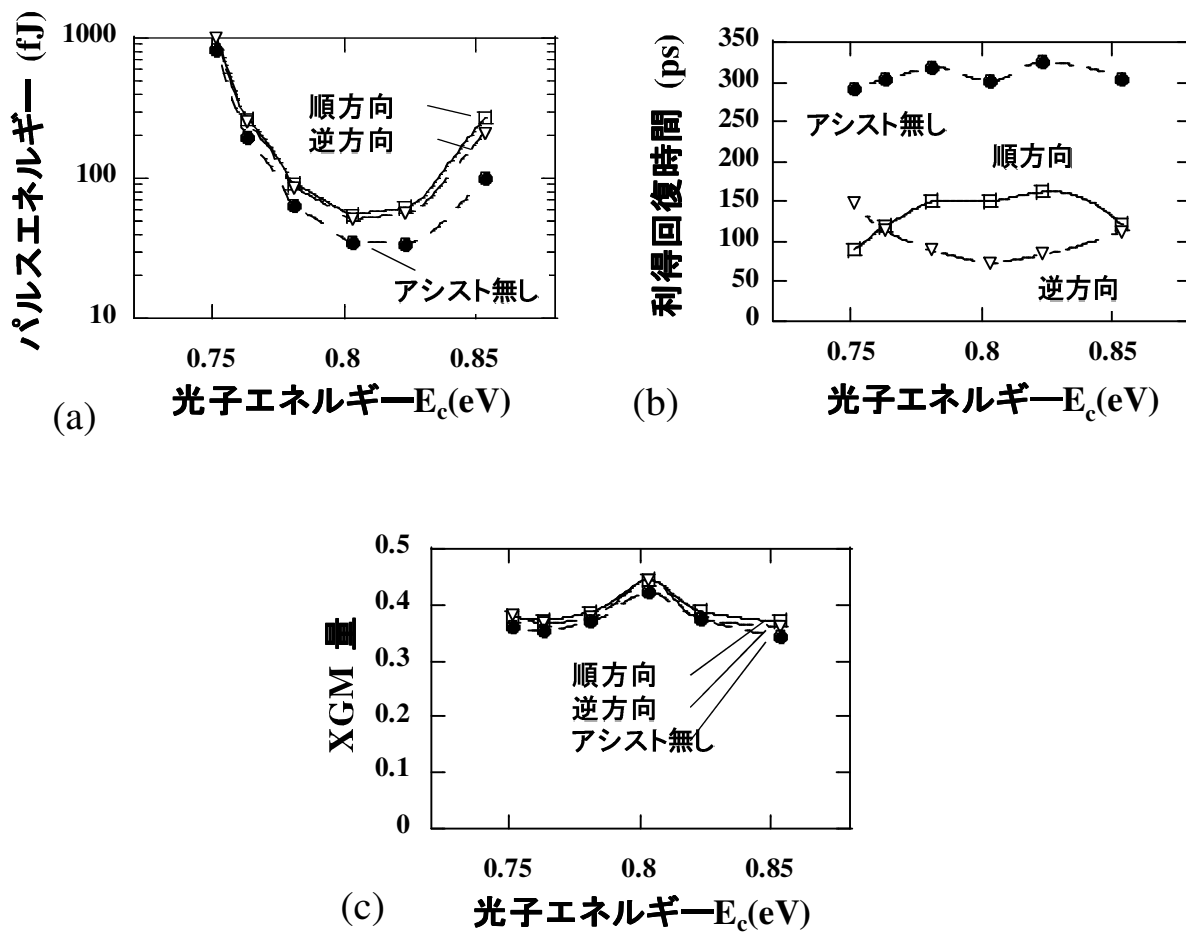


図 2.4.9 制御光の光子エネルギー（波長）に対する、(a) XPM 量 $= \pi$ 変調に必要な制御光パルスエネルギー、(b) その際の利得回復時間、(c) XGM 量の依存性

2.4.7 アシスト光を用いた Bulk-SOA の高速動作に対する設計指針

この節では、これまでの節で述べた数値解析の結果を元にして、Bulk-SOA の高速動作化への素子構造の設計指針を述べる。Bulk-SOA の利得回復時間を出来るだけ小さくするよ

うな条件で、本章で提案した全光論理ゲート素子で用いる XGM を大きくするような SOA の素子構造・設計である必要がある。

アシスト光を利用することにより、Bulk-SOA の応答速度の高速化が可能であることを既に明らかにした。アシスト光については入力方向で特性が変化するが、利得回復時間という観点からは、非常に高速な応答速度を得ることが出来るため、逆方向から入力する方が望ましい。またアシスト光の波長、すなわち光子エネルギーについては、利得透明点やそれよりも少し小さいエネルギーが適している。XGM 量も大きくなる傾向があるという点が理由である。また、アシスト光の強度に関しては、光強度が強い方がその分利得回復時間を短縮することが可能である。プローブ光の光子エネルギーについては XGM 量を大きくするには、より短波長の波長が適しているといえる。制御光に関しては、利得ピーク付近の光子エネルギーが望ましく、特性がその近辺で平坦的な傾向にあることから、利得ピークエネルギー付近の比較的広い範囲において適している。上述したような観点において適切な条件を考えると、 $L = 700 \mu\text{m}$ では XGM 量 0.3 ~ 0.4 程度になってしまうが利得回復時間を 60 ps 程度で動作させることが出来る。XGM 量をさらに大きくするには、素子長を長くすることで改善することが出来る。さらにアシスト光の強度を +20 dBm まで強くすれば、利得回復時間をさらに 25 ps 程度までは短縮することが可能である。これらの解析的に示した利得回復時間については、参考文献[2-31]に示されている 40 ps という実験結果と比較すると、素子構造や実験条件が厳密には一致していないものの、大体一致するような結果となった。

2.4.8 QD 構造による利得回復時間の高速化と XGM の比較

前節までで Bulk 構造の SOA においては素子設計・動作条件、そしてアシスト光により動作速度を高速化することによって利得回復時間を 25 ps 程度まで短縮可能であることを明らかにした。しかし、SOA の活性層を QD 構造とすることによってさらなる高速化が可能であることを本節で示し、また、XGM について、Bulk と QD の特性の差も示す。

図 2.4.10 に QD-SOA の利得回復時間と注入電流密度の関係を示す。このときの素子長 $L = 1700 \mu\text{m}$ とし、CW プローブ光の入力光波長は 1558 nm, 光強度は -20 dBm とした。制御光パルスはパルス幅 10 fs であり、パルスエネルギーは 30 fJ とした。解析に用いた QD-SOA の構造パラメータは表 2.4 にすでに示した。この結果から、 $\sim 2 \text{ kA/cm}^2$ で利得回復時間 25 ps 程度が得られており、これは Bulk 構造の SOA で素子設計を適切にし、アシスト光により高速化を図った場合と同等程度である。注入電流密度を大きくすることによってさらに利得回復時間を短縮化することが出来、 $\sim 15 \text{ kA/cm}^2$ 程度で 7 ps の利得回復時間となった。この結果から SOA の活性層の構造を QD 構造とすることによって超高速な利得回復が可能であることは明らかであり、提案した全光論理ゲート素子における SOA の活性層を QD 構造と

することで超高速信号に対して動作できると期待される。

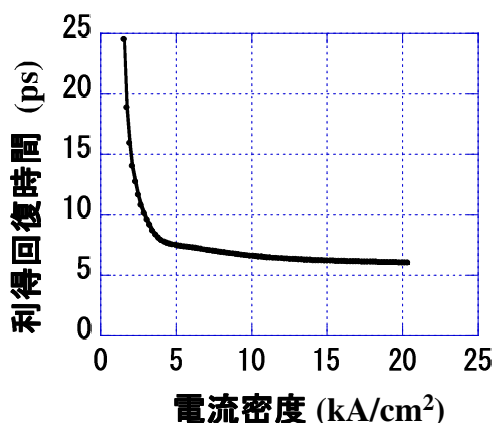


図 2.4.10 QD-SOA の利得回復時間の電流密度依存性

図 2.4.11 は Bulk または QD-SOA の素子長に対する XGM 量の関係を示したものである。この解析においては、SOA にプローブ光として波長 λ_p の CW 光と、制御光として波長 λ_s の単一パルス光を入力した場合を考え、 $\lambda_p = 1551 \text{ nm}$, $\lambda_s = 1549 \text{ nm}$ とし、それぞれの入力光強度とピーク強度は -20 dBm, 0 dBm として数値解析を行った。ここで、XGM は、

$$\text{XGM 量} = (1 - P_{\text{out}}) / P_{\text{min}} \quad (2.33)$$

であり、 P_{out} , P_{min} はそれぞれ、 λ_p の CW 光の定常状態の出力強度と最低光強度である。QD-SOA と Bulk-SOA とともに素子長を長くすると、XGM 量も大きくなるのがわかるが、QD よりも Bulk の方が XGM 量は大きいことが示された。QD-SOA の場合、それぞれの入力波長に対する遷移エネルギーの QD に対して誘導放出し、それぞれの QD における利得の均一広がりに対して、XGM が引き起こされると考えられる。ある波長の遷移エネルギーに対する QD の均一広がりあまり大きくないため、それぞれの入力光における XGM は Bulk に比べ小さくなると考えられるため、このような解析結果となったと考えられる。

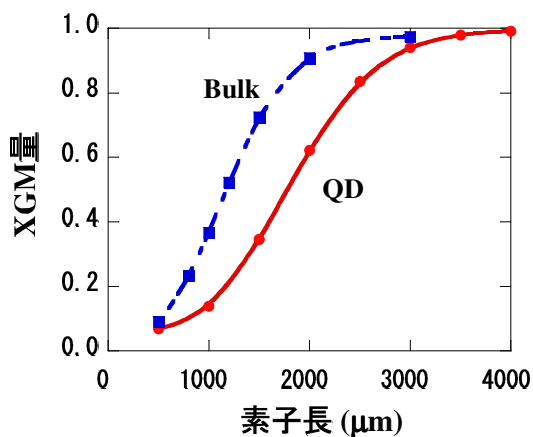


図 2.4.11 QD-SOA と Bulk-SOA の素子長に対する XGM 特性

以上の結果から、ある一定量の XGM 量を得るためには SOA の活性層を QD 構造にした場合、Bulk 構造よりも長い素子長が必要になってしまうが、利得回復時間が非常に短い
ため、QD 構造の SOA を提案した光論理ゲート素子に適用した方が利点は大きいと結論付
けられる。

2.5 半導体光増幅器のマイケルソン干渉計型波長変換素子への応用

本節では、SOA を用いた光信号処理デバイスの一例として、マイケルソン干渉計型波
長変換素子に関して特性の解析を行い、前節までで明らかにした Bulk-SOA の高速動作化設
計指針が有用であることを明らかにする。

図 2.5.1 に示したのは多モード干渉 (MMI : Multi Mode Interference) カップラーを用い
たマイケルソン干渉計型の波長変換素子[2-32]の (a) 鳥瞰図と (b) 上面図である。報告例
の多い典型的な構造であるマッハツェンダー干渉計型波長変換素子に対し、マイケルソン
干渉計型波長変換素子は後で述べるようにその動作原理から、非常にコンパクトで、高い
消光比・変換効率という点がメリットとして期待できる。

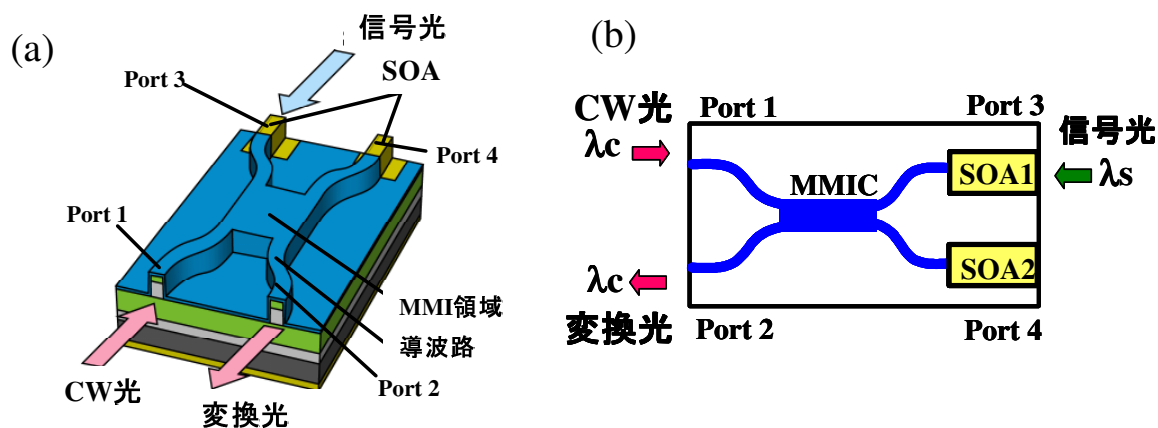


図 2.5.1 マイケルソン干渉計型波長変換素子のデバイス構造：(a) 鳥瞰図と (b) 上面図

このマイケルソン干渉計型波長変換素子は、MMI 部とアクセス導波路で構成されてお
り、アクセス導波路の一部は SOA とした構造である。活性層と導波層のカップリング構造
としてバットジョイント構造を用いている。デバイスの組成は InGaAsP / InP 系であり、パ

ッシブ導波路はバンドギャップ波長 $\lambda_g = 1240$ nm、活性層はバンドギャップ波長 $\lambda_g = 1550$ nmである。

動作原理は以下の通りである。このデバイスでは波長 λ_c のCW光と波長 λ_s の信号光の二つの光を用いており、波長 λ_s の信号を波長 λ_c のCW光に寄せ代えることで波長変換をさせる。波長 λ_c のCW光を図2.5.1に示したPort1から入力する。すると3dBカップラーとして設計されたMMI導波路を伝搬することにより、二つのSOA₁とSOA₂に強度が等しくなるように入力される。このとき、SOA₁とSOA₂に印加するバイアス電流を調節することで、端面で反射されたCW光が再びMMIでモード干渉を起こし、Port1から出力されるような初期状態にする。入力信号が“0”の場合には初期状態と同じ状態であるので反射光はPort1から出力される。このとき、出力ポートであるPort2から λ_c の光は出力されないため、変換光の出力は“0”となる。次に入力信号が“1”の場合、SOA₁には入力信号光と分波されたCW光が入力し、SOA₂には分波されたCW光のみが入力する。SOA₁では、信号光が入力したためにXPMが引き起こされるのでSOA₁を通る光の位相が変化する。SOA₁からの反射光とSOA₂からの反射光の位相差が π になるように信号光強度を設定すると、波長 λ_c の反射光は出力ポートから出力される。その結果、変換光の光出力は“1”となる。また、このような動作原理のため、信号光 λ_s の光パルスがポート3に入力すると出力ポートから光パルスが出力されるが、この信号光の取り除くためにはフィルタを装荷すればよい。なお、SOA₁またはSOA₂のバイアス電流により初期位相差をつけることにより反転動作も可能である。

次にこのマイケルソン干渉計型波長変換素子の数値解析の結果を示す。解析条件はSOAを700 μm としており、またCW光の波長を1555 nm、強度を-12 dBm、信号光の波長を1545 nm、そして変調速度を10 Gbpsとした。またアシスト光の強度を+13 dBmとし、波長を1404 nmの利得透明波長とした。なお、電流密度は100 mA 辺り 14.3 kA/cm²である。図2.5.2に3つの解析条件における波長変換光の出力アイパターン波形を示す。(a)はアシスト光を入力せずに波長変換動作させた場合の数値解析であり、入力信号光のピーク強度は-5.55 dBmであり、SOA₁、SOA₂の注入電流はともに260 mAとした。(b)はPort1からアシスト光を入力した場合の解析結果であり、入力信号光のピーク強度は-1.0 dBmであり、SOA₁、SOA₂の注入電流はそれぞれ280 mA、260 mAである。(c)はPort3からアシスト光を入力した場合の解析結果であり、入力信号光のピーク強度は同様に-1.0 dBmであるが、SOA₁、SOA₂の注入電流はそれぞれ231 mA、280 mAである。また、図2.5.3の左列にはマイケルソン干渉計型波長変換素子の変換光と入力信号光の時間波形、右列にはCW光の位相差の時間変化を示し、(a) ~ (c)はそれぞれ図2.5.2に記載した解析条件と同様にアシスト光を入力しなかった場合、Port1からアシスト光を入力した場合、そしてPort3からアシスト光を入力した場合を示した。

図2.5.2 (a)のアイパターンを見てみると、かなり良好なアイが得られていることがわかる。この消光比は9.52 dBであった。また、図2.5.3左列(a)の図に示したように、非反

転で波長変換がされている。しかしながら、これらのグラフからマークレベル、スペースレベルと両方ともパターン効果の影響が大きいように思われる。このマーク・スペースレベルのパターン効果が大きくなっているのは、図 2.5.3 の右列 (a) の位相差の時間変化のグラフを確認すると、前節で述べたように、全てのマーク・スペースの位相差の値が π と 2π に達しているわけではなく、その値のばらつきのために波長変換光の時間波形やアイパターンのグラフのようにパターン効果が生じていると推察される。

次に図 2.5.2 (b)、(c) のアシスト光を入力した場合のアイパターン波形の解析結果から、アシスト光を入力する前と比較すると、非常に良好なアイパターンが得られたことがわかる。アシスト光を入力する前に見られたスペース部分のパターン効果が改善されている。図 2.5.2 (b) の結果では変換光の消光比は 14.7 dB となり、アシスト光の入力前後で消光比が 5 dB 程度改善した。また、消光比だけでなく、明らかにアイ開口も大きくなっている。図 2.5.3 の右列 (b) の位相差の時間変化の結果が示しているとおおり、On-Off の信号により、位相差の値がほぼ毎回同じ値に収束している。またキャリア緩和時間で律則される立下りの変化においても非常に高速に応答している。そのために図 2.5.3 の左列 (b) の変換光の時間変化のグラフを見てもわかるように正確な波長変換動作をしていることが理解できる。

次にアシスト光を Port3 から入力した場合、Port1 から入力した場合よりも幾分アイパターンのアイ開口が小さくなっている。この変換光の消光比を見積もったところ 13.4 dB であった。図 2.5.3 の右列の位相差の時間変化に注目すると、Port1 からアシスト光を入力した場合においては位相が変化した際に π 、 2π にかなり正確に達していたのに対して、Port3 から入力した場合にはその値のばらつきが大きくなっている。すなわち、それは利得回復時間の短縮効果が Port1 から入力した場合ほど大きくないということが言える。このような違いが生じる理由に関してはこの波長変換素子がマイケルソン干渉計を用いているということに起因していると推察される。素子構造的に Port1 からアシスト光を入力すると SOA に伝搬した後に端面で反射し、再び SOA 内を伝搬することになる。この SOA 内を往復伝搬するというのが非常に効果の高い要因なのではないかと推察される。すなわち、Port1 からアシスト光を入力した場合には等価的にその両方向から SOA にアシスト光を入力した場合と同じような効果があるが、それに対して Port3 からアシスト光を入力した場合には SOA₁ 内をそのまま通過するに過ぎない。その違いがアイパターンの違いにつながっている要因であると考えられる。

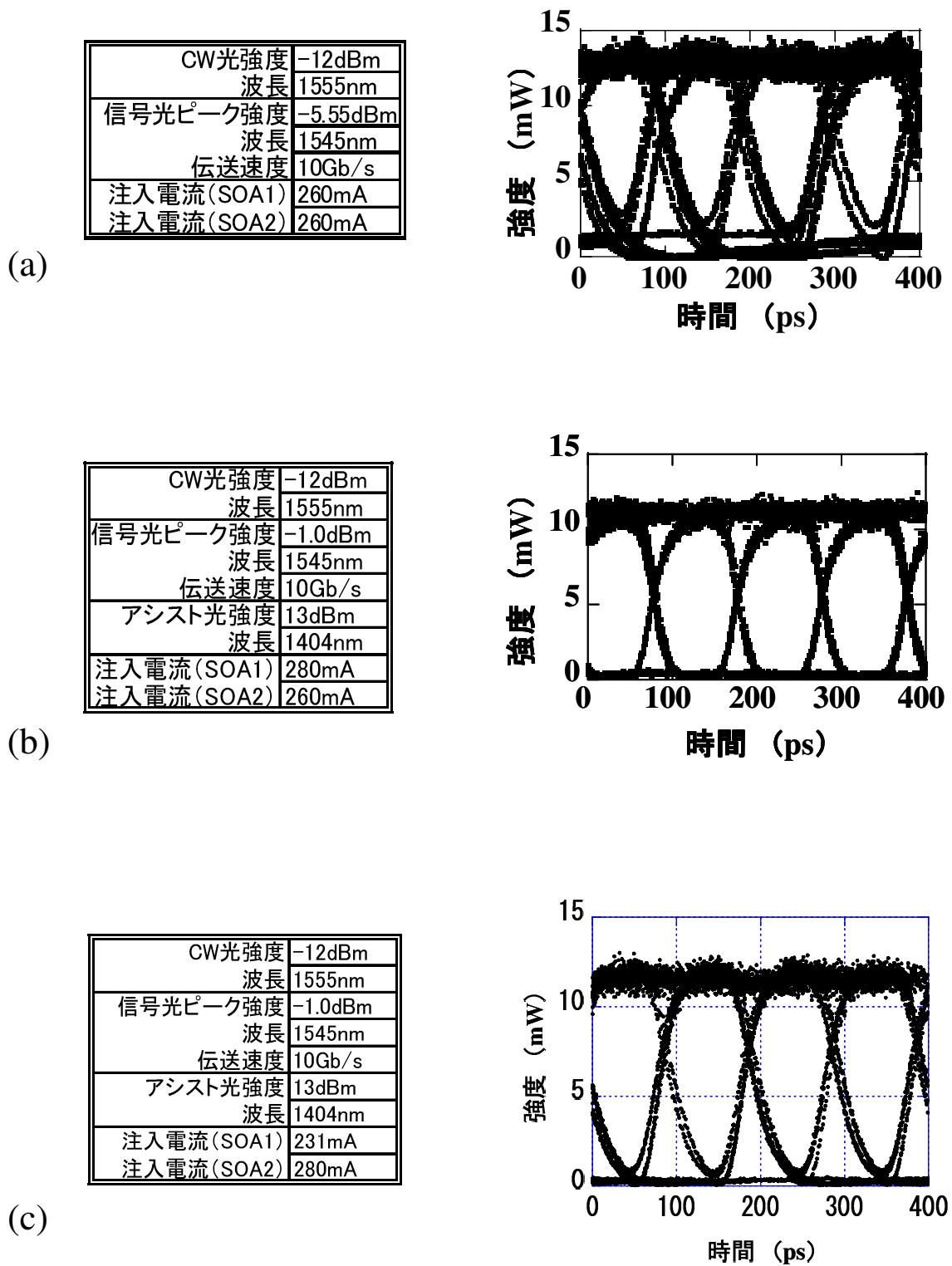


図 2.5.2 マイケルソン干渉計型波長変換素子の (左) 解析条件と (右) 出力変換光のアイパターン波形: (a) アシスト光を入れない場合、(b) Port1 からアシスト光を入力する場合、そして (c) Port3 からアシスト光を入力する場合

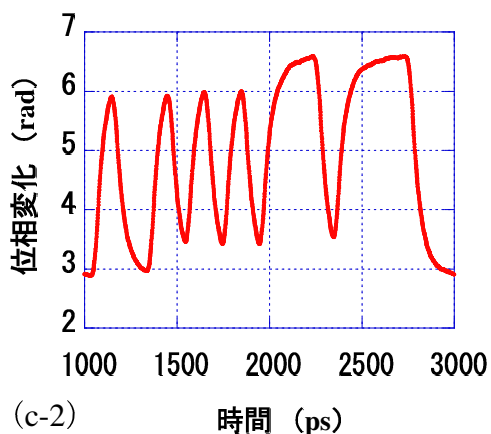
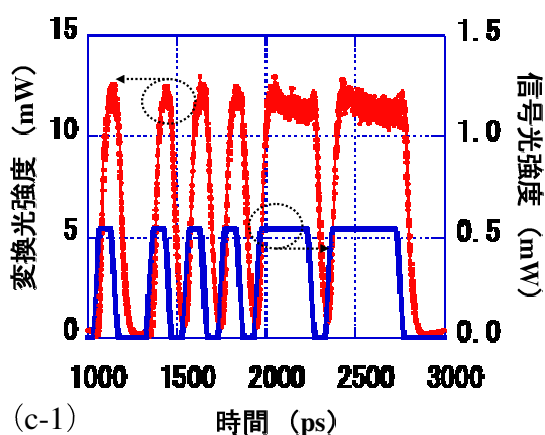
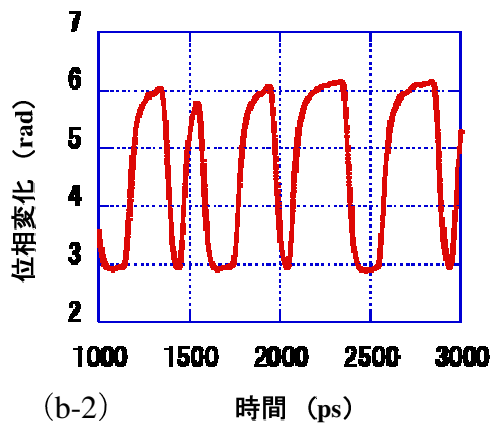
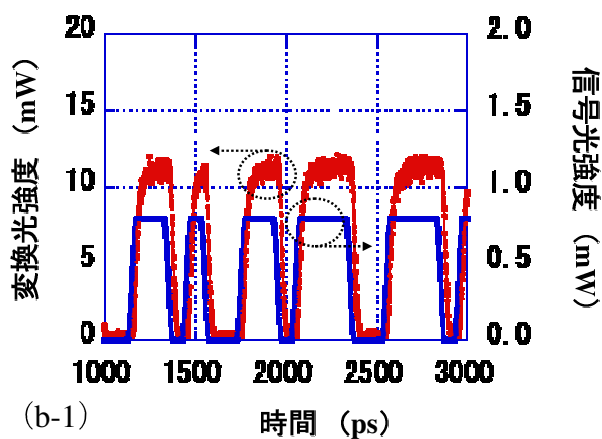
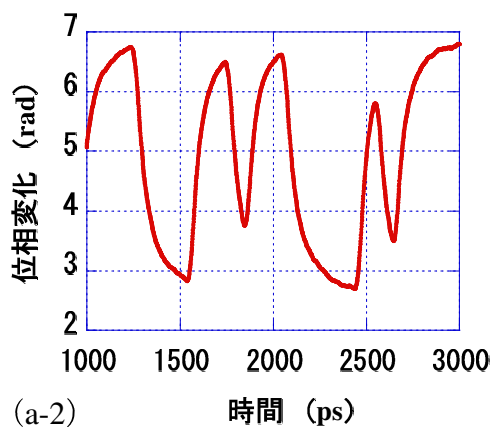
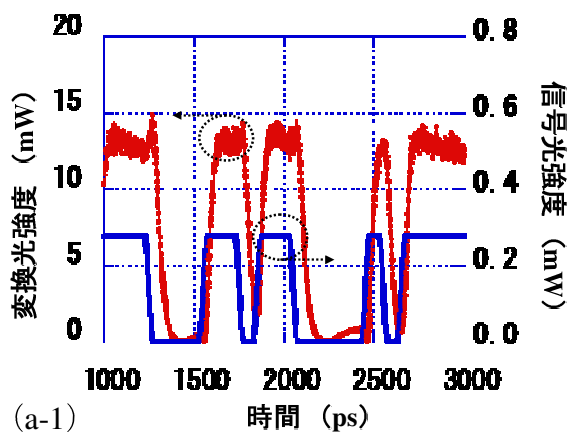


図 2.5.3 マイケルソン干渉計型波長変換素子の入力信号光、出力変換光、そして XPM 量の時間波形：(a) アシスト光を入れない場合、(b) Port1 からアシスト光を入力、そして (c) Port3 からアシスト光を入力した場合

2.6 第2章まとめ

第2章では、全光ネットワークのノードでのラベル判定などの超高速全光信号処理を可能とする光デバイスとして、SOA と二重リング共振器フィルタを集積した構造の光論理ゲート素子を提案し、そのSOA と二重リング共振器をモノリシックに集積した全光論理ゲート素子の特徴や動作原理などを述べた。この第2章では特にSOA に注目し、その特性を解析する手法としてレート方程式を用いた伝達行列法を用いたが、擬フェルミ準位を逐次計算し、スペクトルホールバーニングを考慮して利得スペクトルを算出することで、より正確な利得スペクトルを反映できるようにした点が特徴である。Bulk-SOA で設計や外部注入光であるアシスト光による効果により、~25 ps 程度まで利得回復時間を短縮出来ることを示したが、SOA の活性層に QD 構造を採用し、注入電流密度を 15 kA/cm² 程度にすることで利得回復時間を~7 ps まで短縮可能であることを示した。上述したアシスト光を用いて Bulk-SOA の高速応答化を図る方法についてはすでに報告例があるものの、詳細に検討した報告例は少なく、またどの程度までの高速応答化が可能であるかを検討することは重要であると考えられ、提案した光論理ゲート素子において 160 Gb/s 程度の超高速動作をさせるためには QD-SOA を用いる必要があることを理論解析により明らかにした。

第2章 参考文献

- [2-1] M. Usami, M. Tsurusawa, and Y. Matsushima, “Mechanism for reducing recovery time of optical nonlinearity in semiconductor laser amplifier”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 21, pp.2657-2659, 1998.
- [2-2] R. J. Manning, D. A. O. Davies, D. Cotter, and J. K. Lucek, “Enhanced Recovery Rates in Semiconductor-Laser Amplifiers Using Optical-Pumping”, *Electron. Lett.*, vol.30, no.10, pp.787-788, 1994.
- [2-3] R. J. Manning and D. A. O. Davies, “Three-wavelength device for all-optical signal processing”, *Opt. Lett.*, vol.19, no.12, pp.889-891, 1994.
- [2-4] 辻健一郎、トウイ・チャヒョウ・カンチヨロ、渡邊拓也、小野寺紀明、猿渡正俊, 「SOA-XGM におけるアシスト光注入によるダイナミクスの解明」、2004年 電子情報通信学会総合大会、C-4-32, 2004.
- [2-5] 辻健一郎、渡邊 拓也、小野寺 紀明、猿渡 正俊, 「アシスト光を用いる SOA の相互位相変調特性の解析」、2004年 電子情報通信学会総合大会、C-4-35, 2004.

- [2-6] G. Berrettini, A. Simi, A. Malacarne, A. Bogoni, and L. Potí, “Ultrafast Integrable and Reconfigurable XNOR, AND,NOR, and NOT Photonic Logic Gate”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 8, pp.917-919, 2006.
- [2-7] J. Dong, X. Zhang, Y. Wang, J. Xu, and D. Huang, “40 Gbit/s reconfigurable photonic logic gates based on various nonlinearities in single SOA”, *Electron. Lett.*, vol. 43, no. 16, pp. 884-886, 2007.
- [2-8] J. Dong, X. Zhang, S. Fu, J. Xu, P. Shum, and D. Huang, “Ultrafast All-Optical Signal Processing Based on Single Semiconductor Optical Amplifier and Optical Filtering”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 14, no. 3, pp.770-778, 2008.
- [2-9] C. Sima, J. C. Gates, H. L. Rogers, P. L. Mennea, C. Holmes, M. N. Zervas, and P. G. R. Smith, “Phase controlled integrated interferometric single-sideband filter based on planar Bragg gratings implementing photonic Hilbert transform”, *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 5, pp.727-729, 2013.
- [2-10] Q. Fang, J. Song, X. Tu, L. Jia, X. Luo, M. Yu, and G. Q. Lo, “Carrier-Induced Silicon Bragg Grating Filters With a p-i-n Junction”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp.810-812, 2013.
- [2-11] Y. Goebuchi, T. Kato, and Y. Kokubun, “Fast and Stable Wavelength-Selective Switch Using Double-Series Coupled Dielectric Microring Resonator”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.18, no.3, pp.538-540, 2006.
- [2-12] R. Grover, V. Van, T. A. Ibrahim, P. P. Absil, L. C. Calhoun, F. G. Johnson, J. V. Hryniewicz, and P.-T. Ho, “Parallel-Cascaded Semiconductor Microring Resonators for High-Order and Wide-FSR Filters”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 5, pp. 900 - 905, 2002.
- [2-13] Dominik G. Rabus, Michael Hamacher, Ute Troppenz, and Helmut Heidrich, “Optical Filters Based on Ring Resonators with Integrated Semiconductor Optical Amplifiers in GaInAsP–InP”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, no. 6, pp. 1405-1411, 2002.
- [2-14] S. Matsuo, Y. Yoshikuni, T. Segawa, Y. Ohiso, and H. Okamoto, “A Widely Tunable Optical Filter Using Ladder-Type Structure”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.15, no.8, pp.1114-1116, 2003.
- [2-15] H. Lee, Hyunjae Y., Yonggyoo K., and J. Jeong, “Theoretical Study of Frequency Chirping and Extinction Ratio of Wavelength-Converted Optical Signals by XGM and XPM Using SOA’s”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 8, pp.1213-1219, 1999.
- [2-16] P. J. Annetts, M. Asghari, and I. H. White, “The Effect of Carrier Transport on the Dynamic Performance of Gain-Saturation Wavelength Conversion in MQW Semiconductor Optical Amplifiers”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp.320-329, 1997.
- [2-17] P. Gong, J. Hsieh, S. Lee, and J. Wu, “Theoretical Analysis of Wavelength Conversion Based on Four-Wave Mixing in Light-Holding SOAs”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 1,

- pp.31-40, 2004.
- [2-18] J. Hsieh, P. Gong, S. Lee, and J. Wu, “Improved Dynamic Characteristics on Four-Wave Mixing Wavelength Conversion in Light-Holding SOAs”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 10, no. 5, pp.1187-1196, 2004.
- [2-19] N. C. Kothari and Daniel J. Blumenthal, “Influence of Gain Saturation, Gain Asymmetry, and Pump/Probe Depletion on Wavelength Conversion Efficiency of FWM in Semiconductor Optical Amplifiers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 10, pp. 1810-1816, 1996.
- [2-20] H. Simos, A. Bogris, and D. Syvridis, “Investigation of a 2R All-Optical Regenerator Based on Four-Wave Mixing in a Semiconductor Optical Amplifier”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 2, pp. 595-604, 2004.
- [2-21] J. Zhou, N. Park, J. W. Dawson, K. J. Vahala, M. A. Newkirk, and B. I. Miller, “Efficiency of Broadband Four-Wave Mixing Wavelength Conversion Using Semiconductor Traveling-Wave Amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 1, pp. 50-52, 1994.
- [2-22] M. Sugawara, H. Ebe, N. Hatori, M. Ishida, Y. Arakawa, T. Akiyama, K. Otsubo, and Y. Nakata, “Theory of optical signal amplification and processing by quantum-dot semiconductor optical amplifiers,” *Phys. Rev. B*, vol. 69, no. 23, pp. 235332-1–235332-39, 2004.
- [2-23] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, and A. Sakamoto, “Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot lasers,” *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 11, pp. 7595–7603, 2001.
- [2-24] M. Sugawara, N. Tatori, T. Akiyama, Y. Nakata, and H. Ishikawa, “Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers for High Bit-Rate Signal Processing over 40 Gbit/s”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.40, no. 5B, pp. L488-L491, 2001.
- [2-25] M. Sugawara, T. Akiyama, N. Hatori, Y. Nakata, H. Ebe and H. Ishikawa, “Quantum-dot semiconductor optical amplifiers for high-bit-rate signal processing up to 160 Gb s⁻¹ and a new scheme of 3R regenerators”, *Meas. Sci. Technol.*, vol.13, pp. 1683-1691, 2002.
- [2-26] M. Sugawara, N. Hatori, T. Akiyama, and Y. Nakata, “Optical gain in $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ self-assembled quantum dots and its effect on optical devices”, *Proc. IPRM 2001*, pp.358-361, 2001.
- [2-27] Y. Ueno, S. Nakamura, and K. Tajima, “Penalty-Free Error-Free All-Optical Data Pulse Regeneration at 84 Gb/s by Using a Symmetric-Mach-Zehnder-Type Semiconductor Regenerator”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 5, pp.469-471, 2001.
- [2-28] M. Hattori, K. Nishimura, R. Inohara, and M. Usami, “Bidirectional Data Injection Operation of Hybrid Integrated SOA-MZI All-Optical Wavelength Converter”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 2, pp.512-519, 2007.
- [2-29] 宮原利治、杉立厚志、高木和久、松本啓資、青柳利隆、八田竜夫, 「光アシスト光源を集積化した波長変換器素子」, 2004 電子情報通信学会総合大会、C-4-31, 2004.

- [2-30] K. Morito, "Output-Level Control of Semiconductor Optical Amplifier by External Light Injection", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 12, pp.4332-4341, 2005.
- [2-31] M. Tsurusawa, K. Nishimura and M. Usami, "First Demonstration of Pattern Effect Reduction in 40 Gb/s Semiconductor Optical Amplifier Based All-Optical Switch Utilizing Transparent cw Assist Light", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 41, Part 1, no.2B, pp. 1199–1202, 2002.
- [2-32] K. Yoshioka, K. Miyazaki, K. Utaka, K. Uchida and A. Matsumoto, "Michelson Interferometer-Type Wavelength Converter Integrated with Multimode Interference Coupler; Fundamental Characteristics", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 6A, pp. 3424–3428, 2004.

第3章 量子ドット(QD)-SOA を用いた光論理ゲート素子の超高速動作に向けた設計指針

3.1 はじめに

第2章ではSOAの非線形効果を利用し、全光ネットワークのノードでのラベル判定などの超高速全光信号処理を可能とする光デバイスとして、半導体光増幅器と二重リング共振器フィルタを集積した構造の光論理ゲート素子を提案した。Bulk-SOAを適切な設計にし、アシスト光を用いて高速応答化させることにより ~ 25 ps程度まで利得回復時間を短縮可能であることを示したが、SOAの活性層に量子ドット(QD: Quantum dots)構造を用いることにより利得回復時間を ~ 7 ps程度までさらに短縮可能であることを示した。Bulkや多重量子井戸(MQW: Multi-Quantum Well) SOAは通常、40 Gb/s程度の高速な信号速度になるとパターン効果により、光信号が歪んでしまうという問題がある[3-1]。その問題の解決方法の一つとして、QD構造をSOAに採用し、非常に高速な信号処理が可能であるという報告が様々な研究グループからなされている[3-2]-[3-14]。パターン効果による波形歪の要因の一つは第2章で検討した利得回復時間に起因している。

本論文では、InP(311)B基板上に歪補償技術を用いてMBEでエピタキシャル成長した多重積層量子ドット[3-15]-[3-17]について、高密度QDによる高効率な相互作用の観点において注目した。未だ報告例のないInP(311)B基板を使用した1550 nm帯多重積層QD-SOAを用いた光論理ゲート素子を検討する。本章ではこの素子の特性を数値解析によって明らかにすることで超高速動作可能な設計指針を示し、160 Gb/sの信号速度の超高速動作の可能性が十分期待できることを示す。

3.2 光論理ゲート素子の出力特性に関する数値解析方法

3.2.1 光論理ゲート素子における数値解析全体の流れ

光論理ゲート素子の出力特性を検討するための数値解析方法に関しての概略は以下の通りである。前段のSOA領域と後段のリング共振器フィルタ素子に分けて考え、前段のSOA領域では、第2章で示したレート方程式を用いたTMMを用いて数値解析を行い、リング共振器フィルタの部分では前段の計算結果を高速フーリエ変換(FFT: Fast Fourier Transform)により、波長領域特性に変換し、リング共振器の伝達関数との演算を行う。最後に逆フーリエ変換を行うことで出力光の特性を解析する。リング共振器フィルタ領域に関して次節で詳細を述べる。

3.2.2 リング共振器の伝達関数と FFT による数値解析

光論理ゲート素子の特性を解析する際は、QD-SOA からの出力光の時間波形を数値解析し、その結果に対し FFT を行う。QD-SOA の出力光の波長特性、すなわちスペクトル特性とリング共振器の伝達関数、すなわち、透過スペクトルを演算することで光論理ゲート素子の出力光スペクトルが計算される。そして、最後に逆 FFT を行うことによって、最終的な光論理ゲート素子の出力光波形が計算される。この節では、リング共振器の伝達関数に関して述べる。

単一リング共振器について次の図 3.2.1 に示すようにパラメータを置く。ここで、 $\tau_a, \kappa_a, \tau_b, \kappa_b$ はそれぞれ結合部の電界の透過・結合係数を表し、 $\tau_a^2 + \kappa_a^2 = 1, \tau_b^2 + \kappa_b^2 = 1$ である。この図 3.2.1 より、リング共振器の電界透過率は入力する光電界振幅と出力される光電界振幅の比となるので、

$$T = \frac{b_{out}}{a_{in}} = \frac{\sqrt{\alpha} \cdot (1 - \tau_a^2) \cdot \text{Exp}(-j2\pi / \lambda \cdot n_{eff} L / 2)}{\alpha \cdot \tau_a^2 \text{Exp}(-j2\pi / \lambda \cdot n_{eff} L) - 1} \quad (3.1)$$

と表される[3-18] - [3-22]。ここで、 α はリング一周の透過比率を示し、無損失の場合、 $\alpha = 1$ であり、一周辺りに電界振幅が 80% となれば、 $\alpha = 0.8$ となる。そして、 L はリング共振器の共振器長であり、 n_{eff} は等価屈折率である。この (3.1) 式より、二重リング共振器の電界透過率は次のようになる。

$$T = T_1 \cdot T_2 = \frac{\sqrt{\alpha_1} \cdot (1 - \tau_{a1}^2) \cdot \text{Exp}(-j2\pi / \lambda \cdot n_{eff1} L_1 / 2)}{\alpha_1 \cdot \tau_{a1}^2 \text{Exp}(-j2\pi / \lambda \cdot n_{eff1} L_1) - 1} \cdot \frac{\sqrt{\alpha_2} \cdot (1 - \tau_{a2}^2) \cdot \text{Exp}(-j2\pi / \lambda \cdot n_{eff2} L_2 / 2)}{\alpha_2 \cdot \tau_{a2}^2 \text{Exp}(-j2\pi / \lambda \cdot n_{eff2} L_2) - 1} \quad (3.2)$$

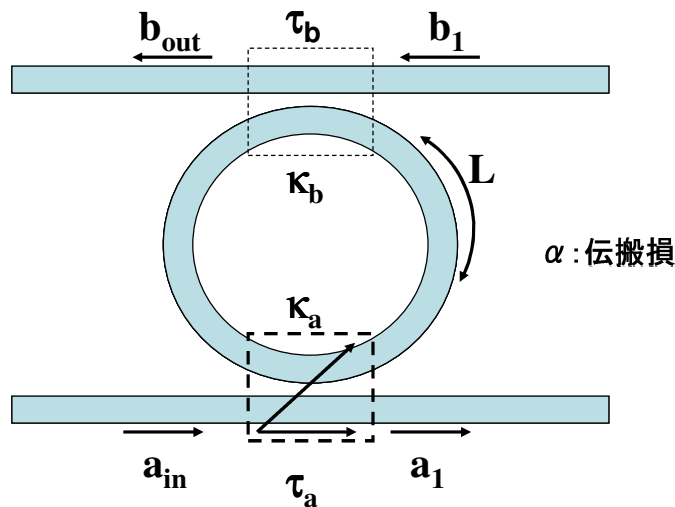


図 3.2.1 単一リング共振器の理論解析モデル

3.3 QD-SOA の論理動作へ向けた設計指針

この節では QD-SOA の利得特性、XGM 特性、そして FWM 特性について検討し、それらの結果から QD-SOA が光論理ゲート素子にモノリシックに集積されることを前提とした上で、超高速で良好な動作をする設計指針を示す。そして次節ではリング共振器フィルタの特性も加味した上で光論理ゲート素子としての最適な設計指針を検討する。

3.3.1 QD-SOA の利得特性

この 3.3.1 節では QD-SOA の利得特性を検討する。図 3.3.1 は QD-SOA における利得の注入電流・電流密度に対する依存性を示したものである。ここで、利得は QD-SOA のモード利得を示している。入力光強度 $P_{in} = -20$ dBm, 波長 $\lambda_1 = 1558$ nm, 導波路幅 $W = 1$ μm , そして素子長 $L = 1700$ μm , 及び 3000 μm として数値解析を行った。この解析においては QD の積層数を 20 層とし、活性層厚を 400 nm とした。その他の素子パラメータは表 2.4 に示した通りである。微分利得が非常に高く、比較的低電流密度で利得が飽和してしまうことがわかる。利得は素子長が長い方が最大利得は高く、 $L = 3000$ μm の素子長の場合、 3.5 kA/cm^2 程度で利得が飽和し、約 30 dB の利得が得られる結果となった。

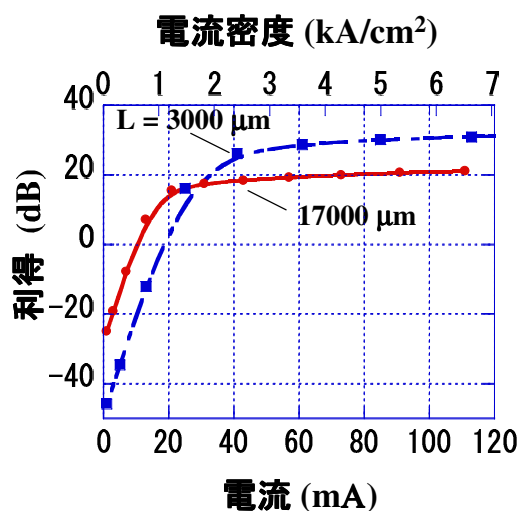


図 3.3.1 QD-SOA における利得の注入電流・電流密度依存性

図 3.3.2 は利得の素子長依存性を示した数値解析結果である。入力波長、入力光強度は上と同様とし、注入電流密度を 15 kA/cm^2 として解析を行った。素子が長くなるに従って

利得が大きくなる結果となり、 $L = 3000 \mu\text{m}$ 程度で飽和傾向となった。素子長に従って光と QD との相互作用長が長くなるため利得が大きくなると考えられるが、出力光が飽和光強度に達する素子長で利得が飽和傾向となり、このような結果となったと考えられる。また QD は Bulk や MQW に比べ活性層の密度が小さいため、このように大きな利得を得るためには長い素子長が必要となる。

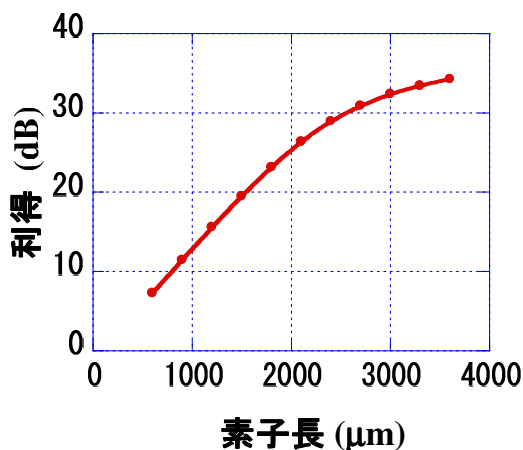


図 3.3.2 QD-SOA の利得の素子長依存性 ($J = 15 \text{ kA/cm}^2$)

図 3.3.3 は QD-SOA の利得スペクトルの解析結果を示す。この数値解析では、注入電流密度を $J = 15 \text{ kA/cm}^2$ として計算を行った。この理論解析でも同様に入力光強度、波長は同じ値で計算を行った。図 3.3.2 の素子長依存性で示したとおり、 $L = 3000 \mu\text{m}$ の素子長の方がピーク利得は大きい結果となった。利得ピーク波長は 1560 nm であるが、これは QD の基底準位の遷移エネルギーを表 2.4 にある値に設定していることによるので、この解析においては大きな意味はないことに注意が必要である。利得帯域幅は QD のばらつきに起因する不均一広がり、各 QD における利得の均一広がりに従い、それらの広がり参考文献[3-23]を参考にした。 $L = 3000 \mu\text{m}$ の場合の利得帯域幅は 31.4 nm であり、 $L = 1700 \mu\text{m}$ の場合は 29.2 nm であった。QD のサイズばらつきが小さければ利得帯域幅はさらに小さくなり、逆にばらつきが大きくなればさらに利得帯域幅は大きくなる。利得ピーク波長が 1560 nm におけるこの状態で光論理ゲート素子の動作を念頭に入れた場合、当然のことながらこの波長近辺を動作波長とし、さらに素子長は長い方が大きな利得が得られ適していると考えられる。次節以降でさらに XGM、FWM の特性について検討する。

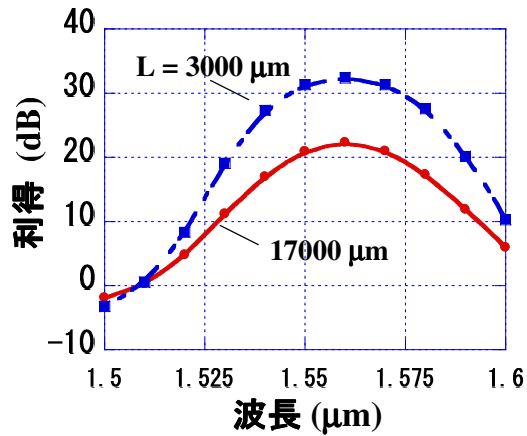


図 3.3.3 QD-SOA の利得スペクトル ($J = 15 \text{ kA/cm}^2$)

3.3.2 QD-SOA の非線形特性

この節では QD-SOA の非線形特性、特に XGM と FWM について検討する。まず、XGM の素子長依存性について図 3.3.4 に示す。図 3.3.4 では、式(2.33)で定義した XGM 量を対数で表示した。CW プローブ光の強度は -20 dBm、単一パルス光の波長とピーク強度はそれぞれ 1557 nm, 0 dBm とした。また CW プローブ光の波長は制御光波長を基準として、-1.5 nm, -10 nm とした。また、注入電流密度は 15 kA/cm^2 として数値解析を行った。波長間隔 $d\lambda = 1.5$, 及び 10 nm とともに素子長が長くなるにつれ、XGM 量は大きく増加する傾向となった。また波長間隔 $d\lambda$ が小さいほうが XGM 量は大きい結果となった。素子長が長いほど単一パルス光は大きく増幅されることになり、それに伴い QD-SOA 内のキャリア密度も誘導放出により大きく減少することになる。そのため素子長に従って XGM 量が大きくなると考えられる。また、素子長が長い程 XGM 量が飽和傾向になる点についても利得の素子長依存性と同様な傾向であり、増幅された光パルスの出力光強度が飽和するため XGM 量も飽和する傾向となる。

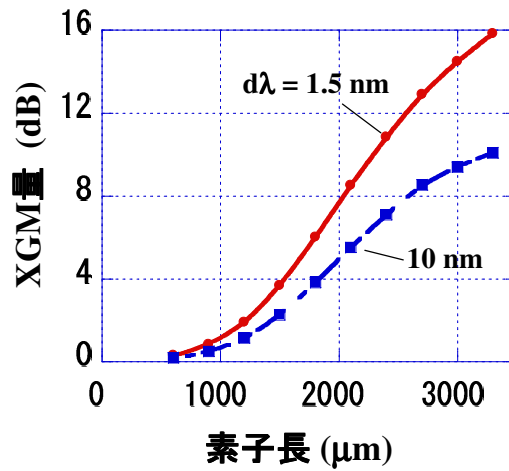


図 3.3.4 QD-SOA の XGM 量の素子長依存性 ($J = 15 \text{ kA/cm}^2$)

図 3.3.5 に XGM 量の CW プローブ光波長依存性を示す。(a)は広帯域の特性であり、(b)は $L = 3000 \mu\text{m}$ の場合で狭帯域の特性を示した。注入電流密度は $J = 15 \text{ kA/cm}^2$ として数値解析を行った。また、上述したように CW プローブ光強度は -20 dBm とし、単一パルス光のピーク強度を 0 dBm , その波長を 1557 nm とした。

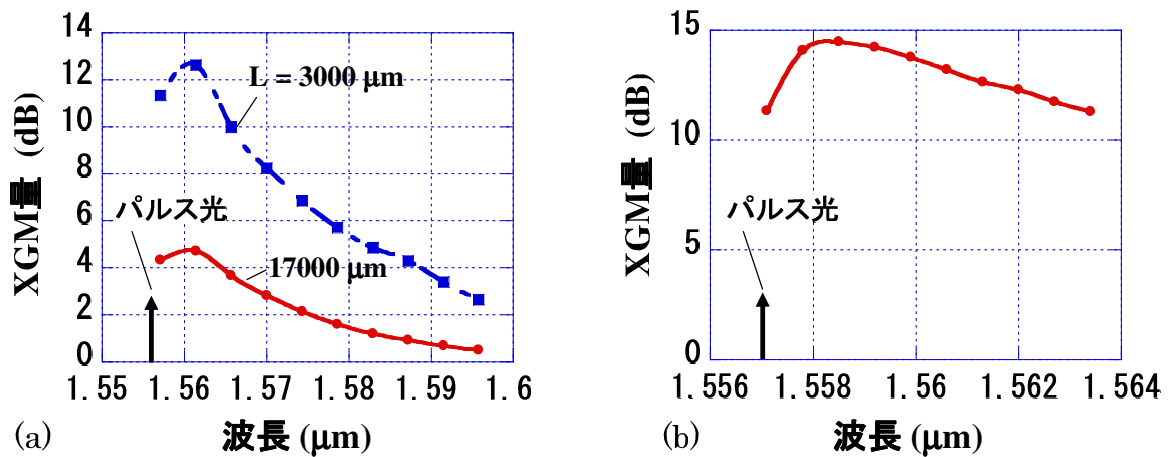


図 3.3.5 QD-SOA の XGM 量の CW プローブ光波長依存性 ($J = 15 \text{ kA/cm}^2$) : (a)広帯域特性、(b) $L = 3000 \mu\text{m}$ の場合の狭帯域特性

パルス光とプローブ光の波長間隔が大きくなるほど XGM 量が小さくなる傾向となったが、単調減少ではなく、(b)に示したように $\lambda = 1558 \text{ nm}$ 程度で極大値を取る結果となった。利得ピーク波長は 1560 nm であったことを念頭に入れると、プローブ光波長は利得ピーク波長に近づくにつれ、キャリア密度の変化が大きくなると考えられるので、 1560 nm に近づくに従って XGM 量が増加する要因があると考えられる。しかし、ある波長の利得は均一広がりローレンツ分布と QD サイズのばらつきに起因するガウス分布により定まるため、波長間隔が広がるほどパルス光によるプローブ光の XGM 量が減少する要因も存在する。それら二つの要因によって XGM 量の波長特性がこのような結果となったと考えられる。

次に FWM の素子長依存性を図 3.3.6 に示す。この FWM の解析では、光論理ゲート素子の動作を念頭に入れ、3つの入力光を設定した。入力光 1、入力光 2 をそれぞれ信号光とし、入力光 3 をプローブ光としている。入力光強度はそれぞれ、 $P_{in1} = 0 \text{ dBm}$, $P_{in2} = 0 \text{ dBm}$, $P_{in3} = -20 \text{ dBm}$ (図 3.3.6 で $P_{in} = 0 \text{ dBm}$ と表記)とした場合と $P_{in1} = -10 \text{ dBm}$, $P_{in2} = -10 \text{ dBm}$, $P_{in3} = -20 \text{ dBm}$ (図 3.3.6 で $P_{in} = -10 \text{ dBm}$ と表記)とした場合で解析を実施した。またそれぞれの波長は $\lambda_1 = 1558.5 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1557 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 1555.5 \text{ nm}$ とし、波長間隔 $(\lambda_1 - \lambda_2) = (\lambda_2 - \lambda_3) = d\lambda = 1.5 \text{ nm}$ とした。QD-SOA への注入電流密度は $J = 15 \text{ kA/cm}^2$ として数値解析を行った。

素子長の長い方が発生する FWM 光の強度は大きい結果となり、また $P_{in} = 0 \text{ dBm}$ の方が $P_{in} = -10 \text{ dBm}$ よりも大きくなった。SOA の素子長の長い方が相互作用長は長くなり、FWM 光の強度は大きくなると考えられ、また、FWM 光は発生原理としてポンプ光強度の強い方が発生効率は高くなるため、この結果は妥当な結果と言える。

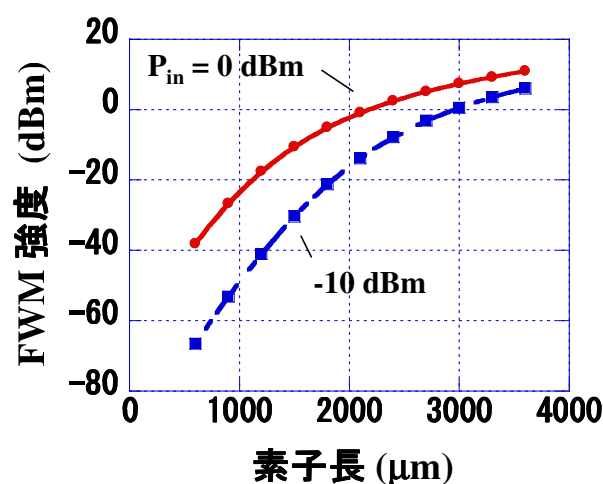


図 3.3.6 QD-SOA の FWM 強度の素子長依存性 ($J = 15 \text{ kA/cm}^2$)

図 3.3.7 に QD-SOA の FWM 強度の波長依存性を示す。素子長 $L = 1700 \mu\text{m}$ または $3000 \mu\text{m}$ で解析を行った。また注入電流密度は $J = 15 \text{ kA/cm}^2$ とした。(a)は広帯域の特性であり、(b)は狭帯域の特性である。図 3.3.7 の横軸には入力光 1 の波長 λ_1 を取り、波長 $\lambda_2 = 1557 \text{ nm}$ とした。そして、 $(\lambda_1 - \lambda_2) = (\lambda_2 - \lambda_3) = d\lambda$ の関係を満たすように設定した。また、 $P_{in1} = 0 \text{ dBm}$, $P_{in2} = 0 \text{ dBm}$ とし、 $P_{in3} = -23 \text{ dBm}$ とした。

FWM 強度の波長特性も図 3.3.5 に示した XGM の波長特性と同様な解析結果の傾向が見られた。素子長の長い $3000 \mu\text{m}$ の方がどの波長においても FWM 光の強度は大きくなっており、 $\lambda = 1560 \text{ nm}$ 付近で極大値となった。FWM の発生効率 η は式 (2.21) で与えられるが、波長間隔が大きくなると η は小さい値となる。利得スペクトルとの関係から利得ピーク波長 $\lambda = 1560 \text{ nm}$ よりも少し短波長側で極大値になったのではないかと考えられる。

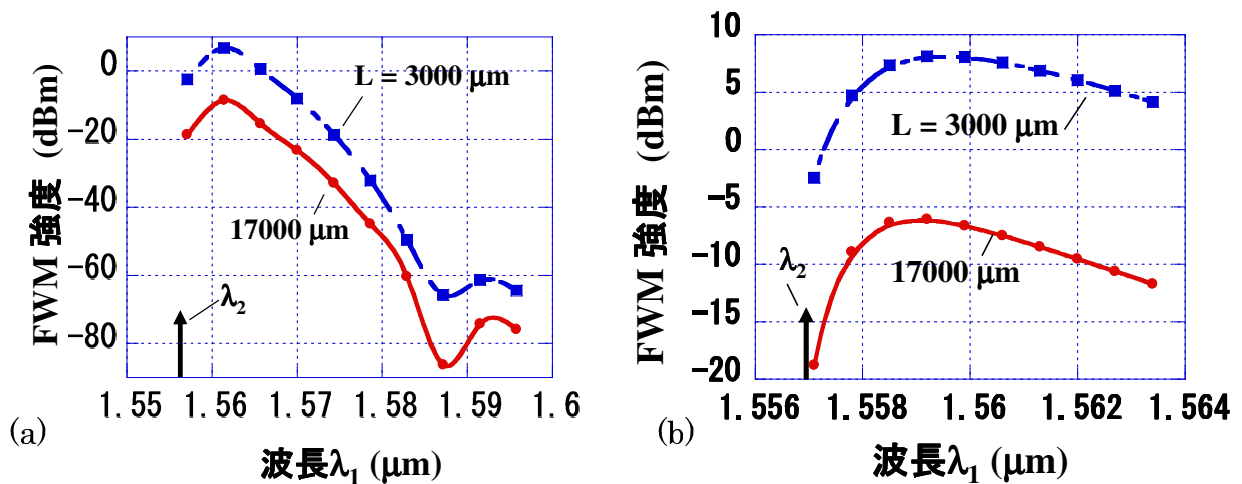


図 3.3.7 QD-SOA の FWM 強度の波長依存性 ($d\lambda = \text{一定}$) : (a)広帯域特性、(b)狭帯域特性

図 3.3.8 に FWM 強度の入力光強度に対する特性を示す。素子長 $L = 1700 \mu\text{m}$ または $3000 \mu\text{m}$ で解析を行った。また注入電流密度は $J = 15 \text{ kA/cm}^2$ とした。それぞれの入力光波長は $\lambda_1 = 1558.5 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1557 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 1555.5 \text{ nm}$ とした。入力光強度は $P_{in1} = P_{in2}$ として変化させ、 $P_{in3} = -23 \text{ dBm}$ として数値解析を実施した。

図 3.3.6 の考察で述べたように入力光強度を増加させることで FWM 発生効率 η の値が高くなり FWM 強度が高くなっていることがわかる。FWM の強度は入力光の強度による発生効率 η の値と発生した FWM 光の SOA 内での増幅という要因により FWM 強度が決まると考えられる。 $L = 1700 \mu\text{m}$ の方が $3000 \mu\text{m}$ よりも入力光強度を変化させた時の FWM 強度の変化率が高い結果となっていることから、素子長が短い方が入力光強度の変化に対して FWM 強度の変動が大きいと言える。

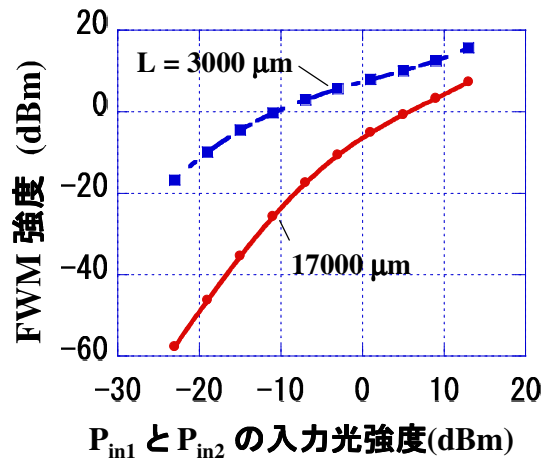


図 3.3.8 QD-SOA の FWM 強度の入力光強度依存性 ($J = 15 \text{ kA/cm}^2$)

以上の結果より、光論理ゲート素子に向けた設計指針をまとめる。良好な論理ゲート動作を行うためには、第2章で動作原理を示したように二つの異なる入力光が光論理ゲート素子に入力した場合、XGMによりプローブ光の強度を十分に抑圧させる必要がある。そのためには QD-SOA の素子長は長い方が適していると考えられ、そしてこれは FWM の素子長依存性の観点からも適していると考えられる。ただし、デバイスの小型化の観点からは素子長は短い方が良いので、必要十分な長さにすべきである。また、波長間隔の観点から考えた場合においても XGM, FWM とともに波長間隔が短い方が大きな XGM 量と FWM 強度が得られる。また、入力光強度は大きい方が発生する FWM 強度は大きい解析結果となった。これらの点から、QD-SOA の素子長は $3000 \mu\text{m}$ 程度の長さは必要であり、入力光の波長間隔は $1.5 \sim 2.0 \text{ nm}$ 程度、そして入力光強度は $\sim 0 \text{ dBm}$ の光強度が必要ということになる。また、利得は大きい方が FWM 発生効率は高いので、注入電流密度は高い方が良いと考えられる。

3.4 光論理ゲート素子の設計指針

3.4.1 リング共振器フィルタの設計

前節では QD-SOA の光論理ゲート素子に向けた設計指針について述べた。この節ではリング共振器フィルタの設計を含めた光論理ゲート素子の全体の設計指針について述べる。まず、リング共振器の特性について検討する。図 2.2.1 に示したように提案した光論理

ゲート素子にモノリシックに集積されたフィルタ素子は二重リング共振器である。二つのリング共振器の共振器長はそれぞれ L_1, L_2 とした。 $\kappa_{a1}, \kappa_{b1}, \kappa_{a2}, \kappa_{b2}$ を 3.2.2 節で定義した電界振幅結合係数とすると、光強度結合係数を $\kappa_1 = \kappa_{a1}^2 = \kappa_{b1}^2$ 及び $\kappa_2 = \kappa_{a2}^2 = \kappa_{b2}^2$ とし、 $\kappa = \kappa_1 = \kappa_2$ とした。また 3.2.2 節で定義したリング共振器の一周辺の電界透過係数を $\alpha = 0.98$ として理論計算を行った。

図 3.4.1 には二重リング共振器の一つのリング共振器長を $L_1 = 115 \mu\text{m}$ とし、もう一つの共振器長を $115 \mu\text{m}$ から少しずらした場合の二重リング共振器フィルタの透過特性を示す。(a)は $\kappa = 0.45$, (b)は $\kappa = 0.16$ の場合の透過スペクトルである。 $L_2 = 115 \mu\text{m}$ のときの透過中心波長を 1555 nm と設定し、(a)では L_2 の値を $115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 123$ そして $125 \mu\text{m}$ の場合のスペクトルを示した。(b)では同様に L_2 の値を $115, 116, 117, 118, 119 \mu\text{m}$ として行った。それぞれの図から明らかなように共振器長の差が大きくなると透過帯域幅が大きくなるが、コントラストが小さくなる。また、共振器長の差が大きくなると透過帯域の中心にくぼみが生じ、平坦性が劣化する。

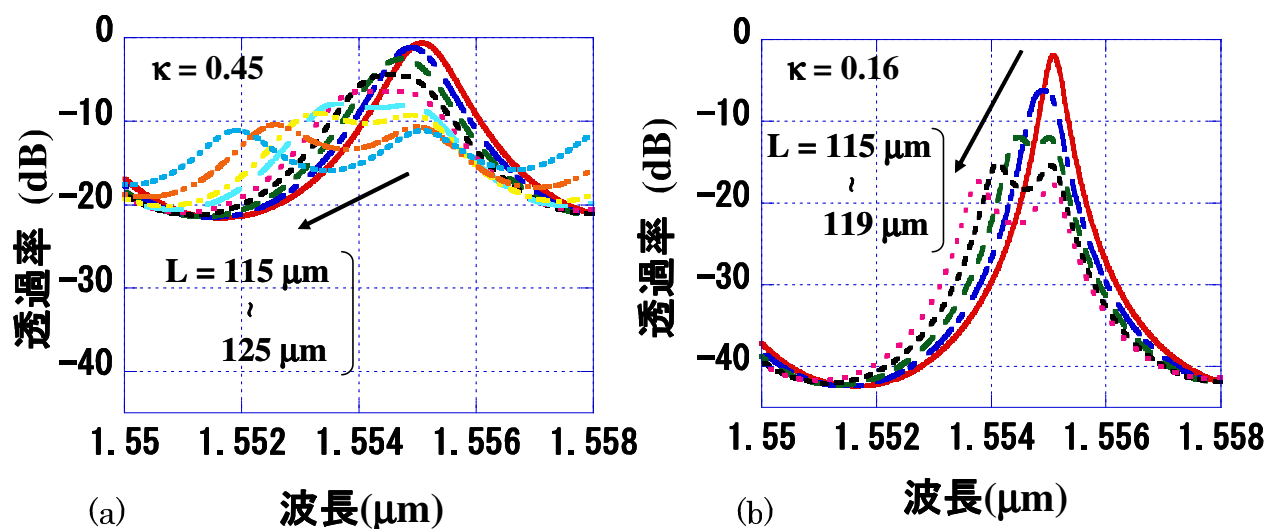


図 3.4.1 二重リング共振器フィルタの透過スペクトル : (a) $\kappa = 0.45$, (b) $\kappa = 0.16$ の場合

図 3.4.1 の共振器長の差と 3 dB 透過帯域幅、透過コントラストの関係について計算した結果が図 3.4.2 である。(a)は 3 dB 透過帯域幅、(b)は透過コントラストの特性である。共振器長の差が $3 \mu\text{m}$ 程度になると 3 dB 透過帯域幅の値は結合係数の違いによらずほぼ同じ帯域幅となっているが、図 3.4.1 から明らかなように結合係数の小さい方に透過帯域の中心に大きなくぼみが生じてしまい、平坦な透過特性が得られていない。 κ の小さい場合の平坦な透過特性が得られている 3 dB 帯域幅は、 κ の大きな場合に比べ狭い帯域になる。これは κ が小さい場合には Q 値が高くなり、単一のリング共振器の透過帯域幅が狭くなることに起因

している。共振器長の差が大きくなると透過コントラストが減少していく傾向にあることについては図 3.4.1 のところで既に述べたとおりである。

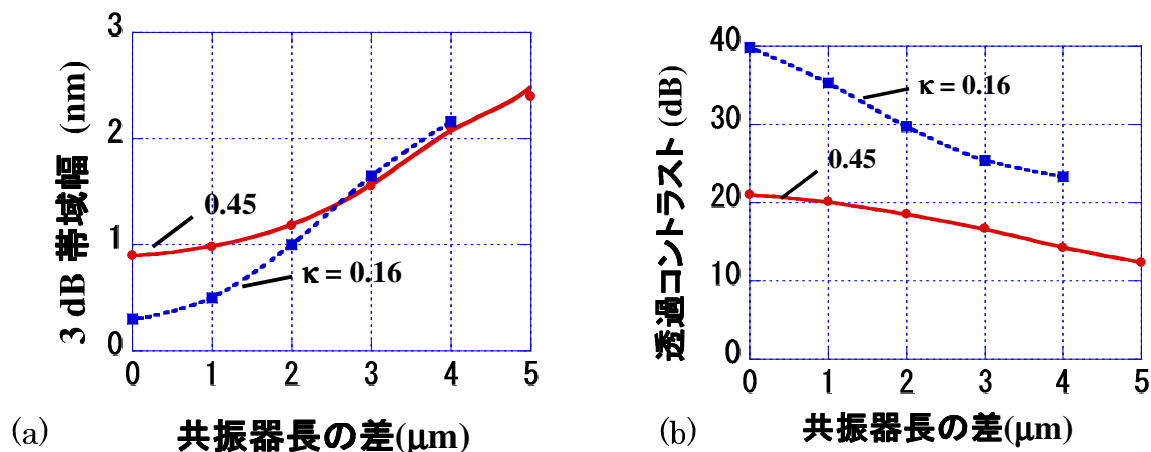


図 3.4.2 二重リング共振器フィルタの(a)3 dB 帯域幅及び(b)コントラストの共振器長の差依存性: $\kappa = 0.45$ 及び $\kappa = 0.16$ の場合

これらの結果からリング共振器の設計指針についてまとめる。既に第 2 章において QD-SOA の利得回復時間が非常に短く、超高速動作が期待されることを明らかにした。その結果を元に 160 Gb/s の信号速度の論理ゲート動作を念頭に入れ考えた場合、リング共振器フィルタの透過帯域は信号帯域よりも大きくする必要がある。160 Gb/s の変調信号の場合、信号の 3 dB 帯域幅は約 1.48 nm と見積もられるので、リング共振器フィルタの帯域幅は 1.5 ~ 2.0 nm 程度は必要と考えられる。その場合、リング共振器の共振器長の差は 3 ~ 4 μm 程度必要となる。透過コントラストについては大きい値であればそれだけ良いのであるが、15 dB あれば十分信号を分離出来ると考えられる。図 3.4.2(b) から共振器長差が 3 ~ 4 μm の場合、結合係数 κ がこれらの値の範囲においては、おおよそ透過コントラスト 15 dB を満足する。図 3.4.1 のスペクトルの形状を考慮すると、 κ が小さい場合では透過帯域の平坦性の悪化により、フィルタリングされた信号が歪む可能性があるため、 κ の値は大きい方が良いと考えられる。以上より、 $\kappa = 0.45$, $L_1 = 115 \mu\text{m}$, $L_2 = 118 \sim 119 \mu\text{m}$ であれば 160 Gb/s の信号速度に対しても論理ゲート動作が可能であると結論付けられる。

3.4.2 QD-SOA の 160 Gb/s による動作解析

次に前節までにおいて QD-SOA の設計指針を述べてきたが、本節ではその指針に基づいて解析を行い、160 Gb/s の信号に対して QD-SOA が動作することを数値解析によって示す。提案した光論理ゲート素子における動作を念頭に入れ、二つの信号と Probe 光を入力した場合の SOA からの出力光について数値解析を行った。二つの信号光と Probe 光の波長はそれぞれ、 $\lambda_1 = 1559 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1557 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{probe}} = 1555 \text{ nm}$ とした。それぞれの入力光強度は $P_1 = 0 \text{ dBm}$, $P_2 = 0 \text{ dBm}$, $P_{\text{probe}} = -27 \text{ dBm}$ とした。QD-SOA に入力する信号光の速度は 160 Gb/s の RZ 信号とし、また、Probe 光は 160 GHz の連続パルス列とした。そして、比較として数値解析した Bulk-SOA の入力信号は 40 Gb/s とし、Probe 光は 40 GHz の連続パルス列としている。QD-SOA、Bulk-SOA の素子長は $L = 3000 \mu\text{m}$ とし、素子幅は $1 \mu\text{m}$ である。図 3.4.3 に QD-SOA と Bulk-SOA の二つの入力光と出力光 ($\lambda_{\text{probe}} = \lambda_{\text{FWM}}$) の時間波形の数値解析結果を示す。図 3.4.3 に示した通り、二つの入力光の論理値が一致した場合、光パルスが出力されており、それに対し、二つの入力光の論理値が一致しない場合、光パルスが XGM により抑圧されて、出力レベルは“0”となっていることがわかる。すなわち、XNOR 論理動作がなされていることがわかる。この時、入力光が“00”の場合は Probe 光が出力されており、一方、入力光が“11”の場合は FWM による光パルスが出力されている。この解析では、Probe 光と FWM 光の出力レベルを同じレベルになるように入力光の強度レベルを調整している。

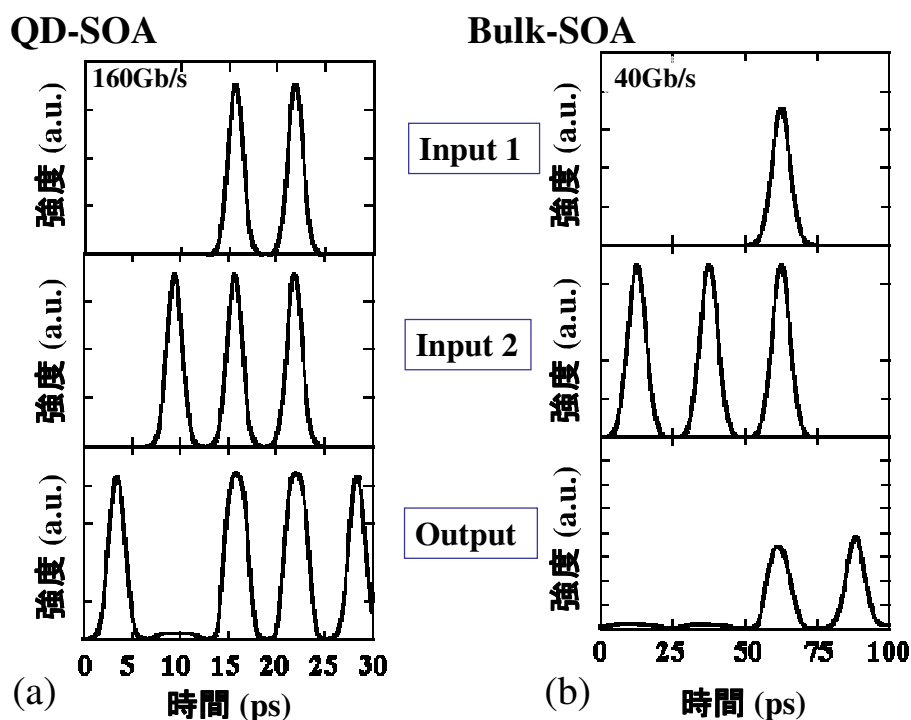


図 3.4.3 (a)QD-SOA と(b)Bulk-SOA における二つの入力光 (λ_1, λ_2) と出力光 ($\lambda_{\text{probe}} = \lambda_{\text{FWM}}$) の時間波形の数値解析結果

図 3.4.3 の出力光波形のアイパターン波形が、次の図 3.4.4 である。図 3.4.4 を見てわかるように、QD-SOA の出力光のアイパターンは非常に良好な出力が得られている。それに対し、Bulk-SOA では“1”レベルの強度ばらつきが大きくなってしまっている。ここで、アイ開口率と消光比を図 3.4.5 に示した概略図と次式によって定義する。すなわち、アイ開口率は次式のように定義する。

$$EA = \frac{Min_1 - Max_0}{Ave_1 - Ave_0} \quad (3.3)$$

ここで、EA はアイ開口率であり、 Min_1 、 Max_0 、 Ave_1 、 Ave_0 はそれぞれ 1 レベルの最小値、0 レベルの最大値、1 レベルの平均値、そして 0 レベルの平均値である。それぞれのアイパターンを、アイ開口率と消光比で評価すると QD-SOA と Bulk-SOA のアイ開口率はそれぞれ、97.5 % と 55.5% であり、消光比は 13.2 dB と 10.0 dB であった。消光比に関しては、Bulk-SOA においても約 10 dB の値が得られているが、アイ開口率では 55 % ほどしか得られていない。それに対し、QD-SOA はアイ開口率、消光比ともに非常に良好な値が得られていることがわかる。このように 160 Gb/s の超高速 RZ 信号に対しても QD-SOA は応答可能であることを示唆している結果が得られた。

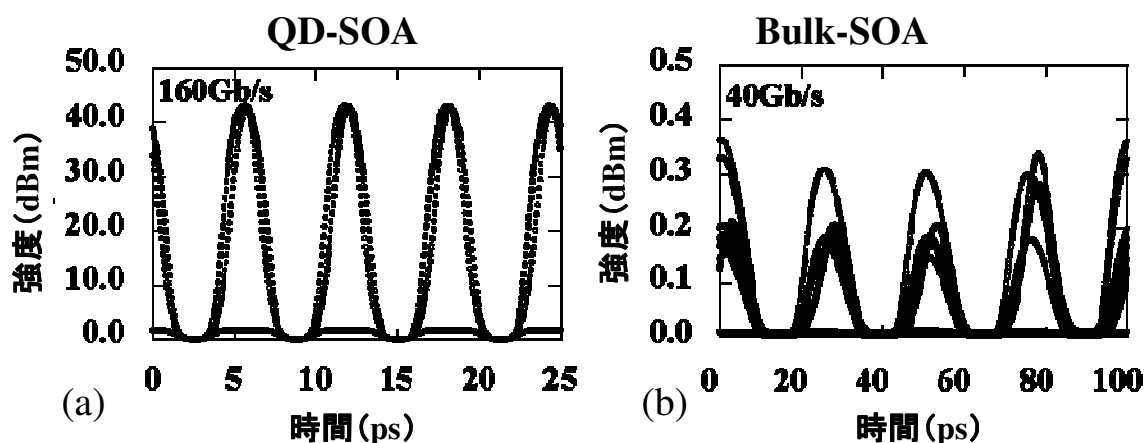


図 3.4.4 (a) QD-SOA と (b) Bulk-SOA の出力光 ($\lambda_{probe} = \lambda_{FWM}$) のアイパターン波形の数値解析結果。

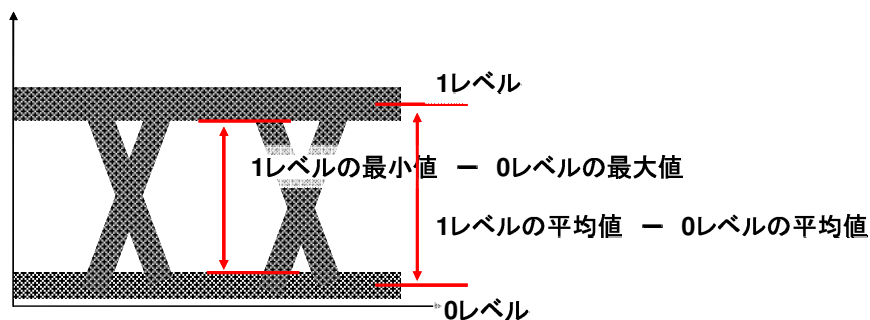


図 3.4.5 アイ開口率と消光比の定義の概略図

3.4.3 論理ゲート動作設計指針

前節までで述べた QD-SOA と二重リング共振器フィルタの設計指針に基づき本節では、論理ゲート動作設計指針を述べる。良好な論理ゲート動作のためには SOA において高い XGM と FWM 光の発生が必要であり、また高速な利得回復時間も必要である。そして、広帯域なフィルタの透過帯域と透過コントラストも同様に必要である。これらの設計指針を示し、QD-SOA で 160 Gb/s の動作が可能であることを前節で述べ、3.4.1 節ではリング共振器フィルタの設計指針を示した。これらのデバイス設計・解析結果を元に光論理ゲート素子としての出力について検討した。

3.4.2 節で述べた解析条件で得られた QD-SOA からの出力結果を用いて、光論理ゲート素子の出力の数値解析を行った。図 3.4.6(a)に二重リング共振器フィルタの透過特性を示す。光強度結合係数 $\kappa = 0.45$ とし、共振器長の差 $dL = 4 \mu\text{m}$ の場合を考える。単一リング共振器の透過中心波長が共振器長 $L = 115 \mu\text{m}$ のときに 1555 nm となるように設定すると、二重リング共振器フィルタの共振器長がそれぞれ $L_1 = 115 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 119 \mu\text{m}$ の場合、図 3.4.6(a)に示したように二重リング共振器フィルタの透過中心波長が 1555 nm から少し短波長側にずれた特性となった。そして、 $L_1 = 113 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 117 \mu\text{m}$ とした場合に二重リング共振器フィルタの透過中心波長が 1555 nm となっていることがわかる。

図 3.4.6(b)はそのフィルタ特性によりフィルタリングされた光論理ゲート素子の出力光の透過光スペクトルである。出力光の中心波長は 1555 nm であるので、 $L_1 = 113 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 117 \mu\text{m}$ の場合、光論理ゲート素子の出力光スペクトルも左右対称のスペクトルになっているが、 $L_1 = 115 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 119 \mu\text{m}$ の場合ではフィルタの透過中心波長が少し短波側にずれているため、出力光スペクトルの対称性も崩れた特性となっている。

図 3.4.7 にはそのときの出力光のアイパターンを示した。二重リング共振器フィルタの透過帯域幅はどちらも 2.2 nm あるため、それぞれ良好な出力光アイパターンが得られているが、透過中心波長が 1555 nm の場合の出力光波形の方が立ち上がりと立下りが若干急峻になっているように見える。それに対し、透過中心波長が少し短波側にずれた場合の方は立ち上がりと立下りが少し鈍ってしまっている。これはフィルタリングされる信号の透過スペクトルの長波長側の高周波成分が少し除去されてしまったためと考えられる。すなわち、より良好な出力光波形を得るためにはフィルタの透過中心波長を出力光の波長に適切に合わせる必要がある。

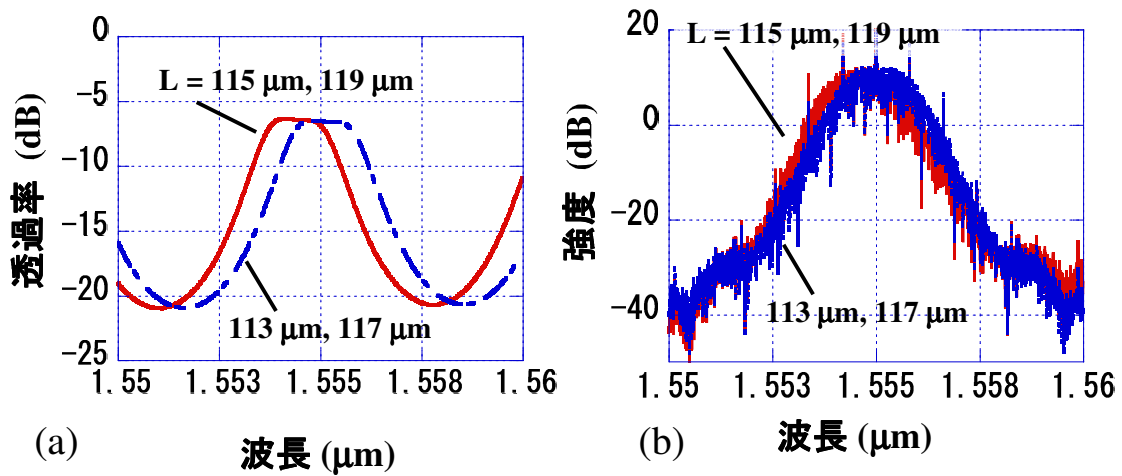


図 3.4.6 (a)二重リング共振器フィルタの透過特性と(b)光論理ゲート素子の出力光スペクトル

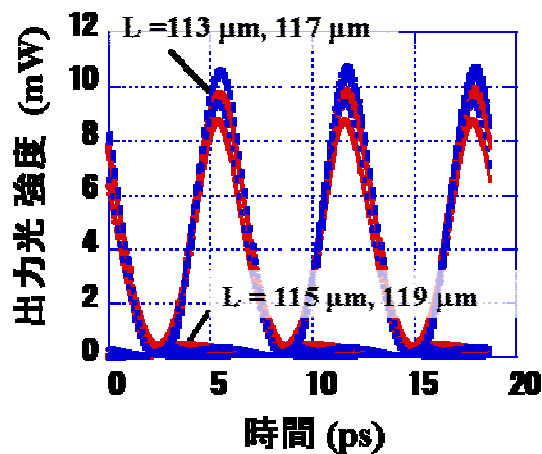


図 3.4.7 透過中心波長の違いによる光論理ゲート素子の出力光のアイパターン

図 3.4.8(a)に示したのは κ の異なる場合の二重リング共振器フィルタの透過特性である。共振器長は $L_1 = 115 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 118 \mu\text{m}$ とし、結合係数 $\kappa = 0.45$ 及び 0.16 について計算を行った。フィルタの透過帯域幅はそれぞれ 1.6 nm 程度あるものの、透過帯域の平坦性が大きく異なる特性となっている。また透過コントラストも大きく異なる素子設計となっている。このときの出力光スペクトルの結果を図 3.4.8(b)に示した。出力光スペクトルにおいてもフィルタ透過帯域の凹みの影響が現れている。また $\kappa = 0.16$ のフィルタ特性の方が微分透過率は大きいため、出力光スペクトルの高周波成分の減衰が大きい結果となった。

図 3.4.9 にはそのときの出力光のアイパターンを示した。 $\kappa = 0.16$ の二重リング共振

器フィルタの場合では $\kappa = 0.45$ に比べ透過率が低いため出力光強度のレベルが低くなっていることがわかる。また上述したように透過帯域の平坦性の劣化と大きな高周波成分の減衰により、出力光アイパターンも $\kappa = 0.45$ に比べ急峻性が失われた波形となっており、また0レベルに大きな波形歪も生じてしまっていることがわかる。

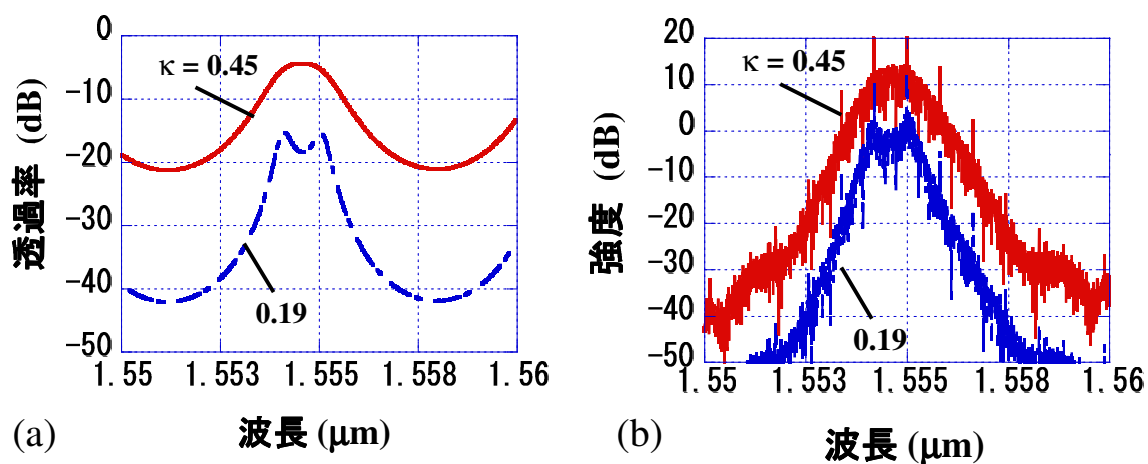


図 3.4.8 κ の値の異なる(a)二重リング共振器フィルタの透過特性と(b)光論理ゲート素子の出力光スペクトル

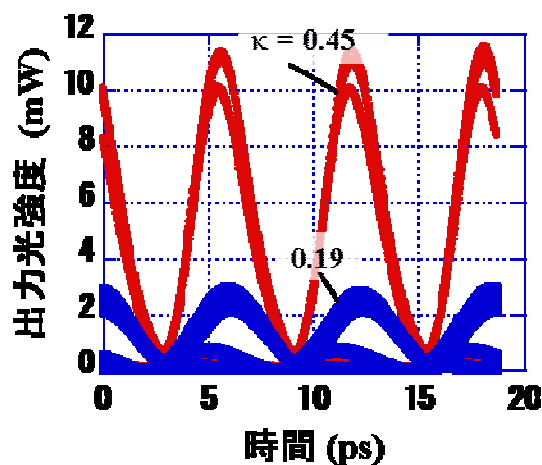


図 3.4.9 κ の異なる二重リング共振器フィルタの場合における光論理ゲート素子の出力光のアイパターン

図 3.4.10(a)に示したのは二重リング共振器フィルタの透過帯域中心波長を 1555 nm にし、透過帯域幅を変化させた場合のフィルタ透過特性を示した。共振器長 L_1 、 L_2 は $115 \mu\text{m} \pm 0, 1.5$ 及び $2.0 \mu\text{m}$ とした。また、結合係数 $\kappa = 0.45$ として計算を行っている。共振器長の差を大きくすることで透過帯域幅が増大し、平坦な特性が得られるが、既に述べたようにこれ以上共振器長の差を広げると平坦性の劣化やくぼみが生じ、出力光に波形劣化が生じる可能性があると考えられる。出力光スペクトルの結果を図 3.4.10(b)に示した。そして図 3.4.11 にはそのときの出力光のアイパターンを示した。

出力光スペクトルの形状はフィルタ特性によってそれほど大きくは変化していないように見えるものの、図 3.4.11 のアイパターン波形に大きく影響を及ぼしている。二重リング共振器の二つの共振器長を同じに設定した場合では 3 dB 帯域幅は 0.9 nm であり、帯域幅が狭いため図 3.4.8 及び図 3.4.9 の場合のように高周波成分の減衰に起因すると見られる波形のすそ引きが生じている。共振器長の差が $dL = \pm 1.5 \mu\text{m}$ 及び $\pm 2.0 \mu\text{m}$ の場合では大きなすそ引きは生じていないことがわかる。 $dL = \pm 1.5 \mu\text{m}$ のフィルタ特性の 3 dB 帯域幅は 1.6 nm であり、 $dL = \pm 2.0 \mu\text{m}$ のフィルタ特性の 3 dB 帯域幅は 2.2 nm であるが、両者を比較すると、160 Gb/s の信号帯域に対して大きなマージンがない $dL = \pm 1.5 \mu\text{m}$ のフィルタ特性では出力光のアイパターンの立下りの傾きが $dL = \pm 2.0 \mu\text{m}$ のフィルタ特性の結果に比べ少し小さく、急峻性が低い結果となった。

またそれぞれのフィルタ特性の出力光アイパターンの消光比は 14.0 dB, 16.6 dB, そして 16.7 dB であり、アイ開口率は 94.6 %, 96.6 %, そして 98.0 % であった。消光比、アイ開口率の結果を比較すると、信号レベルが少し低下しているものの、3 dB 帯域幅の広いフィルタ特性による結果が一番良好な結果となっていることが明らかとなった。この数値解析では信号雑音や QD-SOA の ASE の雑音、また分散による入力信号光の波形歪については考慮せず理想的な場合について検討してきた。図 3.4.10(a)の 3 種類のフィルタ特性による出力光の消光比やアイ開口率はどれも良好な値であると考えられるが、それら雑音や分散による波形歪の要因を考慮すると、透過帯域幅の広い共振器長の差 $dL = \pm 2.0 \mu\text{m}$ のフィルタ特性の素子設計がより適していると考えられる。

以上述べてきたように、良好な出力光波形の論理ゲート動作を行うためにはフィルタ特性の透過帯域幅や消光比といった要素だけでなく、透過帯域の平坦性や透過中心波長の制御、そして入力信号光帯域に対するフィルタの透過帯域幅のマージンも重要であることを明らかにした。フィルタの透過中心波長は出力光の中心波長 1555 nm に合わせ、160 Gb/s の超高速信号の帯域幅 1.48 nm よりも広いフィルタ透過帯域幅 2.2 nm の平坦性の高い透過特性を持ち、光強度結合係数 κ の大きな二重リング共振器フィルタの素子設計と動作条件にすることで、光論理ゲート素子において良好な論理ゲート動作が可能であるという論理ゲート動作設計指針を明らかにした。

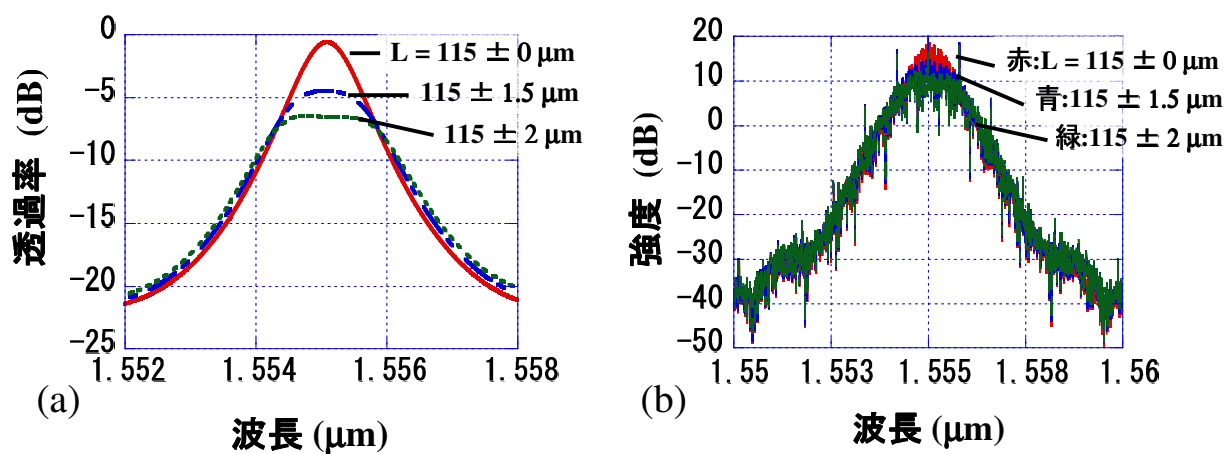


図 3.4.10 共振器長の差の異なる(a)二重リング共振器フィルタの透過特性と(b)光論理ゲート素子の出力光スペクトル

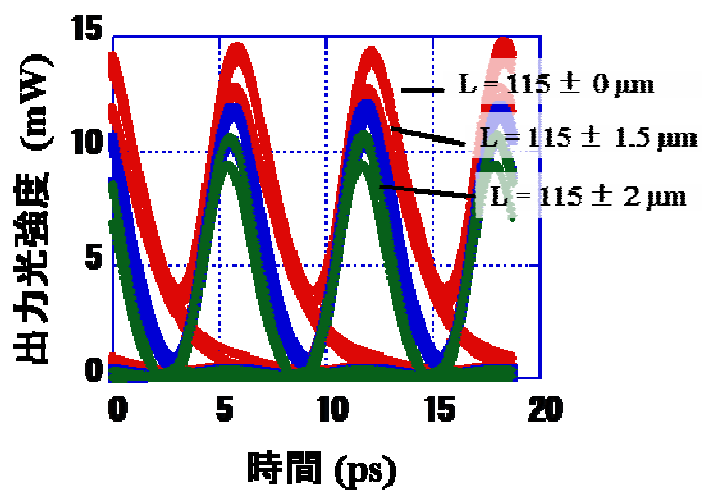


図 3.4.11 共振器長の差の異なる二重リング共振器フィルタの場合における光論理ゲート素子の出力光のアイパターン

3.5 第3章まとめ

第3章では第2章で提案した SOA と二重リング共振器フィルタをモノリシック集積した素子の特性を数値解析によって明らかにすることで超高速動作可能な設計指針を示し、160 Gb/s の信号速度の超高速動作の可能性が十分期待できることを示した。光論理ゲート素子の出力光の特性を解析するために、QD-SOA からの出力光を FFT により変換した結果とリング共振器フィルタの伝達特性を演算させることにより光論理ゲート素子の出力が計算出来るようにプログラムを構築した。

QD-SOA については、大きな XGM と FWM 強度が必要であるという観点から、素子長は 3000 μm 程度の長さは必要であり、入力光の波長間隔は 1.5 ~ 2.0 nm 程度、そして入力光強度は約 0 dBm の光強度が必要ということになる。また、利得は大きい方が FWM 発生効率が高いので、注入電流密度は 10 kA/cm^2 と高い方が良く考えられ、さらに高い電流密度は利得回復時間を短くするため、160 Gb/s 程度の高速動作の観点からも重要であると言える。

二重リング共振器フィルタについては、広い透過帯域幅、平坦性、そして比較的高い透過コントラストが必要である。その観点から、 $\kappa = 0.45$ 程度、 $L_1 = 115 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 118 \sim 119 \mu\text{m}$ として、3 dB 透過帯域幅 1.6 ~ 2.2 nm 程度であれば 160 Gb/s の信号速度に対しても十分論理ゲート動作が可能であるフィルタ特性が得られることを明らかにした。

光論理ゲート素子として良好な出力光波形を得るためには、フィルタの透過中心波長を出力光波長と合わせることで、上述した設計指針に基づき、160 Gb/s の超高速な信号に対しても消光比 16.7 dB、アイ開口率 98.0 % の良好な出力光アイパターンの波形が得られることを示し、超高速で良好な論理動作が期待されることを示した。

第3章 参考文献

- [3-1] T. Akiyama, M. Sugawara, and Y. Arakawa, "Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers," Proc. IEEE, vol. 95, no. 9, pp. 1757-1766, 2007.
- [3-2] T. Akiyama, H. Kuwatsuka, N. Hatori, Y. Nakata, H. Ebe, and M. Sugawara, "Symmetric Highly Efficient (0 dB) Wavelength Conversion Based on Four-Wave Mixing in Quantum Dot Optical Amplifiers", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 14, no. 8, pp.1139-1141, 2002.
- [3-3] H. Ishikawa, H. Shoji, Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugawara, M. Egawa, N. Otsuka, Y. Sugiyama, T. Futatsugi, and N. Yokoyama, "Self-organized quantum dots and quantum dot lasers", J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 16, no. 2, pp. 794-800, 1998.

- [3-4] P. Ridha, L. Li, M. Rossetti, G. Patriarche, and A. Fiore, "Polarization dependence of electroluminescence from closely-stacked and columnar quantum dots", *Opt. Quantum.*, vol. 40, pp. 239–248, 2008.
- [3-5] A. J. Zilkie, J. Meier, P. W. E. Smith, M. Mojahedi, and J. Stewart Aitchison, "Femtosecond gain and index dynamics in an InAs/InGaAsP quantum dot amplifier operating at 1.55 μm ", *Opt. Express*, vol.14, no.23, pp. 11453-11459, 2006.
- [3-6] K. Solis-Trapala, H.J.S.Dorren, "Dynamic and static gain characteristics of quantum-dot semiconductor optical amplifiers operating at 1.55 μm ", *Opt. Commun.*, vol. 298 - 299, pp. 106 – 113, 2013.
- [3-7] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. L. Gouezigou, J. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, and G. Duan, "Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55 μm ", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.13, no.1, pp. 111-124, 2007.
- [3-8] A. Martinez, G. Aubin, F. Lelarge, R. Brenot, J. Landreau, and A. Ramdane, "Variable optical delays at 1.55 μm using fast light in an InAs/InP quantum dash based semiconductor optical amplifier", *Appl. Phys. Lett.*, 93, 091116, 2008.
- [3-9] J. P. Reithmaier, G. Eisenstein, and A. Forchel, "InAs/InP Quantum-Dash Lasers and Amplifiers", *Proc. IEEE*, vol.95, no.9, pp. 1779-1790, 2007.
- [3-10] M. van der Poel, J. Mørk, A. Somers, A. Forchel, J. P. Reithmaier, and G. Eisenstein, "Ultrafast gain and index dynamics of quantum dash structures emitting at 1.55 μm ", *Appl. Phys. Lett.*, 89, 081102, 2006.
- [3-11] A. Capua, S. O'Duill, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, J.P. Reithmaier, A. Somers, A. Forchel, "Cross talk free multi channel processing of 10 Gbit/s data via four wave mixing in a 1550 nm InAs/InP quantum dash amplifier", *Opt. Express*, vol.16, no.23, pp. 19072-19077, 2008.
- [3-12] A. Martinez, J. G. Provost, G. Aubin, R. Brenot, J. Landreau, F. Lelarge, and A. Ramdane, "Slow and fast light in quantum dot based semiconductor optical amplifiers", *C. R. Physique*, vol.10, pp. 1000-1007, 2009.
- [3-13] C. Gilfert, V. Ivanov, N. Oehl, M. Yacob, and J. P. Reithmaier, "High gain 1.55 μm diode lasers based on InAs quantum dot like active regions", *Appl. Phys. Lett.*, 98, 201102, 2011.
- [3-14] C. Ni. Allen, P. J. Poole, P. Marshall, J. Fraser, S. Raymond, and S. Fafard, "InAs self-assembled quantum-dot lasers grown on (100) InP", *Appl. Phys. Lett.*, vol.80, no. 19, pp. 3629-3631, 2008.
- [3-15] K. Akahane, N. Yamamoto, and M. Tsuchiya, "Highly stacked quantumdot laser fabricated using a strain compensation technique," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 4, pp. 041121-1–041121-3, 2008.

- [3-16] K. Akahane, N. Yamamoto, and T. Kawanishi, "High characteristic temperature of highly stacked quantum-dot laser for 1.55- μm band," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, no. 2, pp. 103–105, 2010.
- [3-17] K. Akahane, N. Yamamoto, S. Gozu, A. Ueta, and M. Tsuchiya, "Intense photoluminescence from highly stacked quantum dash structure fabricated by strain-compensation technique", *Physica E*, 40, pp.1916-1919, 2008.
- [3-18] A. Yariv, "Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides", *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 321-322, 2000.
- [3-19] A. Yariv, "Critical Coupling and Its Control in Optical Waveguide-Ring Resonator Systems", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 4, pp. 483-485, 2002.
- [3-20] 國分泰雄, 「クロスグリッド微小リング共振器による高密度集積化フィルタ回路」, *Laser Review*, 第31巻, 第4号, pp. 267 – 275, 2005.
- [3-21] H. Shahoei, D. Xu, J. H. Schmid, and J. Yao, "Photonic Fractional-Order Differentiator Using an SOI Microring Resonator With an MMI Coupler", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 15, pp.1408-1411, 2013.
- [3-22] D. G. Rabus and M. Hamacher, "MMI-Coupled Ring Resonators in GaInAsP-InP", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 8, pp.812-814, 2001.
- [3-23] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, and A. Sakamoto, "Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot lasers," *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 11, pp. 7595–7603, 2001.

第4章 多重積層 QD 構造 SOA の作製と特性評価

4.1 はじめに

第4章では、光論理ゲート素子の実現に向け、量子ドット半導体光増幅器 (QD-SOA) のデバイス作製とその特性評価について述べる。超高速な光信号処理デバイスの実現に向け、1550 nm 帯における動作や超高速動作することを示す必要があるが、この問題を解決するために InP(311)B 基板上に歪補償技術[4-1]-[4-3]による MBE 法で成長した多重積層 QD ウェハを用いた。第3章で述べたように、SOA の活性層構造を QD 構造とすることで超高速動作を期待することが出来るが、一層の特性向上のためには多重積層 QD 構造が望ましい。この歪補償成長技術は、InP 系で量子効果の発現に優れたドット状の QD 構造を、数十層以上、あるいは 150 層までの多層・高密度 QD 構造の作製も可能である[4-4]。QD-SOA のその高速動作性や利点については、GaAs 基板上に成長した 1300 nm 帯で動作する QD-SOA により既に数多く報告されているものの[4-5]-[4-9]、InP 系による 1550 nm 帯で動作する QD-SOA の報告例は非常に少ない[4-10], [4-11]。InP(100)基板を用いたものは、QD の成長が難しく、それは量子細線的な構造の量子ダッシュ (QDash : Quantum Dash) 構造になってしまうことがその要因であり[4-12]-[4-18]、また、InP(100)基板を用いて良好な QD 構造を作製できていても 1550 nm 帯から外れた動作波長帯域となってしまうことが多い[4-19]-[4-25]。この QDash 構造は QD よりも電子状態の自由度が増し、3 次元的な電子の閉じ込めが弱まるため、量子細線や量子井戸のような性質が強くなり、応答速度が QD 構造に比べ遅くなる傾向がある[4-10], [4-15]。そこで超高速な光信号を処理するためには QD 構造 SOA を作製することが重要である。本研究では、ポリマで平坦化埋め込みしたリッジ導波路型の QD-SOA を実際に作製し、注入電流 500 mA のときに 1550 nm 帯で約 35 dB という高利得が得られることを実証した。また、パルス幅 580 fs の超短パルスレーザを用いて、InP(311)B 基板上の QD-SOA におけるキャリア遷移時間をポンププローブ法により評価した。その結果、QD 内の上エネルギー準位から基底準位に遷移するキャリア遷移時間が 1 ps 程度であることを示し、400 Gb/s 程度の超高速な RZ 信号においても動作が期待されることを実験的に示した。これらを明らかにすることはこれまでに報告例が非常に少なく、学術的な観点から重要であると考えられる。

4.2 節で InP(311)B 基板上の多重積層 QD 構造について述べる。4.3 節では、SOA の作製プロセスに関して述べ、4.4 節において基本的な QD-SOA の特性について記載する。4.5 節では、フェムト秒の超短パルス光を QD-SOA に入力し、その応答波形を観測し、超高速応答の可能性を検証する。4.6 節では、その特性に関して、数値解析なアプローチや、結晶構造的な観点から考察する。

4.2 InP(311)B 基板上の多重積層量子ドット構造

QD-SOA の超高速動作の可能性は第3章で明らかにしたが、光論理ゲート素子の作製に向けて、InP(311)B 基板上に歪補償技術を用いて QD を MBE によりエピタキシャル成長した多重積層量子ドット構造[4-1], [4-2]を用いて QD-SOA を作製した。InP(311)B 基板の模式図を図 4.2.1 に示す。また、面方位を図 4.2.2 に図示した。図 4.2.3 (a) ~ (d) は結晶構造の原子配列を模式的に表したものであり、(a) は鳥瞰図、(b) は[311]方向から見た図、(c) は[2-33]から見たもの、そして (d) は[011-]方向からの図である。図 4.2.1 のように、(311)面に対してオリエンタルフラットが[2-33]方向にあり、それに対して垂直方向が[011-]方向である。(311)面は図 4.2.2 に示すように(100)に対して斜めに傾いた面になっている。図 4.2.3 の原子配列を模式図では、薄赤色が In であり、薄青色が P を示している。また、赤で囲った枠は単位結晶格子である。図 4.2.3 (b) から分かるとおり、[011-]方向は原子間の距離が長く、結合エネルギーが小さいと考えられる。そのため、デバイス作製の際、へき開面は (011-) となるようにした。

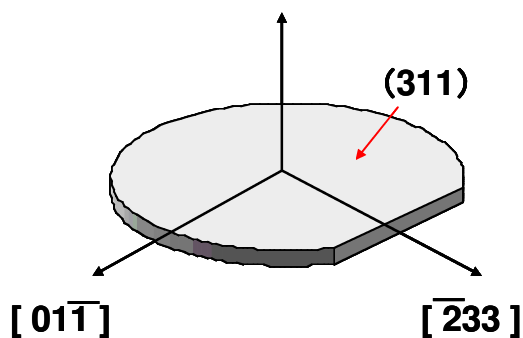


図 4.2.1 InP(311)B 基板の模式図

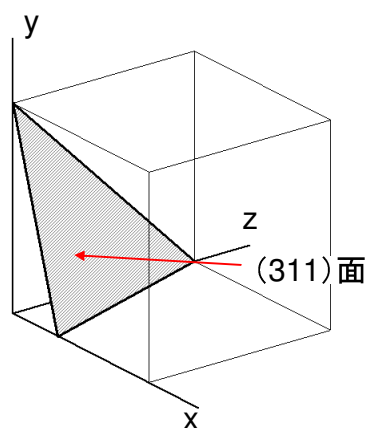


図 4.2.2(311)面の面方位

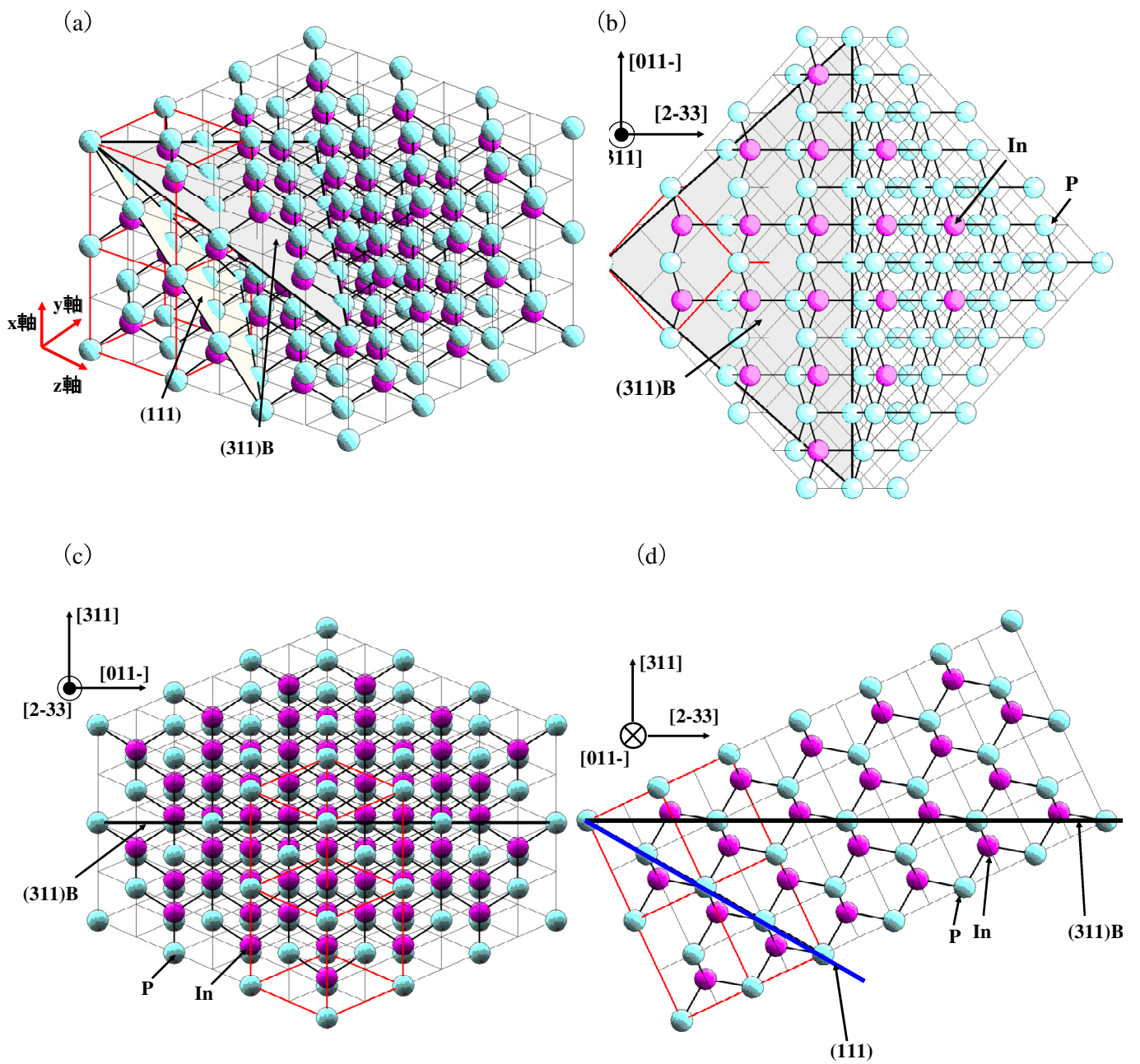


図 4.2.3 InP(311)B の結晶構造の原子配列の模式図。(a) は鳥瞰図、(b) は[311]方向から見た図、(c) は[2-33]から見た図、(d) は[011-]から見た図。

上述した歪補償技術は量子井戸構造などで導入されている技術であるが、それを QD 構造に応用している。InAs QD を InP 基板格子整合系に成長する場合、SK 成長モードで InAs QD が成長されるが、InAs の格子定数 $a = 6.0585 \text{ \AA}$ であり、それに対して InP の格子定数 $a = 5.869 \text{ \AA}$ のため、圧縮歪が生じる。その歪に対して反対の歪、すなわち引っ張り歪が生じるような格子定数の小さい材料をバッファ層として成長することでトータルの歪量を一定とし、超多重に積層できるという点がこの歪補償法の特徴である[4-1]-[4-4]。この方法により QD 層の積層数の制御が可能になるため、高利得や高非線形な特性が期待できる。

InP(311)B 基板上に積層された各材料と膜厚は、n-In_{0.52}Al_{0.48}As の n クラッドで厚さ 100 nm、10~30 ペアの In_{0.49}Ga_{0.26}Al_{0.25}As バッファ層と InAs QD 層、p-In_{0.52}Al_{0.48}As の p クラッド層で厚さ 2000 nm、そして、p⁺-InGaAs のコンタクト層で厚さ 10~100 nm である。In_{0.49}Ga_{0.26}Al_{0.25}As バッファ層と QD 層の 1 ペアの厚みは 20 nm である。p-In_{0.52}Al_{0.48}As, p⁺-InGaAs のドーパントは Be で、p-In_{0.52}Al_{0.48}As には濃度 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、p⁺-InGaAs には濃度 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ をドーピングしている。そして、n-In_{0.52}Al_{0.48}As には Si を $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ をドーピングしている。ウェハの断面構造の模式図を図 4.2.4 に示す。図 4.2.5 は参考文献[4-3] より、歪補償の概念を引用した。

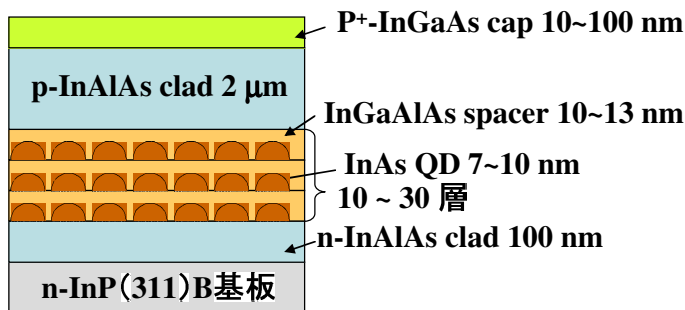


図 4.2.4 QD 成長ウェハの断面構造

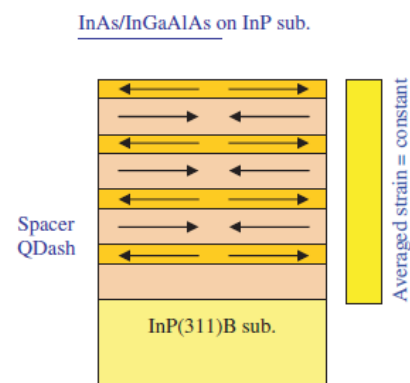


図 4.2.5 歪補償法の概念図^[4-3]

4.3 20 層積層量子ドット半導体光増幅器の作製

4.3.1 作製プロセス

次にこの 4.3 節では、QD-SOA の作製に関して述べる。デバイス形状は通常良く使用される一般的な構造であるリッジ構造とした。図 4.3.1 (a) にポリマにより平坦化を行ったリッジ構造、図 4.3.1 (b) にポリマ平坦化をしない構造をそれぞれ示す。デバイス形状として

は他にも埋め込み導波路構造やハイメサ導波路構造など考えられるが、埋め込み型は結晶再成長のプロセスが必要であり、ハイメサ導波路構造は活性層までエッチングすることにより、光の導波損失が大きくなる懸念があるため、本研究ではリッジ導波路構造とした。図 4.3.2 に図 4.3.1 (a) に示したポリマ平坦化リッジ型導波路構造の QD-SOA を作製する際のプロセスフローを示す。エピタキシャル成長したウェハ上に SiO_2 をプラズマ CVD を用いて堆積させる。この SiO_2 はドライエッチングマスクとして利用する。次にフォトリソグラフィにより、導波路パターンを作製し、BHF (Buffered HF) や CF_x 系ガスによるドライエッチングにより、 SiO_2 にパターンを転写する。さらに ICP-RIE を用いて Ar/Cl_2 ガスでドライエッチングにより導波路パターンを作製し、 SiO_2 の保護膜を CVD で堆積させる。ポリマ (SU-8) をスピコートした後、ICP-RIE の Ar/CF_4 ガスによりエッチングし、メサ上部を露出させる。その後、蒸着・アニールにより p オーミック電極を作製し、フォトリソで電極パットの作製、ウェットエッチングによる基板研磨、裏面蒸着による n 電極を作製する。最後にへき開を行い、端面に AR (Anti Reflection) コーティングを施し、素子を作製する。図 4.3.1 (b) の非平坦化のリッジ構造については図 4.3.2 のプロセスフローの No.8 の SU-8 (ポリマ) の埋め込みを行わず、フォトリソグラフィにより、導波路のメサ上部に導波路幅よりも狭い窓をウェットまたはドライエッチングにより開け、その後のプロセスは同様にして作製される。QD-SOA の特性評価を実施する際に、この二種類の構造を用いているが、平坦化構造の方が以下の点でメリットが大きいと考えられる。

- ・ 窓明け工程で平坦化構造はフォトリソグラフィによるアライメントが不要
- ・ 光の導波損失を低く抑えられる (4.3.2 節に理由を記載)
- ・ 熱の放散性が非平坦化構造よりも良いと推定されるため (4.3.3 節に熱の問題に関して考察を記載)

4.3.2 節以降では、図 4.3.2 で示したプロセスフローにおいて、デバイス作製の大切なポイントと考えられる点に絞って記載する。

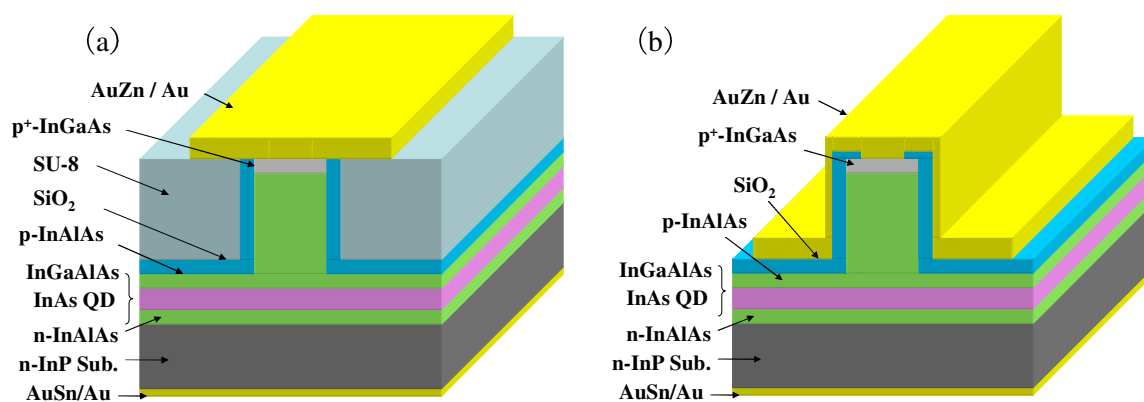


図 4.3.1 (a) ポリマ平坦化リッジ構造と (b) 非平坦化リッジ構造

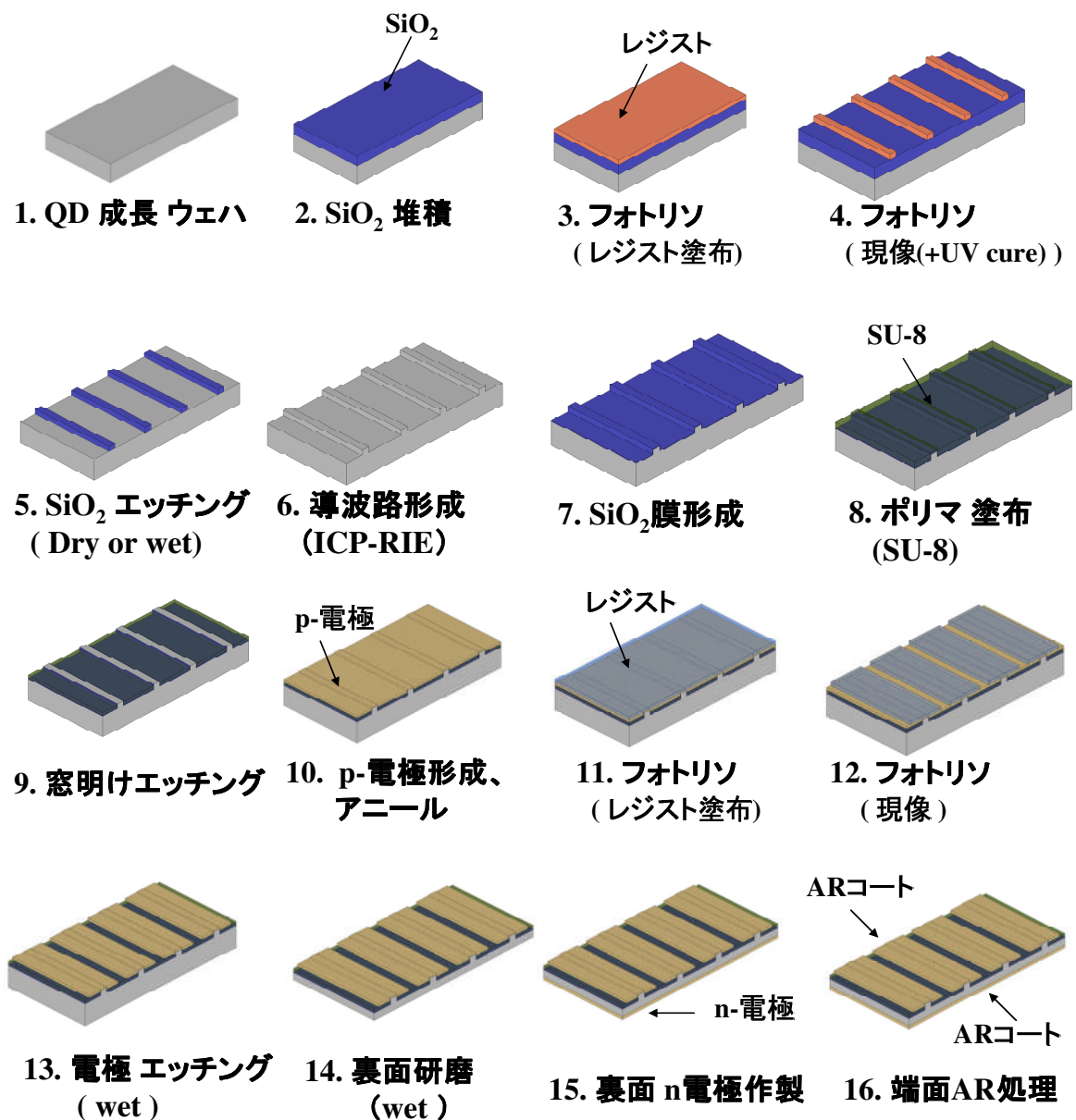


図 4.3.2 QD-SOA の作製プロセスフロー

4.3.2 QD-SOA の設計と平坦化の必要性

QD-SOA の作製に関する設計について述べる。QD-SOA の導波路幅を w 、導波路高さ (エッチング深さ) を d として伝搬光のモードを考える。コンタクトアライナを使用してフォトリソグラフィを行うことを前提にしており、導波路幅 w は 1~数 μm 程度が適切である。幅 w を狭くするほど、QD-SOA を駆動する際の電流密度を大きくすることが可能であ

るが、その分、作製精度が高度になり、そして加工精度に起因する光の伝搬損失が大きくなる懸念がある。以上の点を念頭に入れた上で、ウェハの各層の屈折率を MSEO 法 (Modified Single Effective Oscillator 法) で見積もり [4-26]、フィルムマッチング法 (FFM : Film Matching Method) により、光のモードを解析した。表 4.3.1 に MSEO 法とベガード則により算出した屈折率を記載する。そして、図 4.3.3 に典型的な導波路幅とエッチング深さにおけるポリマ埋め込み平坦化リッジ導波路構造のモードプロファイルと各導波路幅 w におけるエッチング深さ d に対する導波層の閉じ込め係数の値の関係を示す。ここで、導波層とは、InAs QD 層と InGaAlAs 層の層である。QD の実質的な閉じ込め係数、すなわち、導波光と QD が相互作用する光の割合は導波層に占める QD の密度と QD の半球状の形状を考慮することになり、実質的な閉じ込め係数を 0.05 以上とした場合、導波層の閉じ込め係数は 0.35 以上という値になる。エッチング精度を $d \pm 0.1 \mu\text{m}$ と仮定し、フォトリソ精度、注入電流密度や光ファイバとの結合効率を念頭に入れ、 $W = 3 \mu\text{m}$, $d = 1.8 \mu\text{m}$ 程度にするのが適切と考えられる。

表 4.3.1 MSEO 法とベガード則による各材料の屈折率

組成	屈折率	
	MSEO法	ベガード則
p-InGaAs	3.482	3.448
p-InAlAs	3.204	3.217
InGaAlAs/ InAs	3.329	3.322
n-InAlAs	3.204	3.217
n-InP Sub.	3.167	3.167

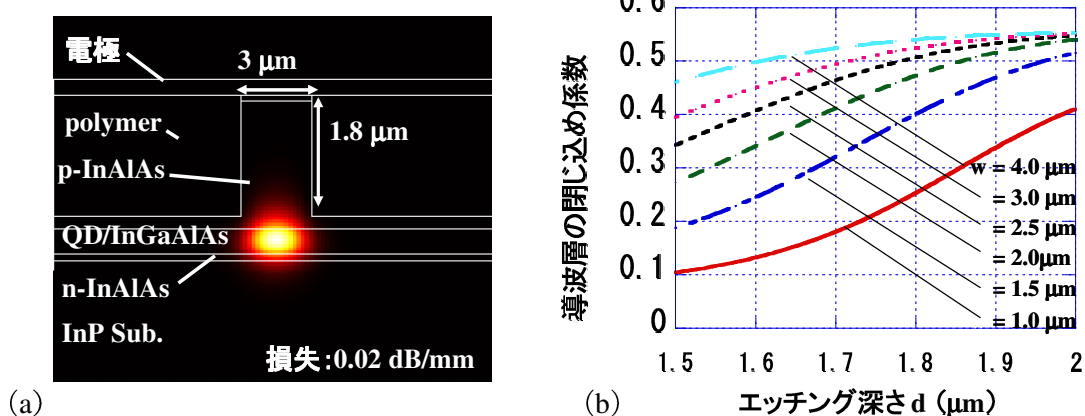


図 4.3.3 ポリマ埋め込み平坦化リッジ構造の (a) 典型的な導波路サイズにおけるモードプロファイルと (b) エッチング深さに対する導波層の閉じ込め係数

ここで、ポリマ平坦化構造と非平坦化構造を比較検討する。電極金属による光の損失を考慮し、さらに非平坦化構造の場合では電極とメサ上部をコンタクトさせるための窓明けアライメントの状態を考慮したモデルを考える。図 4.3.4 (a) はメサ上部だけに窓明けコンタクトがなされた場合、(b) はアライメント不良により、メサ側面の SiO_2 もエッチングし、電極と接触してしまっている状態、(c) は素子表面の全面にわたって電極と接触してしまっている状態である。それぞれの状態における光の伝搬損失を解析した結果、図 4.3.3 (a) のポリマ平坦化構造では 0.02 dB/mm であるのに対し、図 4.3.4 (a) の構造では 0.38 dB/mm 、(b) と (c) ではそれぞれ、 0.74 dB/mm 、 6.74 dB/mm と損失が増大するものとなった。コンタクトアライナの位置合わせ精度は $\pm 0.5 \mu\text{m} \sim 1.0 \mu\text{m}$ 程度と考えられるため、位置合わせ不要で、ポリマ塗布後のメサ上部を露出させるためのエッチングにおける時間調整のみで電極とのコンタクトが可能なポリマ平坦化構造の方が作製しやすい上に伝搬損失も押さえられるため、メリットは大きいと言える。

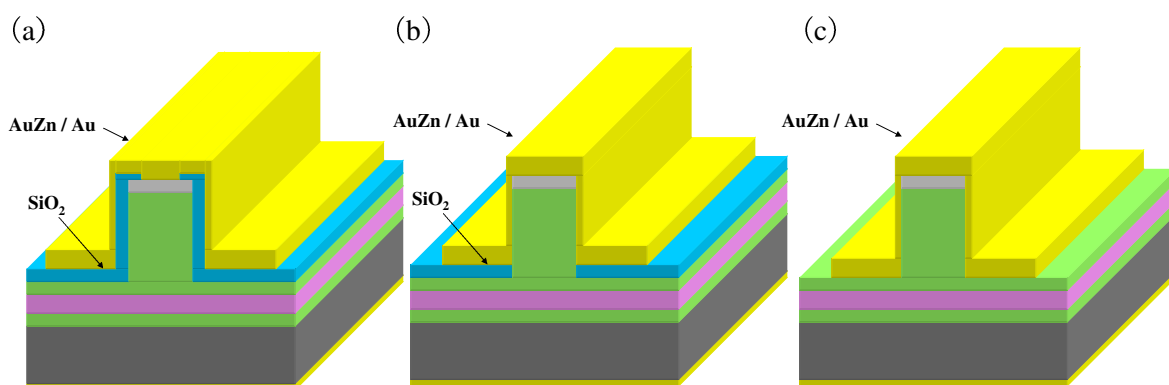


図 4.3.4 非平坦化リッジ構造の保護膜の状態に対するモデル：(a) 正常にメサ表面のみに電極とコンタクトさせた状態。(b) メサ側面で電極との接触がある状態。(c) 素子表面全体で電極との接触がある状態。

4.3.3 p-電極構造の検討

ここでは、p-電極との良好なオーミック接触に関して述べる。一般的に半導体と金属をそのまま接合させただけではショットキー接触になってしまい、良好な電流-電圧特性 ($I-V$) が得られない。それにより、抵抗の増加、発熱の増大ということに繋がってしまうことになる。良好なオーミックを取るためには大きく合金化と非合金化の二つの手法が取られ、ここでも二つの方法を検討した。合金化としては、(Cr) /AuZn/Au 構造、非合金化と

しては、Ti/Pt/Au 構造を検討した。半導体 - 金属間のエネルギー障壁の高さを低減させオーミック接触させるのが Cr/AuZn/Au 構造であり、障壁の幅を非常に狭くし、トンネル電流によりオーミックを取る手法が Ti/Pt/Au 構造である。

AuZn/Au と Ti/Pt/Au の二種類の p-電極構造で I-V 特性を比較する実験を行った。5つのサンプルを作製し、カーブトレーサで測定したそれぞれの I-V 特性を図 4.3.5 (a) ~ (e) に示し、サンプルプロファイルを表 4.3.2 に示す。図 4.3.5 の各 I-V 特性のグラフはレンジが 10 mA までの低電流領域であるので、SOA が駆動する電流領域ではこれらの結果から見積もられた微分抵抗 (抵抗率) はより低い値になると考えられる点に注意が必要である。また、各サンプルの比較においては、サンプルサイズにより抵抗が変化するため、抵抗率の比較の方がより正確であるため、表 4.3.2 には各サンプルの抵抗、抵抗率の両方を記載した。同じ組成の QD 成長ウェハを用いて、電極構造を異なる組成にしたサンプルである (a)、(b) を比較すると、AuZn/Au 電極構造の方が Ti/Pt/Au 電極構造よりも抵抗が小さい

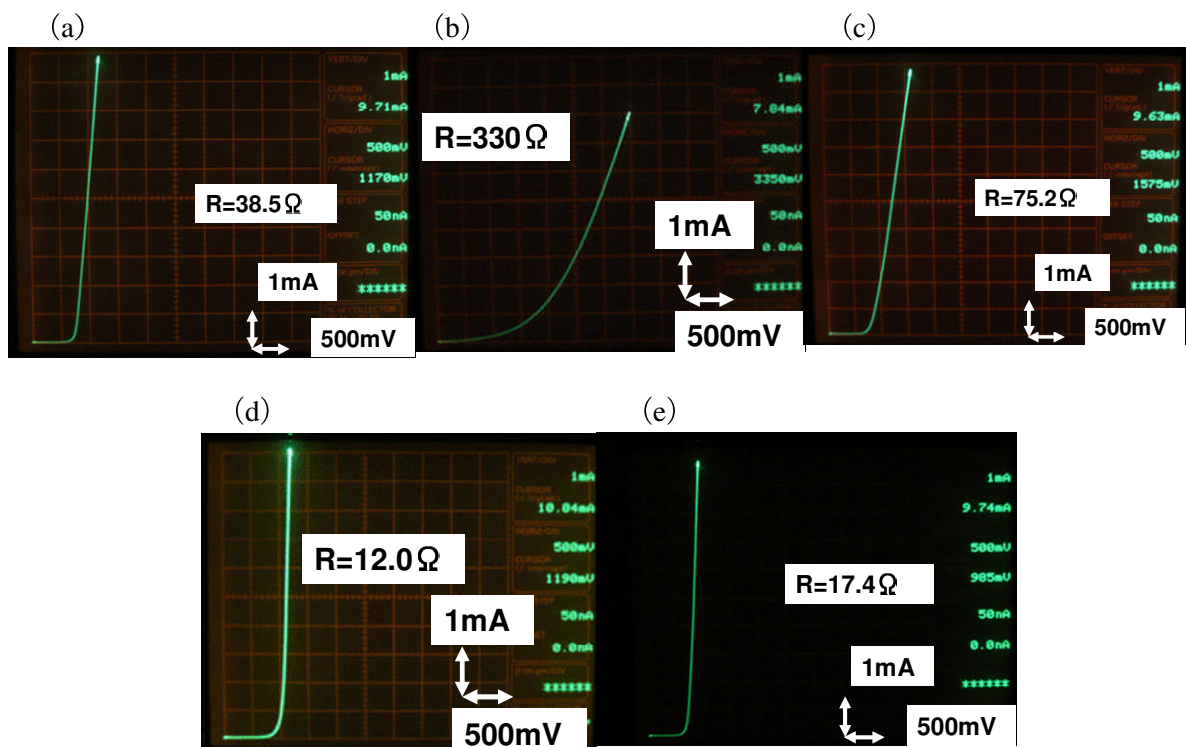


図 4.3.5 表 4.3.2 a ~ e に示した各サンプルにおける I-V 特性のグラフ

表 4.3.2 各実験サンプルの使用したウェハのプロファイルと、素子構造、導波路幅と電極構造

導波路構造	リッジ		リッジ			リッジ		
素子長 (mm)	0.53		1.7	0.41	2		0.41	
幅 (μm)	4		4	4	4		4	
蒸着前洗浄	セミコクリーン		セミコクリーン	HCL10% 20s	セミコクリーン		セミコクリーン	
電極組成	AuZn	30	Ti	10	10	10	10	
	Au	100	Pt	10	10	10	10	
			Au	250	300	210	210	
ウェハ組成	p ⁺ -InGaAs	10	p ⁺ -InGaAs	10	50	10	p ⁺ -InGaAs	100
	dope	5x10 ¹⁸	dope	5x10 ¹⁸	2x10 ¹⁹	5x10 ¹⁸	dope	1x10 ¹⁹
	p-InAlAs	2000	p-InAlAs	2000	2000	2000	p-InP	1500
	InGaAlAs	20 layers	InGaAlAs	20 layers	20 layers	Nothing	p-InGaAsP	50
	InAs QD		InAs QD				p-InP	50
	n-InAlAs	100	n-InAlAs	100	100	100	InGaAsP-barrier	-
	Sub	-	Sub	-	-	-	InGaAs-well	-
						:	:	
						:	:	
						InGaAsP-barrier	-	
						n-InP	500	
						Sub	-	
微分抵抗 (Ω)	38.5		330	75.2	12.0		17.4	
抵抗率 (Ωcm)	0.023		0.641	0.035	0.027		0.008	

ことがわかり、Ti/Pt/Au 電極構造においても成長からプロセスまでの期間が短く、コンタクト層が 50 nm と厚いウェハのサンプル(c)が微分抵抗が小さいということがわかる。ここで、ウェハプロファイルと電極構造による微分抵抗値の違いが生じる要因については二つ考えられる。一つは InGaAs コンタクト層表面に酸化膜が生成してしまっている可能性と、二つ目としては、コンタクト層の不純物濃度の低下という可能性である。Ti/Pt/Au 電極は非合金化による方法であるため、コンタクト層表面清浄性、すなわち酸化膜やパーティクル、有機物などの膜がないことやコンタクト層の不純物濃度が高いことが必要である。ウェハの作製日の古いサンプルの場合、表面に酸化膜が生成してしまっている可能性がある。この酸化膜により、電極金属 - 半導体間のトンネル電流が流れづらくなり、抵抗値が大きくなったという仮定である。表面に酸化膜が存在するかどうかを XPS (X-ray Photoelectron Spectroscopy) により分析を行った。その結果を図 4.3.6 に示す。このサンプルは(b)と同じ QD 成長ウェハで AuZn/Ti/Pt/Au を蒸着したものである。金属を蒸着する前の前処理は有機溶剤による洗浄のみである。この分析結果から、InGaAs コンタクト層の領域に O 原子が検出されていることが明らかになった。しかし O 原子の比率は数%程度と小さく、コンタクト層内部に分布しているため、表面に酸化膜が存在していたかどうかを判断することは難しいと判断される。Ti 層に O 原子が少し多く検出されたのは、Ti を蒸着している際、O 原子をゲッターリングしていることによると推察される。

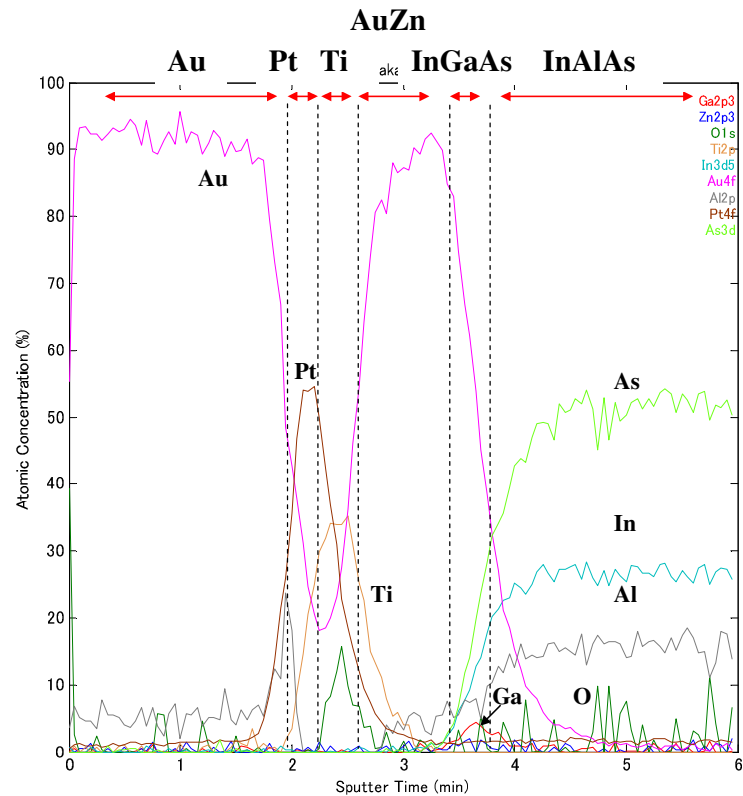


図 4.3.6 XPS による各種元素の深さ方向の分布

表 4.3.2 のサンプル (e) は約 10 年前に成長された MQW 成長ウェハであり、表面は InGaAs 層となっている。このサンプル (e) の InGaAs 層の膜厚は 100 nm と QD ウェハのものとは比べ、厚くなっているが、I-V 特性は非常に良好であり、微分抵抗は 17.4 Ω と低い値となっている。このサンプル (e) は作製日が古いにもかかわらず I-V 特性が非常に良好であるという実験結果から、InGaAs コンタクト層表面に酸化膜が生成してしまったという可能性は低いと言える。

次に、二つ目の推定される要因である不純物濃度の低下については、コンタクト層の膜厚が薄いほど、不純物濃度が大きいほど、p-InAlAs クラッド層に不純物原子が拡散していくと考えられる。サンプル (b) と (c) では、ウェハの作製日が新しく、InGaAs 層の膜厚が厚い (c) の方がコンタクト層の不純物濃度が低くならない可能性が高い。そのため、微分抵抗が 75.2 Ω と (b) の 330 Ω に比べかなり小さくなっていると推察される。(c) と (d) を比較した場合に、ウェハの作製日に大きな違いがないにもかかわらず、(d) の方が微分抵抗が 12.0 Ω と非常に小さい理由は、(d) のウェハは QD 層がなく、p-クラッドと n-クラッドが直接接触しているという点がその要因の一つであり、QD / InGaAlAs 導波層が抵抗

になっている。

これらの結果に対し、AuZn/Au の電極構造では、アニールによる合金化処理を行うことにより、表面の薄い酸化膜層と原子レベルで無秩序化されるとされており、I-V 特性に影響を与えず、良好な微分抵抗値になると考えられる。また、AuZn という合金を表面に蒸着し、アニールを行うため、Zn が表面に拡散し、p-dopant 濃度を増加させ、低抵抗な特性が得られたと推察される。

Ti/Pt/Au はウェハに対して均一性と膜厚制御性良く蒸着が可能であるが、AuZn/Au の合金化の手法の方が安定して再現性よく、低い抵抗値の I-V 特性が得られると結論付けられる。

4.3.4 デバイスで発生する熱の問題

前節の 4.3.3 節で述べたように p 電極のオーミックコンタクトが良好でないと抵抗値が増加し、その結果、SOA のような大電流デバイスでは大きな発熱が発生し、素子の特性が劣化することになる。ここでは熱の問題について考察する。

次の図 4.3.7 (a) ~ (c) は前節のサンプル(c)と同じ QD 成長ウェハを用いた電極ストライプ構造のサンプルの模式図 (a) とサンプルの表面顕微鏡写真 (b) と、そのサンプルに 300 mA の直流電流を通電後に破壊された状態の顕微鏡写真 (c) である。図 4.3.7 (b) と (c) を比較すると、平坦であったストライプ部分に凹凸が生じており、Au 色もなくなっている。また、ストライプ外側の領域では下地の SiO₂ らしき色も見えていることから、発熱によって電極が溶融した可能性があると考えられる。

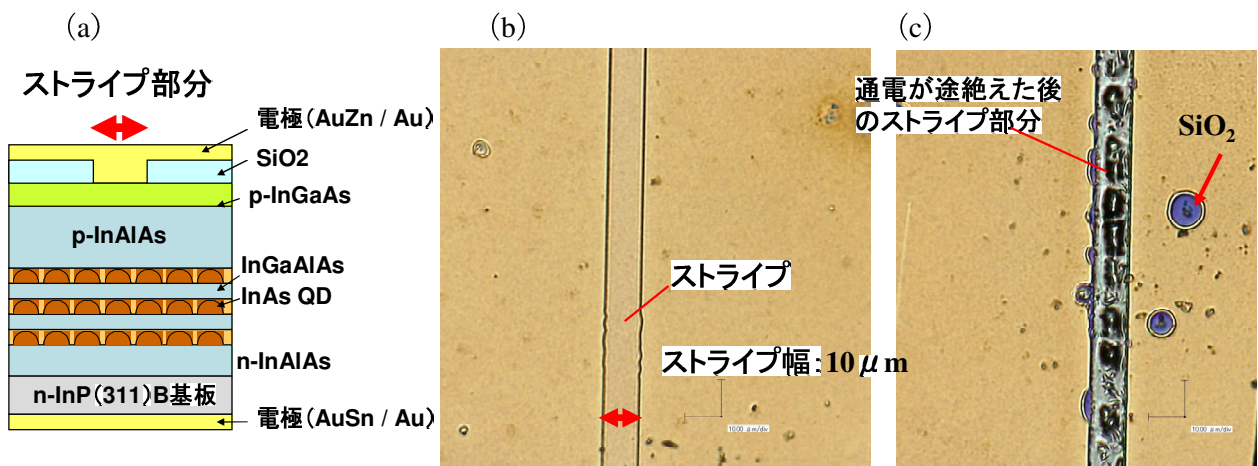


図 4.3.7 通電後破壊された電極ストライプ構造サンプル: (a) 構造模式図 (b) 素子表面の顕微鏡写真、そして (c) 直流電流 300 mA 通電後にオープン状態となった素子表面の顕微鏡写真。

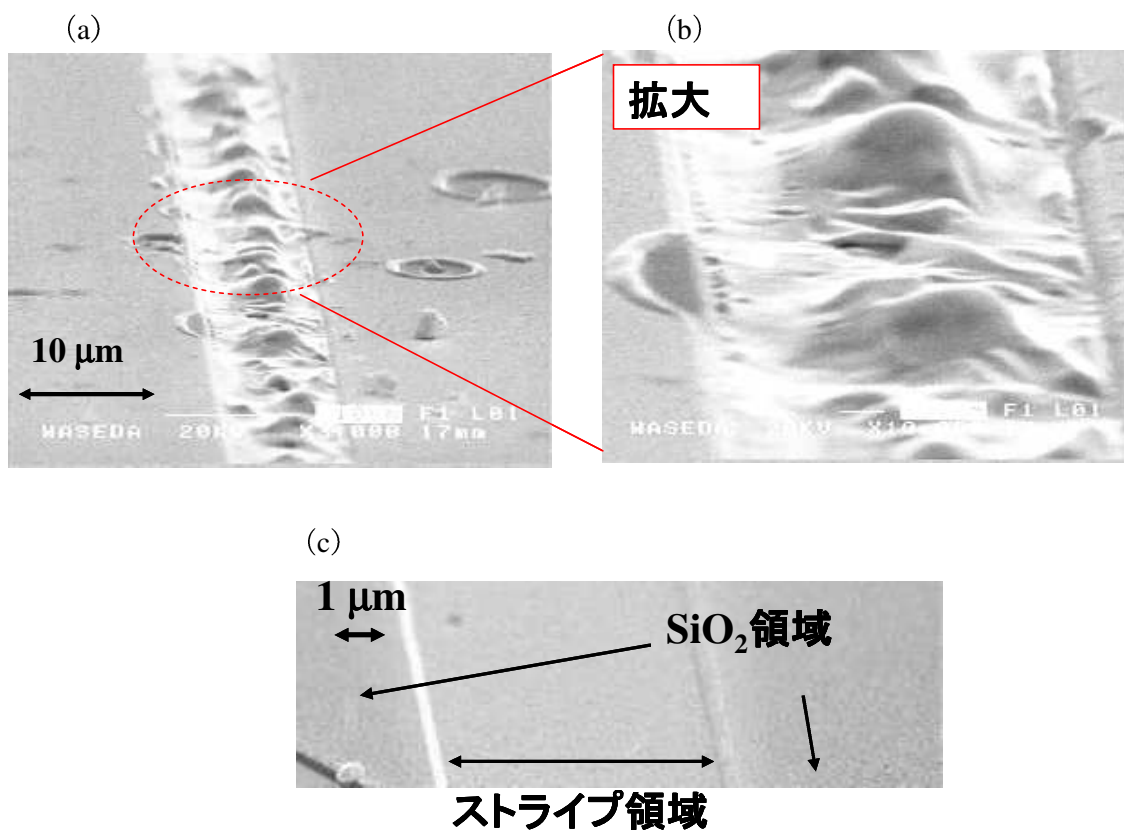


図 4.3.8 電極ストライプ構造サンプル：(a) 通電後破壊された図 4.3.7 (c) サンプルのストライプ部の SEM 画像、(b) その一部領域を拡大した画像、そして (c) 正常な状態の素子表面の SEM 画像。

図 4.3.8 (a) は図 4.3.7 (c) の状態を観察した SEM 画像であり、(b) はその一部を拡大したものである。図 4.3.8 (c) は比較のため、正常な素子表面の SEM 画像を示した。SEM 画像から明らかなように、表面の p 電極が溶融して下地が露出していることがわかる。また、ストライプ部分では、表面の電極のみならず、p-クラッド部分も溶融したように見受けられる。これらの結果から、良好な p-電極側のオーミックが取れなければ、発熱によって電極が溶融して破壊されることがあるということを示している。次の表 4.3.3 は各材料における融点をまとめたものである。表より、Au の融点は 1064.2°C であり、 SiO_2 の融点が 1650°C であるので、電極が溶けて下地の SiO_2 が露出されていたという結果から推定すると、局所的に温度が $1064\sim 1650^{\circ}\text{C}$ までに達していたと考えられる。また p-クラッドが溶融して盛り上がっていたとすると、さらに温度は 1323°C 以上になっていたということが推察される。

表 4.3.3 各材料の融点

	材料	融点(°C)
金属	Au	1064.2
	Zn	419.5
	Pt	1768.3
	Ti	1668
半導体	Si	1414
	Ge	938.3
化合物 半導体	InGaAs (contact)	1080
	InAlAs (p-clad)	1323
	InP	1062
	GaAs	1238
	InAs	942
	AlAs	1740
誘電体	SiO ₂	1650

熱の対策として、ダイボンディングを行い熱の放散性を高め、電極の溶融を抑え、素子の破壊を防ぐことが出来るかどうかを検討した。サブマウントは CuW 合金の表面を Au でめっきしたものを用いた。ダイボンディングを実施した電極ストライプ構造のサンプルに直流電流を流し、500 ~ 600 mA 程度流した後、通電しなくなった。この時の顕微鏡写真を次の図 4.3.9 に示す。ダイボンディングすることにより、熱の放散性が向上したことでより大きな直流電流を流すことが出来たものの、やはり電極が溶融し、破壊されたことがわかる。また、図 4.3.9 から SiO₂ も溶融している部分があるため、局所的にかなり高い温度(1650°C以上)に達し、激しく溶融したことが見て取れる。

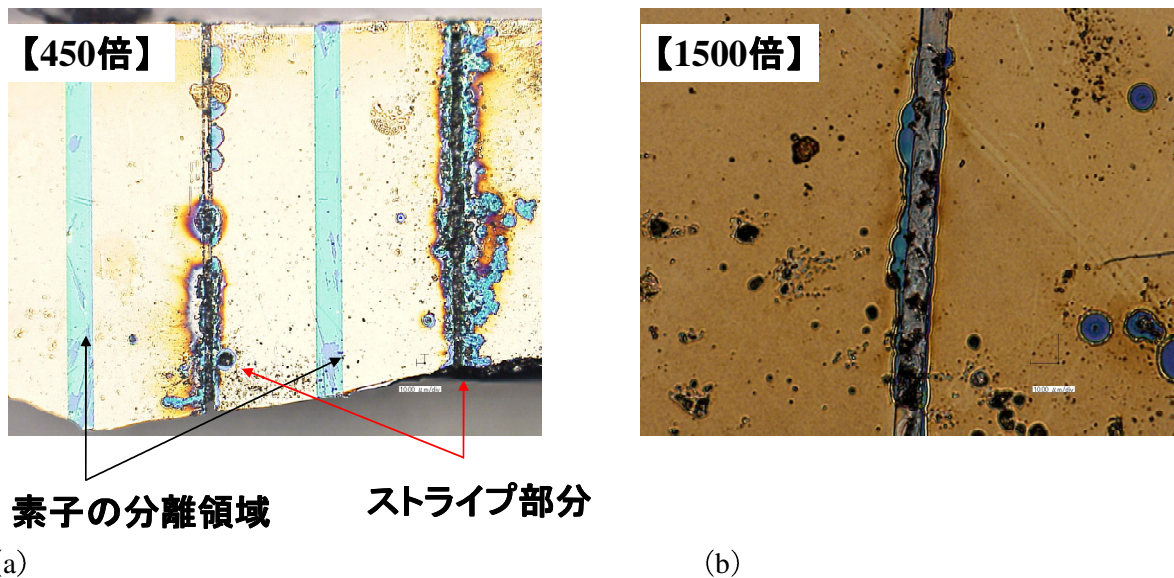


図4.3.9 (a)サブマウントにダイボンディングした電極ストライプ構造のサンプルに500~600 mA 流して通電しなくなった後の素子表面の顕微鏡写真と (b) その拡大写真。

ここで熱抵抗と素子の温度上昇について検討する。熱抵抗 R (K/W)、膜厚 d 、ストライプ幅 S 、共振器長 L 、熱伝導率 κ (W/K m) とすると、熱抵抗 R は次のように表せる。

$$R = \frac{d}{\kappa SL} \quad (1).$$

また、ヒートシンクの熱抵抗 R_{HS} は次のように表せる[4-36]。

$$R_{HS} = \frac{\ln\left(\frac{4L}{S}\right)}{\pi\kappa_{HS}L} \quad (2).$$

各材料の熱伝導率をまとめたものを次の表 4.3.4 に示す。この熱抵抗と消費電力 P (W) により、素子の温度上昇 ΔT は次のように表される。

$$\Delta T \text{ (K)} = P \cdot R \quad (3).$$

図 4.3.9 に示したサンプルにおいてこれらの物性定数を用いて熱伝導率と熱抵抗を算出し、注入電流と素子の温度上昇の関係を次の図 4.3.10 に示す。素子長は 600 μm 、共振器幅は 10 μm である。このサンプルの微分抵抗値は高く、低電流領域で $R = 100 \Omega$ 程度であり、高電流領域では $R = 20 \sim 50 \Omega$ であった。また、このサンプルは p-side up mount となっている。素子の各層の熱抵抗の値は次の表 4.3.5 に示す。また、InP 基板は熱の拡散を考慮して値を算出した。サブマウントとの接合材料の Sn 箔を考慮し、基板裏面はラッピングにより平坦性が悪化しているため、基板とサブマウント（ヒートシンク）間に空気ギャップが存在すると仮定した。図から 500 mA 程度以上になると、素子の温度上昇が 800°C 以上となっていることがわかり ($R = 30 \Omega$ 以上の場合)、この状態では Au の融点に達する。すなわち、図 4.3.9 に示した写真のようになっているのは、この熱解析の結果から電流注入による発熱により素子が破壊されたという可能性が高いことを示唆していると言える。

表 4.3.4 各材料の熱伝導率

材料	熱伝導率 (W/K cm)
InP	0.68
InGaAs	0.053
InAs	0.273
AlAs	0.8
GaAs	0.46
InAlAs	0.099
Si	1.6
SiO ₂	0.013
Sn	0.67
Au	3.18
Cu	4.01
Air	0.00024

表 4.3.5 素子の各層の熱抵抗の値

材料	d(μm)	κ(W/K cm)	R(K/W)
InGaAs	0.01	0.053	0.42
InAlAs	2	0.099	44.89
InAs/InGaAs	0.4	0.175	5.09
InAlAs	0.1	0.099	2.24
InP Sub.	150	0.680	134.61
Sn	2	0.670	6.63
Air	0.001	0.00024	1.85
H/S(Au)	-	3.180	7.22
total			202.96

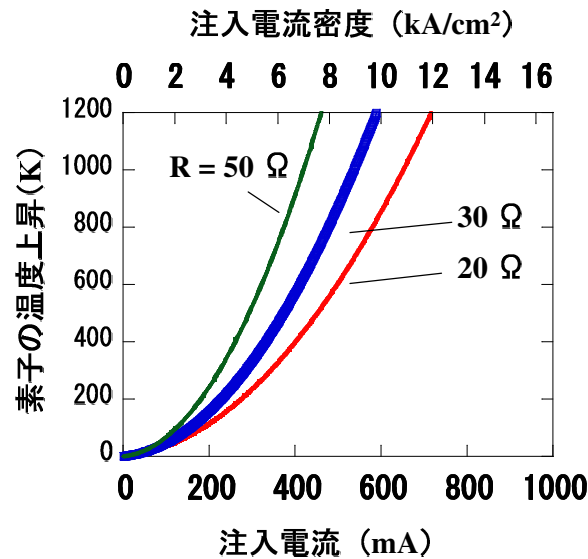


図 4.3.10 サブマウントにダイボンディングを施した電極ストライプ構造のサンプルにおける注入電流・電流密度に対する素子の温度上昇の関係

次に発熱による素子の破壊や特性低下を抑制するためにはどのようにすべきかについて考察する。SOA は大電流を流すデバイスであるため、上記のように発熱による影響を検討しておくことが必要と考えられる。ここで、 $W = 4 \mu\text{m}$, $L = 1500 \mu\text{m}$ のリッジ構造のデバイスにおける注入電流・電流密度と発熱による素子の温度上昇の関係の解析結果を図 4.3.11 に示す。(a) は p-side up、(b) は p-side down でマウントした場合である。また、図 4.3.11 には消費電力との関係も示した。ただし、ここでの消費電力は印加した電力のうち、内部量子効率 0.43 とした場合[4-2]に、発光に寄与しないエネルギーが熱に変換されるものと仮定した。図 4.3.11 に示したとおり、マウントの方法が p-side up でも p-side down でも素子

の抵抗が小さければその分、発熱への寄与が小さくなるため、素子の温度上昇が抑えられ、また p-side down によるマウントの方が、熱源とヒートシンクとの距離が近く、発生した熱がヒートシンク側へ迅速に拡散されるため、温度上昇がさらに抑えられることがわかる。p-side down マウントが非常に有効であることがこの解析結果から示唆される。

解析式を用いて素子温度上昇の注入電流依存性を調べたが、次に一定の熱が生じた場合におけるリッジ導波路の温度分布を調べる。p-side up でマウントされた $W = 4 \mu\text{m}$, $L = 800 \mu\text{m}$ のリッジ導波路における x-y 平面と y-z 平面の温度分布を図 4.3.12 に示す。実際に発熱する領域は p-コンタクト層、p-クラッド層が主要な領域と考えられるため、この数値解析においては、p-コンタクト層に全ての発熱源があると仮定して計算を行った。発熱に寄与するエネルギーは 3 W とした。図 4.3.12 に示したように導波路の熱源付近において温度は最大で、 $426 \text{ }^\circ\text{C}$ となった。この解析では素子長が $800 \mu\text{m}$ なので、熱抵抗の値は図 4.3.11 (a) で計算した値に比べ約 20 %大きくなる。図 4.3.11 (a) から素子の温度上昇は $R = 10 \Omega$ として考えると $720 \text{ }^\circ\text{C}$ 程度上昇することになる。図 4.3.12 の数値解析結果の $426 \text{ }^\circ\text{C}$ と比べると $300 \text{ }^\circ\text{C}$ 程度差が生じるが、これは表面の電極金属への熱拡散や空気中への熱拡散を数値解析では考慮しているためと考えられる。

この解析結果から考えると素子の温度は電極の Au の融点には達することはないが、素子が破壊されるということはないはずであるが、実際に行った実験では、図 4.3.9 のように電極が溶融したような形跡を残して通電しなくなる結果になったサンプルがあった。すなわち、実際には電極が壊れるサンプルがあるということは、発熱に寄与するエネルギーが素子全体に均一に生じているわけではなく、局所的に発生している可能性があるのではないかと考えられる。p-電極を AuZn/Au で作製すると、オーミックコンタクトを取るためにアニールにより合金化を行うが、この時、Zn の拡散が不均一になり濃度にムラが生じる可能性がある。Zn 濃度の高い部分は抵抗値が低くなると考えられるため、この抵抗の小さい領域に電流が集中して流れると仮定した場合の数値解析を実施した。図 4.3.13 は y-z 平面内において p-電極とコンタクト層間の抵抗が $100 \mu\text{m}$ と $400 \mu\text{m}$ の領域で 1:2 の割合に分布したと仮定した場合における素子の温度分布を数値解析した結果である。このような解析条件下においては、最大で温度が $1077 \text{ }^\circ\text{C}$ に達しており、Au の融点に至っていることがわかる。つまりウェハ面内で抵抗に分布が生じてしまうとこのように局所的に温度が急激に上昇してデバイスに致命的なダメージを与えてしまうことがあることがわかる。

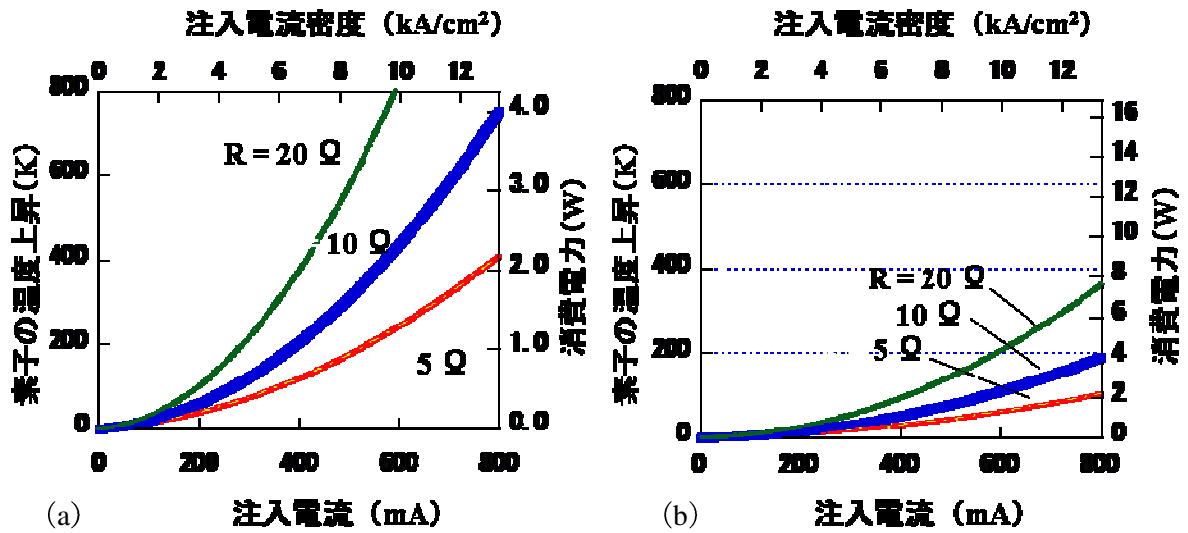


図 4.3.11 (a) p-side up と (b) p-side down でサブマウントにボンディングした場合における注入電流と素子の温度上昇と消費電力との関係。

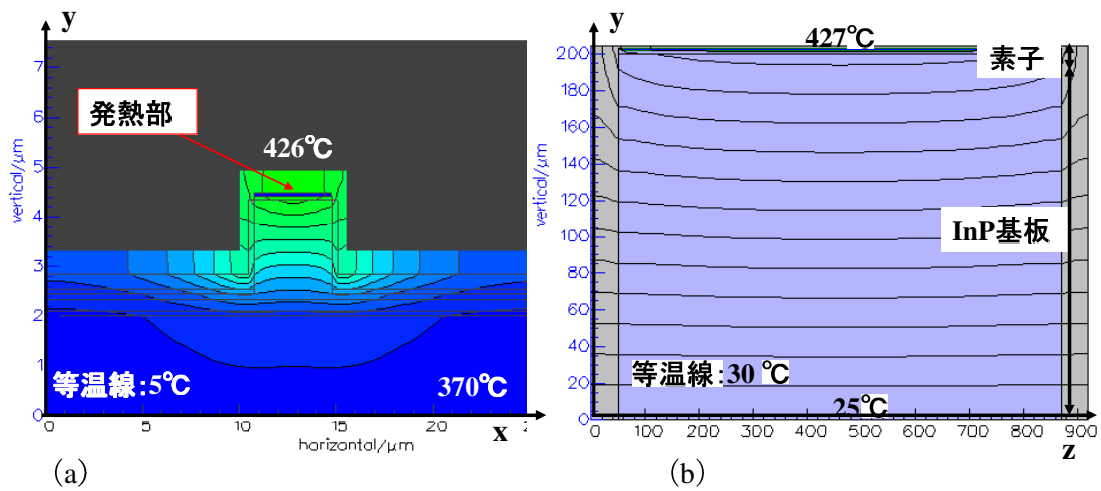


図 4.3.12 $W = 4 \mu\text{m}$, $L = 800 \mu\text{m}$ のリッジ導波路における (a) x-y 平面と (b) y-z 平面における温度分布の様子

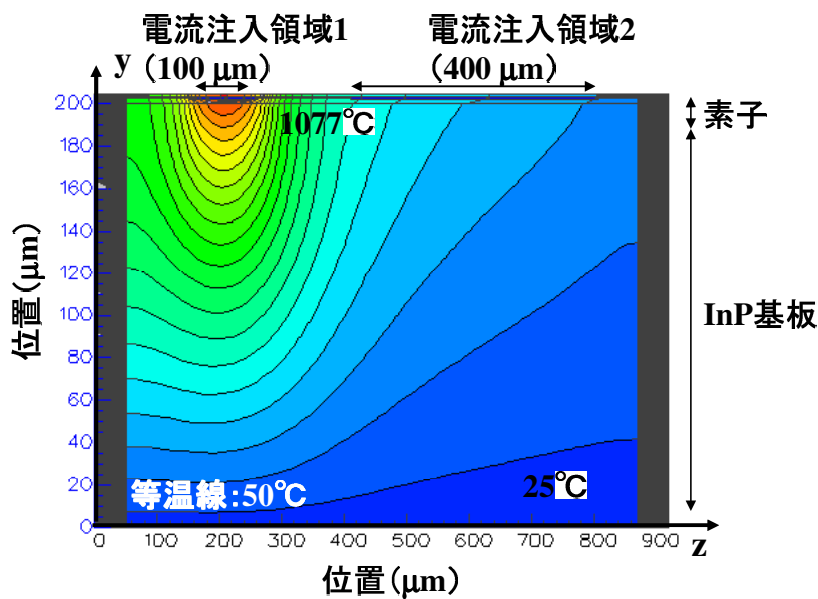


図 4.3.13 抵抗が不均一になった場合における素子の温度分布の様子

このようなことが起こりえるかどうかを実験により検証した。実際に流れる電流を検証するのは難しいため、リッジ導波路構造のサンプルに電流を注入し、自然放出光で導波路側面から放射モードとして出てくる光を IR カメラで捉えるということを行った。次に示す図 4.3.14 (a) は実験構成の概略図、(b) は IR カメラの画像、そして (c) は面内での抵抗の分布が均一に近い状態における IR カメラの画像である。(c) のサンプルは、Ti/Pt/Au の電極を表面に蒸着したサンプルであり、アニールによる Zn の拡散を行わないため、抵抗が比較的均一になっている。図 4.3.14 (b) に示したように、導波路の一部から強い光が発光されていることがわかる。すなわち、この部分の抵抗が低くなっており、流れる電流が強くなり、それに伴い自然放出光の発光強度が強くなっているものと考えられる。このように導波路の一部に電流が集中することで上述したように温度が局所的に大きくなる可能性があることがこの実験結果から示されたと言える。p-電極構造を AuZn/Au とすることで抵抗を低く抑えることが可能であることは既に述べたが、アニール時の Zn の拡散状態を均一にし、ウェハ面内の抵抗分布を均一にすることが必要不可欠と結論付けられる。

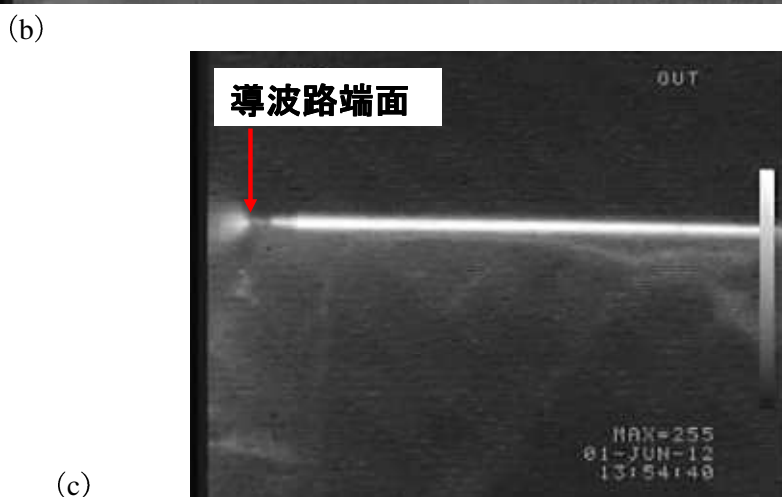
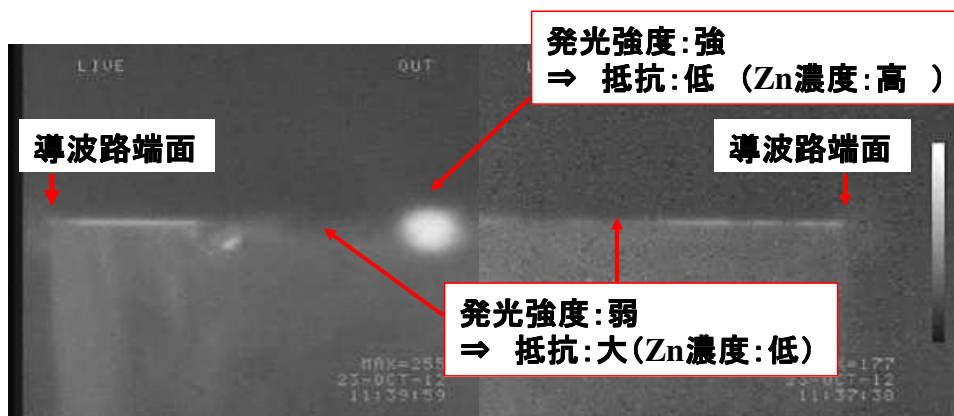
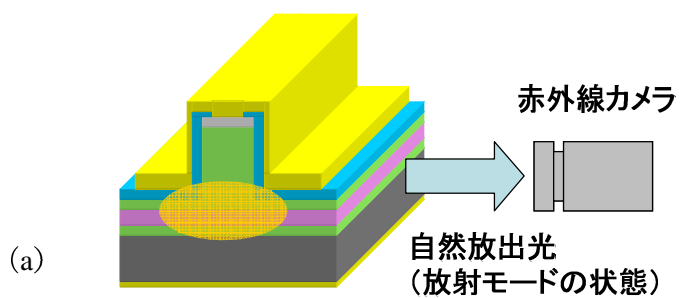


図 4.3.14 導波路側面からの自然放出光の観察画像：(a) は実験の模式図、(b) はウェハ面内の抵抗分布が不均一の場合、(c) はウェハ面内の抵抗分布が均一の場合

この4.3.4節の最後に、基板の厚みと電極の厚みに対する素子の最大温度の解析結果を図4.3.15に示す。この解析においては、基板厚み依存性では、電極厚さは500 nmとし、電極厚み依存性ではInP基板の厚みを200 μm としてそれぞれ解析を行った。図4.3.15に示したとおり、基板厚が薄ければそれだけヒートシンクに熱が放散されるため、最大温度が低く抑えることが可能であり、また、電極の厚みを厚くしても同様の効果が得られることがわかる。しかし、図より明らかに電極の厚みよりも基板厚を変化させた方が効果が大きく、例えば、基板厚を100 μm 程度まで薄くし、電極厚を500~600 nm程度まで厚くすることで、p-side up マウントで素子を作製しても3 Wの熱エネルギーで300 $^{\circ}\text{C}$ 程度までに素子の温度上昇を抑えることが可能である。

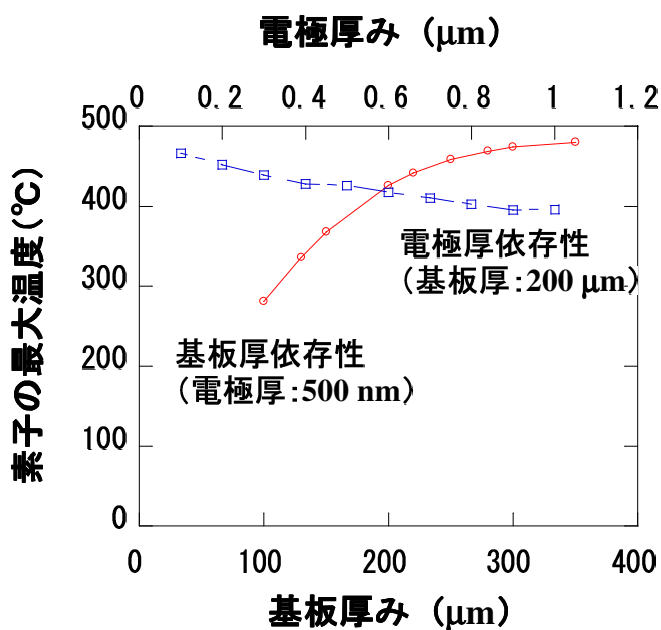


図 4.3.15 基板厚と電極厚を変化させた場合における素子の最大温度の関係

4.3.5 AR(Anti Reflection)コーティング

SOA において端面の反射率をいかに抑えるかは非常に重要であり、デバイスの特性に大きく影響を及ぼす。本節では、SOA の作製プロセスで最後の工程になる AR コーティングについて検討する[4-27]。

多層膜に入力した光に関して、i 層を伝搬するときを受ける位相変化を

$$\phi_i = n_i k_{0i} d_i \cos \theta_i \quad (1)$$

とし、 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ を用いると、光学アドミタンス Y_i は次のように定義される。

$$Y_i = n_i \cos \theta_i / \eta_0 \quad (2)$$

この光学アドミタンスを用いて、 $i-1$ 層と i 層との電磁界成分の関係は次のようになる。

$$\begin{pmatrix} E_{i-1} \\ H_{i-1} \end{pmatrix} = M_i \begin{pmatrix} E_i \\ H_i \end{pmatrix} \quad (3)$$

ここで、

$$M_i = \begin{pmatrix} \cos \phi_i & j \sin \phi_i / Y_i \\ j Y_i \sin \phi_i & \cos \phi_i \end{pmatrix} \quad (4)$$

(1) ~ (4) の関係式を用いて、多層膜の入力波との関係は次のようになる。

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} \quad (5)$$

ここで、

$$M = M_1 M_2 \cdots M_N = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (6)$$

である。これらを用いると、多層膜の振幅反射率は次のようになる。

$$r = \frac{m_{11} - Y_0^{-1} Y_{N+1} m_{22} + Y_{N+1} m_{12} - Y_0^{-1} m_{21}}{m_{11} + Y_0^{-1} Y_{N+1} m_{22} + Y_{N+1} m_{12} + Y_0^{-1} m_{21}} \quad (7)$$

パワー反射率 R は、 $R = |r|^2$ と表せる。

2層AR膜と4層AR膜をそれぞれこの解析式を用いて検討した。片端面の反射率を1550 nm 帯で0.05 % 以下に抑えることを条件とし、AR膜はデバイス端面側からTiO₂、SiO₂をスパッタにより堆積させることを想定した。 $n_{\text{TiO}_2} = 2.35$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.447$ として計算を行った。各層厚がそれぞれ $d_{\text{TiO}_2} = 120$ nm, $d_{\text{SiO}_2} = 200$ nm において、2層AR膜における反射率スペクトルは図4.3.16のようになる。通常、SOAの端面反射率はARコーティングと斜め導波路構造や窓構造を併用することによって、端面の反射率を0.01 %以下に抑えるようになされていることが多い。この結果から、2層AR膜において、10 nm 程度の帯域幅において0.01 %以下の反射率に抑えることが可能であり、1510 ~ 1600 nm で0.05 % 以下に抑えることが可能であることがわかる。

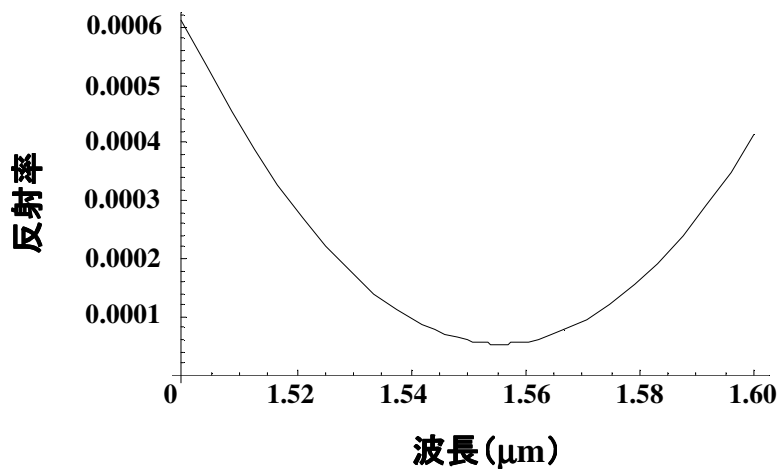


図 4.3.16 2層 AR 膜の反射率スペクトル

次に4層 AR 膜による反射率スペクトルを式(7)を用いて計算した。2層 AR 膜と同様に、1550 nm 帯の反射率が 0.05 %以下となることを目標とし、素子側から、 $\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2 / \text{TiO}_2 / \text{SiO}_2$ の4層でコーティングした場合の最適な結果を次の図 4.3.17 に示す。このときの各層の膜厚はそれぞれ、 $d_{1\text{TiO}_2} = 232 \text{ nm}$, $d_{1\text{SiO}_2} = 103 \text{ nm}$, $d_{2\text{TiO}_2} = 120 \text{ nm}$, $d_{2\text{SiO}_2} = 317 \text{ nm}$ である。波長 1500 ~ 1600 nm の広い帯域にわたって 0.01 %以下に抑えることが可能であることが分かった。また、1550 nm 帯で反射率 0.05 % 以下となるような各層の膜厚の範囲はそれぞれ次のようになった。 $d_{1\text{TiO}_2} = 227 \sim 239 \text{ nm}$, $d_{1\text{SiO}_2} = 97 \sim 110 \text{ nm}$, $d_{2\text{TiO}_2} = 112 \sim 127 \text{ nm}$, $d_{2\text{SiO}_2} = 307 \sim 325 \text{ nm}$ となった。2層と4層の AR 膜の結果を比較すると、4層にすることで広帯域にわたって反射率を非常に低く抑えることが可能であるが、その反面、各層の膜厚は非常に精密に制御する必要がある。そのため、スパッタの堆積レートを低くして行う必要があるが、現実的な処理時間との関係やスパッタ装置の制御性などが課題と考えられる。

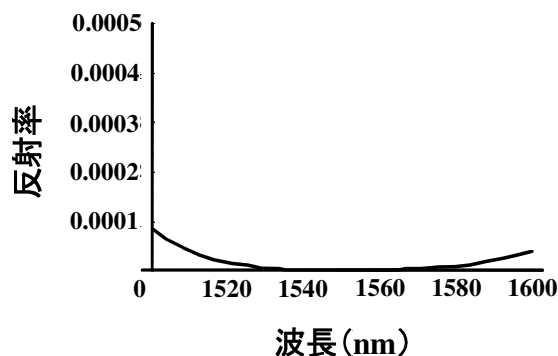


図 4.3.17 4層 AR 膜における反射率スペクトル

4.4 量子ドット半導体光増幅器の評価

4.4.1 QD ウェハのレーザ特性の評価

前節の 4.3 節では QD-SOA を作製するにあたっての設計や作製する際の重要な事項について述べてきたが、この 4.4 節では、実際に作製したデバイスの評価結果について述べる。

まず、この 4.4.1 節では、QD-SOA を作製する前に両端面をへき開したままの状態、すなわち、共振器を形成した QD-LD (QD-Laser Diode)でのレーザ特性の評価結果に関して述べる。電気特性はカーブトレーサ、または半導体パラメータアナライザを用いて測定した。また、電流 - 光出力特性についてはパルス電流で測定を行い、パルス電源とサンプリングオシロ、PIN フォトダイオードを図 4.4.1 (a) 及び (b) のようにセットして素子进行评估した。

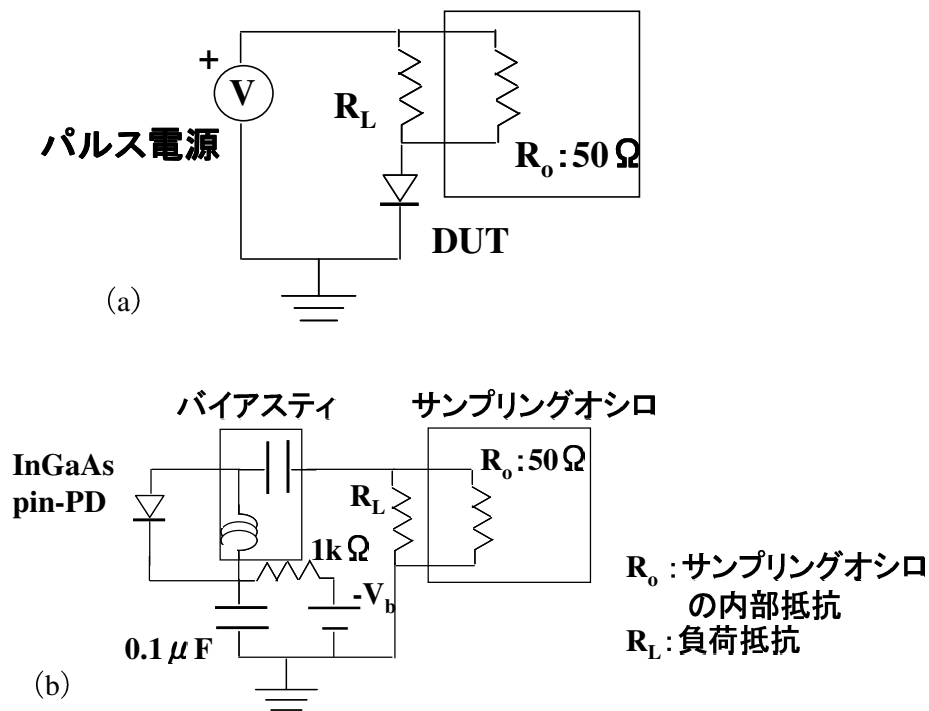


図 4.4.1 パルス電流による電流 - 光出力特性の測定系。(a) は素子の駆動系回路、(b) は受光系の回路図。

幅 $W = 10 \mu\text{m}$ 、共振器長 $L = 1200 \mu\text{m}$ の電極ストライプ構造の LD を作製し、評価を行った

電流 - 光出力特性と電圧 - 電流特性を図 4.4.2 (a) 及び (b) にそれぞれ示す。ここで、(a) の評価ではパルス電流で行い、(b) の評価では、直流電流で測定を行った。図 4.4.2 (b) のグラフから、閾値電圧以下においてリーク電流成分が入っており、特性としては良好とは言えないものの、図 4.4.2 (a) の電流 - 光出力特性の結果から見積もられる 120.8 mA と 1.01 kA/cm² の閾値電流と閾値電流密度は、デバイスの最適化を行っていない点を考慮すると比較的良好と言える。この結果から、本研究で用いたウェハの QD の性能・品質は高いと考えることが出来、適切にデバイスを作製することにより SOA の動作が可能であることを示している。

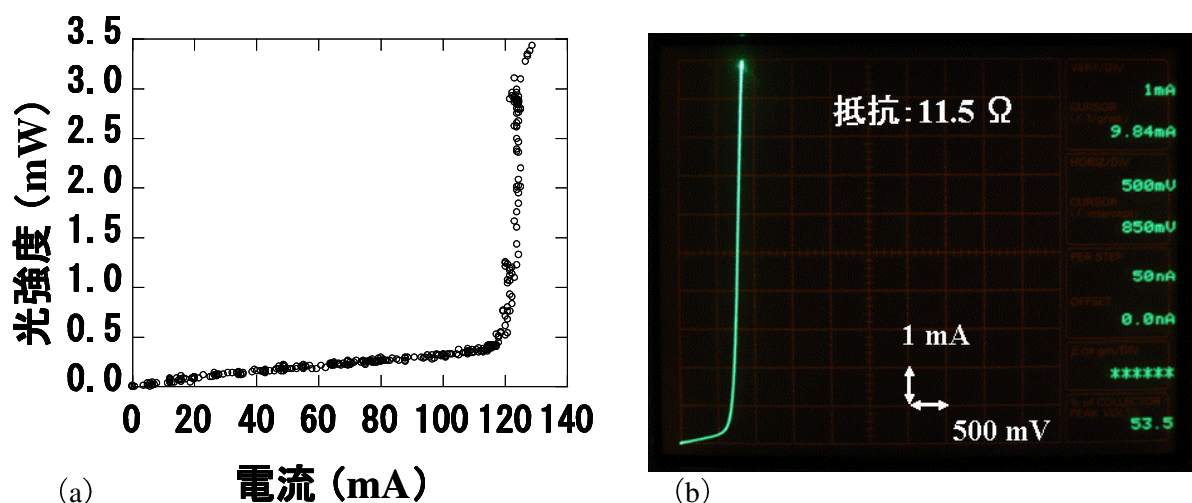
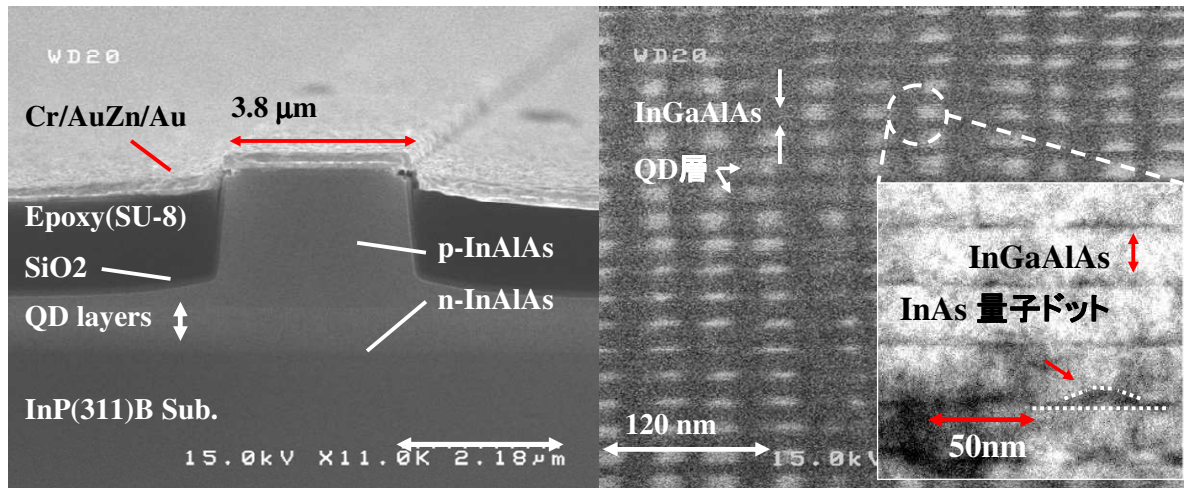


図 4.4.2 電極ストライプ構造 QD レーザの特性: (a) 電流 - 光出力特性と (b) 電圧 - 電流特性

4.4.2 作製したポリマ埋め込み平坦化構造 QD-SOA の発光特性・損失評価

4.3 節で述べた点を踏まえて、実際にポリマ埋め込み平坦化構造の QD-SOA を作製した。図 4.4.3 (a) に QD-SOA の断面 SEM 画像、(b) に活性層の SEM 画像と TEM 画像を示す。デバイスの導波路幅は 3.8 μm、長さは 1650 μm、メサ高さは 1.8 μm であり、端面は TiO₂ と SiO₂ による AR コーティングを施した。また、一層の端面低反射率を目指し端面に対して 2.7° 傾けた斜め導波路構造とした。端面の反射率は 0.3 % と見積もっている。QD 層の積層数は 20 層であり、QD の密度と面内方向の直径、垂直方向の高さはそれぞれ $7.9 \times 10^2 \text{ cm}^{-2}$ 、35 ~ 50 nm、そして 7.5 nm [4-1], [4-2] である。各層のプロファイルは表 4.3.2 のサンプル (a) と同じである。p⁺-InGaAs 層、p-InAlAs 層のドーパントは Be で、ドーパ濃度はそれぞれ 5×10^{18}

cm^{-3} , $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ である。また n-InAlAs 層のドーパントは Si であり、濃度は $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ となっている[4-1]。p-電極は Cr / AuZn / Au であり、n-電極構造は AuSn / Au である。図 4.4.3 より、非常に QD の配列性が高く、20 層の多層が積層されていることがわかる。そして扁平的であるが、等方的な半球状の QD が形成されていることがわかる。InP(311)B 基板を用い、歪補償法により QD を積層させたことでこのような良好な QD 形状とウェハプロファイルになっていると考えられる。



(a)

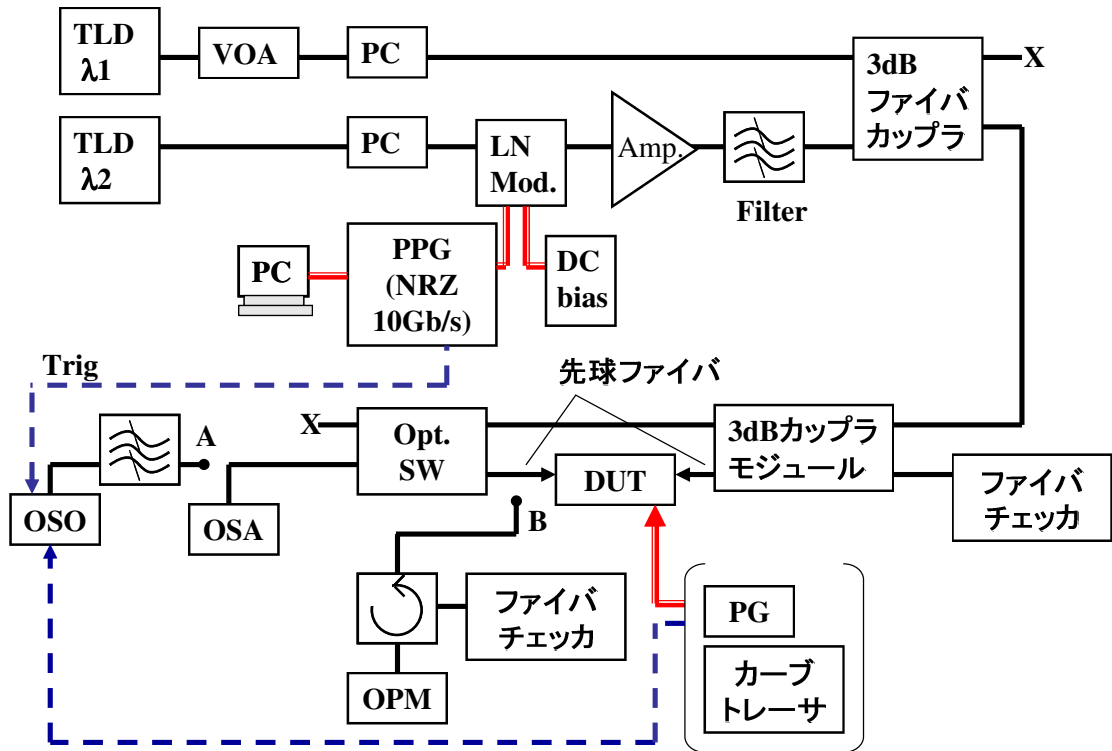
(b)

図 4.4.3 作製したポリマ埋め込み平坦化リッジ構造 QD-SOA (a) 断面 SEM 画像と (b) 活性層の SEM と TEM 画像。

ここで作製したデバイスの典型的な測定系を図 4.4.4 に示す。図 4.4.4 に示されている各機器名については図の下に付記した。測定に当たっては光ファイバはシングルモードファイバを主に使用し、黒線で示した。作製したデバイスへの電流注入や LN 変調器への変調信号の電気ケーブルは図中では赤線で示している。図の A・B 点は光ファイバの接続切り替え箇所であり、測定したい項目に応じて光ファイバの付け替えを行っている。また、必要に応じて機器を挿入したり、取り除いたりしている。

次に本研究で用いた QD ウェハの PL (Photoluminescence) スペクトルと作製した QD-SOA に電流を 300 mA 流した場合における ASE スペクトルの図をそれぞれ図 4.4.5 (a) 及び (b) に示す。ここで注入した電流はパルス電流であり、パルス幅 $10 \mu\text{s}$ で Duty 比 3% とした。また、両方ともに室温での測定である。図 4.4.5 (a) から、QD の基底準位のピーク波長は 1524 nm, 第二準位のピークは 1452 nm、そして第三準位のピークは 1357 nm と考えられる。QD の直径 ϕ を 50 nm として第二準位の量子化エネルギーを計算すると、 $E_{221} =$

$E_{111} + 41 \text{ meV}$ となるので、第二準位のピーク波長の理論値は 1451 nm となる。同様に 第三準位の量子化エネルギーは $E_{331} = E_{221} + 68 \text{ meV}$ となるので、第三準位の波長の理論値は 1344 nm と算出される。理論値と PL スペクトルから考えられるそれぞれのピーク波長と比べると、比較的良く一致する。また基底準位のピークの FWHM は 48 meV であった。この FWHM を考慮すると、QD の垂直方向のサイズばらつきが $\pm 1 \text{ nm}$ 程度あるのではないかと考えられる。それに対し、ASE のピーク波長は 1554 nm であり、PL スペクトルピークよりも長波長側にあることわかる。これらの結果から作製した QD-SOA が 1550 nm 帯で動作可能であることを示唆している。



- | | | | |
|--------|-------------------------------|---------|---------------------------------|
| DUT | : Device Under Test (QD-SOA) | Opt. SW | : Optical Switch |
| TLD | : Tunable Laser Diode | OSA | : Optical Spectrum Analyzer |
| VOA | : Variable Optical Attenuator | OSO | : Optical Sampling Oscilloscope |
| PC | : Polarization Controller | OPM | : Optical Power Meter |
| LN mod | : LN modulator | — | : 光ファイバ |
| Amp. | : EDFA | — | : 信号線・電気ケーブル |
| PPG | : Pulse Pattern Generator | - - - | : トリガ線 |
| PG | : Pulse Generator | A・B点 | : 光ファイバの接続切り替え箇所 |

図 4.4.4 デバイスの測定系

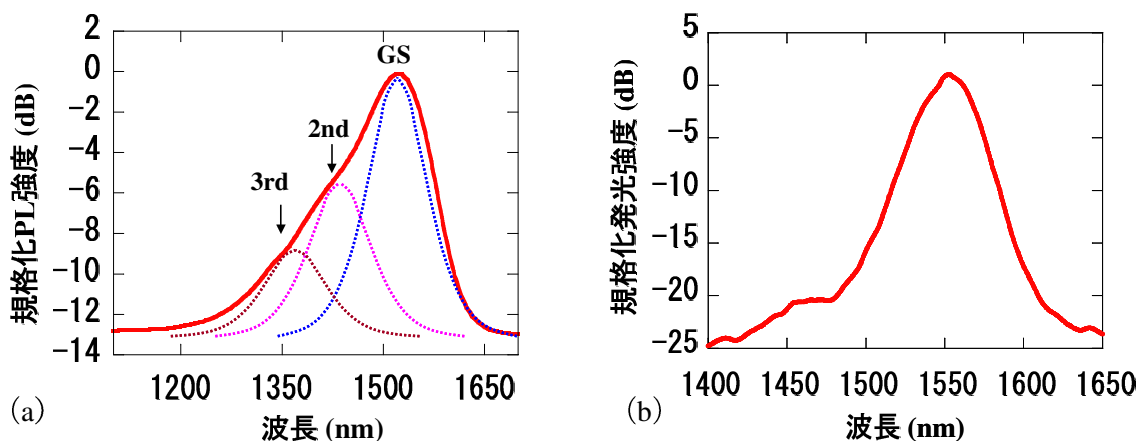


図 4.4.5 QD-SOA の (a) PL スペクトルと (b) ASE スペクトル ($I = 300 \text{ mA}$)

4.4.3 作製したポリマ埋め込み平坦化リッジ構造の損失と LD 特性

この 4.4.3 節では作製した QD-SOA の損失について明らかにする。作製したリッジ構造のデバイスを As-cleaved のままで光学評価を行うことで伝搬損失や結合損失の見積もりが可能である。また、電流注入によるレーザ特性（発光特性）についても併せて示す。

まず、ファブリペロ-エタロン法により伝搬損失を見積もる[4-28]。次の図 4.4.6 は As-cleaved QD-LD 構造に広帯域光源の光を入力し、その透過光の強度を規格化したものである。波長は 1600 nm 近傍で測定し、透明波長に近い波長で行った。作製したデバイスは斜め導波路で 2.7° 傾けているので、その点を考慮し伝搬損失を見積もると、 3.1 dB/mm であり、損失係数 $\alpha = 7.1 \text{ cm}^{-1}$ となる。この結果から一定の低損失導波路構造が作製出来ていると言える。

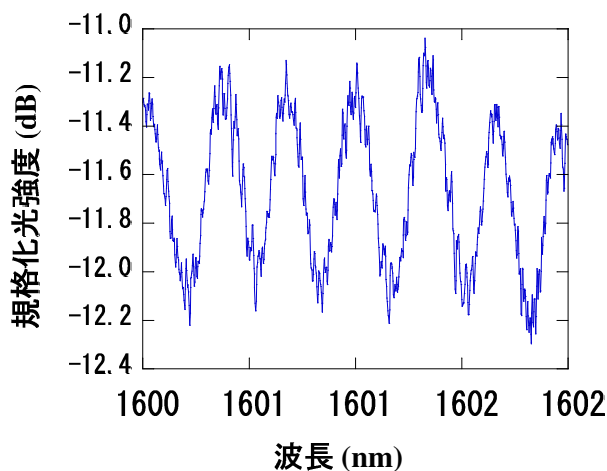


図 4.4.6 作製した As-cleaved QD 導波路の透明波長に対する出力特性（導波路 2.7° 斜め傾斜）

同様に QD-LD のレーザ特性の評価を行った。図 4.4.1 の測定系を用いて、パルス電流による光出力 - 電流特性 (I-L) と電気特性 (I-V 特性) を測定した。次の図 4.4.7 (a) は I-L 特性のグラフであり、(b) は I-V 特性のグラフである。パルス電流の測定条件は 4.4.1 節で述べた条件と同じである。この測定したサンプルの共振器長は $1070 \mu\text{m}$ である。その共振器長を踏まえ、図 4.4.7 (a) より、閾値電流 I_{th} は 333.6 mA であり、閾値電流密度 J_{th} は 8.24 kA/cm^2 であった。また、図 4.4.7 (b) の特性から微分抵抗値は 6.4Ω と見積もられる。電気特性は良好であると言えるが I-L 特性については閾値電流、電流密度が非常に大きく、良好とは言えない。これは導波路が斜め構造であり、端面の反射率が低下してしまっていることに起因すると考えられる。また、作製した素子におけるレーザ発振時のスペクトルを図 4.4.8 に示す。このグラフに示すように中心波長 1560 nm でレーザ発振を確認した。

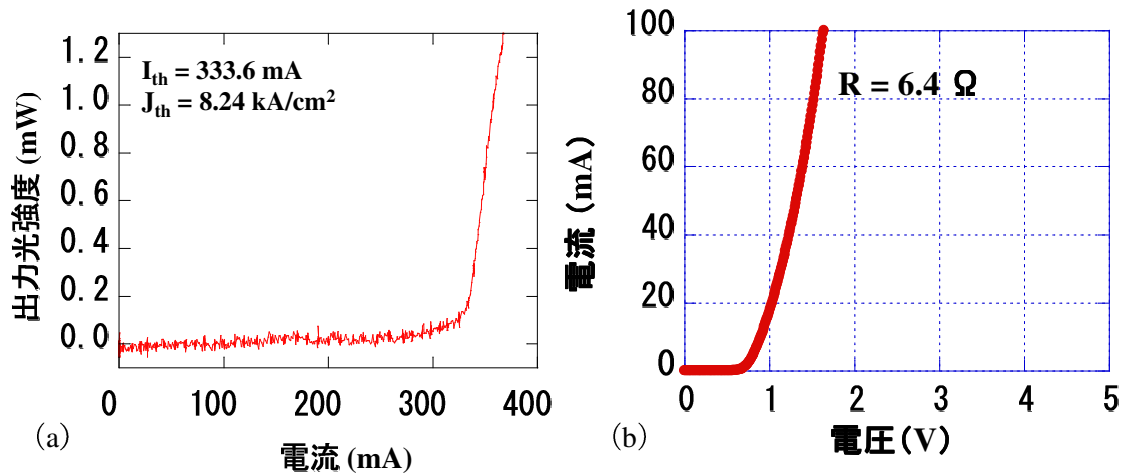


図 4.4.7 作製した QD-LD の特性：(a) 光出力-電流特性 (I-L 特性) と (b) 電気特性

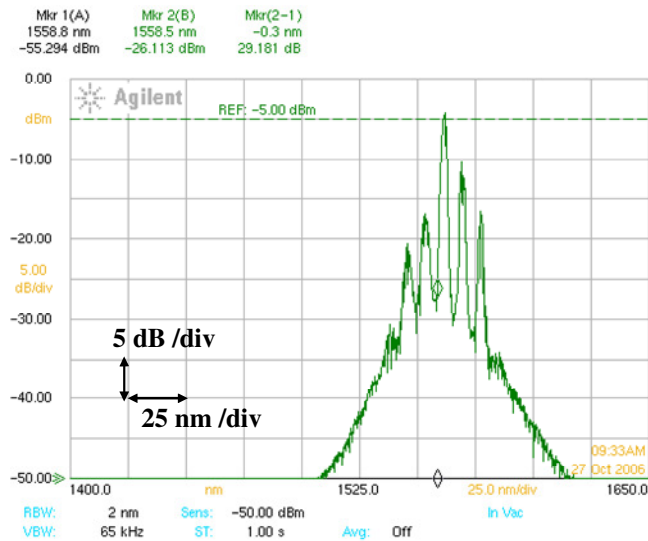


図 4.4.8 レーザ発振時のスペクトル特性

4.4.4 InP (311)B 基板を用いた 20 層積層 QD-SOA の基礎特性

この 4.4.4 節ではこれまで述べてきたような結果や特性を踏まえつつ、QD-SOA の光学的な基礎特性を示し、1550 nm 帯で高い利得があること明らかにする。

まず、作製した QD-SOA の I-V 特性は図 4.4.7 (b) とほぼ同じ特性である。そして作製した QD-SOA を図 4.4.4 で示した測定系を用いて基礎特性を評価した。入力光強度 -19.8 dBm の TE モードで、駆動電流 350 及び 500 mA (電流密度 J はそれぞれ 5.5 及び 7.8 kA/cm^2) のパルス電流で動作させたときの QD-SOA の利得スペクトルを図 4.4.9 に示す。パルス電流幅は 10 μs で、Duty 比 3 % で測定を行った。図には $I = 300 \text{ mA}$ ($J = 4.7 \text{ kA}/\text{cm}^2$) の時の ASE スペクトルも示した。また、利得はチップ内で増幅されるチップ利得であり、先球ファイバに結合する際の結合損失を省いている。Fiber to Fiber 利得はチップ利得から両端面の結合損失を差し引いた値となる。この素子の評価では、結合損失は 6.3 dB/facet であった。図 4.4.9 に示したように 1550 nm 帯で非常に高い利得を有していることがわかる。利得の 3 dB 帯域幅は 36.8 nm であり、20 dB 以上の利得が得られる帯域幅は 70 nm という結果であった。また、ASE の 3 dB 帯域幅は 44 nm であった。作製した QD-SOA は端面の反射率が 0.3 % と十分低い値まで抑制できておらず、そのため高い電流を注入するとレーザ発振してしまう状態であった。利得帯域は基底準位からの誘導放出のみを利用しており、端面反射率を十分抑制することが出来れば、励起準位に由来するより短波長側においても利得を得られ、広帯域動作が期待される。

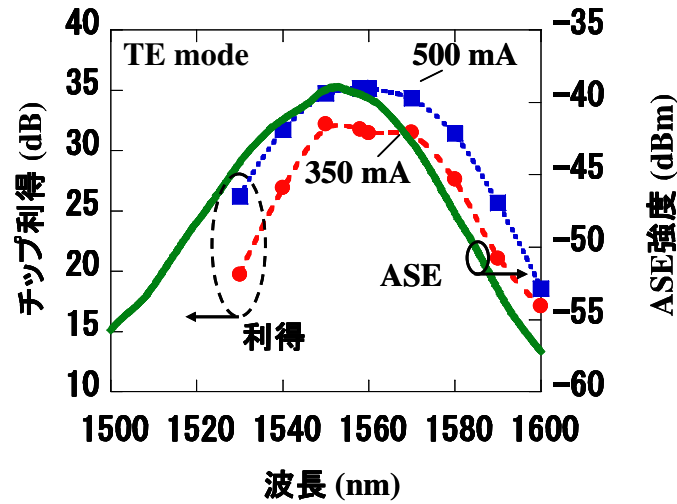


図 4.4.9 作製した 1550 nm 帯 QD-SOA の利得スペクトル

次に、入力光波長を利得ピーク波長付近の 1558 nm とし、入力光強度を -19.8 dBm とし、注入電流・電流密度に対するチップ利得の特性を図 4.4.10 (a) に示す。また TE モードの状態を入力波長を 1558 nm、入力強度を -26.3, -19.8, -1.3 dBm とし注入電流・電流密度を変化させた場合におけるチップ利得の特性を図 4.4.10 (b) に示す。また、この測定においても注入電流は上述したものと同一条件のパルス電流とした。TE モードでは、透明利得電流は $I = 100$ mA 程度であり、500 mA ($J = 7.8$ kA/cm²) で最大利得 34.7 dB と高利得が得られた。モード利得係数としては、 $g = 48.5$ cm⁻¹ と見積もられる。また、偏光依存利得 (PDG: Polarization Dependent Gain) は 10 ~ 15 dB であった。図 4.4.10 (a) に示したように本研究で作製した QD-SOA は、QD-SOA としては比較的短い素子長である 1650 μ m で高利得が得られることを明らかにした。PDG に関しては、図 4.4.3 にあるように QD の形状が扁平な半球状であることや、歪の影響によるものと考えられる。TM モードでは $I = 230$ mA 程度以下では利得がなく大きな吸収もないという結果になった。これに関しては 4.5 節で再度考察するが、TM モード光と QD 中のキャリアとの相互作用が小さいということがその理由として考えられる。図 4.4.10 (b) で入力光強度が -1.3 dBm では注入電流が 200 mA 程度になるとチップ利得が飽和傾向になる結果になったが、これは以降で述べるが出力強度が大きくなったことにより、利得飽和が生じたことによると考えられる。また、図 4.4.10 (a) 及び (b) で注入電流 $I = 500$ mA 以上の場合は、上述したように反射光の影響でレーザ発振してしまい、それ以下で評価を行っている。

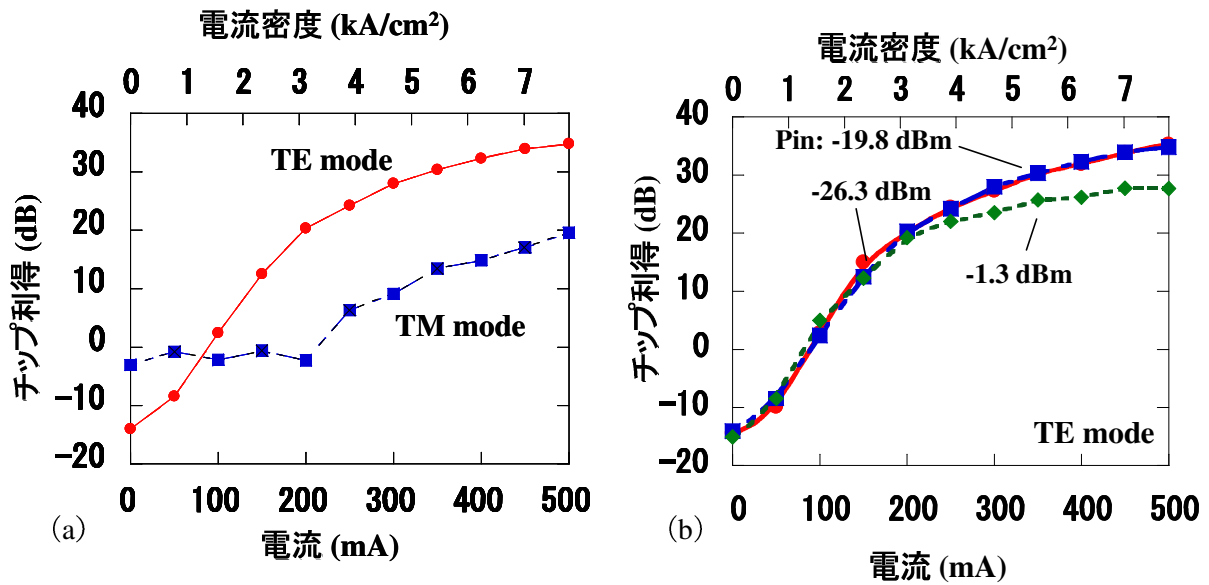


図 4.4.10 QD-SOA の利得特性 (入力波長 : 1558 nm) : (a) 偏光依存性 (入力光強度 : -19.8 dBm) 及び (b) 入力光強度依存性 (TE-mode)

注入電流をそれぞれ $I = 250, 350$ 及び 450 mA (電流密度 $J = 3.9, 5.5,$ 及び 7.0 kA/cm²) とし、入力光強度を -19.8 dBm、波長を 1558 nm、そして偏光を TE モードとした状態におけるチップ利得の出力光強度依存性を図 4.4.11 に示す。線形領域の利得から 3 dB 低下した利得を飽和利得とすると、250, 350, 及び 450 mA の各電流の飽和光出力強度はそれぞれ、20.3, 16.5 及び 24.0 dBm と見積もられる。飽和光出力強度 P_{sat} は

$$P_{sat} = \left(\frac{dw}{\Gamma} \right) \left(\hbar\omega \frac{1}{a\tau} \right) \quad (4.4.1)$$

であり、 d は活性層厚、 w は導波路幅、 Γ は光閉じ込め係数、 a は微分利得、 τ はキャリア緩和時間をそれぞれ表している。 P_{sat} は Γ が小さいほど大きくなるため、一般的に QD-SOA ではこの光閉じ込め係数が MQW や Bulk 構造の SOA に比べ小さく、 P_{sat} が大きくなると考えられる。表 4.3.1 に MSEO 法、ベガード則による屈折率と、図 4.3.3 (a) にポリマ埋め込み平坦化リッジ構造における導波光のプロファイルを示したが、作製した素子の寸法で閉じ込め係数を算出すると、導波層の光閉じ込め係数は 0.541 であり、量子ドットの体積密度を考慮すると、活性層の光閉じ込め係数 Γ は 0.164 である。作製した QD-SOA では 20 層積層したため QD と光との相互作用が大きくなり実質的な光閉じ込め係数が改善されていると考えられるが、それでも MQW や Bulk 構造に比べると小さく、また、作製した素子の導波路幅や活性層厚が大きいため、 P_{sat} がこの結果のように大きくなったと考えられる。

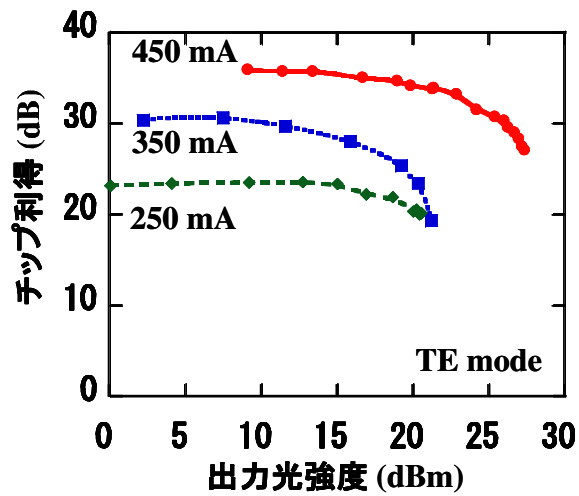


図 4.4.11 QD-SOA の出力光強度とチップ利得の関係

最後に、 $I = 500 \text{ mA}$ ($J = 7.8 \text{ kA/cm}^2$) の電流 (パルス幅: $10 \mu\text{s}$ 、Duty 比: 3%) を注入し、動作させた状態において、波長 1558 nm 、強度 -19.8 dBm で TE 偏光の光を入力させた場合の出力光のスペクトルを図 4.4.12 に示す。500 mA で増幅されているスペクトルとともに $I = 0 \text{ mA}$ で吸収された状態の出力光の信号も示した。ASE 光の 3 dB 帯域幅はこの時は 50 nm と見積もられ、図 4.4.9 で示した ASE スペクトルの帯域幅よりも注入電流が大きいため広がっている。

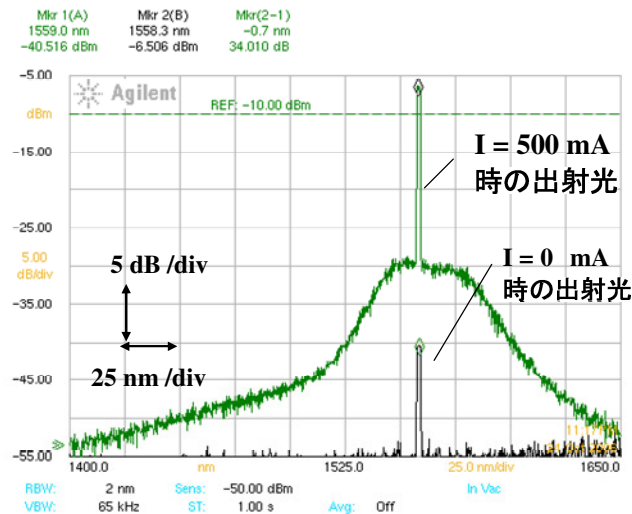


図 4.4.12 出力光スペクトル

4.4.5 フェムト秒パルスの応答特性

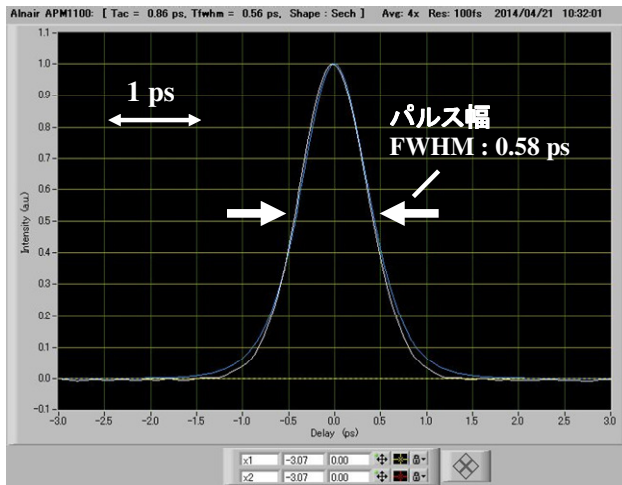
4.4.4 節では QD-SOA の高利得特性という基礎特性を示した。4.4.5 節ではこの素子にフェムト秒パルス光を入力させ、その光パルスの応答特性について実験した。

使用したフェムト秒パルスレーザは中心波長 1560 nm, パルス繰り返し周波数 40 MHz である。このフェムト秒パルス光源を直接オートコリレータで観察した自己相関波形の結果を図 4.4.13 (a) に示す。また、その時のスペクトルを図 4.4.13 (b) に示す。観測した自己相関波形を Sech 関数と仮定して算出したパルス幅は 560 fs であった。図 4.4.13 (b) からスペクトルの 3 dB 帯域幅を見積もると、4.9 nm であった。フーリエ限界パルスに関して、パルス幅とスペクトル幅は以下の式で表される。

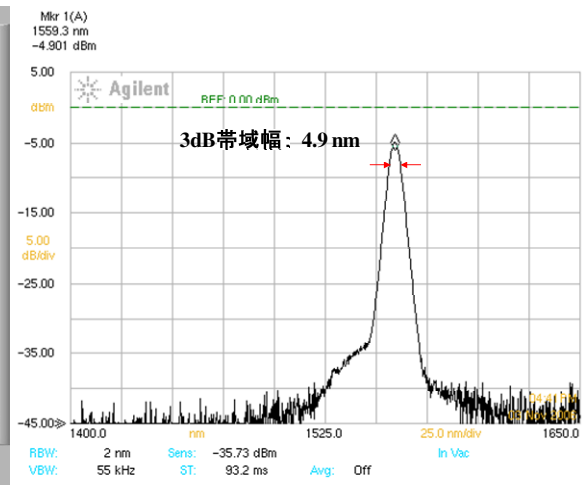
$$\Delta t \cdot \Delta \nu \geq k \quad (k = 0.315 : \text{Sech 関数換算}) \quad (4.4.2)$$

Δt はパルス幅 (s) であり、 $\Delta \nu$ はスペクトル幅 (Hz) である。入力光のパルス幅 560 fs をこの式 (4.4.2) に当てはめるとスペクトル幅は 4.55 nm と算出される。理論値よりも測定結果から見積もられるスペクトル幅がやや大きくなってしまっていることがわかる。

次に図 4.4.14 に示すような測定系により、QD-SOA における QD の上準位から基底準位に遷移する実効的なキャリア遷移時間を評価し、また、擬似的な超高速信号を QD-SOA に入力した際の応答波形を評価した。図 4.4.14 に示したようにフェムト秒パルス光源で発生したパルス光を 3 dB カップラーを用いて二つの光路に分け、一方の光路に遅延を与える。その後、二つの光路を伝搬する光パルスを再度 3 dB カップラーを用いて合波すると、遅延時間の間隔の 2 連続パルス列を作ることが出来る。通常、Pump-Probe 法と呼ばれるこの測定系は光ファイバから一旦自由空間上に光を伝搬させて行うが、今回行った実験では、このように全てをファイバ系で実施し、簡易な実験系で Pump-Probe 評価が行えることが特徴である。図 4.4.15 に遅延間隔 6.6 ps とした場合における QD-SOA に入力する前の光パルス列をオートコリレータで測定した波形を示す。2つの連続した光パルスの自己相関波形は図 4.4.15 のように 3つの波形が観測され、中心のパルスに対して、遅延時間の間隔だけ離れた点に 2つのサイドピークが現れるような自己相関波形となる。これは、実際の 2つ光パルスをオートコリレータ内で 2つの光路に分け、一方の光路に遅延を与え、再度合波し、その相関を取ることに起因している。2つの光パルスがそれぞれ一致する $\tau = 0$ 場合に自己相関波形の信号が一番強く、 $\tau = \pm \tau_0$ の場合 (τ_0 は測定系の遅延時間)、2つの光パルスのそれぞれ一方の光パルスのみが重なり合うため自己相関波形の信号は、理想的には $\tau = 0$ の場合の半分である。



(a)



(b)

図 4.4.13 使用したフェムト秒パルスレーザの (a) オートコリレータによる自己相関波形と (b) スペクトル

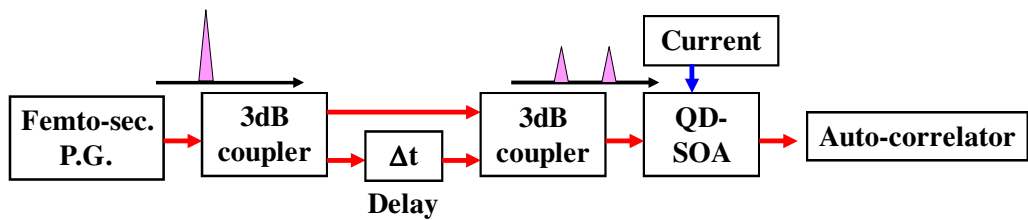


図 4.4.14 簡易的な Pump-Probe 測定と擬似的な超高速信号応答を評価するための測定系

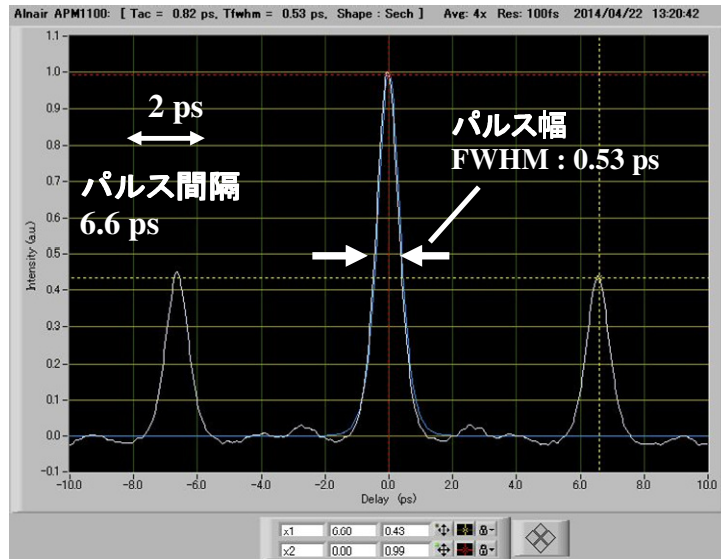


図 4.4.15 遅延間隔 6.6 ps の場合における QD-SOA に入力する前の 2 連続光パルス列のオートコリレータによる観測結果

次に、遅延時間 Δt を 1.89 ps とした場合の 2 連続光パルスの QD-SOA の入力前後におけるオートコリレータで測定した自己相関波形を図 4.4.16 に示す。(a) は入力光であり、(b) は QD-SOA からの出力光の自己相関波形である。このときの QD-SOA の注入電流は 250 mA ($J = 3.9 \text{ kA/cm}^2$) で行った。図 4.4.16 (a) の入力光のパルス幅はオートコリレータの測定結果から実時間に換算すると、FWHM は 0.58 ps であった。それに対し、図 4.4.16 (b) の出力波形の自己相関波形から出力光のパルス幅は FWHM = 0.69 ps であった。入力光に対して 0.11 ~ 0.12 ps、約 18% 程度パルス幅が増加しているものの、出力光の光パルスは大きな歪など生じることなく、非常に良好なパルス波形が得られた。この 1.89 ps という 2 つのパルス間隔は、周波数に換算すると 529 GHz である。実際には RZ 信号で伝送実験を行い、エラーレートを評価する必要があるが、図 4.4.16 の自己相関波形の測定結果から、400 Gb/s 程度の超高速な信号速度に関しても応答出来るのではないかと期待され、この実験結果から本研究で用いた InP (311)B 基板による 20 層積層 QD-SOA は超高速応答可能なポテンシャルがあることを明らかにした。

図 4.4.17 には遅延時間を変えて測定した場合における、入力前後のサイドピークの強度比の関係を示した。これは上述したように、ポンププローブ法による実効的なキャリア遷移時間の評価を行ったのと同様の意味である。すなわち、この評価により、利得回復時間が評価でき、図 4.4.17 のグラフ内に示した XGM 波形の概念図にあるように通常、利得回復時間を XGM による変調から 90% 戻った時の時間などで評価する。図 4.4.17 の結果を見ると、早い時定数で元に戻る成分とゆっくりとした時間で回復する成分があることがわか

る。しかしながら、これらの成分の時定数を正確に見積もるためには、より多くのプロットが必要と考えられ、任意に遅延時間を可変出来る測定形で評価を行う必要がある。また、この結果から、実効的なキャリア遷移時間、すなわち利得回復時間を見積もると早い成分については1 ps 程度、遅い成分については2 ps 程度と考えられる。この遷移時間の見積もりについてはどの値 (90 %、 $1/e$ 、 $1/e^2$ など) で読み取るかで異なるが、今回は95 % で値を見積もった。参考文献[4-5], [4-7], [4-10], [4-15], [4-29]によると、QDash-SOA のキャリア遷移時間、すなわち、利得回復時間は1 ~ 3 ps, あるいはそれより1 桁以上遅くなるのに対し、QD-SOA は1 ps 前後であるが、今回作製した InP(311)B を用いた QD-SOA は報告されている QD-SOA と同等程度の遷移時間である ~1 ps という結果になった。

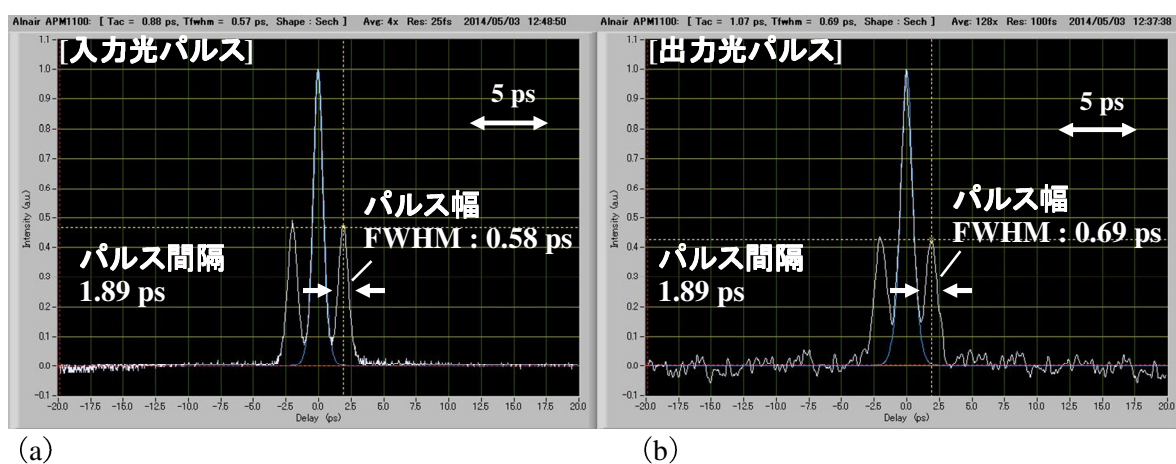


図 4.4.16 QD-SOA に入力する前後の 2 連続光パルス列のオートコリレータによる観測結果 (遅延間隔 1.89 ps) : (a) は入力光、(b) は出力光の波形。

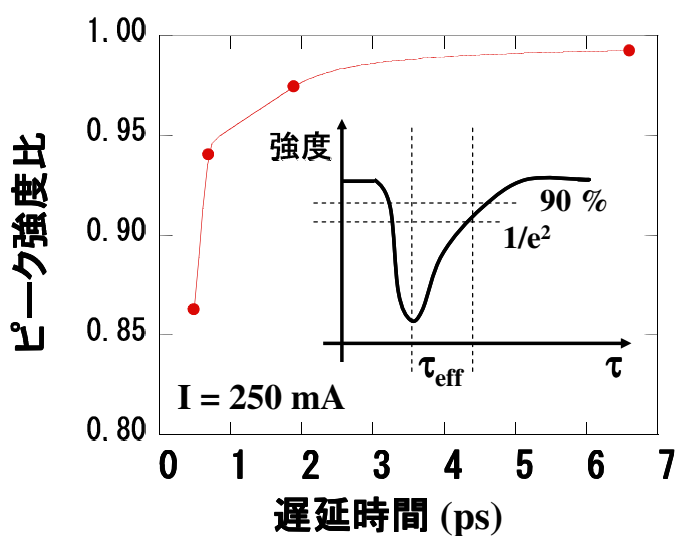


図 4.4.17 QD-SOA からの 2 連続光パルス間隔 (遅延間隔) とサイドピークの強度比の関係。

図 4.4.7 で示したような非常に高速な遷移時間、利得回復時間を示す理由はすでに多数の論文で報告されているように、QD の上の準位、例えば、Wetting 層や励起準位のエネルギーにおけるキャリアの蓄積効果による高速緩和と考えられる。注入電流によるキャリアが上の準位に蓄積され、入力光の誘導放出が生じた際に上の準位から基底準位にキャリアがすぐに補償されることにより、非常に高速な動作になっていると考えられる。

4.4.6 InP (311)B 基板を用いた 20 層積層 QD-SOA の 10Gb/s の応答特性

10Gb/s の NRZ 信号の応答についてこの節で述べる。次の図 4.4.18 (a)、(b) に示した波形は光サンプリングオシロで測定した 10Gb/s NRZ 信号の QD-SOA への各々入力波形と出力波形である。QD-SOA はパルス電流を注入して駆動させており、以前の節で述べた条件と同じく、パルス幅 10 μ s で Duty 比 3 % のパルス電流で評価した。注入電流は $I = 300$ mA ($J = 4.7$ kA/cm²) を注入した。図 4.4.18 の (b) にある上のプロットが QD-SOA に入力したパルス電流の波形であるが、パルス電流の極性はネガ極性であるため、0 mA のベースラインと 300 mA のラインが上下逆になっていることが注意点である。入力光の NRZ 波形に対し、出力光の NRZ 波形はノイズが非常に大きい波形となっている。これは QD-SOA の特性によるものではなく、測定系に起因していると考えている。今回の測定では、QD-SOA に印加しているパルスジェネレータ (PG : Pulse Generator) と光オシロスコープが同期させておらず、光オシロスコープとパルスパターンジェネレータ (PPG : Pulse Pattern Generator) とを同期させている。ここで、PG は上記で述べたようにパルス幅 10 μ s で Duty 比 3 % の一定周期でパルスを発生させており、PPG は 2⁷ 段の擬似ランダムパルスを発生させている。光オシロスコープで表示されている波形は PPG の同期信号を基準に波形を重ね描きしたものであるが、一方、PG の立上がり、立下り、そしてオーバーシュートやリングングなどは光波形に対して不確定に描画されるため、この図のように電流波形と光波形にノイズが大きく描かれてしまっていると考えられる。つまり、電気信号波形が見かけ上ノイズが大きいことにより、光波形のノイズが大きくなっているように観測されていると考えられる。また、同図 (b) の信号列は "1100101010111111000" である。ノイズが大きいため、正確な判断は難しいものの、"1010" の最も繰り返しの早い部分のパルス列に対し、光波形に大きな歪はないように思われる。前節でフェムト秒パルスの応答波形で、非常に良好な波形を得られていることを考慮すると、作製した QD-SOA において、10 Gb/s 程度の信号速度ではパターン効果による歪は生じさせていないのではないかと考えられる。

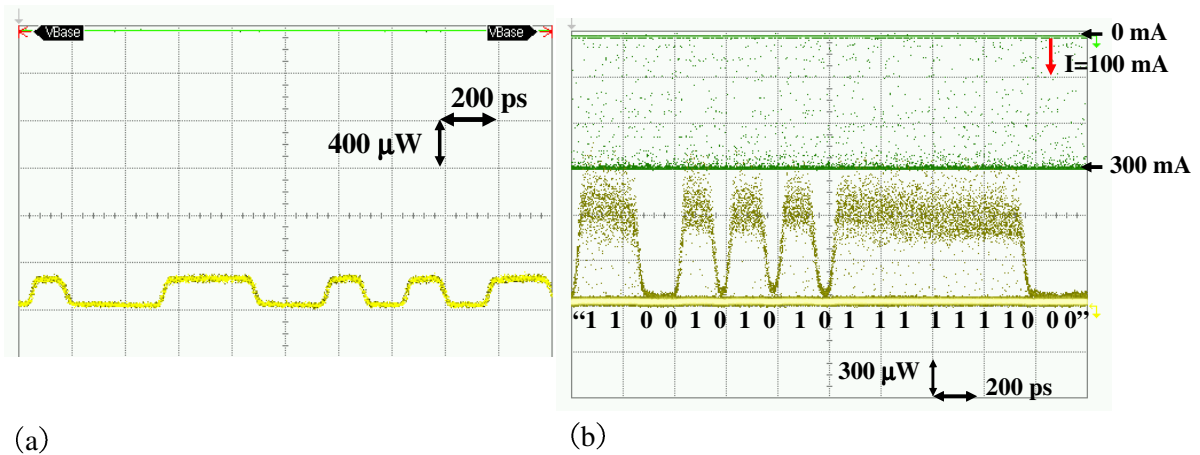


図 4.4.18 QD-SOA の 10Gb/s NRZ 信号の応答。(a) 入力光波形と (b) 出力光波形。

4.4.7 InP (311)B 基板を用いた 20 層積層 QD-SOA の XGM (相互利得変調) 特性

XGM 特性に関してこの節で述べる。QD-SOA に二つの波長の光を入力させ、XGM 量 を評価した。電流は $I = 350 \text{ mA}$ ($J = 5.5 \text{ kA/cm}^2$) であり、パルス電流で SOA を駆動させた。入力光は波長 1558 nm、強度 +5.8 dBm の Control 光と強度 -13 dBm の Probe 光で、Probe 光の波長を変化させ、Control 光により Probe 光の利得の減少量を測定した。その結果を図 4.4.19 に示す。また、同様の条件でシミュレーションを行った結果も図に記した。XGM 量は 2 ~ 3 dB 程度であり、2 dB 以上の XGM 帯域幅は 40 nm 程度という結果であった。Probe 光は Control 光の波長に近ければ近いほど XGM 量が大きくなるのがわかる。しかしながら、XGM 量は最大でも 3.8 dB であり、作製した QD-SOA の素子長が 1650 μm 程と第 3 章の解析的検討で明らかにした素子長よりも短いことがその原因と考えられる。QD-SOA は MQW や Bulk などとは異なり、状態密度が理想的には離散的になる。実際のデバイスではサイズ揺らぎに起因する不均一広がりによって状態密度が幅を持ち、広い利得帯域が生じるのであるが、Probe 光が Control 光によって受ける影響は、ある QD のサイズにおける均一広がりによって生じる利得分布により XGM を受けると考えられる。あるサイズにおける均一広がりとは不均一広がり全体の利得分布よりも小さいため、QD-SOA における XGM 量が MQW や Bulk 構造の SOA よりも小さいように考えられる。そのため、第 3 章で述べたとおり、QD-SOA の素子長を 3500 μm 程度に長くすることで大きな XGM 量を得られるようにする必要がある。

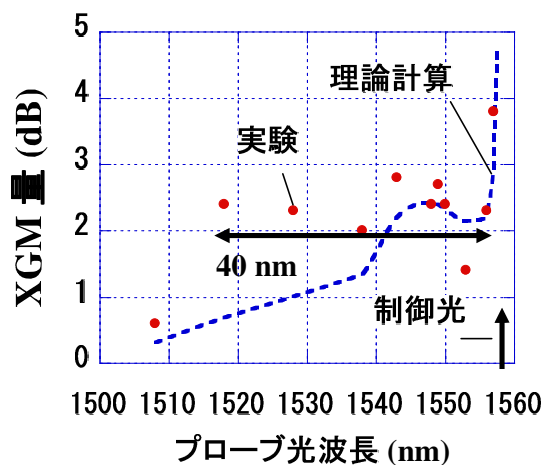


図 4.4.19 QD-SOA の XGM 特性
($I = 350\text{mA}$, $L = 1650\ \mu\text{m}$)

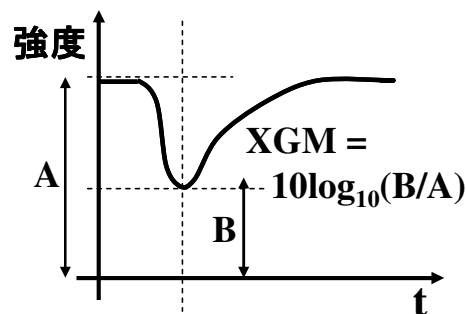


図 4.4.20 XGM の定義の概略図

4.5 QD-SOA の評価結果の考察

4.5.1 InP(311)B 基板の 20 層積層 QD-SOA におけるピエゾ効果の可能性

この節では、4.4.4 節で明らかにした InP(311)B 基板を用いた 20 層積層 QD-SOA の基礎的な利得特性の実験結果を元に、数値解析と実験・検証から InP(311)B の QD-SOA におけるピエゾ効果の可能性について考察する。

レート方程式と伝達行列法により、4.4.4 節で QD-SOA を作製・評価した実験条件と同じ条件で数値解析を行い、実験結果と比較した。次の図 4.5.1 に電流とチップ利得の特性の解析結果で入力光の偏向が TE モードの場合を図示する (図 4.5.1 の青線)。第 3 章で述べたように伝導帯と価電子帯の電子・ホールの遷移確率はほぼ 1 ($|\langle \psi_c | \psi_v \rangle|^2 = 1$) となっている。また図 4.5.1 には 4.4.4 節で示した実験結果も合わせて図示しており、TE モードの実験結果は赤プロット、TM モードの実験結果は緑色プロットである。実験結果 (赤プロット) と解析結果 (青線) を比較すると、傾向としては類似性があるように見受けられるが、低電流における特性に大きな差がある結果となった。数値解析の結果では、低電流で大きな吸収損失が生じるという結果であるが、実際に作製した QD-SOA ではこのように大きな吸収は生じていない。また、一般的な MQW や Bulk の SOA、あるいは EDFA では、低電流で駆動させた場合や、電流を流さない場合、非常に高い吸収が生じる。この点が 4.4.4 節で示した QD-SOA の実験結果と異なる点であると考えられる。

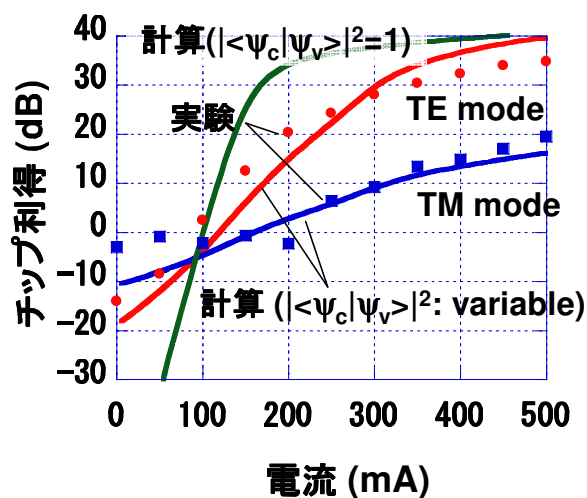


図 4.5.1 20 層積層 QD-SOA の電流とチップ利得の特性の実験結果と解析結果の比較

参考文献の[4-30]-[4-35]によると、GaAs(311)B を用いて S-K 成長した QD にはピエゾ効果が生じることが示されており、また高指数面上に成長した場合、歪に起因して自発電界が生じ、それにより数 100 kV/cm ~ MV/cm 程度のピエゾ電界が発生することが報告されている。これらの報告では GaAs 基板を用いており、InP(311)B などの InP 系の高指数面の場合ではピエゾ効果の報告例は未だにないものの、InP(311)B 上に成長させた QD の場合においてもピエゾ効果が発生する可能性があると思われる。ピエゾ効果によるピエゾ電界が生じていると仮定すると、次の図 4.5.2 に示すようにポテンシャルに傾きがあるため、電子とホールの変動関数に空間的な偏りが生じる。そのため、伝導帯と価電子帯の電子・ホールの遷移確率が小さくなる。その結果、電流を注入しない場合や、低電流の状態では QD-SOA の利得（吸収）の測定結果と解析結果に乖離が見られることになったのではないかと考えられる。その一方、高注入電流の場合には、空間的に分離していた電子・ホールはスクリーニングにより、空間的な偏りが小さくなり、電子・ホールの再結合確率が大きくなる。このような考察により、実験結果と解析結果との違いが説明されるのではないかと考えられ、次のような実験により、ピエゾ電界の有無について検証を行った。

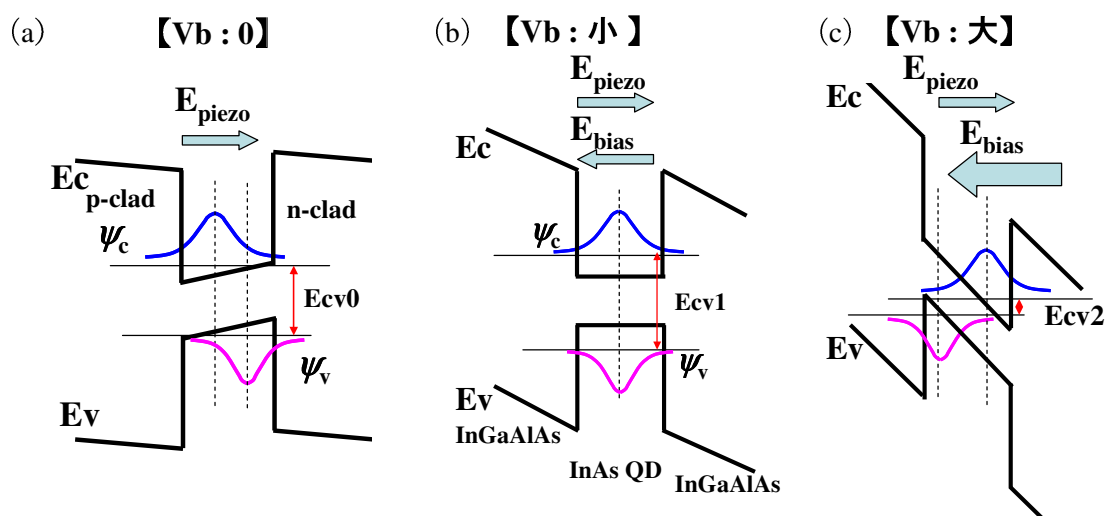


図 4.5.2 InP(311)B 基板上に成長させた QD において piezoelectric 効果を仮定した QD における電子・ホール波関数の概念図：(a) 逆バイアス = 0, (b) 逆バイアス電界 = piezoelectric 電界、(c) 逆バイアス電界 \gg piezoelectric 電界

図 4.5.2 のように piezoelectric 電界により電子・ホールが空間的に分離されていると仮定した場合、逆バイアスを印加すると、piezoelectric 電界と同じ強度の逆バイアスによる電界で相殺されるまで吸収スペクトルがブルーシフトすることになる。そして、さらに大きな逆バイアスを印加すると、今度は吸収スペクトルはレッドシフトすることになる。作製した QD-SOA に広帯域光源を入力し、逆バイアスを印加した際の各印加電圧における吸収スペクトルを次の図 4.5.3 に示す。このときの結合損失は両端面で 29 dB であり、また、逆バイアスは直流で印加した。図 4.5.3 に示したように、-0.3 V まではブルーシフトしており、そして -0.3 V よりも大きな逆バイアスになると吸収スペクトルはレッドシフトしていることがわかる。-0.3 V で吸収スペクトルのシフト量 (QCSS: Quantum confinement Stark shift) は 1.1 nm (0.55 meV) と見積もられる。この結果から上述したように、InP(311)B 基板上に作製した QD-SOA では piezoelectric 効果が生じていることが明らかになったと言える。

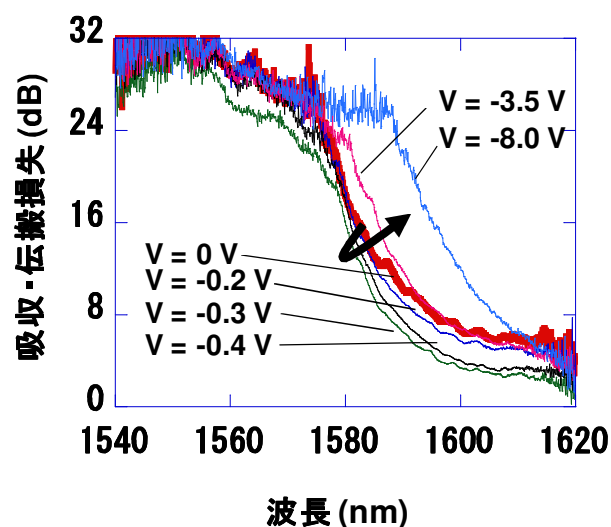


図 4.5.3 QD-SOA に各強度の逆バイアスを印加した際の吸収スペクトル

次にピエゾ電界の強度を見積もる。 $V = -0.3$ V, non ドープの導波層厚みを 400 nm とすると、ピエゾ電界の強度 $E_{\text{piezo}} = 15 \sim 25$ kV/cm と算出される。この妥当性について見当する。参考文献[4-30]によると、GaAs(311)B 基板上の QD を作製した際におけるピエゾ電界の強度は 170 kV/cm と報告している。InP 基板と GaAs 基板上に成長した QD に同じ強度のピエゾ電界が生じるとは言えないが、同程度の電界強度が生じると予想すると、今回の実験結果から見積もられるピエゾ電界の強度 15 ~ 25 kV/cm は予想よりも小さいということになる。ここで、InP(311)B の結晶構造と、歪補償層について考える。

まず、InP(311)B 基板を[011-]から見た場合の図 4.2.3 (d) を見ると、結晶のボンドは(111)面に垂直な方向にそろっており、InP(311)B 基板上に結晶成長する際、面内方向に圧縮歪がかかり QD が成長することになるが、分極は(111)面に垂直な方向[111]で最大となると考えられる。ピエゾ電界は分極により生じるので、InP(311)B 面に垂直方向[311]と水平面内方向[2-33]に分極を分解して考えることができる。つまり、ピエゾ電界は InP(311)B 面に垂直方向[311]と水平面内方向[2-33]に生じているというように考えられる。

次に図 4.5.4 に積層方向の歪の大きさ (分極の大きさ) と、ピエゾ電界の関係の模式図を示す。今回用いている QD ウェハは InGaAlAs の歪補償層を導入していることが特徴の一つであることはすでに述べているが、積層方向の歪の大きさ、すなわち、分極の大きさは全体から見るとある一定になっているが、局所的には図 4.5.4 のようになっていると考えられ、ピエゾ電界も分極の強さと同様に分布していると思われる。これは、歪補償層の導入により、分極が抑えられることによって、ピエゾ電界も抑えられていると考えることが出来る。この歪補償層を導入することなく結晶を成長させたとすると、参考文献のように大きなピエゾ電界が生じたのではないかとと思われる。

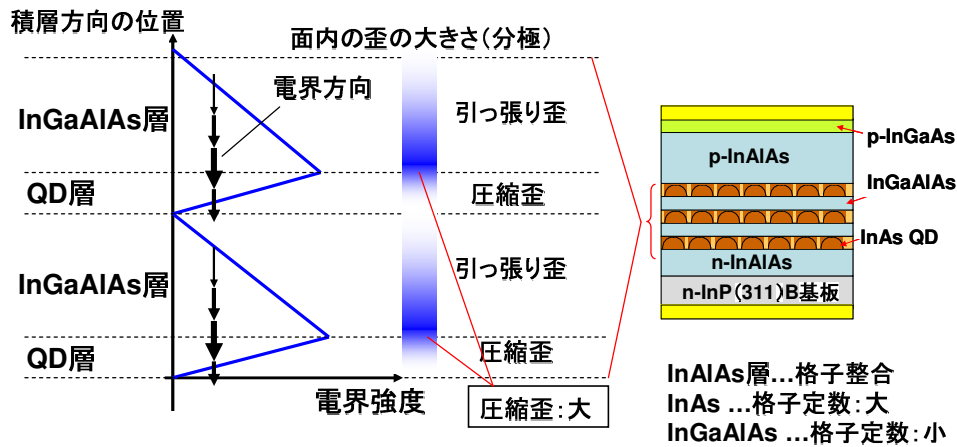


図 4.5.4 積層方向の歪の大きさ（分極の大きさ）と、ピエゾ電界の関係の模式図。

積層方向[311]のピエゾ電界を $E_{\text{piezo}\perp} = 25 \text{ kV/cm}$ とすると、図 4.2.3(d)から $P_{\perp} = P \cos 29.5^{\circ}$ となるので、 $E_{\text{piezo}\parallel} = 14.1 \text{ kV/cm}$ となる。ここで、 $E_{\text{piezo}\parallel}$ は[2-33]の方向であり、[011-]の方向の分極成分はないと考えられ、この方向にはピエゾ電界は生じていないと考えられる。この値を用いてシュレディンガー方程式をクーリー法を用いて数値計算を行うと、次の図 4.5.5(a), (b)のような結果となる。ここで、QD は単一ポテンシャルで理想化して数値解析を行った。垂直方向の電子・ホール波関数の重なり積分は $|\langle \psi_{c\perp} | \psi_{v\perp} \rangle|^2 = 0.945$ であった。このとき、QCSS の解析結果は 0.44 meV となり、実験結果の 0.55 meV と比較的合う値となった。一方、平面方向における電子・ホール波関数の重なり積分は $|\langle \psi_{c\parallel} | \psi_{v\parallel} \rangle|^2 = 0.042$ であり、かなり遷移確率は小さくなることがわかる。図 4.5.1 において、低電流領域で数値解析の結果と実験結果の違いはピエゾ効果に起因していると考えられ、特に水平面内方向[2-33]のピエゾ電界にあるのではないかと考えられる。

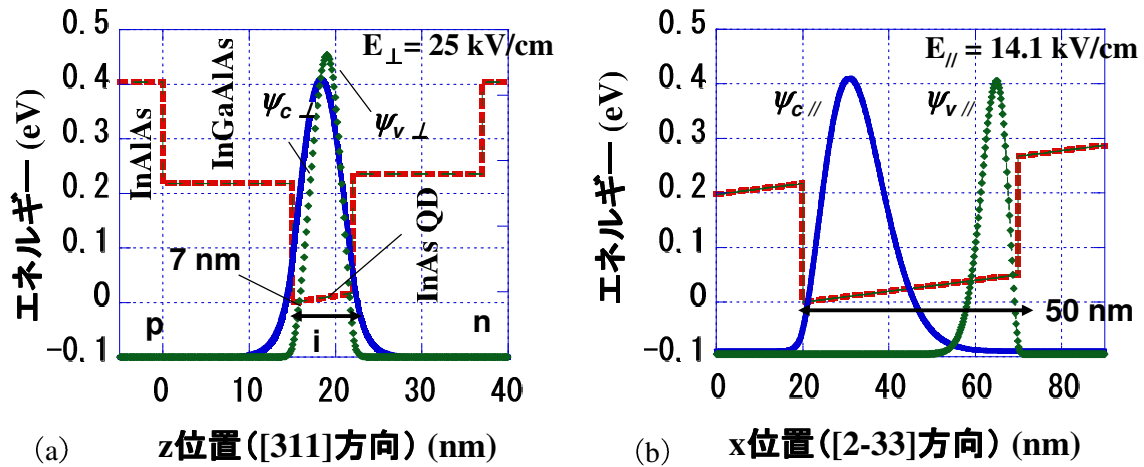


図 4.5.5 (a) 積層方向と (b) 平面方向の電子・ホールの波動関数の計算結果。

ここで再度、本研究で作製した QD-SOA にピエゾ効果があるとして、数値解析を行う。伝導帯と価電子帯の電子・ホールの遷移確率はピエゾ効果のために印加電界に比例して大きくなる。すなわち、QD-SOA への注入電流に比例して遷移確率は大きくなると考えられる。数値解析においては、伝導帯と価電子帯の電子・ホールの波動関数の重なり積分は電流依存性があると仮定した ($|\langle \psi_c | \psi_v \rangle|^2 = \text{variable}$)。波動関数の重なり積分は注入電流が大きくなると増加し、最小値が 0 以上で、かつ 1 に漸近する単調増加関数であると考えられ、次の (4.5.1) 式で表されると仮定する。

$$|\langle \psi_c | \psi_v \rangle|^2 = f(I_c) = A \left\{ 1 - B \left(1 + \text{Exp} \left(\frac{I_c - I_{c1}}{I_{c2}} \right) \right)^{-1} \right\} \quad (4.5.1)$$

ここで、 I_c : 注入電流、 A, B, I_{c1}, I_{c2} は定数である。この定数 $A = B = 1$ の場合でボルツマン定数と絶対温度を用いて適切に表すとこの関数はフェルミディラック分布関数となる。この (4.5.1) 式を用い、解析結果が図 4.5.1 の図中に示した各実験結果のプロットに Fitting するよう (4.5.1) 式中の定数を決定したときの解析結果を図 4.5.6 に示す。このときの各定数は、TE モードの場合では、 $A = 1, B = 0.34, I_{c1} = 260 \text{ mA}$ 及び $I_{c2} = 30 \text{ mA}$ であり、TM モードの場合では、 $A = 0.40, B = 0.34, I_{c1} = 260 \text{ mA}$ 及び $I_{c2} = 30 \text{ mA}$ である。そして、数値解析で用いているレート方程式の式 (3.7)~(3.9) で、 $\tau_{sr}, \tau_{qr}, \tau_r, \tau_{qe}$ 及び τ_e はそれぞれ、0.6 ns, 0.6 ns, 0.6 ns, 0.4 ns 及び 0.4 ns とした。また、電流注入効率 η_i は文献[4-2]とデバイス構造から $\eta_i = 0.40$ とした。そして τ_{dn} は 4.4.5 節で検討した結果から、0.8 ps とした場合に、実験結果と解析結果がうまく一致した。また、温度上昇によるバンドギャップの変化についても考慮した。一般的に $0.6 \text{ nm}^{\circ}\text{C}$ の割合で温度が上昇するとバンドギャップエネルギーが小さくなり、利得ピーク波長がレッドシフトすると言われており、これを考慮して計算を行った。

その時の解析結果は図 4.5.1 で TE モードは赤線、TM モードは緑色線で図示した。上述したように、波動関数の重なり積分を図 4.5.6 のような関数とすることで、チップ利得の電流依存性の解析結果も実験結果と同様に低電流の領域で非常に吸収が小さくなるような結果となった。正確な議論をするためには、 $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ 摂動法による伝導帯・価電子帯のバンド構造から検討する必要があると考えられるものの、上述したように明らかになったピエゾ効果の存在を元に計算を行うと実験結果と解析結果が比較的高い一致性を示すことから明らかなように、QD-SOA は低電流領域においてあまり大きな吸収を示さないということは、InP(311)B 基板上に QD を成長させた場合におけるピエゾ電界に起因しているということが出来る。

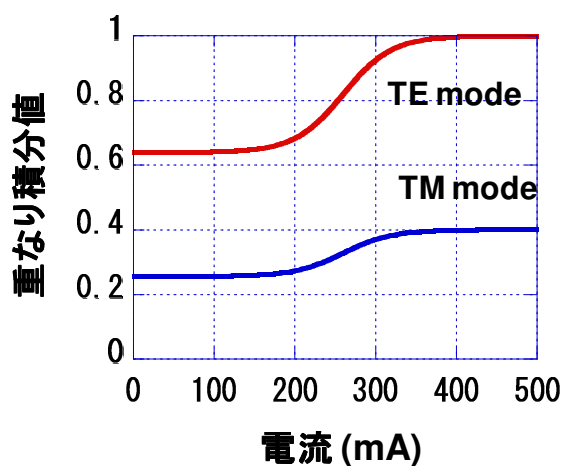


図 4.5.6 TE, TM モードにおける QD の電子・ホール波動関数の重なり積分の電流依存性の関数。

上述したように波動関数の重なり積分を電流に対して変化させた場合のチップ利得と出力光強度の関係を数値解析による計算を行った。その結果を次の図 4.5.7 に示す。図 4.4.11 で示した実験値の結果も合わせて図示した。図 4.5.7 中のプロットは実験結果のデータを示し、各線は解析結果を示している。解析において、入力光の偏光は TE モードで計算を行った。I = 350 mA の場合ではかなり実験結果と数値解析結果の一致性は良いけれども、I = 450 mA 及び 250 mA に関しては高出力強度になるにつれて、実験値と解析値と離れる結果となった。全般的には比較的両者の結果は合うものとなった。この解析結果からも 20 層積層 QD-SOA は非常に高い飽和光出力強度を持つことがわかる。

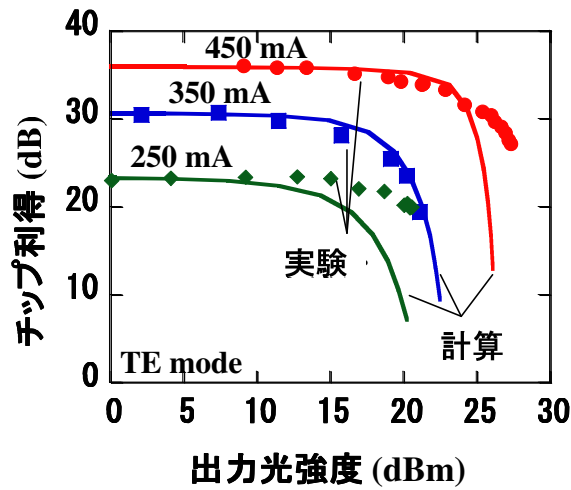


図 4.5.7 実験結果と解析結果におけるチップ利得の出力光強度依存性

4.5.2 作製した QD-SOA の数値解析による特性予測

この節では、4.5.1 節で考察したピエゾ効果を踏まえ、数値解析により QD-SOA の 160 Gb/s の高速な RZ 信号に対する特性を検討する。

図 4.5.8 は注入電流 $I = 450 \text{ mA}$ 及び 1200 mA における出力光強度とチップ利得の関係を数値解析により算出したものである。また、図中の丸で示されたポイントにおける QD-SOA からの 160 Gb/s RZ 信号の出力光のアイパターン波形の計算結果を (a) ~ (f) にそれぞれ示した。この数値解析では、ASE を考慮して計算を行った。各出力波形の上に記載した値は線形領域からの光強度の低下量を表している。出力光強度とチップ利得の関係から、注入電流の大きい方が飽和出力光強度が大きくなり、これは 4.4 節ですでに述べた実験結果もこのようになる。(a), (d) の線形領域における結果は図を見て明らかなように非常に良好なアイパターンが得られている。(b)、(e) は飽和領域における出力光であるが、パターン効果の影響は小さく、良好なアイパターンが得られている。これは既に述べたように QD-SOA の上準位におけるキャリア蓄積効果によると考えられる。そのため 160 Gb/s の高速な RZ 信号においても飽和領域において良好な応答波形を示していると考えられる。それに対し、(c)、(f) のアイパターン波形はパターン効果の影響が非常に大きくなっている。これは上準位に蓄積されているキャリアの量を上回るほど大きく光信号が増幅されてしまったため、上準位にキャリアが枯渇してしまい、高速応答出来なくなってしまうと考えられる。注入電流量の大きい方がより大きく出力光強度が低下しても良好なアイパターン波形が得られるのは、そのようなキャリア蓄積効果の影響によるものと考えられ、注

入電流を大きくすることにより QD-SOA の応答特性も向上されると期待される。

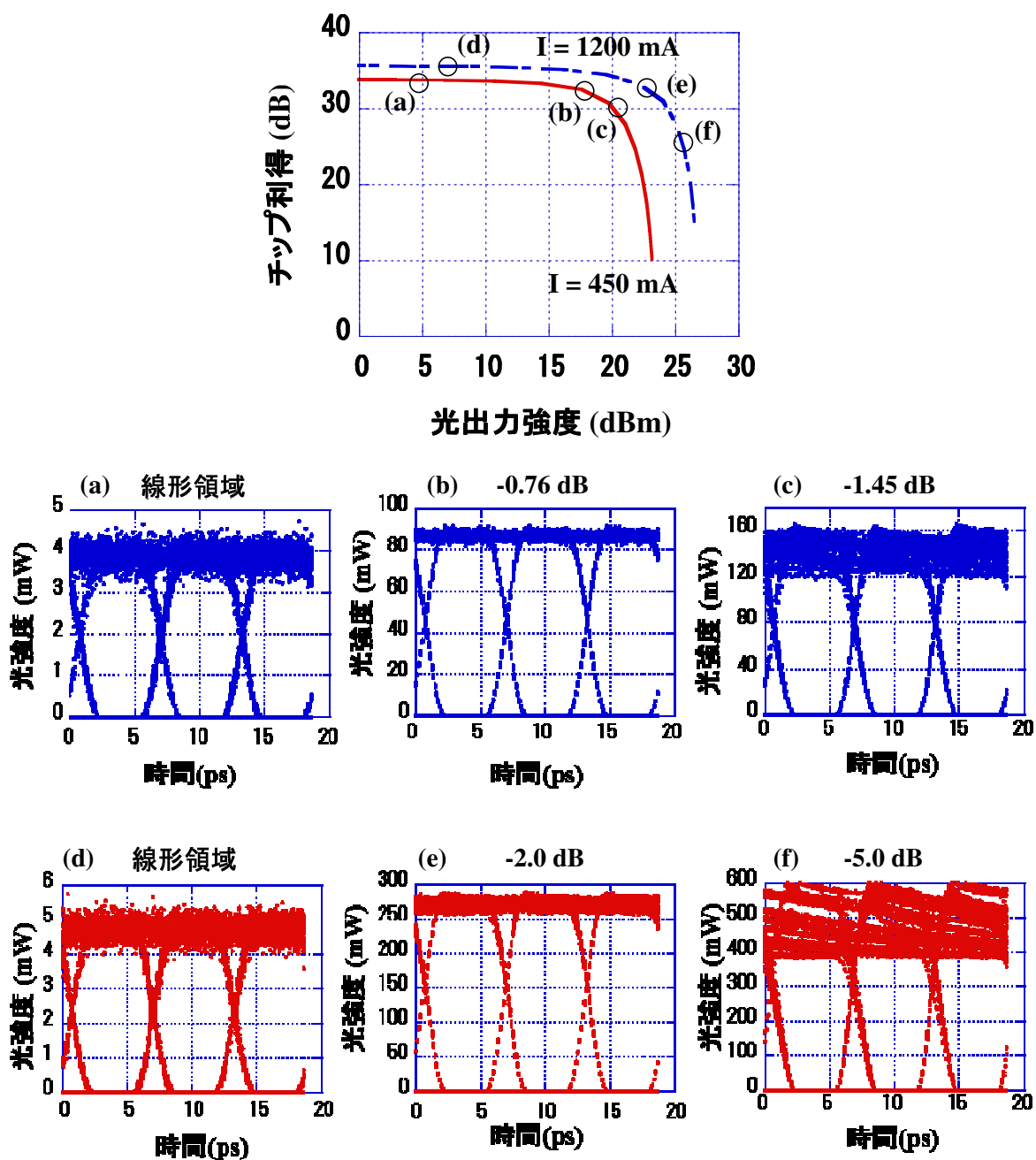


図 4.5.8 作製した QD-SOA の実験結果にパラメータを Fitting して行ったチップ利得に対する光出力強度の解析結果：(a) ~ (f) は図中の各点における 160 Gb/s の出力波形の計算結果

4.6 第4章まとめ

本章では光論理ゲート素子の作製に向け、InP(311)B 基板上に多重積層された量子ドット (QD) 半導体光増幅器 (SOA) を試作し、基本的な特性を評価し、光論理ゲート素子として超高速動作が可能であることを明らかにするとともに、従来の半球状の等方的な形状の QD デバイスでは 1550 nm 帯のピークは難しく、1550 nm 帯の利得ピークで作製したデバイスは QDash 形状になってしまう傾向が大きいですが、本研究では半球状の等方的な形状の QD による QD-SOA で 1550 nm 帯で動作することを明らかにした。また、フェムト秒パルスレーザを用いて擬似的な超高速信号の応答を評価し、またポンププローブ法により、実効的なキャリアの遷移時間、すなわち利得回復時間が非常に短いことを明らかにした。

ポリマで埋め込み平坦化したリッジ導波路型 QD-SOA を作製し、基礎的な特性を評価したところ、TE モードで入力光強度が -19.8 dBm の光において、注入電流 500 mA で利得 35 dB 程度であり、非常に良好な特性を得ることが出来た。20 dB 以上の利得が得られる帯域幅は約 70 nm であり、これは端面反射率をさらに抑制し、励起準位の利得を利用することでさらなる広帯域が得られる可能性があると考えられる。飽和出力光強度は +20 dBm 程度であり、非常に高い値が得られた。

また、パルス幅 580 fs の超短パルスレーザを用いて、3 dB カップラと遅延を用いることで 2 連続の光パルスを入力し、擬似的な超高速なパルス列を入力した際の応答波形を観測し、また、ポンププローブ法による QD-SOA の実効的なキャリア遷移時間、すなわち利得回復時間を評価した。作製した QD-SOA に 2 連続光パルスを入力し、出力光をオートコリレータにより波形を観測した。その結果、パルス幅が 0.11 ~ 0.12 ps 程度増加したものの、大きな歪も見られず、非常に良好な出力波形が得られた。また実効的なキャリア遷移時間が $\tau = 1$ ps 程度であることを明らかにした。これらの結果から、InP(311)B 基板上に多重積層した構造の QD-SOA は、400 Gb/s といった超高速信号に対しても動作が期待される。

第4章 参考文献

- [4-1] K. Akahane, N. Yamamoto, and M. Tsuchiya, "Highly stacked quantumdot laser fabricated using a strain compensation technique," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 4, pp. 041121-1–041121-3, 2008.
- [4-2] K. Akahane, N. Yamamoto, and T. Kawanishi, "High characteristic temperature of highly stacked quantum-dot laser for 1.55- μ m band," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, no. 2, pp. 103–105, 2010.
- [4-3] K. Akahane, N. Yamamoto, S. Gozu, A. Ueta, and M. Tsuchiya, "Intense photoluminescence

- from highly stacked quantum dash structure fabricated by strain-compensation technique”, *Physica E*, 40, pp.1916-1919, 2008.
- [4-4] J. Inoue, T. Isu, K. Akahane, and M. Tsuchiya, “Saturable absorption of highly stacked InAs quantum dot layer in 1.5 μm band”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 4, pp. 151117-1 – 151117-3, 2006.
- [4-5] T. Akiyama, H. Kuwatsuka, T. Simoyama, Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugawara, O. Wada, and H. Ishikawa, “Nonlinear Gain Dynamics in Quantum-Dot Optical Amplifiers and Its Application to Optical Communication Devices”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 8, pp. 1059 - 1065, 2001.
- [4-6] T. Akiyama, H. Kuwatsuka, N. Hatori, Y. Nakata, H. Ebe, and M. Sugawara, “Symmetric Highly Efficient (0 dB) Wavelength Conversion Based on Four-Wave Mixing in Quantum Dot Optical Amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 8, pp.1139-1141, 2002.
- [4-7] H. Ishikawa, H. Shoji, Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugawara, M. Egawa, N. Otsuka, Y. Sugiyama, T. Futatsugi, and N. Yokoyama, “Self-organized quantum dots and quantum dot lasers”, *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 16, no. 2, pp. 794-800, 1998.
- [4-8] C. Meuer, J. Kim, M. Laemmlin, S. Liebich, G. Eisenstein, R. Bonk, T. Vallaitis, J. Leuthold, A. Kovsh, I. Krestnikov, and D. Bimberg, “High-Speed Small-Signal Cross-Gain Modulation in Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers at 1.3 μm ”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 3, pp. 749 - 756, 2009.
- [4-9] P. Ridha, L. Li, M. Rossetti, G. Patriarche, and A. Fiore, “Polarization dependence of electroluminescence from closely-stacked and columnar quantum dots”, *Opt. Quantum.*, vol. 40, pp. 239–248, 2008.
- [4-10] A. J. Zilkie, J. Meier, P. W. E. Smith, M. Mojahedi, and J. Stewart Aitchison, “Femtosecond gain and index dynamics in an InAs/InGaAsP quantum dot amplifier operating at 1.55 μm ”, *Opt. Express*, vol.14, no.23, pp. 11453-11459, 2006.
- [4-11] K. Solis-Trapala and H.J.S.Dorren, “Dynamic and static gain characteristics of quantum-dot semiconductor optical amplifiers operating at 1.55 μm ”, *Opt. Commun.*, vol. 298 - 299, pp. 106 – 113, 2013.
- [4-12] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. L. Gouezigou, J. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, and G. Duan, “Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55 μm ”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.13, no.1, pp. 111-124, 2007.
- [4-13] A. Martinez, G. Aubin, F. Lelarge, R. Brenot, J. Landreau, and A. Ramdane, “Variable optical delays at 1.55 μm using fast light in an InAs/InP quantum dash based semiconductor optical amplifier”, *Appl. Phys. Lett.*, 93, 091116, 2008.

- [4-14] J. P. Reithmaier, G. Eisenstein, and A. Forchel, "InAs/InP Quantum-Dash Lasers and Amplifiers", *Proc. IEEE*, vol.95, no.9, pp. 1779-1790, 2007.
- [4-15] M. van der Poel, J. Mørk, A. Somers, A. Forchel, J. P. Reithmaier, and G. Eisenstein, "Ultrafast gain and index dynamics of quantum dash structures emitting at 1.55 μm ", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, 081102, 2006.
- [4-16] A. Capua, S. O'Duill, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, J.P. Reithmaier, A. Somers and A. Forchel, "Cross talk free multi channel processing of 10 Gbit/s data via four wave mixing in a 1550 nm InAs/InP quantum dash amplifier", *Opt. Express*, vol.16, no.23, pp. 19072-19077, 2008.
- [4-17] A. Martinez, J. G. Provost, G. Aubin, R. Brenot, J. Landreau, F. Lelarge and A. Ramdane, "Slow and fast light in quantum dot based semiconductor optical amplifiers", *C. R. Physique*, vol.10, pp. 1000 – 1007, 2009.
- [4-18] C. Gilfert, V. Ivanov, N. Oehl, M. Yacob, and J. P. Reithmaier, "High gain 1.55 μm diode lasers based on InAs quantum dot like active regions", *Appl. Phys. Lett.*, 98, 201102, 2011.
- [4-19] C. Nì. Allen, P. J. Poole, P. Marshall, J. Fraser, S. Raymond, and S. Fafard, "InAs self-assembled quantum-dot lasers grown on (100) InP", *Appl. Phys. Lett.*, vol.80, no. 19, pp. 3629-3631, 2008.
- [4-20] N. Yasuoka, K. Kawaguchi, H. Ebe, T. Akiyama, M. Ekawa, K. Morito, M. Sugawara, and Y. Arakawa, "Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers With Polarization-Independent Gains in 1.5- μm Wavelength Bands", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.20, no.23, pp. 1908-1910, 2008.
- [4-21] N. Yasuoka, H. Ebe, K. Kawaguchi, M. Ekawa, S. Sekiguchi, K. Morito, O. Wada, M. Sugawara, and Y. Arakawa, "Polarization-Insensitive Quantum Dot Semiconductor Optical Amplifiers Using Strain-Controlled Columnar Quantum Dots", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol.30, no.1, pp. 68-75, 2012.
- [4-22] G. Contestabile, A. Maruta, S. Sekiguchi, K. Morito, M. Sugawara, and K. Kitayama, "Cross-Gain Modulation in Quantum-Dot SOA at 1550 nm", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.46, no.12, pp. 1696-1703, 2010.
- [4-23] G. Contestabile, A. Maruta, and K. Kitayama, "Four Wave Mixing in Quantum Dot Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 50, no. 5, pp.379-389, 2014.
- [4-24] G. Contestabile, Y. Yoshida, A. Maruta, and K. Kitayama, "Coherent Wavelength Conversion in a Quantum Dot SOA", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp.791-794, 2013.
- [4-25] N. Yasuoka, K. Kawaguchi, H. Ebe, T. Akiyama, M. Ekawa, S. Tanaka, K. Morito, A. Uetake, M. Sugawara, and Y. Arakawa, "Demonstration of transverse-magnetic dominant gain in quantum dot semiconductor optical amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, 101108, 2008.

- [4-26] K. Utaka, Y. Suematsu, K. Kobayashi, H. Kawanishi, “GaInAsP/InP Integrated Twin-Guide Lasers with First-Order Distributed Bragg Reflectors at 1.3 μm Wavelength”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 19, no. 2, pp. L137-L140, 1980.
- [4-27] 黒川 隆志、「光機能デバイス」、共立出版, 2004.
- [4-28] 池上徹彦 監修、土屋治彦、三上修 著、「半導体フォトニクス工学」、コロナ社, 1995.
- [4-29] O. Karni, K. J. Kuchar, A. Capua, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, G. Şek, J. Misiewicz, V. Ivanov, and J. P. Reithmaier, “Carrier Dynamics in Inhomogeneously Broadened InAs/InP Quantum-Dot Optical Amplifiers”, *Proc. of Indium Phosphide and Related Materials (IPRM) 2014*, Th-B2-2.
- [4-30] A. Patane, A. Levin, A. Polimeni, F. Schindler, P. C. Main, L. Eaves, and M. Henini, “Piezoelectric effects in In_{0.5}Ga_{0.5}As self-assembled quantum dots grown on (311)B GaAs substrates”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no.19, pp. 2979 – 2981, 2008.
- [4-31] S. Germanis, A. Beveratos, K. Gauthron, A. Stavriniadis, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos, N.T. Pelekanos, “Recombination dynamics in piezoelectric (211)B InAs quantum dots”, *Microelectron. Eng.*, vol. 112, pp. 179 – 182, 2013.
- [4-32] S. Sanguinetti, M. Gurioli, E. Grilli, M. Guzzi, and M. Henini, “Piezoelectric-induced quantum-confined Stark effect in self-assembled InAs quantum dots grown on (N11) GaAs substrates”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no.13, pp. 1982 – 1984, 2000.
- [4-33] G. E. Dialynas, S. Kalliakos, C. Xenogianni, M. Androulidaki, T. Kehagias, P. Komninou, P. G. Savvidis, Z. Hatzopoulos, and N. T. Pelekanos, “Piezoelectric InAs (211)B quantum dots grown by molecular beam epitaxy: Structural and optical properties”, *J. Appl. Phys.*, vol. 108, pp. 103525-1 – 103525-8, 2010.
- [4-34] M. Gurioli, S. Sanguinetti, and M. Henini, “Dynamic quantum-confined stark effect in self-assembled InAs quantum dots”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, no.7, pp. 931 – 933, 2000.
- [4-35] G. E. Dialynas, N. Chatzidimitriou, S. Kalliakos, S. Tsintzos, P. G. Savvidis, Z. Hatzopoulos, and N. T. Pelekanos, “Single dot spectroscopy on InAs/GaAs piezoelectric quantum dots”, *Phys. Status Solidi A*, vol. 205, no.11, pp. 2566-2568, 2008.
- [4-36] 米津宏雄, 「光通信素子工学」, 工学図書株式会社, 1984.

第5章 多重積層 QD 成長ウェハへのモノリシック集積化技術の検討

5.1 はじめに

本章では、多重積層 QD 成長ウェハへのパッシブデバイスのモノリシック集積技術について述べる。LD や SOA のようなアクティブ素子とフィルタのようなパッシブ素子を同一基板上に作りこむ場合、両者で同じ組成の結晶構造、言い換えると、同じバンドギャップではパッシブ素子において光吸収が大きくなってしまい、動作しない。そのため、モノリシック集積をする場合、結晶再成長で異なるバンドギャップの層を成長させる方法や、選択成長によりモノリシック集積する方法が取られる。本研究では QD の組成混晶化 (QDI: Quantum Dots Intermixing) に注目し、この技術を確認し、リング共振器波長選択フィルタに応用することを試みた。このインターミキシングは通常、多重量子井戸 (MQW) 構造に用いることが多く [5-1]-[5-12]、QD 構造に適用した研究報告例はまだ多くはない [5-13]-[5-20]。この技術は、アクティブ・パッシブモノリシック集積素子や高出力 LD の端面に用いて光吸収による発熱・端面破壊の防止構造などに使用されており、ウェハのある領域に点欠陥を導入し、加熱することで点欠陥が拡散し、きれいな MQW 構造の界面が荒くなり、量子準位を増加させ発光波長をブルーシフトさせることで、ウェハの任意の領域を透明化させる技術である。本研究では、InP(311)B という特殊な面方位上に成長された QD 構造で 1550 nm 帯に発光波長がある QD 成長ウェハに Ar プラズマを照射する方法による インターミキシングの技術を確認したところに特徴があり、これまでに従来例はないと考えている。そして、実際に QDI により、ピーク波長を 150 nm 程度短波側にシフトさせ、リング共振器フィルタを作製し、透過コントラスト 9 dB を実現した。比較として、ポリマ材料によるポリマリング共振器フィルタ [5-21]-[5-27] の作製も行ったが、QDI 技術の方が光信号処理デバイスへのモノリシック集積化により有用であることを明らかにした。

5.2 節では、QD 成長基板のバンドギャップを変化させる手法であるインターミキシングについて説明する。5.3 節では、このインターミキシングを用いた場合におけるリング共振器波長選択フィルタの設計と試作・評価した結果について述べる。5.4 節では、ポリマ材料を用いたリング共振器の設計について述べ、5.5 節では、実際に試作・評価した結果を述べ、5.6 節で QDI とポリマによるリング共振器フィルタの特性を比較・総括し、QDI の有用性を明確にする。

5.2 量子ドット構造の組成混晶化 (QDI)

5.2.1 組成混晶化の概要

5.2 節では、量子ドット構造の組成混晶化、インターミキシングについて述べる。アクティブデバイスとパッシブデバイスをモノリシックに集積させた PIC(Photonic Integrated Circuits) を作製するには、バットジョイントによる結晶再成長、選択成長、あるいは Intermixing と言われる量子井戸などの量子構造の組成拡散がある。Intermixing は結晶成長後にバンドギャップを変化させることが可能であり、これによって結晶再成長を避け、手間やコストを抑えることが可能である点がこの技術の大きな利点である。また、同じウェハの一部の領域材料の組成を混晶化させることでバンドギャップを変化させるため、基本的にはアクティブ領域、パッシブ領域で材料は同じであり、屈折率差を小さくすることが出来る。そのため、アクティブ・パッシブ領域界面の屈折率差による光の反射により、例えば LD の不安定化などの問題を回避することが可能である点もその特徴である。既に述べたように、従来、この Intermixing は MQW 構造のウェハに用いられてきた。しかし、本研究ではその技術を QD 構造に用い、特に InP(311)B ウェハを用いた 1550 nm 帯で Intermixing 技術を確立したところに大きな独自性がある。

Intermixing は MQW や QD などの量子構造のウェハに点欠陥を導入し、高速加熱 (RTA:Rapid Thermal Annealing) によって原子の点欠陥を介した移動を促進させることにより点欠陥を拡散させることによって、量子構造の組成を混晶化させる技術であり、混晶化することによって量子井戸などのヘテロ界面をぼやけさせ、混晶化によりバルク状にすることができる。その結果、混晶化する前は量子化準位で与えられる禁制帯幅エネルギーが混晶組成のバルクで与えられるそれが高エネルギー側にシフト (ブルーシフト) する現象である。図 5.2.1 は QWI (Quantum well intermixing) の模式図である。

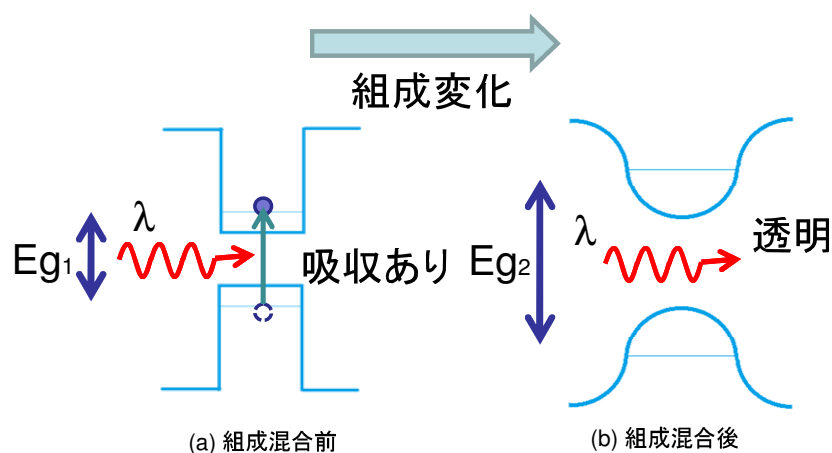


図 5.2.1 QWI の模式図 : (a) は組成混晶化前、(b) は組成混晶後のポテンシャル井戸の状態

従来 MQW で用いられてきた Intermixing である QWI にはいくつかの方法が存在する。例えば、impurity-induced disordering (IID)[5-1], [5-2], [5-12], impurity-free vacancy disordering (IFVD) [5-3] - [5-5], laser-induced disordering (LID) [5-6], ion-implantation-induced interdiffusion (III) [5-7], universal damage induced technology (UDIT) [5-8] - [5-11]といった方法がある。IID や III はイオン注入装置により不純物やイオンを打ち込み、その際に点欠陥を導入させ混晶化させたり、あるいは不純物拡散により混晶化させる。また、LID は高強度のレーザ光を照射させて欠陥を与える。それに対し、IFVD や UDIT は不純物を注入せず、例えばスパッタで表面に膜を成膜させる際に、原子が表面に到達する際の衝撃で欠陥を導入させたり、ICP-RIE で発生させたプラズマを照射させダメージを与えたりする方法で (ICP-QWI) ある。本研究では、UDIT に注目し、ICP-RIE により、Ar プラズマでウェハ表面をエッチングする際に点欠陥を導入する方法を検討した。この方法のメリットは不純物を打ち込まないため、過剰な光損失を抑えられるという点と、大型設備であるイオン注入装置を用いないことが上げられる。図 5.2.2 は ICP-QWI の模式図を示したものである。

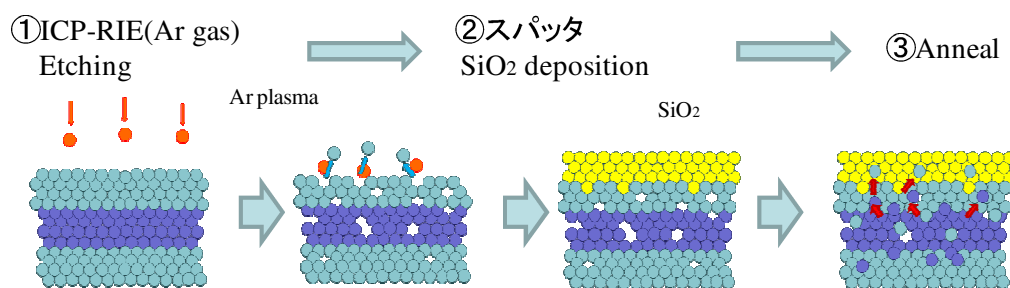


図 5.2.2 ICP-QWI の模式図

5.2.2 QDI によるバンドギャップ波長シフトの検討

この節では、まず QD 成長ウェハに対して QDI 処理を行うことで、発光波長がどのようになるのかという点に関して PL 評価 (Photoluminescence) を行い検討した結果について述べる。その次に、QDI 処理を行ったウェハを直線導波路に加工し、伝搬損失を評価した結果を述べる。また、TEM による観察結果から、QDI によるウェハの結晶状態の変化について考察する。そして最後にサンプルの違いによる QDI の特性変化とアニールによる結晶品質に関して考察する。

5.2.1 節で述べたように、ICP-RIE による Ar プラズマを印加することにより、点欠陥を導入し、アニールにより点欠陥を拡散処理し、QD 構造の混晶化させる手法で行った。QDI 処理のプロセスは次の手順で行った。

1. ICP-RIE を用いて、Ar プラズマでダメージを導入
2. SiO₂ を表面に堆積
3. 高温でアニール

1. で用いている ICP-RIE は Samco 製 RIE-200iP を使用した。プロセスの 2. で表面に SiO₂ を堆積しているのは 3. で高温でアニールした際に表面の原子が脱離するのを防止するためと、点欠陥導入の促進の二つの役割がある。

図 5.2.3 に QDI 処理を行ったサンプルの PL スペクトルを示す。サンプルのプロファイルと作製条件は以下の通りである。

【サンプルのプロファイル】

QD 積層数	: 20 層
InGaAs コンタクト層	: 10 nm
発光ピーク波長	: 1600 nm

【ICP-RIE】

Ar ガス流量	: 4.0 sccm
ICP 電力	: 100 W
Bias 電力	: 200 W
加熱温度	: 200 °C
処理時間	: 8 min

【SiO₂ 堆積】

使用装置	: プラズマ CVD
O ₂ ガス流量	: 100 sccm
TEOS ガス流量	: 2 sccm
Bias 電力	: 100 W
加熱温度	: 300 °C

【アニール】

加熱温度	: 650°C
昇温時間	: 20 min
加熱維持	: 1 min
降温時間	: 20 min
雰囲気	: N ₂ 雰囲気

ICP-RIE で Ar プラズマを印加することにより、点欠陥の導入と供にスパッタエッチにより表面が物理的にエッチングされる。このサンプルのエッチング深さは 385 nm であった。図 5.2.3 から明らかなように PL のピーク波長が大きく短波長側にシフトしていることがわかる。このサンプルでインターミキシング前に PL ピーク波長が 1600 nm 程度にあったがインターミキシングにより、ピーク波長は 1480 nm 付近にシフトし、ピーク波長のシフト量約 100 nm を得ることが出来た。PL のピーク強度がアニール後にアニール前の 40%程度に低下しているのは、アニール処理をする際、昇温・降温時間をかけ、ゆっくり上昇・下降させていることによるものと思われる。すなわち、高温に曝される時間が長くなることにより、クラッド中の不純物が拡散し、活性層 (InAs QD) に侵入し、発光効率の低下に繋がっていると推察される。この温度上昇・下降の時間は急加熱・急冷却によるクラックの発生を抑制する意図で行っているが、これは CVD で堆積した SiO₂ の膜質があまり良くなく、緻密にならずに、その SiO₂ にクラックの入りやすい脆い膜質になっていることによるのではないかと推察される。そして、図 5.2.4 は、ICP-RIE による表面のエッチング量、すなわち、活性層から表面までの膜厚に対する PL ピーク波長のシフト量の関係を示したものである。ICP-RIE の処理時間を長くすることでエッチング量が増え、活性層までの膜厚が減っていくに従って PL ピーク波長のシフト量が増加する。これは、ICP-RIE の処理時間を長くすることで点欠陥の導入量が増加したか、または活性層までの膜厚が薄くなることで、表面近傍にある点欠陥がアニールにより活性層まで拡散しやすくなったというようなことがその要因として推察される。

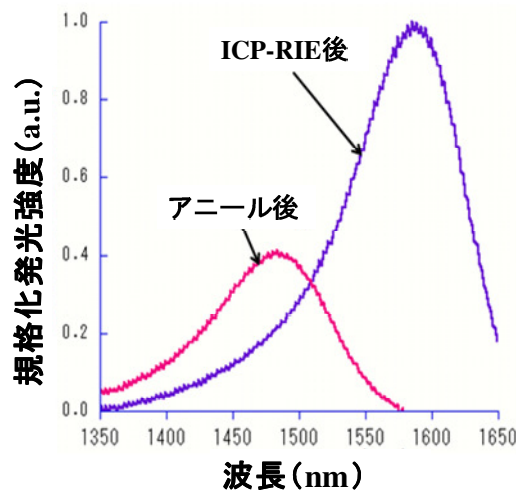


図 5.2.3 QDI 処理を行ったサンプルの PL スペクトル

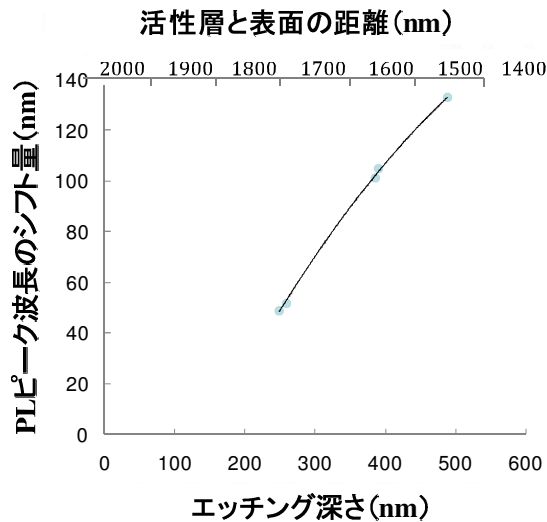


図 5.2.4 ICP-RIE による表面のエッチング量、または活性層から表面までの膜厚に対する PL ピーク波長のシフト量の関係

次に QDI 処理を実施し導波路を作製した場合に意図しているように低損失な導波路になっているかどうかを検証した。まず QD 成長ウェハを ICP-RIE 処理時間を 10 min にした上で、その他は上記と同じ条件により行い、その後、通常のリソグラフィとドライエッチングプロセスにより直線導波路を作製した。導波路形成前に PL 評価を行った結果、PL ピーク波長のシフト量は約 100 nm であり、十分透明化していると考えられる。図 5.2.5 には作製した導波路の SEM 画像を示す。導波路幅は 3.5 μm 、メサ高さは 1.45 μm である。側面のラインエッジラフネスが少しあるように見えるものの、比較的良好に作製出来た。次にこの導波路を、ファブリペロ・エタロン法により伝搬損失を評価した。入射光の波長は QDI 処理を行う前のピーク波長である 1600 nm とした。その結果、TE モードで 2.1 dB/mm, TM モードで 1.9 dB/mm という値が得られ、QDI により低損失なパッシブ導波路が作製出来ることが示された。ここで波長 1600 nm における伝搬損失を基準とした場合における各波長の相対的な伝搬損失を図 5.2.6 に示す。この結果に示すように、QDI により短波長に発光波長をシフトさせた PL スペクトルの結果とよく相関が取れていることがわかる。つまり、PL スペクトルの発光強度が強い波長ほど、入射光の吸収が大きくなり損失が増加するというを示している。

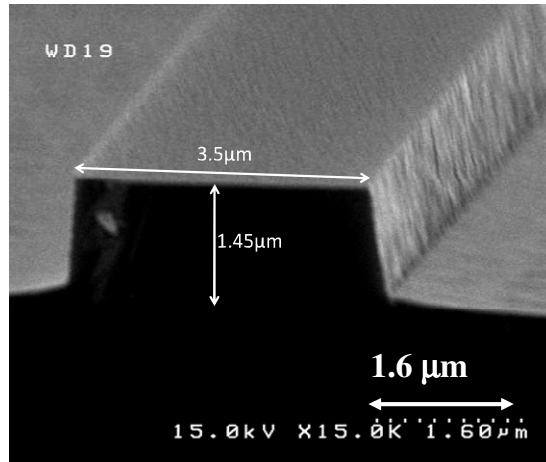


図 5.2.5 QDI 処理を行ったウェハにより作製した直線導波路の SEM 画像

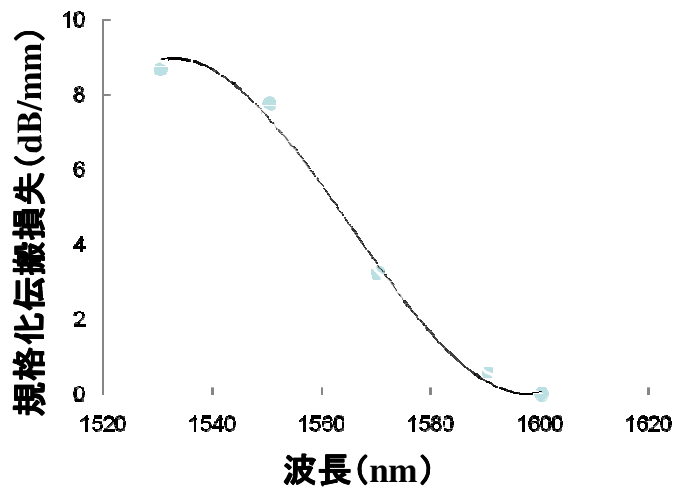


図 5.2.6 QDI 処理を行った直線導波路の 1600 nm を基準とした場合における各波長の相対的な伝搬損失

5.2.3 QDI 処理前後におけるウェハの状態

この節では、QDI を実施する前後での結晶の状態の変化に関して TEM による観察結果を元に考察する。図 5.2.7 は ICP-RIE で QD 成長ウェハにダメージを導入した後、アニール前後の状態を (2-33)面でへき開を行った断面と(011-)面でへき開を行った断面のサンプルを STEM により 10 万倍で観察したものである。同様に、図 5.2.8 は倍率を 30 万倍として観察した画像である。サンプルの作製条件は 5.2.2 節で記載したものとほぼ同じであるが、

ICP-RIE の処理時間を 10 min として行い、アニールを実施した後、表面に堆積された SiO_2 は BHF (緩衝フッ化水素酸) により完全に除去した。図 5.2.7 は 10 万倍の倍率なので、活性層からサンプル表面まで写っている。上述したように QDI の実施時に ICP-RIE で点欠陥を導入する際、表面はエッチングもされるため、この STEM 画像の活性層上部は InAlAs クラッド層と考えられる。アニール前の表面近傍は非常に平坦性が良好であるが、アニール後の STEM 画像の表面近傍は凹凸があり、荒れているように見受けられる。そして、(2-33) 面のアニール前後画像の活性層の明るさを比較すると、アニール後の方が暗くなっていることがわかる。図 5.2.8 の 30 万倍の STEM 画像を見ても同様に(2-33)面, (011-)面 の断面の画像でもアニール後の方が明るさは暗くなっていることがわかる。そして、10 万倍ではあまり明らかではないが、30 万倍の図 5.2.8 の画像ではアニール後の方が QD の構造がぼやけたようになっており、量子構造の界面がわかりづらくなっている。

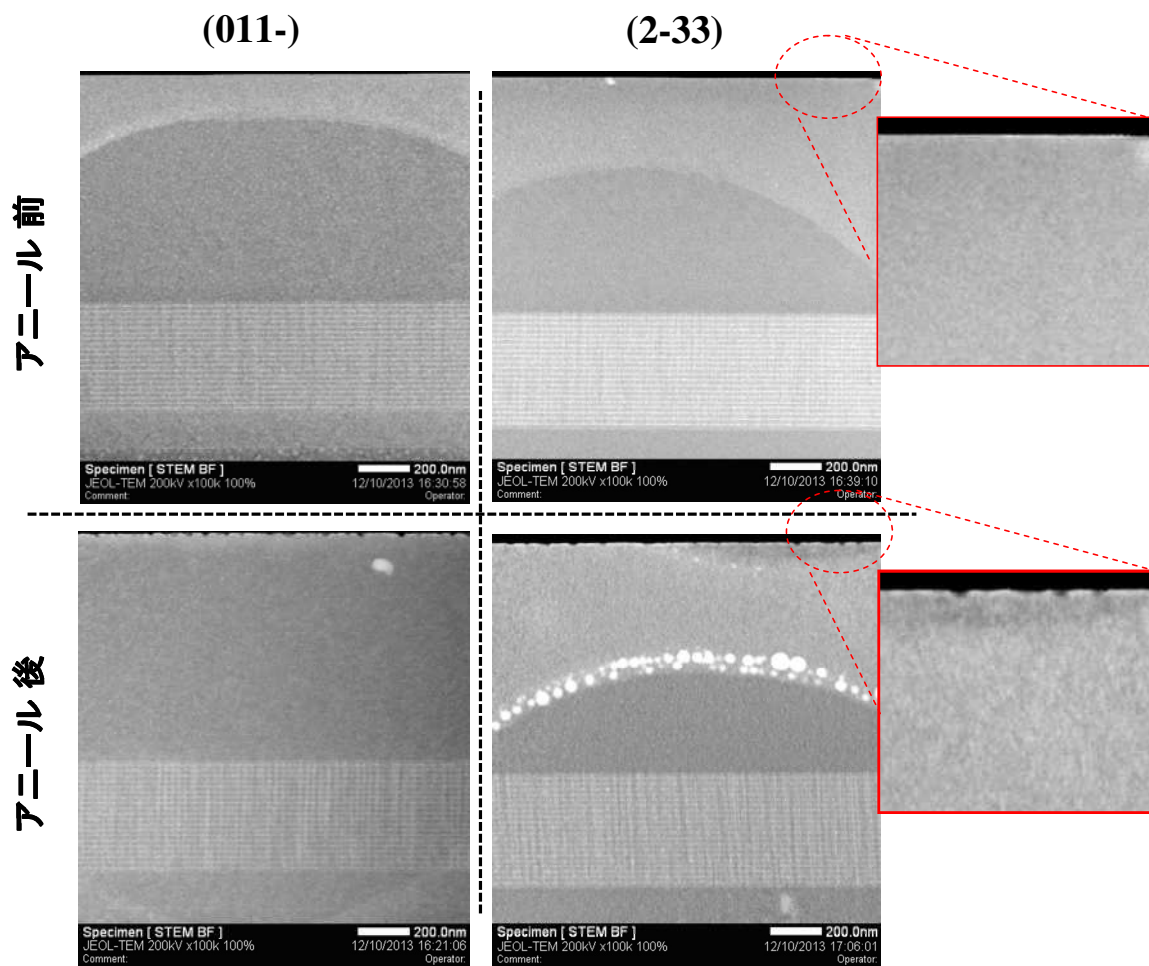


図 5.2.7 QDI 処理の前後における STEM 画像 (10 万倍)

STEM の HAADF-STEM (High-Angle Annular Dark-Field Scanning Transmission Electron Microscope) 像はサンプルの元素によってコントラストがつき、原子番号の大きい重い元素の方が明るくなるのが特徴である。これらの点から元素が拡散し、組成が混晶化していることが示唆されている。アニール後の方が暗くなっていることから、アニールによって比較的軽い元素が拡散されていることが推察される。また、10 万倍の画像の表面近傍が凹凸になっていることから、表面から元素が脱離していることが予想される。これらの STEM の画像からでは点欠陥がどの程度導入されているかは明らかにすることは出来ないが、点欠陥が入り、さらにアニールによりサンプル表面から蒸気圧が低い元素である As が脱離することで、表面近傍に多数の空孔が発生していると推定される。また、高温では In がマイグレーションしやすいため、近傍の空孔と In 元素が相互に位置を変えつつ空孔が活性層側へ拡散し、また活性層の InGaAlAs バッファ層中の Ga が比較的軽く移動しやすいと考えられるため、活性層の QD 周辺では Ga が結晶中を拡散し、QD に侵入・混晶化しているのではないかと推測される。

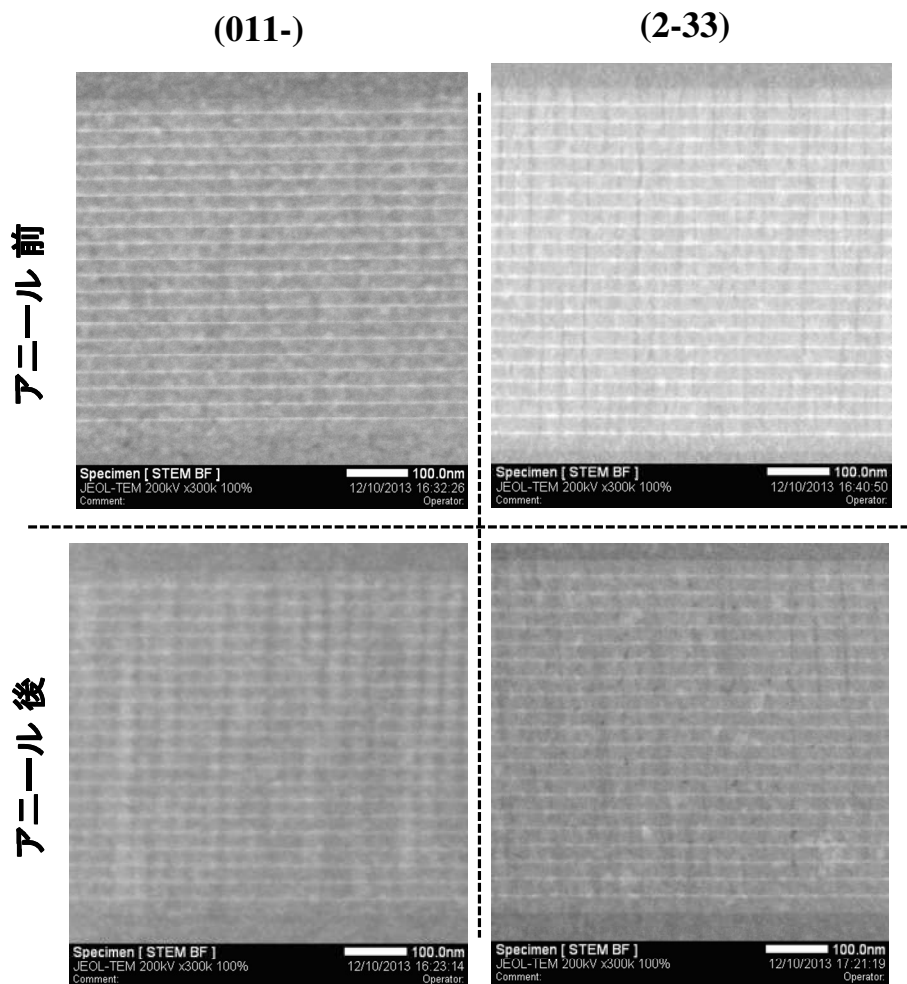


図 5.2.8 QDI 処理の前後における STEM 画像 (30 万倍)

図 5.2.9 の TEM の画像も同様に、アニール前後で比較すると、アニール後の方が活性層の QD の形状が全体的に崩れてぼやけているような像となっている。TEM 像は重い元素の方が散乱されやすくなり、散乱コントラストがつくことになるため、像としては暗くなる。すなわち、アニール後では軽い元素が拡散しているため、TEM 像が明るい像となっており、コントラストが低下したような状態となっていると考えられる。これは図 5.2.7, 図 5.2.8 の HAADF-STEM 像と同様な状態を TEM 像においても示していると言える。

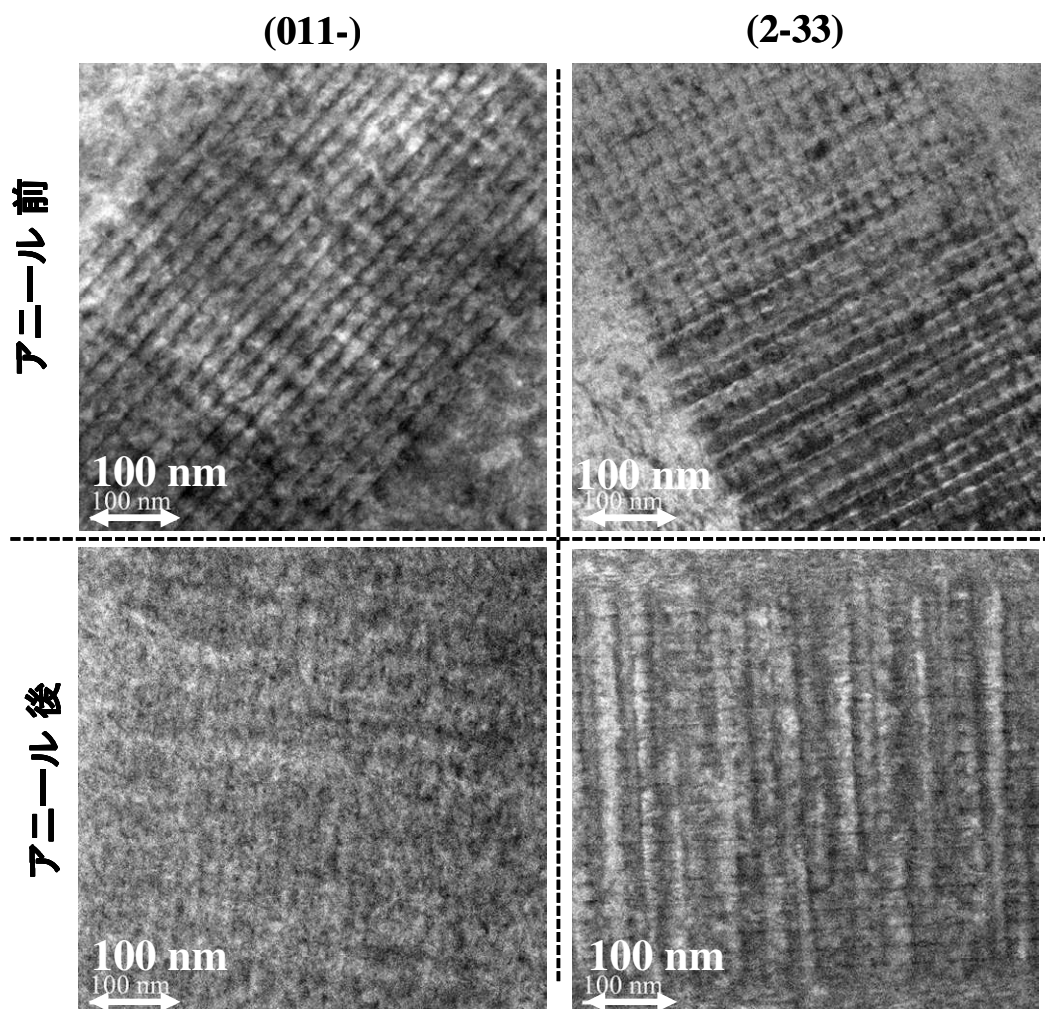


図 5.2.9 QDI 処理の前後における TEM 画像 (40 万倍)

最後にサンプルの違いによる QDI の特性変化とアニールによる結晶品質に関して述べる。上述した QD ウェハのサンプルは QD の積層数が 20 層であり、InGaAs コンタクト層の層厚が 10 nm であった。ここでは、QD の積層数が 30 層であり、InGaAs コンタクト層の厚みが 100 nm であるサンプルについて QDI の実験を行い、積層数 20 層のサンプルの実験結

果と比較を行った。

QD のウェハプロファイルと QDI の実験方法をまとめると以下のような条件で実施した。

【サンプルのプロファイル】

QD 積層数：30 層

InGaAs コンタクト層：100 nm

発光ピーク波長：1580 nm

【ICP-RIE】

Ar ガス流量 : 4.0 sccm

ICP 電力 : 200 W

Bias 電力：300 W

加熱温度：200 °C

処理時間：5～12 min

【SiO₂ 堆積】

使用装置：スパッタ装置

Ar ガス流量 : 10 sccm

O₂ ガス流量 : 2 sccm

Bias 電力：200 W

堆積時間：20 min

【アニール】

加熱温度：550°C～650°C

昇温時間：20 min または 20～30s

加熱維持：1 min

降温時間：20 min または 20～30s

雰囲気 : N₂ 雰囲気

QD 層の積層数が 20 層のサンプルとは異なり、30 層の場合においては、ICP-RIE の BIAS 電力を 200 W から 300 W に、そして ICP 電力を 100 W から 200 W に上げて行った。これは、20 層のサンプルと同じ条件で行った場合、同様なプロセスを経て PL で評価した際、PL

強度のピーク波長のシフトが見られなかったという結果となったためである。図 5.2.10 は ICP-RIE の処理時間を 8 min とし、アニールの時間の昇温、降温時間をそれぞれ 20 min, または 30 s として行ったサンプルの PL スペクトルである。

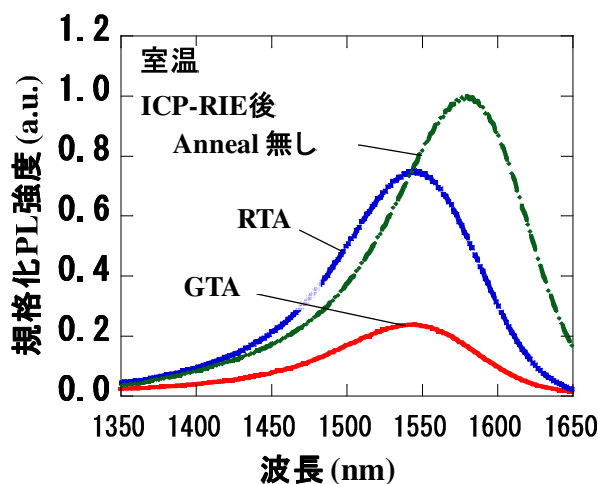


図 5.2.10 QD 層が 30 層のサンプルで QDI 処理を行った PL スペクトルの比較 (RTA: 加熱・冷却時間:30 s, GTA: 加熱・冷却時間: 20 min)

図 5.2.10 より明らかなように、ICP-RIE の BIAS 電力と ICP 電力を上げることによって 30 層の QD ウェハにおいてもアニール後に PL ピーク波長がシフトしている。また、アニール処理の時間を昇温・降温時間を 20 min で行ったサンプルよりも急加熱・急冷却 (RTA : Rapid Thermal Annealing) で行ったサンプルの方が PL 強度が大きく、RTA の場合、発光強度はアニール前の約 75 %、そして昇温・降温時間をそれぞれ 20 min 取った場合 (GTA : Gradual Temperature Annealing) の発光強度はアニール前の 23 %となり、RTA の方が長時間加熱した場合と比較し、3.3 倍程度発光強度が大きいという結果になった。すなわちこの結果から加熱時間の短い方が QDI を実施した後も活性層の結晶品質が良好であるということが言える。これは加熱時間が長い場合、p-InAlAs クラッド層のドーパントの Be も拡散し、活性層の InAs QD 内の不純物濃度が上昇してしまうことによって発光効率が低下してしまったことが原因の一つと考えられる。このように RTA で発光効率を大きく減少させることなく良好な QDI を行うために、プロセス上、2つの点について改善を行った。一つは SiO₂ の膜質の改善であり、もう一つはアニール時の熱伝導の改善である。まず、膜質に関しては CVD で SiO₂ を堆積させた場合、十分に緻密な膜質が得られないということが上げられる。これは、CVD で堆積した SiO₂ とスパッタで堆積した SiO₂ をドライエッチングした場合、スパッタで堆積したものの方がエッチングレートが低いという実験結果から推察される考察である。スパッタを行う際、O₂ ガスを流すことで SiO₂ から O 原子が脱離しないように抑制していること

に起因して緻密な SiO₂ が成膜されると考えている。そのためスパッタで堆積した SiO₂ 膜でアニールした場合、RTA 処理を行っても SiO₂ 膜が緻密なため、クラックが入らなくなったと推察される。二点目の熱伝導の点については、従来アニール装置では石英ステージ上でサンプルのウェハをアニールしていたが、Si をステージ材料にすることでステージ材料の熱伝導率を向上させ、サンプルウェハに熱を効率よく伝えさせることで RTA による QDI を可能とさせたと考えている。石英と Si の熱伝導率は、0.013 W/K cm, 1.6 W/K cm であり、石英に対して Si は 100 倍程度熱伝導率が良い。そのため、十分な短時間の RTA 処理が出来るようになったと言える。

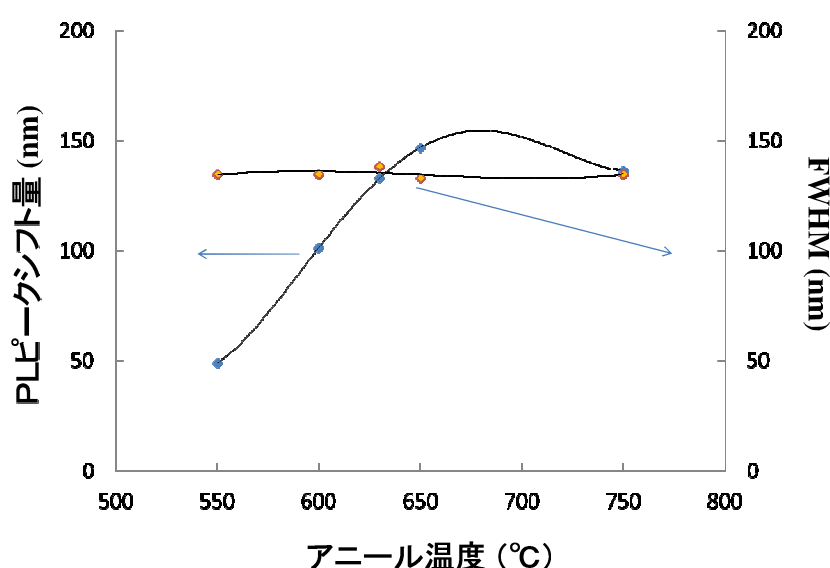


図 5.2.11 アニール温度に対する PL ピーク波長のシフト量とその際の PL スペクトルの FWHM の関係

図 5.2.11 はアニール温度による PL ピーク波長のシフト量と、その時の PL スペクトルの半値全幅 (FWHM : Full Width at Half Maximum) を示したものである。この実験では、上記の実験条件において、ICP-RIE の時間を 12 min で行い、アニールは昇温・降温時間を 20 min として行っている。アニール温度に従って PL スペクトルのピーク波長のシフト量は増加するが、650°C程度で最大となるような結果となった。また、PL スペクトルの FWHM はアニール温度に依存せず、いずれも 140 nm 程度であった。QDI の混晶化は表面近傍にある点欠陥が活性層付近に至る拡散速度に依存すると考えられ、拡散速度はアニール温度によるために温度が上昇すると QDI が促進し PL ピークシフト量が增大するが、ある程度の温度 (今回の実験においては 650°C) に達すると点欠陥による空孔の拡散速度が格子振動の増大により低下するため、このような結果となるのではないかと考えられる。FWHM が温度にほとんどよらず一定であることから、QD のサイズばらつきは QDI 処理の際、ほとんど変わ

らないとことが示唆される。

図 5.2.12 は上記の QDI 条件でアニール時の昇温・降温時間を 20 s で行い、ICP-RIE の処理時間を変化させた際の PL ピーク波長のシフト量の関係を示したものである。この結果から明らかなように ICP-RIE の処理時間を長くすることにより、PL ピーク波長のシフト量は大きくなる。これは Ar プラズマによりウェハ表面がスパッタ・エッチングされることにより上部クラッドの膜厚が減少し、点欠陥の位置と活性層の QD までの位置が近づくことで Intermixing しやすくなることが理由であると考えられる。処理時間を長くし、エッチング量を増加させることでシフト量を大きくさせることが可能であるが、上部クラッド膜厚に依存するためシフト量には限界があることも想定される。

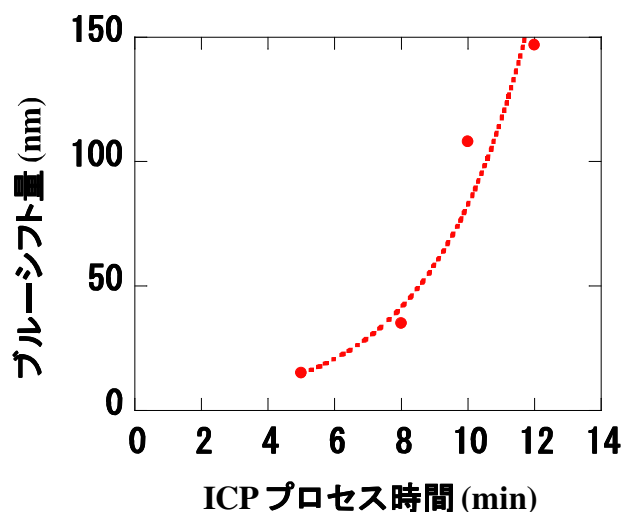


図 5.2.12 ICP-RIE の処理時間に対する PL ピーク波長のシフト量の関係

5.3 QDI によるリング共振器波長選択フィルタの設計・作製・評価

この節では 5.2 節で検討した QDI によるバンドギャップの透明波長化手法を用いて行った QD 成長ウェハを使用し作製したリング共振器波長選択フィルタを検討する。まず、直列型波長選択フィルタの設計に関して述べ、その後作製したデバイスの評価結果について述べ、考察する。

5.3.1 直列型波長選択フィルタの設計

5.3.1.1 曲げ半径の検討

図 5.3.1 にリング共振器フィルタの素子構造の模式図を示す。導波路とリング共振器との光結合は長さ L_{MMI} 、幅 W_{MMI} の MMI (MMI: Multi Mode Interference) カプラーを 3 dB カプラーとして用いる。リング共振器の曲率半径は R であり、レーストラック形状の二重リング構造とした。素子の小型化を念頭に入れ、素子の導波路構造はハイメサ構造を用い、小さい曲げ半径で小型の素子になるように考える。この構造はエッチングで深堀することで導波層が空気に接しているため、屈折率差が大きくなる。しかしながら、エッチングによる導波路側面のラフネスにより、導波層を伝搬する光の散乱損失が大きくなる傾向があるため、その点を考慮する必要がある。また導波路とリング共振器との結合部は作製の容易性から MMI 導波路構造とした。ここでまず QD 成長ウェハにおける曲げ半径と損失について検討する。

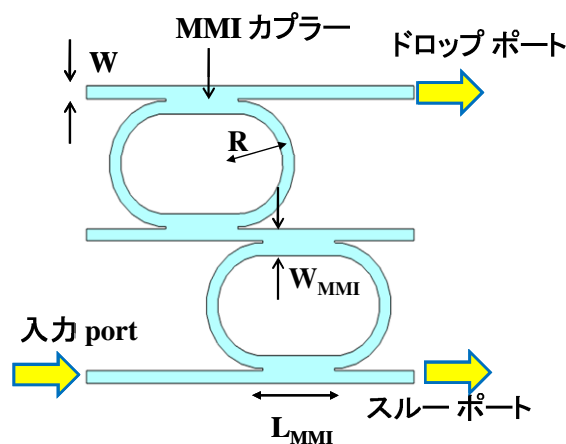


図 5.3.1 リング共振器フィルタの素子構造の模式図

図 5.3.2 は導波路幅を $2\ \mu\text{m}$ とした場合における基本モードと水平横方向の 1 次モードの状態を示したものである。各材料の屈折率は MSEO 法により見積もった値を使用した。また、QD の層数として 30 層のウェハの使用を念頭に入れ、QDI によって $1.5\ \mu\text{m}$ 程度エッチングされることを考慮して解析を行った。解析はフィルムマッチング法 (FFM: Film Matching Method) を用いた。図 5.3.2 から明らかなように我々のフォトリソグラフィ技術で安定して良好なパターンが作製可能な幅 $2\ \mu\text{m}$ の導波路では高次モードが生じる。シングルモードの条件としては導波路幅は $0.7\ \mu\text{m}$ 以下である必要がある。

次に MMI 導波路に基本モードの光が入射して伝搬した場合と、1 次モードも混在し

た状態の光が入射して伝搬した場合における MMI 長と MMI のクロスポートから出力される光強度の関係を図 5.3.3 (a) に示す。MMI 導波路幅は $6\ \mu\text{m}$ とし、導波路幅は $2\ \mu\text{m}$ とした。また、同様の導波路幅と MMI 導波路幅で、曲げ半径を $37.5\ \mu\text{m}$ とし、曲げ導波路から MMI を伝搬する光の状態を図 5.3.3. (b) に示す。図 (b) の曲げ導波路領域の横軸は $l=R\theta$ で表されているため、表示上は曲がって図示されていない点に注意が必要である。直線導波路から MMI 導波路に光が結合する場合、MMI 導波路に入射する光は基本モードのみになっているが、曲げ導波路から MMI 導波路に光が結合する場合、図 5.3.2 で示したように直線導波路の幅が $2\ \mu\text{m}$ で 1 次モードまで生じる状態であるので、曲げ導波路で 1 次モードが励振されるため、MMI 導波路には基本モードと 1 次モードが混在した状態で光が入射すると考えられる。図 5.3.3 (a) が示すように、基本モードの光が MMI 導波路に入射し伝搬した場合、3 dB 結合長である $159\ \mu\text{m}$ でクロスポートの光結合が 0.45 で最大となる。一方、曲げ導波路から伝搬した光が MMI 導波路に入射した場合、曲げ導波路で励振した 1 次モードの光も MMI 導波路に入射するため、上記の 3 dB 結合長での光結合は 0.302 となった。この要因は 1 次モードの 3 dB 結合長が基本モードのそれと一致しないことが原因と考えられる。

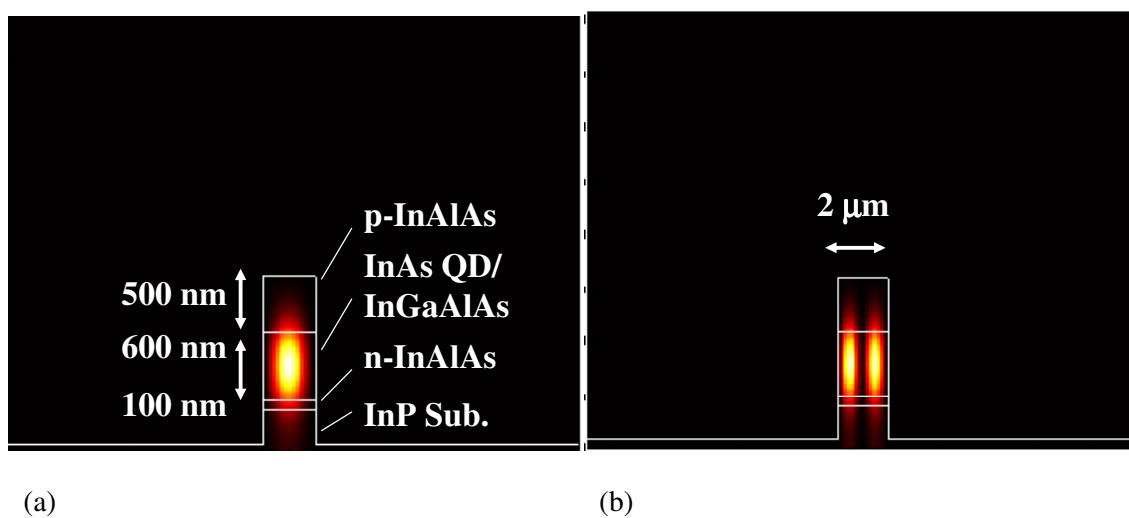


図 5.3.2 QD 成長ウェハに QDI 処理を実施した状態での (a) 基本モードと (b) 1 次モードのモードプロファイル

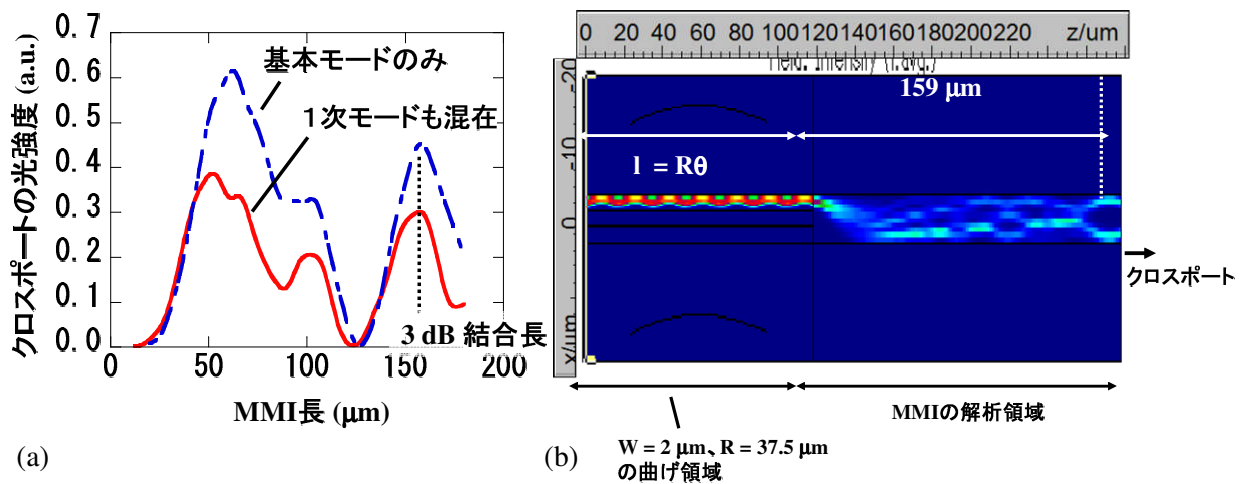


図 5.3.3 (a) 非対称導波路からの入力光に対する MMI 導波路の MMI 長とクロスポートからの出力強度の関係と (b) その光伝搬状態

図 5.3.4 は各導波路幅に対する曲げ半径とリング一周の損失を示したものである。ここでの損失とは曲げによる放射損失と、曲げ導波路において励振された高次モード損失とした。曲げ導波路を伝搬時に励振された高次モードが MMI 導波路に入射すると 3 dB 結合長が異なるため 3 dB Coupler として MMI 導波路が機能しない。その高次モード成分は MMI カプラーで反射や放射し、MMI から続く導波路に結合しないことが損失と見なした理由である。基本モードのみ導波する設計では、MMI カプラーに入射する光は全て基本モードであるため、上述したような基本モードと高次モードの MMI 導波路における 3 dB 結合長の違いを考慮する必要はない。この結果に示すように、1 dB 以下に抑えるためには導波路幅 $1 \mu\text{m}$ 程度であれば $R = 20 \mu\text{m}$ 程度まで小さくすることが可能であるが、精度良く作製することが可能な $W = 1.5 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 程度の幅になると $R = 50 \sim 100 \mu\text{m}$ 程度まで大きく増加してしまう結果となった。この結果から、導波路幅 $W = 1.5 \mu\text{m}$ 、曲げ半径 $R = 60 \mu\text{m}$ 程度の設計値として実際のデバイスを作製することとした。

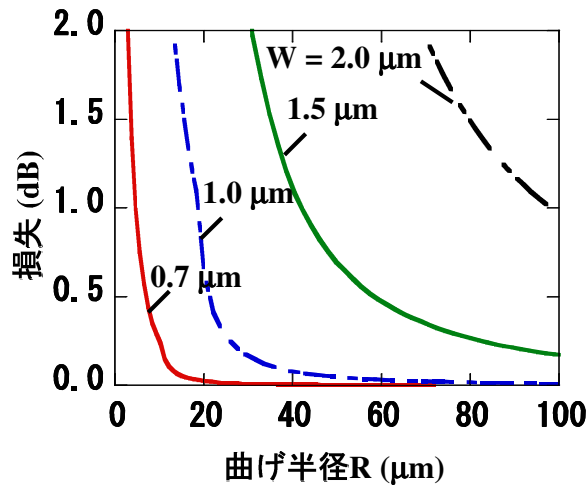


図 5.3.4 曲げ損失の導波路幅依存性

5.3.1.2 MMI 長の検討

導波路幅 $W = 1.5 \mu\text{m}$ 、MMI 導波路幅 $W_{\text{MMI}} = 6 \mu\text{m}$ の場合における 3 dB 結合長について数値解析を行った。次の図 5.3.5 (a) には MMI 長とクロスポートとストレートポートのそれぞれに対する光結合量を示し、(b) にはその際の光の伝搬の様子を示す。図 5.5.5 より明らかなように、この設計における MMI の 3 dB 結合長は $163 \mu\text{m}$ であり、この MMI 長でデバイスを作製することとした。この最適 MMI 長におけるクロスポートへの光結合量は 0.47 であった。

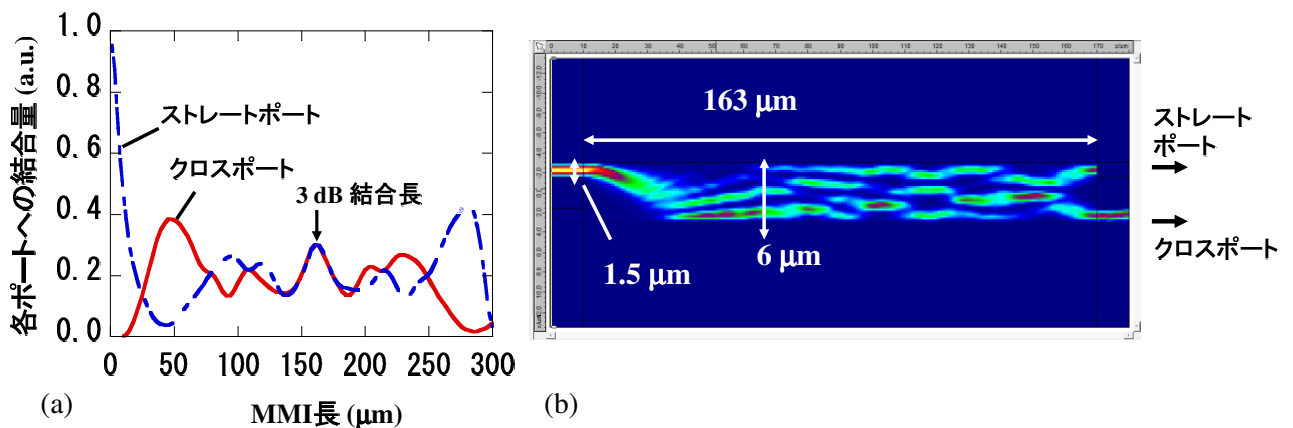


図 5.3.5 (a) MMI 長と各出力ポートへの光結合量の関係と (b) MMI 内の光の伝搬状態 ($W = 1.5 \mu\text{m}$ 、 $W_{\text{MMI}} = 6 \mu\text{m}$ の場合)

5.3.1.2 透過特性の解析

上述したように $W = 1.5 \mu\text{m}$, $W_{\text{MMI}} = 6 \mu\text{m}$, $L_{\text{MMI}} = 163 \mu\text{m}$ 及び $R = 65 \mu\text{m}$, とした場合の直列二重リング共振器の透過特性に関して解析を行った。その結果を図 5.3.6 に示す。光結合量 κ が 0.45 で損失が 1 dB / round の場合、コントラストは 25.9 dB、3 dB 帯域幅は 0.21 nm であった。損失が 2 dB / round に増加した場合、コントラストは 19.2 dB、3 dB 帯域幅は 0.33 nm という結果になり、コントラストは 6.7 dB 低下する一方、帯域幅は 0.12 nm 増加する結果となった。 κ が 0.45 から 0.4 に減少すると、コントラストは 20.5 dB、3 dB 帯域幅は 0.30 nm となった。 κ の減少によりコントラストが 1 dB 程度増加するが、帯域幅は 0.03 nm 低下する結果となった。

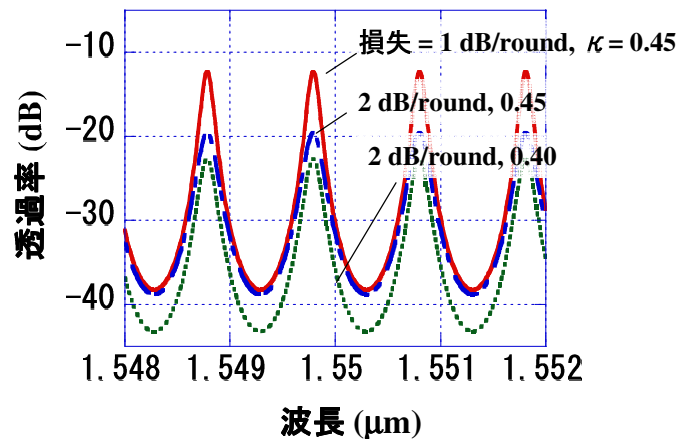


図 5.3.6 リング共振器における透過特性の解析結果

5.3.2 直列型波長選択フィルタの作製

ここでは QDI リング共振器波長選択フィルタの作製に関して述べる。図 5.3.7 に作製プロセスのフローを示す。まずバンドギャップの短波長化を行うために ICP-RIE によるダメージング、高温の RTA 処理により QDI を行う。その後、フォトリソグラフィとドライエッチングにより導波路パターンを作製し、リング共振器フィルタを作製する。フィルタの波長チューニング機能を付加する場合、図 5.3.7 のプロセスフローの最後のラッピングを行う前に電極作製のためのフォトリソグラフィと電極の蒸着を行う必要がある。今回の実験では、電極の作製は行わず、QDI リング共振器波長選択フィルタの基本動作の実証について行っている。QDI 処理後のフォトリソグラフィとドライエッチングは第 4 章で述べたように、 SiO_2 にパターン転写し、 Ar/Cl_2 ガスによりドライエッチングを実施した。その際、QDI

処理時に上クラッドがエッチングされ、薄くなっていることを考慮し、かつ、ハイメサ構造の導波路形状にするために最適なエッチング時間としている。ドライエッチング後にウェット処理を行い、導波路側面の欠陥層の除去を行っている。

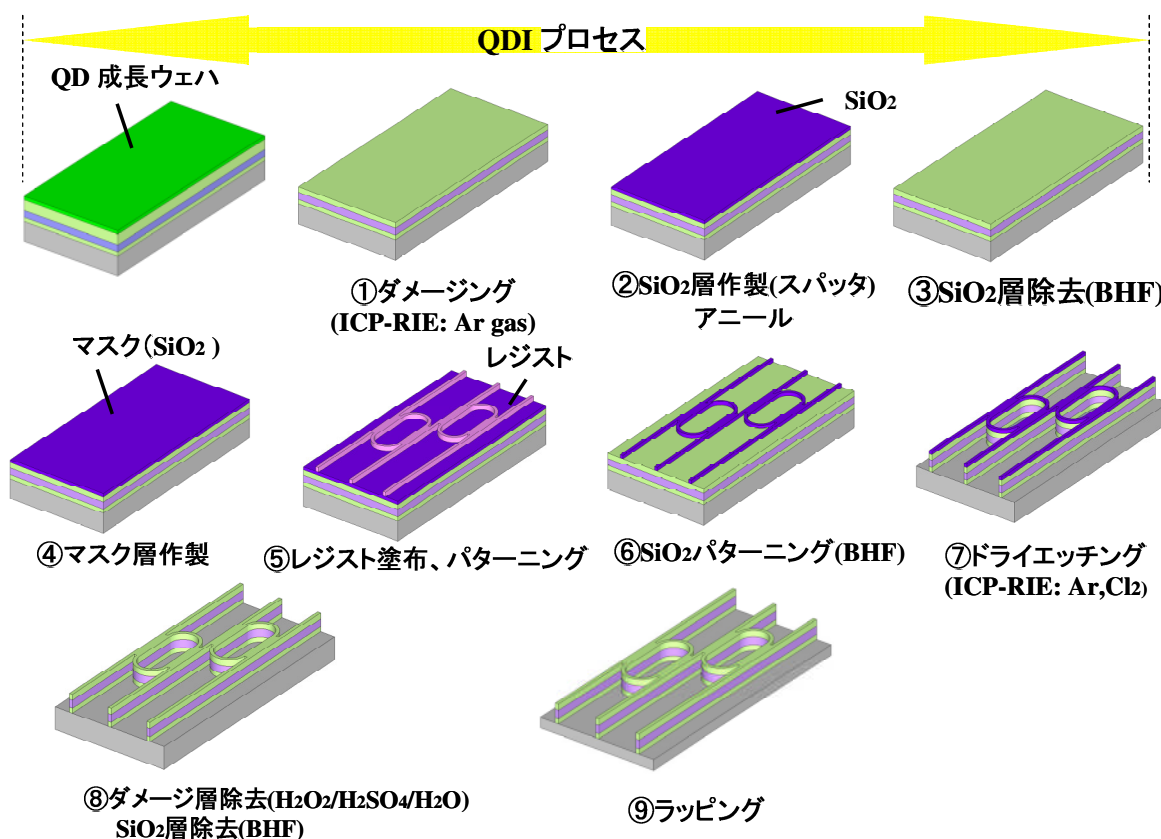


図 5.3.7 QDI リング共振器波長選択フィルタの作製プロセス

5.3.3 QDI リング共振器波長選択フィルタの作製結果・考察

作製したデバイスの顕微鏡画像と SEM 画像をそれぞれ図 5.3.8 (a), (b) に示す。作製した素子は導波路幅 1.5 μm , 半径 64 μm , MMI 幅 6 μm , であり、顕微鏡画像から計測した結果もほぼ設計値通りの値となった。

次に QDI によりバンドギャップが変化しているかどうかを PL を用いて評価した。この結果を図 5.3.9 に示す。アニール前の Intermixing を実施する前の状態では、PL スペクトルのピーク波長は 1558.7 nm であったが、アニール後の Intermixing 実施後のピーク波長は

1408.7 nm であり、波長のシフト量は 150.4 nm と十分大きなシフト量が得られた。図 5.3.9 のグラフから、動作波長である 1550 nm 帯では十分透明化されていることがわかる。QDI プロセスの際、ICP-RIE によるダメージ処理時間は 12.5 min 実施しており、そのため大きな波長シフト量が得られたと考えられる。また、RTA 処理は昇温・降温時間は 20 s であり、650°C で 1 min 加熱処理を行った。

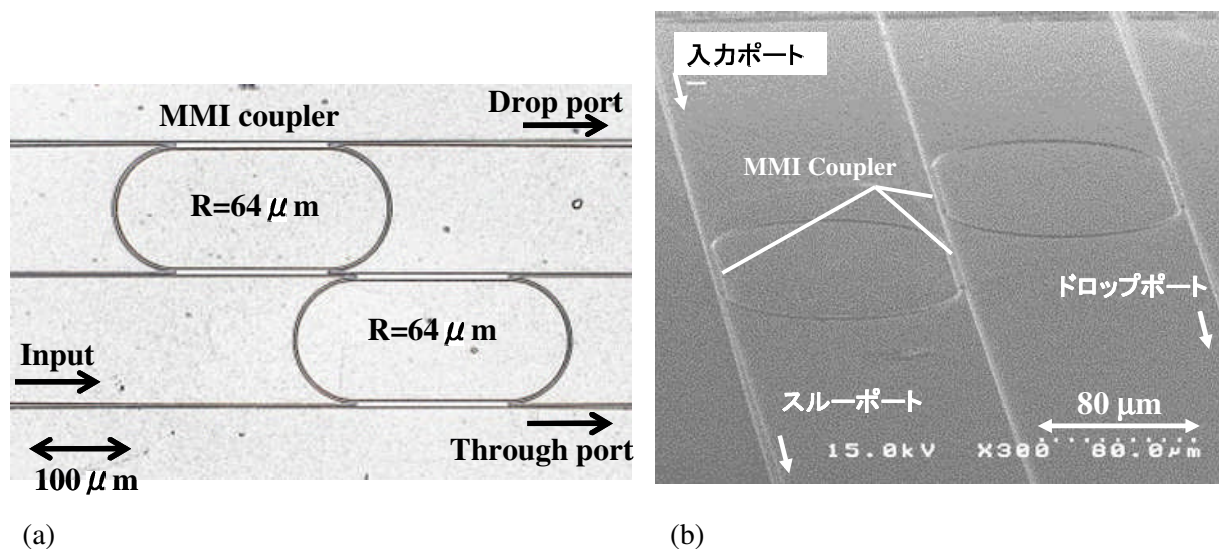


図 5.3.8 作製した QDI リング共振器波長選択フィルタの (a) 顕微鏡画像と (b) SEM 画像

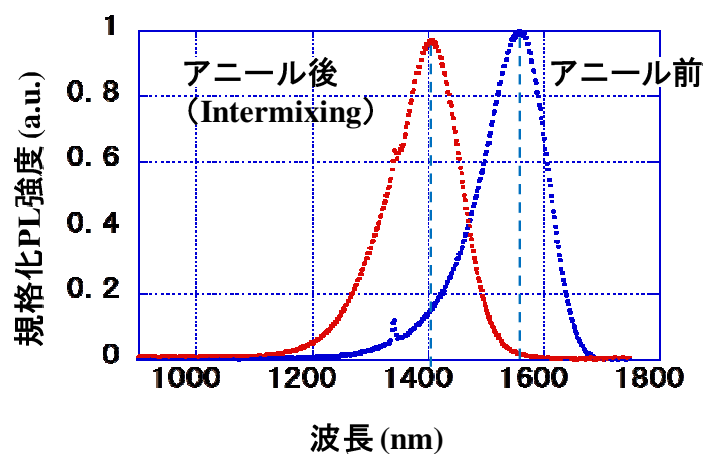


図 5.3.9 リング共振器波長選択フィルタ用 QDI プロセスにおける PL スペクトル

次に、図 5.3.10 に作製した QDI リング共振器波長選択フィルタにおける透過特性を示

す。図 5.3.10 (a) はスルーポートからの出力結果（リング単一）であり、(b) はドロップポートからの出力結果（リング二重）である。スルーポートからの出力結果では、コントラストはTE 及び TM モードでそれぞれ 4.5 dB 及び 2.8 dB であり、FSR (Free Spectral Range) は 0.96 nm であった。それに対し、ドロップポートの出力結果では、コントラストはTE, TM モードでそれぞれ 9.0 dB 及び 8.6 dB であり、FSR は 0.96 nm であった。スルーポートとドロップポートからの結果を比較するとコントラストが増加しており、直列二重構造によりコントラストが増加されたことがわかる。前節の理論解析ではコントラストは 20 dB 程度得られているが、実験と比較するとコントラストがかなり小さくなっていることがわかる。これは損失が大きいことがその要因と考えられる。図 5.3.11 (a) (b) はそれぞれ作製した素子の断面と斜めから見た SEM 画像である。(a) の断面 SEM 画像より明らかであるが、断面がきちんと意図した通り矩形になっていない状態であり、(b) の SEM 画像から導波路の表面や側面の凹凸が際立っていることがわかる。(a) の導波路形状が矩形になっていない理由としては、ドライエッチング後のウェット処理が原因として考えられる。ウェット処理はドライエッチング後の結晶欠陥の除去を意図して $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ 混合液（混合比 = 1:1:40）で 10 s エッチングを行ったが、その濃度と時間の誤差によりサイドエッチングが大きくなり、かつ各層のエッチングレートが異なるため、このような形状になったものと推定される。直線導波路による伝搬損失を測定したところ、TE 及び TM モードでそれぞれ 4.1 dB/mm, 4.2 dB/mm となった。この伝搬損失は QDI プロセスを検討した際に作製した直線導波路の伝搬損失 2.0 dB/mm よりも大きくなった。これらの違いは、この伝搬損失の小さい導波路の導波路形状はリッジ構造であり、リング共振器波長選択フィルタではハイメサ構造という点であり、より側面のラフネスの影響を受けるといえるが推測される点と、さらに図 5.3.11 (b) の側面と表面に見られる状態の二つの点から作製したデバイスの損失が大きくなったのではないかと推察される。

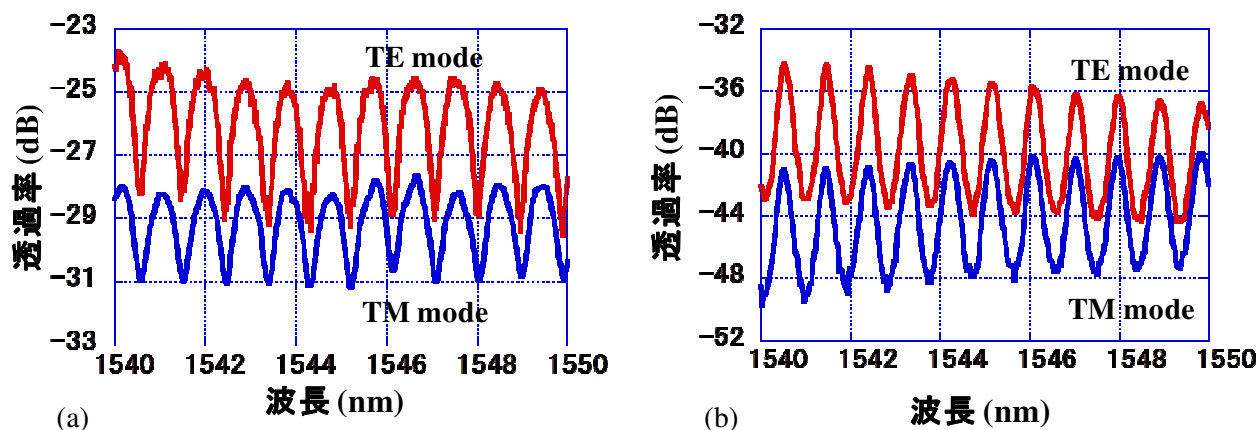


図 5.3.10 作製した QDI リング共振器波長選択フィルタにおける (a) スルーポート（単一リング）と (b) ドロップポート（二重リング）の透過特性

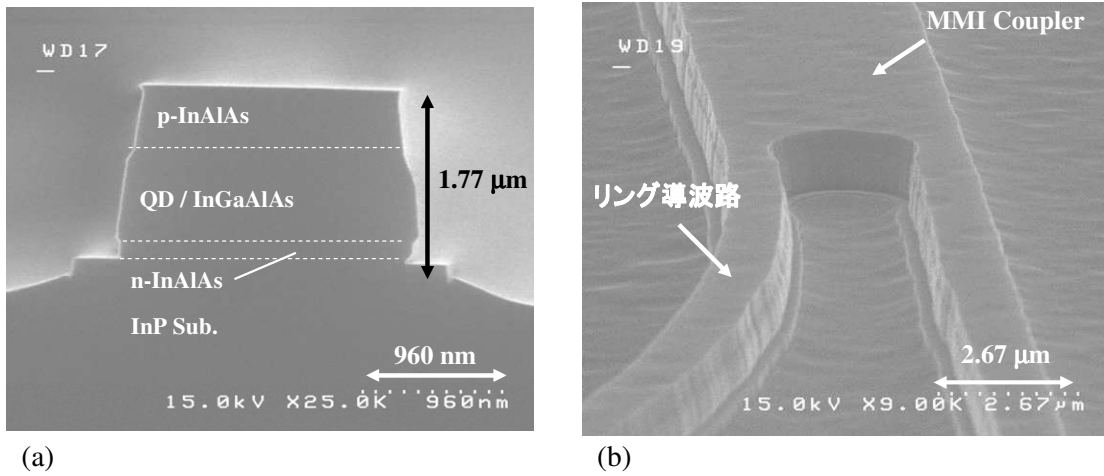


図 5.3.11 作製した QDI リング共振器波長選択フィルタの (a) 断面と (b) 斜めから見た SEM 画像

ここで、実験結果のコントラストの値になるように解析式(3.2)におけるリング一周の透過率 α の値を合わせこんで透過スペクトルを算出した。図 5.3.12 にその結果を示す。 α は 0.33 のときにコントラスト 9.0 dB が得られた。上述したように伝搬損失が実験結果から 4.1 dB/mm であり、曲げ損失を数値解析の結果から 0.5 dB/round とすると、過剰損失は 1.36 dB となる。すなわちリング共振器部分の曲げ導波路で 1.36 dB 過剰に損失してしまっていると推定される。曲げ導波路ではモードフィールドが円周方向に片寄るため、導波路側面の凹凸による散乱の影響が大きくなったことがその一つの要因と考えられる。

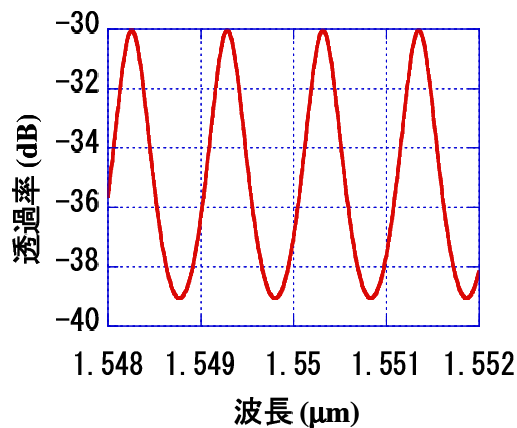


図 5.3.12 リング一周の透過率 $\alpha = 0.33$ とした場合の透過スペクトルの理論解析

5.4 ポリマー材料によるモノリシック集積とリング共振器フィルタの設計

5.4.1 ポリマ材料の特徴

この節では QDI によるパッシブ素子モノリシック集積技術と比較するために、ポリマ材料による集積を念頭に入れ、ポリマリング共振器フィルタの設計について検討する。

ポリマ材料は半導体に比べると材料の費用が低コストで、スピコートで成膜が可能なため、作製が容易という特徴がある。今回使用するポリマ材料として、エポキシ系のネガレジストである SU-8 (マイクロケム社製) とポリグルタルイミド系で、アクリル-グルタルイミド共重合体のポジレジストである PMGI (Polydimethylglutarimide) (マイクロケム社製) の二種類を選択した。SU-8 と PMGI の感光波長は 365 nm の i 線と Deep UV 領域の 250 nm である。それぞれの分子構造式を図 5.4.1 に、物性値を表 5.4.1 に示す[5-28]。SU-8 と PMGI はお互いに親和性が良く、また半導体基板に対しても密着性に優れるという特徴がある点、ガラス転位温度が高く、デバイス作製に有利である点、そして熱光学係数が大きいという利点がある。熱光学係数が大きいということは、熱光学効果を利用した屈折率変調を行い、フィルタの透過波長や帯域幅をチューニングする場合、低消費電力で大きな可変域を得られることになる。以上のような理由から、この材料を用いてリング共振器型波長選択フィルタを試作することとした。

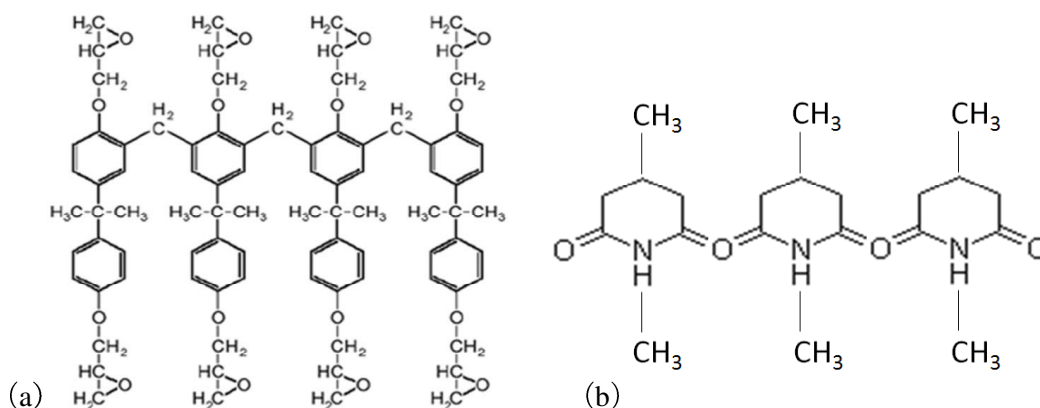


図 5.4.1 (a) SU-8 及び (b) PMGI の分子構造式

表 5.4.1 (a) SU-8 と (b) PMGI の物性値

(a)

項目	値
ガラス転位温度 T_g ($^{\circ}\text{C}$)	210
熱安定性 ($^{\circ}\text{C}$ @5%wt. Loss)	315
熱伝導率 (W/K cm)	0.003
吸水率 (% 85 $^{\circ}\text{C}$ /85% RH)	0.65
損失 (dB / cm @ 1550 nm)	3.00
熱光学係数 ($/^{\circ}\text{C}$)	-1.86×10^{-4}

(b)

項目	値
ガラス転位温度 T_g ($^{\circ}\text{C}$)	190
熱安定性 ($^{\circ}\text{C}$ @5%wt. Loss)	335
熱伝導率 (W/K cm)	0.0021
熱光学係数 ($/^{\circ}\text{C}$)	-1.3×10^{-4}

5.4.2 ポリマリング共振器型波長選択フィルタの設計

図 5.4.2 にポリマリング共振器型波長選択フィルタの素子構造を示す。ポリマリング共振器型フィルタは導波層が SU-8、上、下のクラッド層が PMGI であるような 3 層構造とした。導波路とリング共振器との光結合は長さ L_{MMI} 、幅 W_{MMI} の MMI Coupler を 3 dB カップラーとして用いる。リング共振器の曲率半径は R であり、レーストラック形状の二重リング構造とした。二重構造に関しては、後述するように、直列二重型と直結二重型の二種類に関して検討した。まず、最初に共通するデバイス構造について考える。デバイスの設計をするにあたって、PMGI と SU-8 の屈折率をエリプソメータを使用して測定した。図 5.4.3 (a) 及び (b) に、可視光～近赤外までの SU-8 の露光時、非露光時（成膜時の条件）における屈折率の分散曲線、図 5.4.4 (a) 及び (b) に PMGI の 200°C 及び 250°C（成膜時の条件）で加熱処理した後の分散曲線をそれぞれ示す。また、1550 nm 帯での屈折率を表 5.4.2 に示す。各層の成膜条件については後述する。

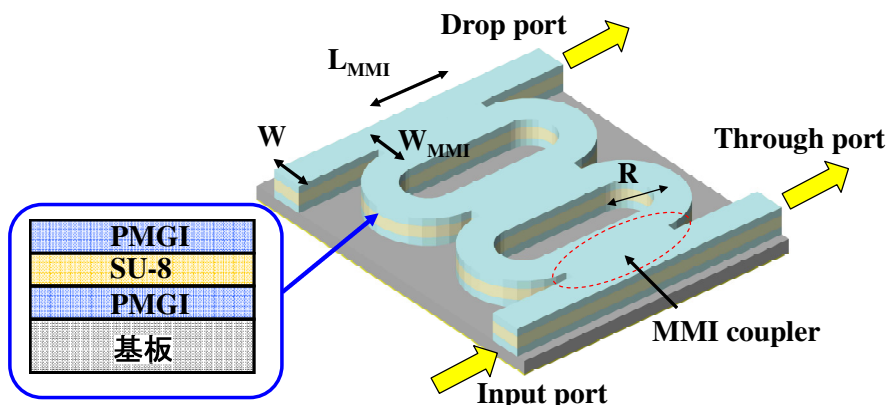


図 5.4.2 ポリマリング共振器型波長選択フィルタの構造

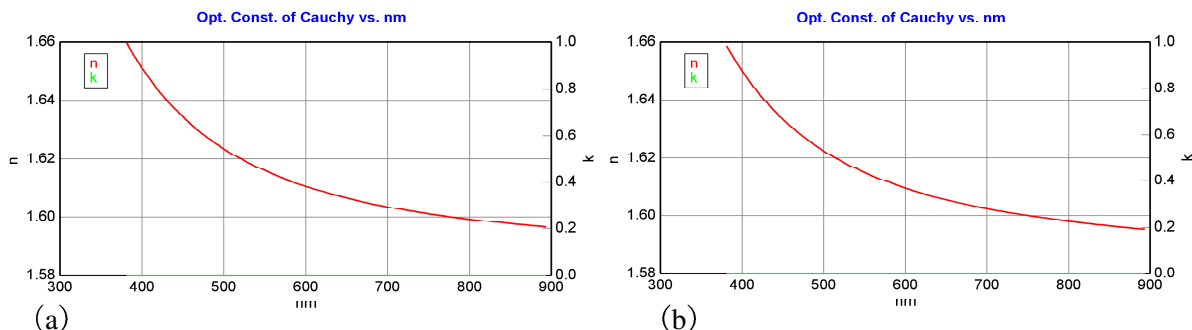


図 5.4.3 SU-8 の (a) 露光時と (b) 非露光時における屈折率の分散曲線

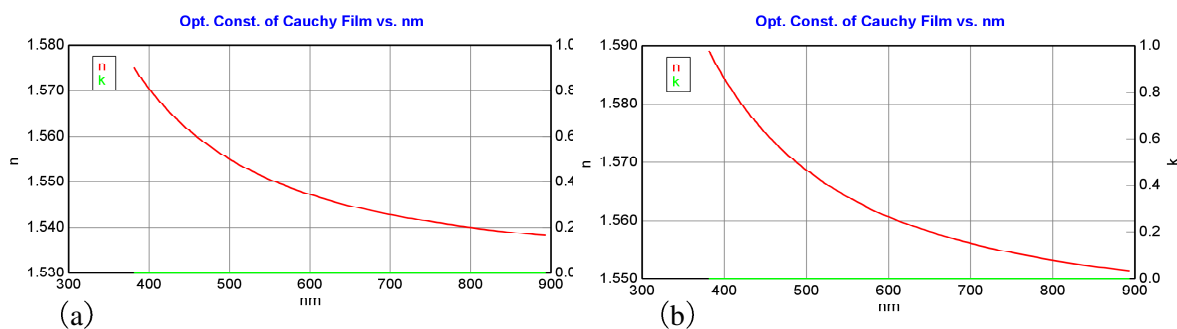


図 5.4.4 PMGI の (a) 200°Cバーク時と (b) 250°Cバーク時における屈折率の分散曲線

表 5.4.2 SU-8 と PMGI の各作製条件における屈折率の測定結果

材料	条件	屈折率
SU-8	露光	1.587
	非露光	1.586
PMGI	200°C	1.531
	250°C	1.544

次に、測定した屈折率の結果を元に、ポリマリング共振器の構造を検討した。設計方針としては、デバイスを小型・小面積で、FSR (Free Spectral Range) を大きく、そして損失を小さくするように考える。その際、リングの曲げ半径を小さくし、水平方向の屈折率差を大きくとる必要がある。ポリマ材料は表 5.4.2 に示したように屈折率が半導体に比べ小さいため、水平方向の屈折率差が大きくなるハイメサ導波路構造が適している。リング共振器部への光結合は作製プロセスの観点から MMI 3 dB Coupler とした。

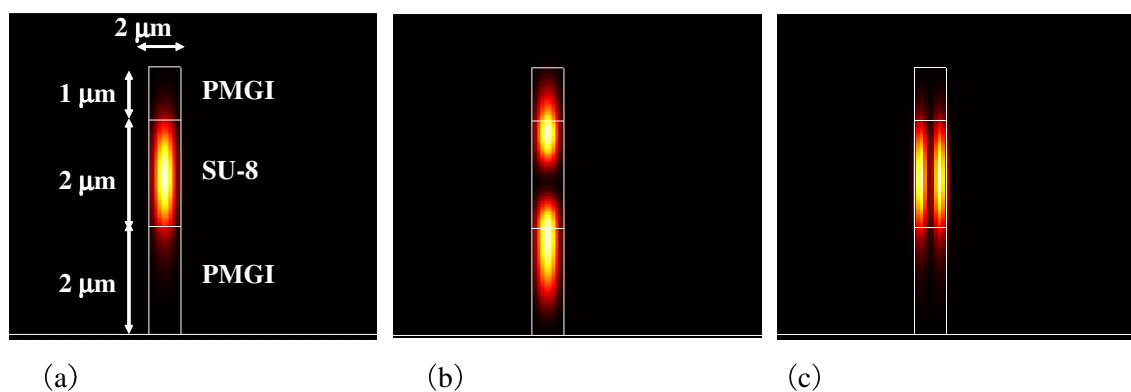


図 5.4.5 $W = 2 \mu\text{m}$ の場合のモードプロファイル (a) 基本モード、(b) 垂直方向の 1 次モード、(c) 水平方向の 1 次モード (TE モード)

上記の点を念頭に入れ、まず最初に導波路幅に対する光の曲げ損失を FFM 法により検討した。典型的な導波路のモードプロファイルの解析結果として、 $W = 2 \mu\text{m}$ の場合における TE モードにおける 1 次までの水平・垂直横モードの状態を図 5.4.5 に示す。図 5.4.5 に示し

たように、 $W = 2 \mu\text{m}$ では水平方向の高次モードが生じ、シングルモードの条件としては、 $W = 1 \mu\text{m}$ 程度まで導波路幅を小さくする必要がある。また、下クラッドのPMGIの厚さを $2 \mu\text{m}$ としているのは、 $1 \mu\text{m}$ 以下に薄くなると基板への放射モードになってしまうという理由である。

ここで、曲げ導波路から MMI 導波路に接続した場合と直線導波路から MMI 導波路に接続した場合において、クロスポートに出力される光強度を検討する。図 5.4.6 (a) は MMI 長に対するクロスポートから出力される光強度であり、(b) は直線導波路と MMI 導波路が接続した場合の光伝搬の様子を示し、そして (c) は曲げ導波路と MMI 導波路が接続した場合の光伝搬の様子を示している。直線導波路、曲げ導波路の幅は $2 \mu\text{m}$ とし、MMI 導波路の幅は $6 \mu\text{m}$ とし解析を行った。図 5.4.6 (c) の曲げ導波路領域の横軸は θ を角度として $l = R\theta$ で表されているため、表示上は曲がって図示されていない点に注意が必要である。

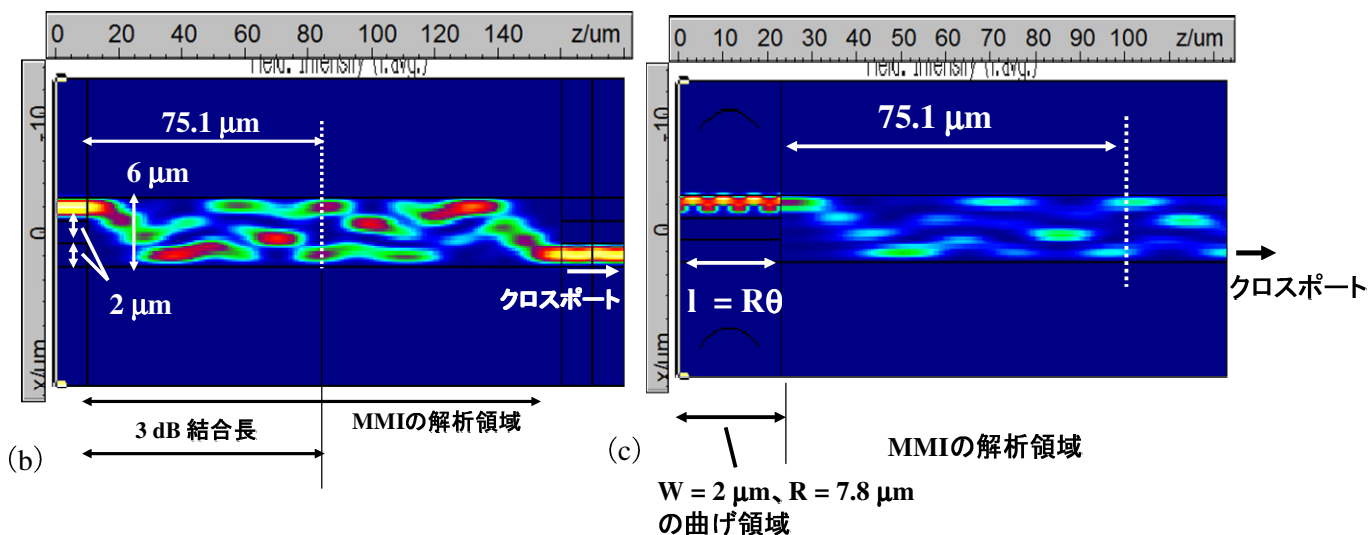
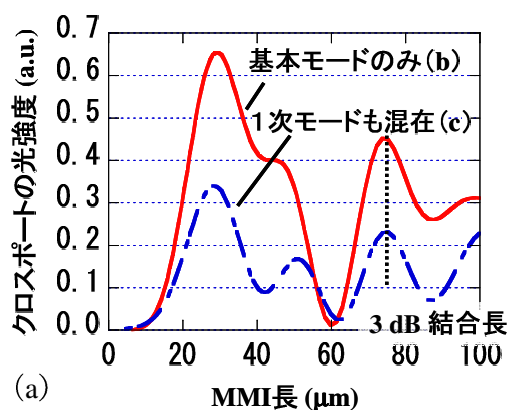


図 5.4.6 直線または曲げ導波路と MMI 導波路の導波特性：(a) MMI 長とクロスポートからの出力強度の関係、(b) 直線導波路と MMI 導波路の接続における光伝搬、及び (c) 曲げ導波路と MMI 導波路の接続における光伝搬

直線導波路から MMI 導波路に光が結合する場合、MMI 導波路に入射する光は選択的に励起された基本モードのみになっているが、曲げ導波路から MMI 導波路に光が結合する場合、上記のように直線導波路の幅が $2\ \mu\text{m}$ で曲げ導波路による非対称屈折率分布化により 1 次モードまで生じるので、MMI 導波路には基本モードと 1 次モードが混在した状態で光が入射すると考えられる。そのため、3 dB 結合長である $75.1\ \mu\text{m}$ でのクロス側導波路への光結合量の違いは 1 次モードの励振割合に起因すると考えられる。すなわち、1 次モードの光は 3 dB 結合長で 2 分岐されないため、クロスポートへの光結合量が低下する。この解析では、曲げ導波路を伝搬した光の基本モードと 1 次モードの励振割合はほぼ 1:1 であった。また、基本モードのみのクロスポートへの光結合量が 0.45 という結果であることから、基本モードと 1 次モード混在時のクロスポートへの光強度は基本モードの割合とその結合量の積となり、0.23 程度の値となっていると思われる。つまり、この結果から 1 次モードが励振する導波路幅のリング共振器の曲げ損失を検討する場合、リング部分を伝搬した後の光の基本モードの割合が重要ということになる。

次に曲げ半径と損失に関して検討する。導波路幅 $2\ \mu\text{m}$ の曲げ導波路で、 360° 伝搬後の曲げ損失は伝搬モードである基本モードと 1 次モードの両方の光パワーを考慮したものであり、それを示したものが次の図 5.4.7 である。ただし、上記で考察したように 1 次モードはリング共振器を伝搬した後、MMI でクロスポートに結合しないため、ここでは実行的な「損失」と考える。図 5.4.7 に記載した 2 つのグラフは導波光の基本モードのみを考えたものと導波した光（基本モードと 1 次モード）を考えたものである。導波光に対する曲げ損失は導波路形状がハイメサ構造であるため、非常に小さい曲げ半径においても損失は小さい値となっていると考えられる。しかし、半径が小さくなればなるほど 1 次モードの割合が増加するため、1 次モードを「損失」と見なした基本モードの伝搬のみに注目した場合では、損失が増加することになる。

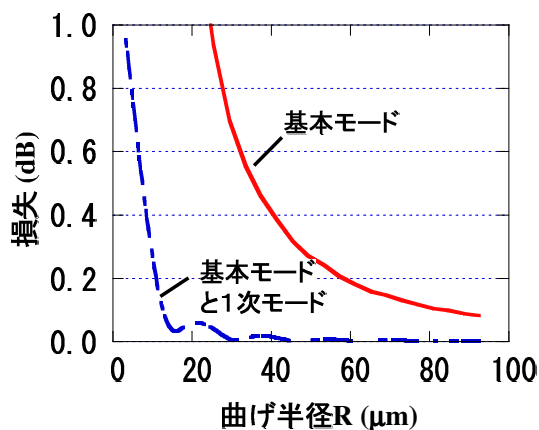


図 5.4.7 伝搬モードにおける曲げ損失の関係 ($W = 2\ \mu\text{m}$)

そして、次の図 5.4.8 は、基本モードのみ注目した条件で、導波路幅を変化させた場合におけるリング 1 周の曲げ損失を示す。この数値解析においても、散乱損失は考慮せず、曲げによる放射損失のみを示している。図 5.4.8 に示したように、曲げ損失は導波路幅が小さいほど抑制することが可能という解析結果が得られた。曲げ損失を 1 dB 以下にすることを条件とした場合、導波路幅を 2 μm 以下にすると曲げ半径を 30 μm 以下にすることが出来、非常に小型なリング共振器フィルタが作製可能であることを示している。

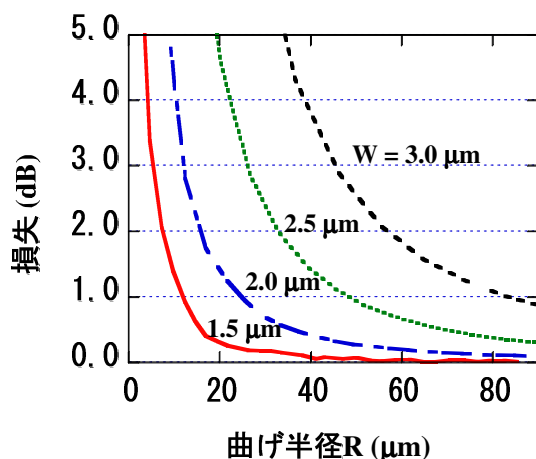


図 5.4.8 導波路幅を変化させた場合のリング 1 周の曲げ損失特性
(高次モードは全て「損失」として計算)

次にポリマハイメサ導波路の加工揺らぎ等で生じる側壁のラフネスに起因する光の散乱損失の数値解析結果を図 5.4.9 に示す。導波路側面に生じた揺らぎで生じる散乱による損失係数 α_{edgescat} を 20 及び 40 cm^{-1} とし、電界分布の導波路側面にかかる部分で損失が生じると仮定した。結果から導波路幅が狭くなればそれだけ全散乱損失が大きくなることを示しており、指数関数的に増加する。また、加工等により揺らぎが増大し、損失係数が 2 倍になると、損失も約 2 倍となっている。導波路幅に対する散乱損失と曲げ損失の関係を考慮に入れると、 $W = 2 \mu\text{m}$ 程度で $R < 40 \mu\text{m}$ 以下の十分小さなフットプリントのリング共振器が作製出来ると考えられる。

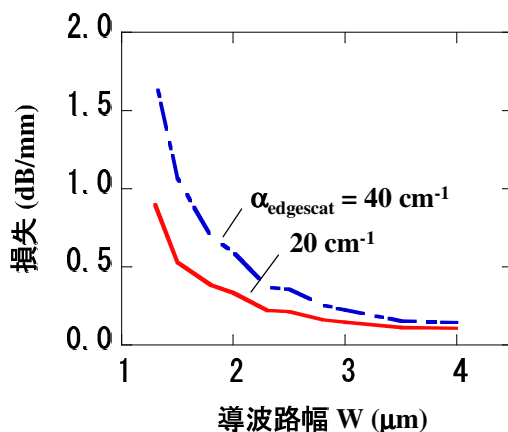


図 5.4.9 ハイメサ導波路の導波路幅との散乱損失 α の関係

次に、入力導波路幅と MMI 導波路幅が変動した場合における MMI カプラーからの出力強度を考察する。まず、図 5.4.10 及び図 5.4.11 に導波路幅 W 及び MMI カプラー長が作製誤差により変動した場合における MMI カプラーからの出力強度を示す。図 5.4.9 で解析を行ったのと同様に、中心値として導波路幅を $W = 2 \mu\text{m}$, MMI 長を $L_{\text{MMI}} = 75.1 \mu\text{m}$ として数値解析を行った。導波路幅が理想的に作製されたとしても比率が 0.5 (つまり、3 dB) で分岐されず、光結合量は 0.45 程度である。フォトリソグラフィ等で導波路幅が少し増加した場合、3 dB に漸近することになるが、その際には同時に MMI 幅の増加も見込まれる。MMI 幅が太くなってしまった場合、図 5.4.11 に示したように、急激に光結合量が低下するという結果となった。従って、これらの結果から、MMI の分岐比の変動量を 5 % 以下に抑える考えた場合、導波路幅の変動許容量は $\pm 0.2 \mu\text{m}$ 程度、MMI 幅の変動許容量は $\pm 0.1 \mu\text{m}$ 程度と見積もられる。

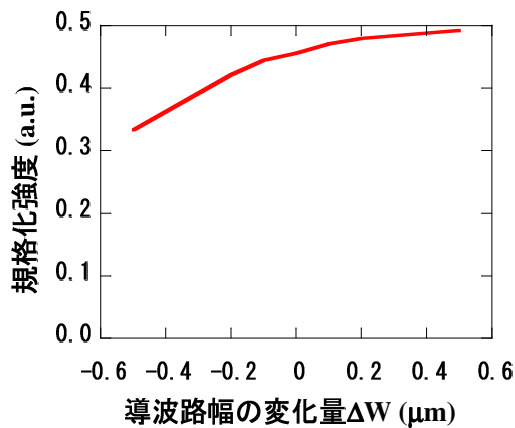


図 5.4.10 導波路幅の変化量に対する MMI 分岐比

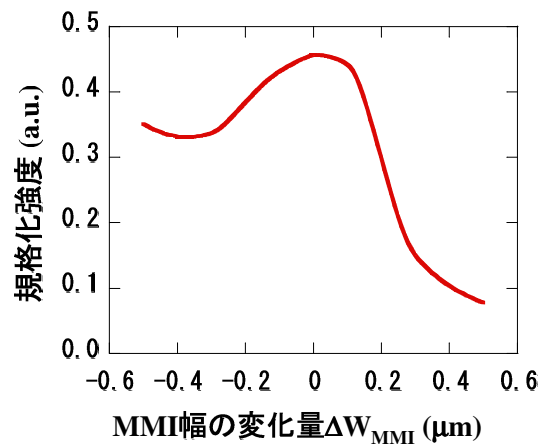


図 5.4.11 MMI 幅の変化量に対する MMI 分岐比

上述した数値解析の結果を考慮した上で、図 5.4.12 (a) 及び (b) に示すようなハイメサ導波路の二重直列型と二重直結型の二種類のポリマリング共振器フィルタの透過特性の計算結果を図 5.4.13 (a) 及び (b) にそれぞれ示す。リング 1 周回りの損失を 1 dB と 2 dB の場合と、MMI の光結合量である κ を 0.45 と 0.40 の場合で計算を行った。図 5.4.13 (a) に示すように、結合量 $\kappa = 0.45$ で損失が 1 dB/round の場合では、コントラストは 25.9 dB, $\kappa = 0.45$ 及び損失が 2 dB/round の場合ではコントラストは 19.2 dB, そして $\kappa = 0.40$, 損失が 2 dB/round, の場合ではコントラストは 20.5 dB であった。同じ $\kappa = 0.45$ において、損失が 1 周回り 1 dB 増加すると、最大透過率は 7.3 dB ほど低下することになり、コントラストは 6.7 dB 低下となった。損失の増大は最大透過率とコントラストの低下を招くが、一方で、同じ損失で κ が 0.45 と 0.40 の場合とでは、最大透過率が 3.2 dB 低下するものの、コントラ

トが 1.3 dB 増加する結果となった。これは分岐損の増大により、最大透過率が低下することになるが、Q 値が増加することになるためコントラストが大きくなったと考えられる。それに対し、図 5.4.13 (b) に示すように、直結型のリング共振器では、結合量 $\kappa = 0.45$ で損失が 1 dB/round の場合には、コントラストは 21.8 dB, $\kappa = 0.45$, 損失が 2 dB/round の場合には、コントラストは 17.4 dB, そして $\kappa = 0.40$ 、損失が 2 dB/round の場合にはコントラストは 18.8 dB であった。同じ $\kappa = 0.45$ において、損失が 1 周回り 1 dB 増加すると、最大透過率は 4.9 dB ほど低下することになり、コントラストは 4.4 dB 低下となった。損失の増大は最大透過率とコントラストの低下を招くが、一方で、同じ損失で κ が 0.45 と 0.40 の場合とでは、最大透過率が 3.0 dB 低下するものの、コントラストが 1.4 dB 増加する結果となった。これらの傾向は直列型と直結型で同様の傾向が見られる。直列型と直結型とで比較すると、直列型では、高い透過率が得られるのに対し、直結型は直列型に比べ 3 dB 帯域幅が広いということがわかる。結合量 $\kappa = 0.45$ で損失が 1 dB/round の場合で比較すると、3 dB 帯域幅はそれぞれ、0.49 及び 0.96 nm であった。約 2 倍近い帯域幅が得られるということがこの計算結果からわかる。損失の増加に対する最大透過率の低下については直列型の方が直結型よりも大きく、損失に対する許容度が小さい。

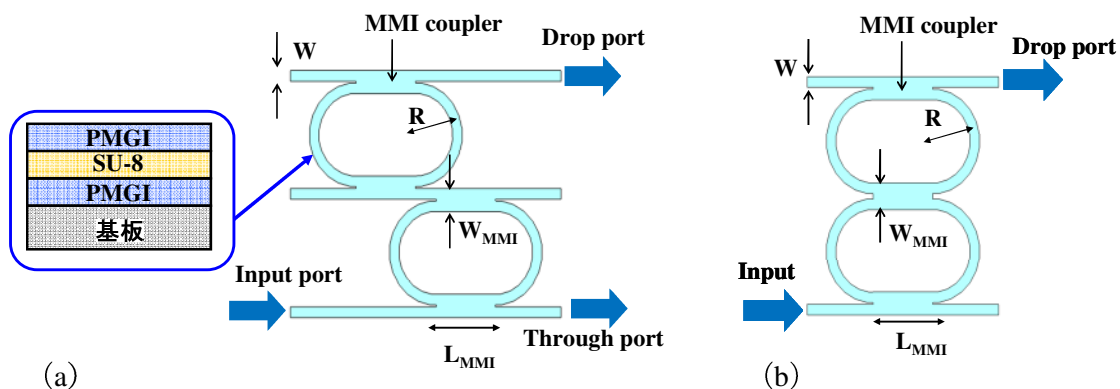


図 5.4.12 (a) 二重直列型と (b) 二重直結型のポリマリング共振器構造

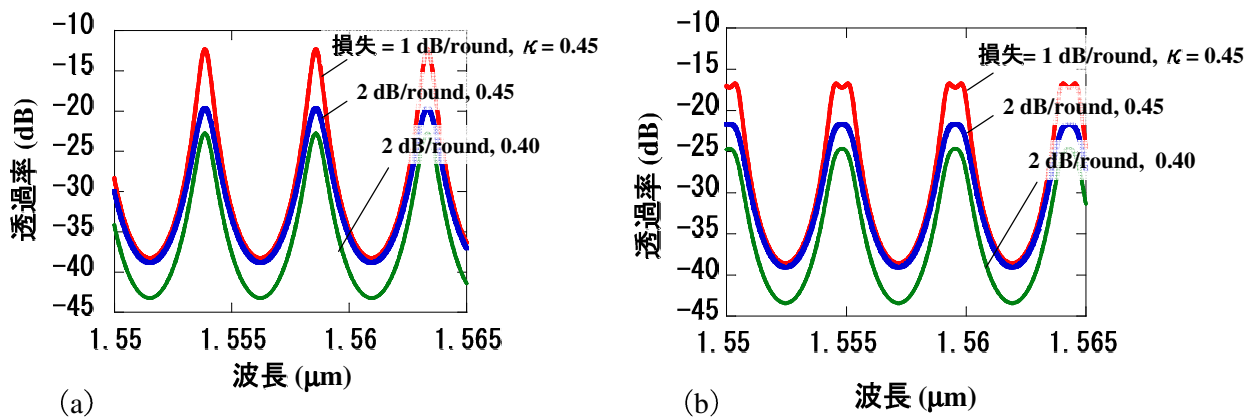


図 5.4.13 ポリマ二重リング共振器の透過スペクトル：(a) 直列型と (b) 直結型における損失と MMI での光結合量を変化させた場合

5.4.3 ポリマリング共振器型波長選択フィルタの作製プロセス

次に作製プロセスに関して述べる。ポリマリング共振器型波長選択フィルタの基本的な作製プロセスフローを図 5.4.14 に示す。デバイスの作製の概要は、まず、PMGI / SU-8 / PMGI の 3 層構造を InP 基板上に成膜し、エッチングマスクの Cr を蒸着する。その後、フォトリソグラフィにより、導波路のパターニングを行った後、ウェットエッチングにより Cr をエッチングする。その後、RIE で O_2 プラズマにより導波路を形成し、マスクの Cr を除去することで、基本的な構造が作製される。屈折率のチューニングを行うにはさらに電極構造が必要となるため、保護膜の成膜、金属の蒸着というプロセスを行う。ここでは、作製プロセスでのポイントを簡潔に述べることにする。

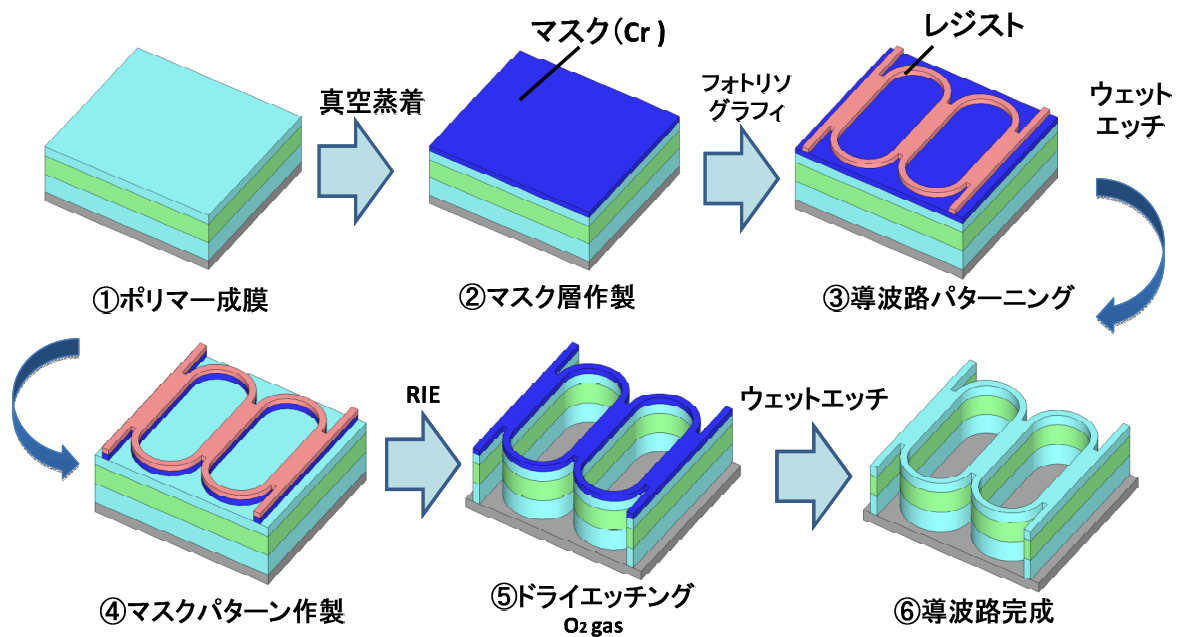


図 5.4.14 ポリマリング共振器の作製プロセス

最初のポリマ層の成膜は、スピコートとベーキングにより行うが、文献[5-29] - [5-33]にあるようにベークの温度条件が適切でない場合、各層にクラックが生じてしまったり、バブルが発生してしまうことがある[5-28]。基板の InP に対してポリマは熱膨張係数が大きい材料であり、熱膨張係数の差によりポリマ層に大きな応力が内在し、ウェットエッチングや成膜時の歪など外的な要因によりクラックが生じるものと考えられる。また、バブルの発生はベーク時に溶媒を揮発させポリマを硬化させるが、溶媒成分がポリマ層に極わずかに残存してしまった場合、その溶媒成分が気化した際に生じると推察される。エッチングマスクの成膜についても同様のことが言える。第4章で述べたように、SOA を作製する際にはエッチングマスクとして SiO_2 を用いていたが、 SiO_2 を成膜する際、プラズマ CVD を用いて通常 300°C 程度の加熱条件下で行うが、熱膨張係数の差が大きいという点とポリマ材料のガラス転位温度以上に達するという二つの要因のために、やはりクラックが生じる実験結果が得られている。また、CVD での成膜時の温度を 130°C 程度の低温にし、プラズマの印加電力を低下させることでクラックを生じさせず SiO_2 を成膜させることは可能であるが、 SiO_2 の強度が弱くなり、ドライエッチング時のマスク耐性が低下し、良好な加工が出来ないという問題があった。そこで蒸着により低温下で Cr を成膜することでこの問題を解決した。表 5.4.3 にポリマ成膜時の温度プロファイルを示す。低温でベーク・成膜することで、クラック密度を非常に小さく抑え ($\sim 0\%$)、膜の強度を保てるという報告があるため [5-30], [5-32]、これらの条件を用いることとした。また、図 5.4.15 (a) ~ (c) には上述した

プラズマ CVD で温度と印加電力を $T = 300^{\circ}\text{C} / \text{RF} = 100 \text{ W}$ 、 $T = 180^{\circ}\text{C} / \text{RF} = 100 \text{ W}$ 、そして $T = 125^{\circ}\text{C} / 80 \text{ W}$ の条件としてポリマ層上に成膜した際の顕微鏡写真を示す。

表 5.4.3 PMGI と SU-8 の成膜時における温度プロフィール

材料	項目	温度	時間	
PMGI	バーク	R.T.	5 min	
		↓		
		65°C		
		↓		
180°C	14 min			
↓	30 min			
↓	R.T.	1.5 h		
SU-8	プリバーク	R.T.	5 min	
		↓		
		50°C		
		↓		
	65°C	5 min		
	↓	1.5 h		
	↓	R.T.		
	露光	i 線		
	ポストバーク	↓	R.T.	5 min
		↓		
50°C				
↓				
65°C		30 min		
↓	R.T.	1.5 h		

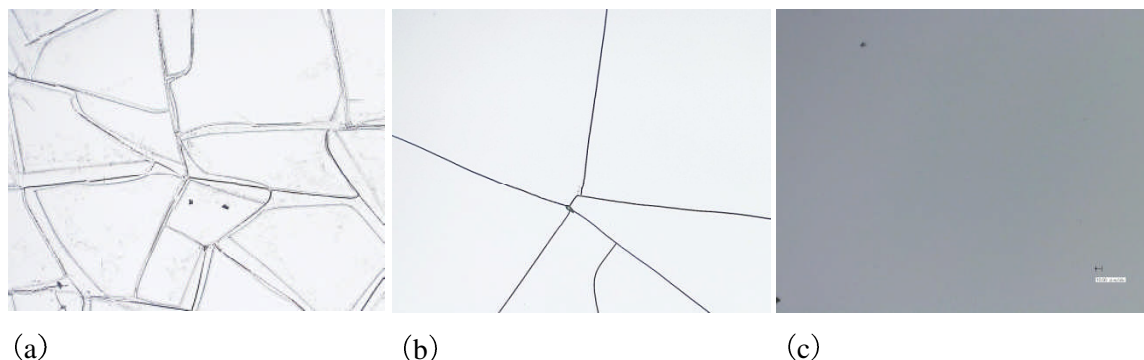


図 5.4.15 ポリマ上にプラズマ CVD を用いて各条件にて成膜した SiO_2 の顕微鏡画像：
 (a) $T = 300^{\circ}\text{C} / \text{RF} = 100 \text{ W}$ 、(b) $T = 180^{\circ}\text{C} / \text{RF} = 100 \text{ W}$ 及び (c)
 $T = 125^{\circ}\text{C} / 80 \text{ W}$

ポリマ材料におけるもう一つの特有な問題として、端面形成が挙げられる。結晶ではないポリマ材料はへき開時にきれいな端面が非常に形成されにくい。図 5.4.16 はポリマ層を 3 層成膜後、直線の導波路パターンを作製し、InP 基板のへき開を行ったサンプルの SEM 像である。図で明らかなように、基板はへき開により、きれいな端面が形成されるが、ポリマ導波路の端面は物理的に引きちぎられたような形であり、良好な端面が形成されにくいということがわかる。この問題に対し、冷却させながらへき開を実施する方法と、加熱しながらへき開を行う方法と二種類の実験を行い、SEM で観察した結果を各々図 5.4.17 (a) 及び(b) に示す。冷却法は 0°C 程度の温度で実施し、加熱法は 200°C 程度に加熱した条件下である。冷却法でへき開を実施した場合に関して、導波路形状は損なわれることないが、

導波路のへき開面に多少の凹凸があることがわかる。冷却することにより、ポリマの分子運動が弱まり、結晶性が増すことにより、へき開時の物理的衝撃が伝達されやすくなり、端面が良好に形成されるのではないかと考えている。それに対し、加熱法については、へき開面は凹凸がほぼなく良好なへき開面が形成されていることがわかるが、しなしながら下部クラッドの形状が歪んでしまう結果となった。200 °C程度に加熱を行うと、ポリマ分子同士が熱エネルギーにより、分子運動が大きくなり、分子間の距離が大きくなると考えられる。そのため、分子間の距離が大きくなったことで分子間力が低下し、へき開した際に非常に良好に端面が形成されたのではないかと推察される。この実験ではガラス転位温度以上に上昇させているため、導波路のポリマが軟化し、コアと上部クラッドの重さにより下部クラッドが歪んでしまったと思われる。ガラス転位温度以下の 180 °C程度で行うことでこの問題は解決されると期待される。

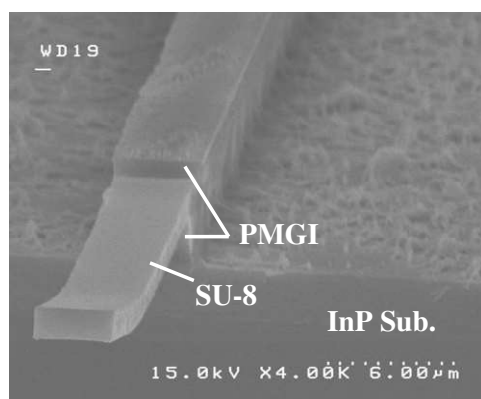


図 5.4.16 そのまま InP 基板をへき開した後の端面形状の SEM 画像

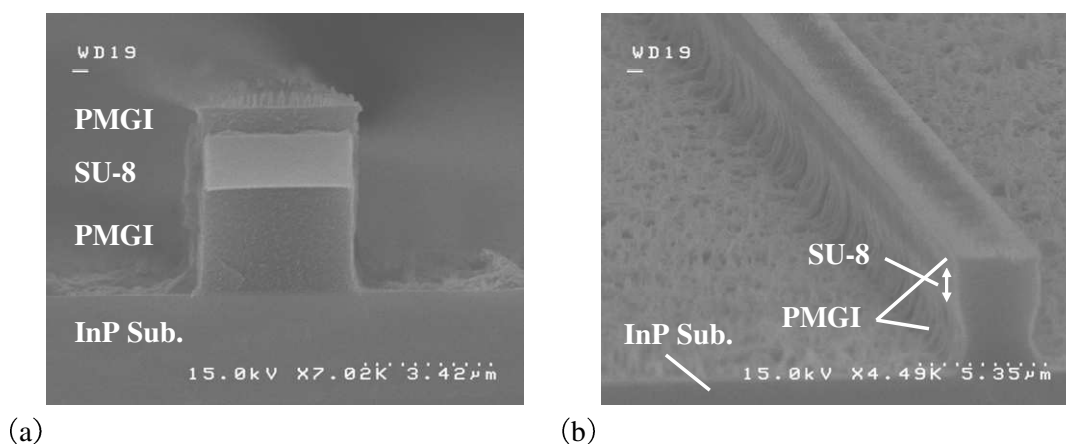


図 5.4.17 (a) 冷却下と (b) 加熱下の条件でへき開した時のポリマ導波路の SEM 画像

5.5 ポリマリング共振器波長選択フィルタの作製・評価

5.4節で述べたような直列型のポリマリング共振器と直結型のポリマリング共振器を実際に作製・評価した結果をこの節で述べる。図 5.5.1 に直列型のポリマリング共振器フィルタの SEM 画像を示す。(a) は全体像であり、(b) は導波路端面の画像である。そして、図 5.5.2 には直結型のポリマリング共振器フィルタの SEM 画像を示す。同様に、(a) は全体像であり、(b) は導波路端面の画像である。端面は冷却へき開により形成した。この作製したデバイスは2つの構造ともに導波路幅 $2\ \mu\text{m}$, MMI 幅 $6\ \mu\text{m}$, MMI 長 $78\ \mu\text{m}$ であるが、リングの曲げ半径は、図 5.5.1 の直列型の素子においては $R = 40\ \mu\text{m}$, 図 5.5.2 の直結型の素子においては $R = 20\ \mu\text{m}$ で作製した。

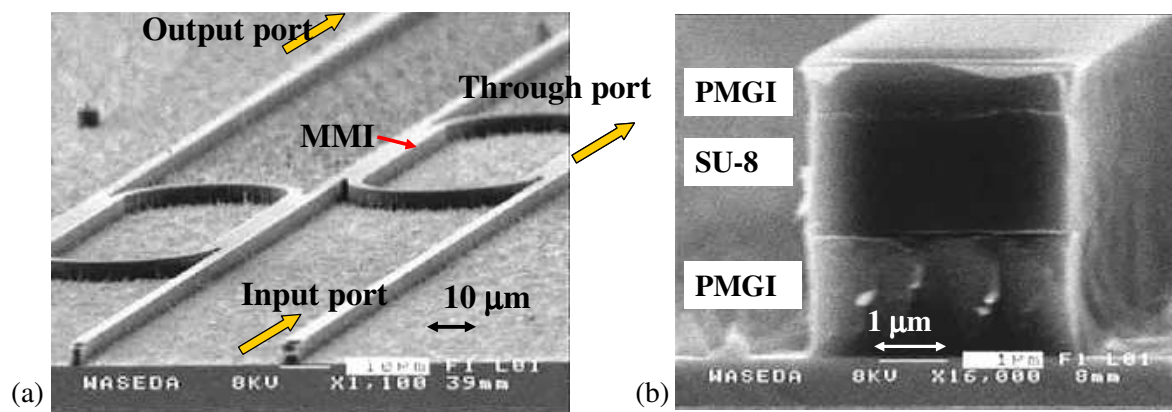


図 5.5.1 直列型ポリマ二重リング共振器フィルタの(a) 全体像と(b) 導波路端面のポリマ導波路の SEM 画像

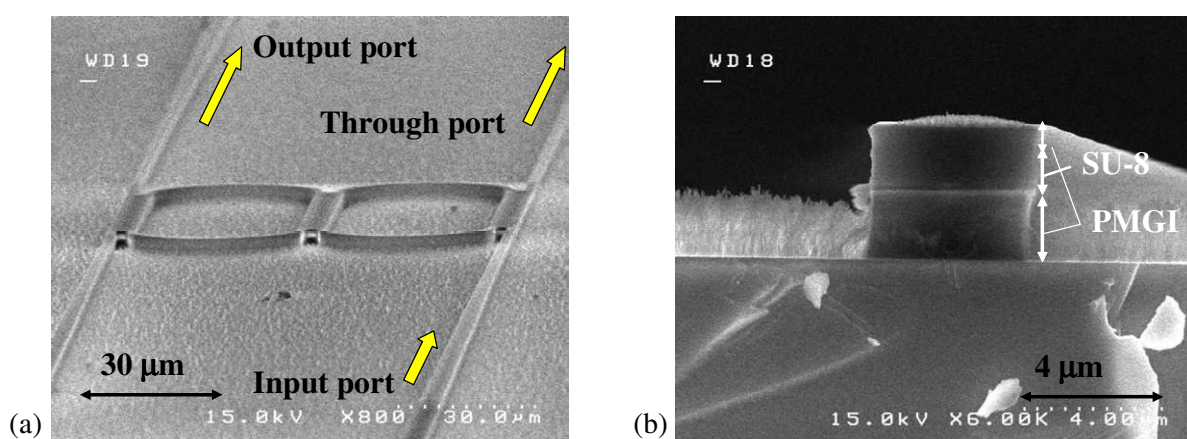


図 5.5.2 直結型ポリマ二重リング共振器フィルタの SEM 画像 : (a) 全体像及び(b) 導波路端面

上で示した2つの素子と同時に直線導波路の構造も作製しており、この導波路により伝搬損失を評価した。伝搬損失はファブリペロ・エタロン法を用いて測定・評価を行っている。伝搬損失はTEモードの場合2.6 dB/mm, TMモードの場合2.0 dB/mmであり、ファイバとの結合損失はそれぞれ17.1 dB/facet及び14.8 dB/facetであった。光の伝搬損失については、TEとTMモードを比較すると、TEモードの方が大きな損失となっていることがわかる。これは導波路側面の平滑性と光の電界との相互作用によるものと考えられ、TEモードの電界の振動方向がその要因となっている。結合損失については、非常に大きな値であり、これはポリマ導波路と光ファイバのスポットサイズの違いやへき開による端面の平滑性の要因が大きいと考えられる。

次に、直列型、直結型のそれぞれのデバイスの透過特性について検討する。測定の構成については広帯域光源を用いて、作製した素子に先球ファイバで光を結合させ、出力光を光スペクトルアナライザや、光パワーメータで測定を行った。直列型と直結型の透過特性の結果をそれぞれ図5.5.3 (a)及び(b)に図示する。図5.5.3 (a)にあるように、直列型のポリマリング共振器フィルタの透過率の最大コントラストはTEモードで9.4 dB, TMモードで9.7 dBであり、偏光依存性に関してはこのデバイスでは低いことがわかる。これは導波層の形状が比較的矩形に近いことによると考えられる。また、3 dB帯域幅は1.55 nmであり、FSRは3.69 nmと見積もられる。それに対し、図5.5.3 (b)の直結型ポリマリング共振器フィルタに関しては、同様に透過率の最大コントラストはTEモードで8.5 dB, TMモードで10.0 dBであった。3 dB帯域幅はTEモード及びTMモードでそれぞれ2.4 nm及び1.8 nmと見積もられ、FSRはTEモードで5.22 nm, TMモードで5.16 nmという値であった。直列型と直結型を比較すると、解析結果と同様に3 dB帯域幅に関しては直結型の方が広いという結果が得られた。FSRに関しては、直結型は $R = 20 \mu\text{m}$ であるので、 $R = 40 \mu\text{m}$ の直列型よりも大きくなっている。透過コントラストについては、直結型のTEモードの値が8.5 dBであり、直列型や直結型のTMモードの結果に比べ1 dB程度低い結果となった。直結型のデバイスでは、TMモードに比べ、TEモードの方が伝搬損失が大きくなってしまっているため、その損失の偏光依存性が最大透過コントラストに関しても影響を及ぼしていると考えられる。図5.5.2 (b)の直結型の導波路断面からのSEM画像を見る限り、導波路側面は比較的良好に作製できていると見えるが、リング部の曲がり導波路においては、光の導波モードの中心が円周方向にずれるため、その分電界分布が特に導波路の外側の側面にかかることになる。そのため側面の小さい凹凸や荒れといったものが光の散乱に影響していると考えられ、その分、TEモードの方が伝搬損失は大きくなり、それに伴って最大透過率のコントラストについてもTEモードで多少低くなっていると推察される。

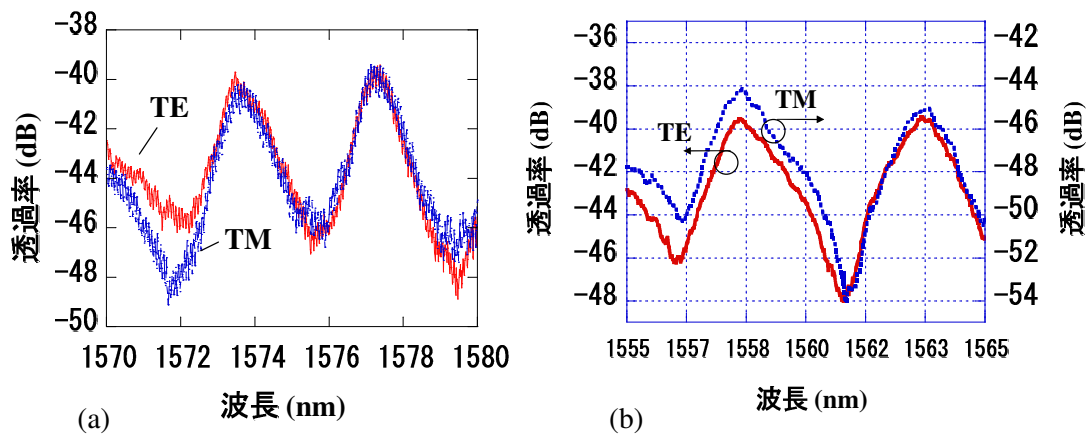


図 5.5.3 (a) 直列型と(b) 直結型のポリマリング共振器フィルタの透過特性

5.6 第 5 章まとめ

本章では、パッシブデバイスをモノリシック集積する技術として QDI に注目し、この技術を確認し、実際にその技術を用いてリング共振器波長選択フィルタに応用し作製・評価した。

バンドギャップの波長を 150 nm 程度短波側にシフトさせ透明波長化し、透過コントラスト 9 dB のフィルタ素子を実現した。QD 構造に Intermixing を適用した研究報告例はまだ多くはなく、本研究では、InP(311)B という特殊な面方位上に成長された QD 構造で 1550 nm 帯に発光波長がある QD 成長ウェハに ICP-RIE を用いて Ar プラズマによりエッチングすることで Intermixing の適用を試みているところに特徴があり、未だに従来例はないと思われる。

また、モノリシック集積する技術としてポリマ材料を用いる方法も検討し、ポリマリング共振器型波長選択フィルタについても検討した。ポリマによるリング共振器型波長選択フィルタやリング共振器構造の報告は数多くされているが、従来のポリマリング共振器は、曲げ半径 R は数 100 μm ~ 数 mm であり、非常に大きなものであるのに対し、本研究ではポリマ材料を用いたリング共振器においては小さな曲げ半径である $R = 20 \mu\text{m}$ 程度の曲げ半径のデバイスを作製し、透過コントラスト 9 dB 程度を得ることが出来た。

二つのモノリシック集積する方法を比較すると、QDI を用いた方法では曲げ半径が $R = 64 \mu\text{m}$ でポリマ材料に比べ大きくなってしまっているものの、曲げ損失を抑えることで $R = 20 \mu\text{m}$ 程度に小さくすることは可能である。両者ともに同程度の透過コントラストを得られて

いるが、ポリマ材料で集積すると、半導体とポリマ材料界面での反射が問題となって作製プロセスが困難になる。そのため、本研究で新たに確立した技術である ICP-QDI によるパッシブデバイスの集積化は非常に優位性があり、光論理ゲート素子などの光信号処理デバイスなどへのデバイスを応用する集積化技術として大変有効であることを明確化した。

第5章 参考文献

- [5-1] V. Aimez, J. Beauvais, J. Beerens, D. Morris, H. S. Lim, and B. S. Ooi, “Low-energy ion-implantation-induced quantum-well intermixing” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.8, no.4, pp. 870-879, 2002.
- [5-2] M. Chicoine, A. Francois, C. Tavares, S. Chevobbe, F. Schiettekatte, V. Aimez, J. Beauvais, and J. Beerens, “Effects of damage accumulation on quantum well intermixing by low-energy ion implantation in photonic devices”, *Proc. SPIE 5260 423*, 2003.
- [5-3] K.-H. Lee, J. O’Callaghan, B. Roycroft, C. L. Daunt, H. Yang, J. H. Song, F. H. Peters, and B. Corbett, “Quantum well intermixing in AlInGaAs MQW structures through impurity-free vacancy method”, *Proc. SPIE*, vol.7604, pp.76040J-6040J-7, 2010.
- [5-4] S. K. Si, D. H. Yeo, H. H. Yoon, and S. J. Kim, “Area selectivity of InGaAsP-InP multiquantum-well intermixing by impurity-free vacancy diffusion”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.4, no.4, pp.619 – 623, 1998.
- [5-5] J. Zhao, Z. C. Feng, Y. C. Wang, J. C. Deng, and G. Xu, “Luminescent characteristics of InGaAsP/InP multiple quantum well structures by impurity-free vacancy disordering”, *Surf. Coatings Technol.*, vol.200, no.10, pp.3245–3249, 2006.
- [5-6] C.J. McLean, J. H. Marsh, R. M. De La Rue, A. C. Bryce, B. Garrett, and R. W. Glew, “Layer Selective Disorder by Photoabsorption-Induced Thermal Diffusion in InGaAs/InP Based MultiQuantum Well Structures”, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1117-1119, 1992.
- [5-7] L. J. Guido, N. Holonyak Jr., K. C. Hsieh, R. W. Kaliski, W. E. Plano, R. D. Bumham, R. L. Thomson, J. E. Epler, and T. L. Paoli, “Effects of dielectric encapsulation and As overpressure on AlGa interdiffusion in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsGaAs}$ quantumwell heterostructures”, *J. Appl. Phys.*, vol. 61, no.4, pp. 1372- 1379, 1987.
- [5-8] K. H. Lee, B. Roycroft, J. O’Callaghan, C. L. L. M. Daunt, H. Yang, J. H. Song, F. H. Peters, and B. Corbett, “Integration of AlInGaAs-MQW Fabry-Perot Lasers With Emission at Two Wavelength Ranges via Quantum-Well Intermixing”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.23, no.1, pp.27-29, 2011.

- [5-9] D. A. May-Arrijoa, N. Bickel, A. Alejo-Molina, M. Torres-Cisneros, J. J. Sanchez-Mondragon, and P. Likamwa, "Intermixing of InP-based multiple quantum wells for integrated optoelectronic devices", *Microelectronics Journal*, vol. 40, pp. 574 - 576, 2009.
- [5-10] H. S. Djie, T. Mei, J. Arokiaraj, C. Sookdhis, S. F. Yu, L. K. Ang, and X. H. Tang, "Experimental and theoretical analysis of argon plasma-enhanced quantum-well intermixing", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.40, no.2, pp.166–174, 2004.
- [5-11] H. S. Djie, C. Sookdhis, T. Mei, and J. Arokiaraj, "Photonic integration using inductively coupled argon plasma enhanced quantum well intermixing", *Electron. Lett.*, vol.38, no.25, pp. 1672 – 1673, 2002.
- [5-12] S. Charbonneau, E. S. Koteles, P. J. Poole, J. J. He, G. C. Aers, J. Haysom, M. Buchanan, Y. Feng, A. Delage, F. Yang, M. Davies, R. D. Goldberg, P. G. Piva, and I. V. Mitchell, "Photonic integrated circuits fabricated using ion implantation", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.4, no.4, pp.772–793, 1998.
- [5-13] A.C.Bryce, J.H.Marsh, D.A.Yanson, O.P. Kowalski, and S.S. Kim, *Proc. of Materials Research Society Symposium*, vol. 829, pp. 33, 2005.
- [5-14] Y. Ji, W. Lu, G. Chen, X. Chen, and Q. Wang, "InAs/GaAs quantum dot intermixing induced by proton implantation", *J. Appl. Phys.*, vol.93, no.2, pp. 1208 - 1211, 2003.
- [5-15] K. J. Zhou, Q. Jiang, Z. Y. Zhang, S. M. Chen, H. Y. Liu, Z. H. Lu, K. Kennedy, S. J. Matcher, and R. A. Hogg, "Quantum dot selective area intermixing for broadband light sources", *Opt. Express*, vol. 20, no. 24, pp. 26950 - 26957, 2012.
- [5-16] Z Za[^]aboub, B Ilahi, L Sfaxi, H Maaref, B Salem V Aimez, and D Morris, "Inhomogeneous broadening and alloy intermixing in low proton dose implanted InAs/GaAs self-assembled quantum dots", *Nanotechnology*, vol.19, no.23, pp. 285715, 2008.
- [5-17] P. Lever, H. H. Tan, C. Jagadish, P. Reece, and M. Gal, "Proton-irradiation-induced intermixing of InGaAs quantum dots", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 13, pp. 2053 – 2055, 2003.
- [5-18] C. K. Chia, S. J. Chua, S. Tripathy, and J. R. Dong, "Group-V intermixing in InAs/InP quantum dots", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, pp. 051905-1 – 051905-3, 2005.
- [5-19] S. Barik, L. Fu, H. H. Tan, and C. Jagadish, "Impurity-free disordering of InAs/InP quantum dots", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, pp. 243114-1 – 243114-3, 2007.
- [5-20] T. Xiaohong, Y. Zongyou, T. Jinghua, D. Anyan, and C. M. Koy, "Selective Intermixing of InAs/InGaAs/InP Quantum Dot Structure With Large Energy Band Gap Tuning", *IEEE Trans. Nanotechnol.* vol. 7, no. 4, pp. 422-426, 2008.
- [5-21] D. Bosc, A. Maalouf, F. Henrio, and S. Haesaert, "Strengthened poly(methacrylate) materials for optical waveguides and integrated functions", *Optical Materials*, vol.30, pp. 1514–1520, 2008.

- [5-22] L. Wang, X. Han, Y. Gu, Y. Wang, P. Zou, J. Wang, X. Jian, G. Morthier, and M. Zhao, "A tunable polymer waveguide ring filter fabricated with UV-based soft imprint technique", *Opt. Commun.*, vol.298–299, pp. 95–100, 2013.
- [5-23] M. A. Sefunc, M. Pollnau, and S. M. García-Blanco, "Low-loss sharp bends in polymer waveguides enabled by the introduction of a thin metal layer", *Opt. Express*, vol. 21, no. 24, pp. 29808-29817, 2013.
- [5-24] T. Ling, S. Chen, and L. J. Guo, "Fabrication and characterization of high Q polymer micro-ring resonator and its application as a sensitive ultrasonic detector", *Opt. Express*, vol. 19, no. 2, pp.861-869, 2011.
- [5-25] P. Rabiei, W. H. Steier, C. Zhang, and L. R. Dalton, "Polymer Micro-Ring Filters and Modulators", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 11, pp.1968-1975, 2002.
- [5-26] J. Teng, S. Scheerlinck, H. Zhang, X. Jian, G. Morthier, R. Beats, X. Han, and M. Zhao, "A PSQ-L Polymer Microring Resonator Fabricated by a Simple UV-Based Soft-Lithography Process", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 18, pp.1323-1325, 2009.
- [5-27] P. Rabiei and W. H. Steier, "Tunable Polymer Double Micro-Ring Filters", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 9, pp.1255-1257, 2003.
- [5-28] N. Xie, "Study on photonic switching devices using thermo-optic polymers", 早稲田大学大学院 理工学研究科 電気・情報生命専攻 博士論文, 2010.
- [5-29] 関口淳,「SU-8のナノインプリント適用を検証各工程の温度管理でプロセスを最適化」、*Electronic Journal*、5月号、pp.148 – 151, 2007.
- [5-30] T. A Anhoj, A. M Jorgensen, D. A Zauner, and J. H'ubner, "The effect of soft bake temperature on the polymerization of SU-8 photoresist", *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 16, pp. 1819–1824, 2006.
- [5-31] L. Amato, S. S. Keller, A. Heiskanen, M. Dimaki, J. Emnéus, A. Boisen, and M. Tenje, "Fabrication of high-aspect ratio SU-8 micropillar arrays", *Microelectronic Engineering*, vol. 98, pp. 483–487, 2012.
- [5-32] S. Young, D. Weston, B. Dauksher, D. Mancini, S. Pacheco, P. Zurcher and M. Miller, "A novel low-temperature method to fabricate MEMS resonators using PMGI as a sacrificial layer", *J. Micromech. and Microengin.*, vol. 15, pp. 1824–1830, 2005.
- [5-33] I. G. Foulds, R. W. Johnstone, S. H. Tsang, M. Hamidi and M. Parameswaran, "Polydimethylglutarimide (PMGI) as a structural material for surface micromachining", *J. Micromech. and Microengin.*, vol. 18, pp. 045026, 2008.

第6章 光論理ゲート素子への集積化に向けた検討

6.1 はじめに

本章では、全光信号処理集積デバイスや光論理ゲート素子実現に向けた QD-SOA とリング共振器フィルタの集積化に関する課題と指針を述べる。前章までで明らかにし、実証してきた技術を光論理ゲート素子へ応用し、その際の課題についてもまとめ、全光信号処理集積デバイスの作製指針を示した。また、本論文で提案した光論理ゲート素子を用いた全光信号処理集積デバイスの一例として、光パケットのラベル認識・経路切り替えについて示した。

6.2 集積化への課題

6.2.1 QDIによる集積化の課題

第4章、第5章で述べた QD-SOA と QDI 技術を用いてパッシブ素子であるリング共振器フィルタをモノリシック集積する際、最大の課題はパッシブ領域を QDI プロセスによってバンドギャップをブルーシフトさせると同時に欠陥導入時の ICP プロセスにより半導体ウェハがエッチングされ、アクティブ領域とパッシブ領域とで大きな段差が生じてしまうことである。これは原理的に回避することは難しいと考えられる。大きな段差が生じることにより、一つ問題点が生じると考えられる。それは作製プロセスにおいて、大きな段差があることでフォトリソグラフィによる精密な作製が難しくなるという点である。次の節でその問題に対する指針を述べる。

また、QD-SOA とリング共振器フィルタの接続界面では導波路形状の違いによるモードのミスマッチにより結合効率が低下することが考えられる。この点についても 6.2.3 節で述べる。

6.2.2 QDI集積化プロセス

この節では QDI 技術によるモノリシック集積化のプロセスの課題について述べる。まず、図 6.2.1 に第4章、第5章で述べた点を踏まえ、光論理ゲート素子のプロセスフローを示す。ここで課題になる点としては、図 6.2.1 の上から二段目のプロセスで行うフォトリソグラフィである。第5章でも述べたとおり、QDI を実施するとウェハ表面が Ar プラズマによってエッチングされることになる。今のプロセス条件においては、約 1.5 μm 程表面からエッチングされ、アクティブ領域の表面とは 1.5 μm 程度の段差が生じることになる。この大きな段差のためにフォトリソグラフィの時にフォトマスクとの密着性や厚膜レジストに

よるパターンのために寸法通りに作製することが困難になる。図 6.2.2 に示した顕微鏡写真は段差のあるウェハにフォトリソグラフィにより導波路パターンを作製した際のものである。この図から明らかなように段差部分におけるアクティブ・パッシブ領域境界面で導波路形状が変形してしまっており、この状態では光結合が劣化し、また反射による SOA の特性劣化という点も想定される。

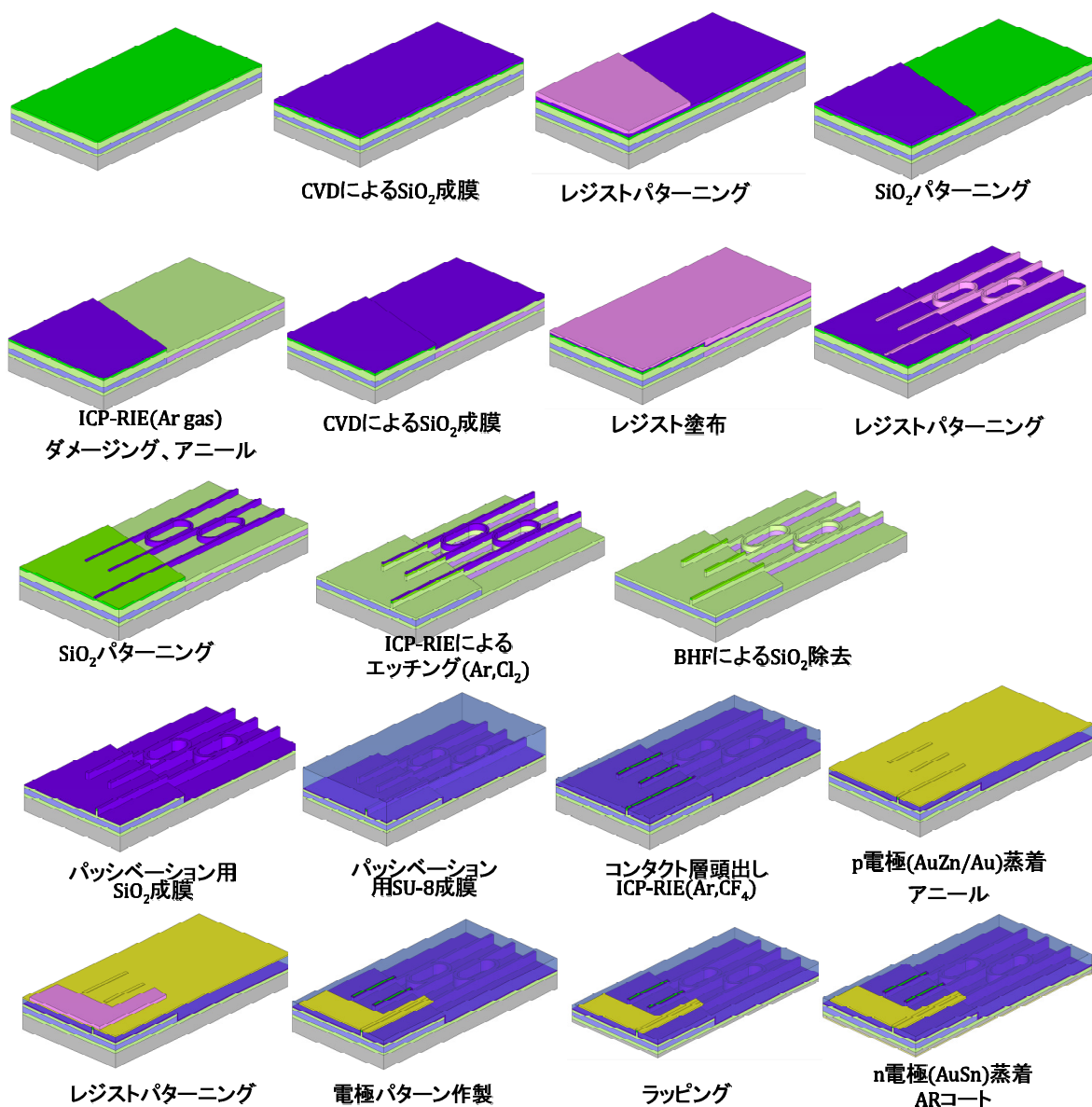


図 6.2.1 ICP-QDI 技術を用いた光論理ゲート素子への集積化プロセスフロー

そこで段差形状のフォトリソグラフィの対策として、レジストを厚膜で塗布し、段差を埋め込み平坦化を行った上に、Cr を蒸着する。その上に再度通常の厚みでレジストを塗

布しフォトリソグラフィを行い、Cr をエッチングマスクとし、厚膜レジストをドライエッチングでエッチングする。その後、再度下地の SiO₂ を BHF でエッチングするという方法を検討した。図 6.2.3 にそのプロセスフローを示す。このプロセスフローに従って 1.5 μm 程の段差のあるウェハに導波路パターンを作製した。図 6.2.4 は光学顕微鏡画像であり、図 6.2.5 は SEM 画像である。作製の際、従来のフォトリソグラフィプロセス条件では Cr マスクにクラックが生じるなどの問題が発生するため、加熱条件などプロセスに改良を加えている。図 6.2.4、6.2.5 で分かるとおり、アクティブ・パッシブ接続界面でも良好な導波路パターンを形成することが出来ており、集積デバイスへの応用が可能と考えられる。

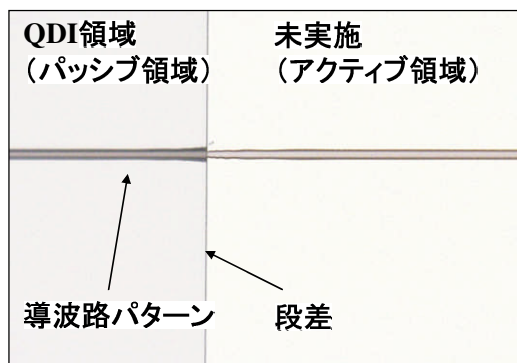


図 6.2.2 従来のレジストによる平坦化処理を実施しない場合におけるアクティブ・パッシブ境界面の導波路パターン形状。

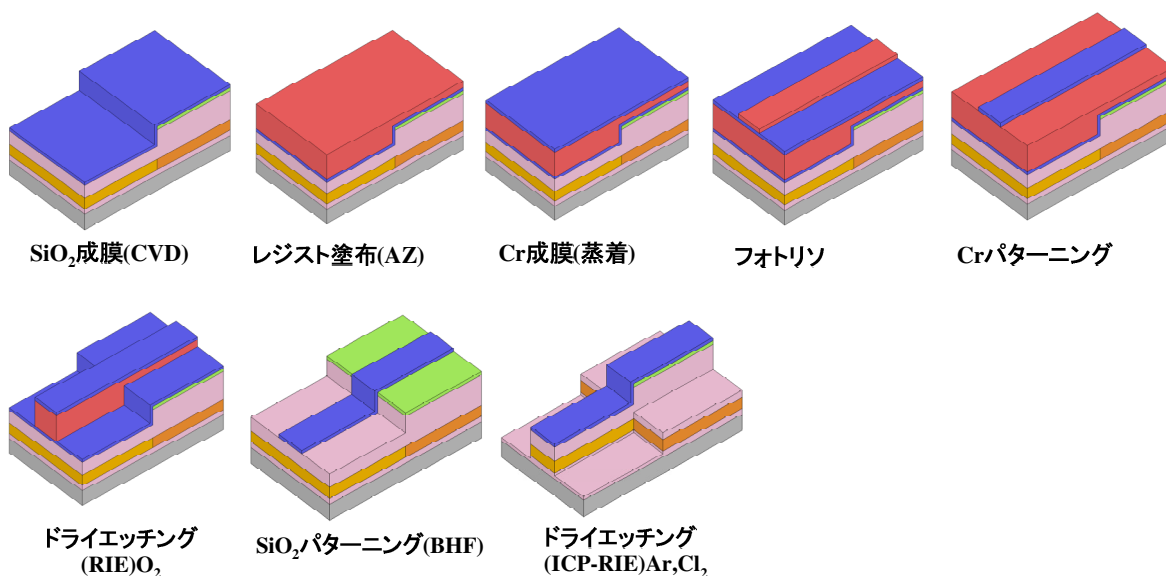


図 6.2.3 レジストによる平坦化処理による集積素子作製プロセスフロー

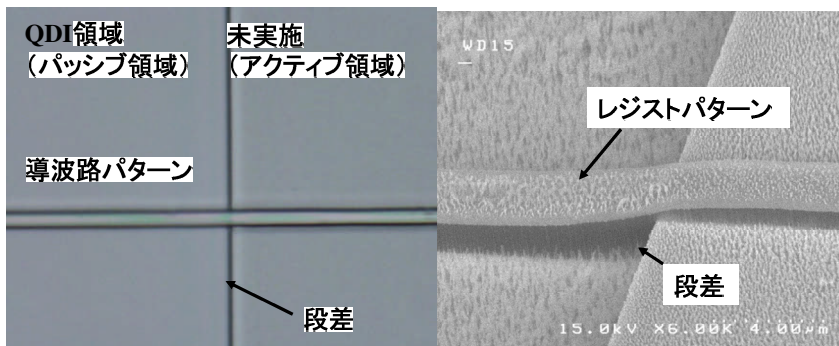


図 6.2.4 レジストによる平坦化処理後のアクティブ・パッシブ境界面の導波路パターン

図 6.2.5 平坦化処理後のアクティブ・パッシブ境界面 SEM 画像

6.2.3 QD-SOA とリング共振器フィルタの接続界面における結合率

既に述べてきたように SOA の導波路構造はリッジ構造であり、それに対し、リング共振器フィルタはハイメサ構造である。この二種類の構造においてはそれぞれ電界のモードフィールド形状が異なるため、結合率が低下することが考えられる。本節ではその点について考察した。

図 6.2.6 に接続界面の模式図を示す。QD-SOA の導波路幅を W_{SOA} とし、リング共振器フィルタの導波路幅を 3 または 4 μm とした。第 5 章で述べたようにリング共振器フィルタの導波路幅は 1.5 μm 程度にする必要がある。そこで、3 または 4 μm からテーパ導波路を介して 1.5 μm に狭めるような設計とした。そして、SOA の導波路高さを h とした。

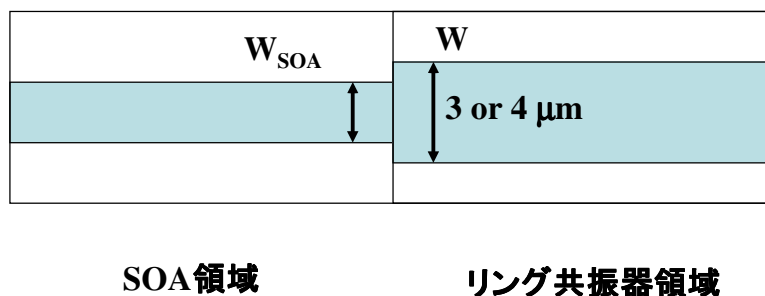


図 6.2.6 SOA とリング共振器の接続界面の模式図

図 6.2.7(a)にリング共振器の導波路幅が $3\ \mu\text{m}$ で、 W_{SOA} を変化させた場合における接続界面における伝搬光の結合率を示し、(b)にはリング共振器の導波路幅が $4\ \mu\text{m}$ の場合で W_{SOA} を変化させた状態における結合率を示した。(a)及び(b)の図から、リング共振器の導波路幅よりも少し狭い SOA の導波路幅のときに結合率が最大になっていることがわかる。また、(a)及び(b)を比較すると、(b)の方が結合率は高い結果となった。そして、SOA の導波路高さを比較すると、導波路高さが高い方が結合率は高い結果となっていることがわかる。最大で 99.1 % となった。 $h = 2.0\ \mu\text{m}$ の場合、p-クラッドを全てエッチングした状態であるため、ハイメサ導波路構造に近い電界のモードフィールドになっていて、そのため結合率が高い値となったと考えられる。しかしながら、プロセスの制御精度を考慮すると、導波路高さを $h = 2.0\ \mu\text{m}$ よりも深くエッチングしてしまうと活性層まで削れ、それに伴い生じた欠陥によるキャリアリークや発光効率低下、伝搬損失の増大というような点が懸念される。それに対して $h = 1.8\ \mu\text{m}$ 程度にすると、結合率は $W_{\text{SOA}} = 3.5\ \mu\text{m}$ の場合で 98.5 % が得られると見積もられ、また、 $W_{\text{SOA}} = 3.5 \pm 0.3\ \mu\text{m}$ で 98.0 % 以上の結合率が得られるため、高いトレランスもあることがわかる。

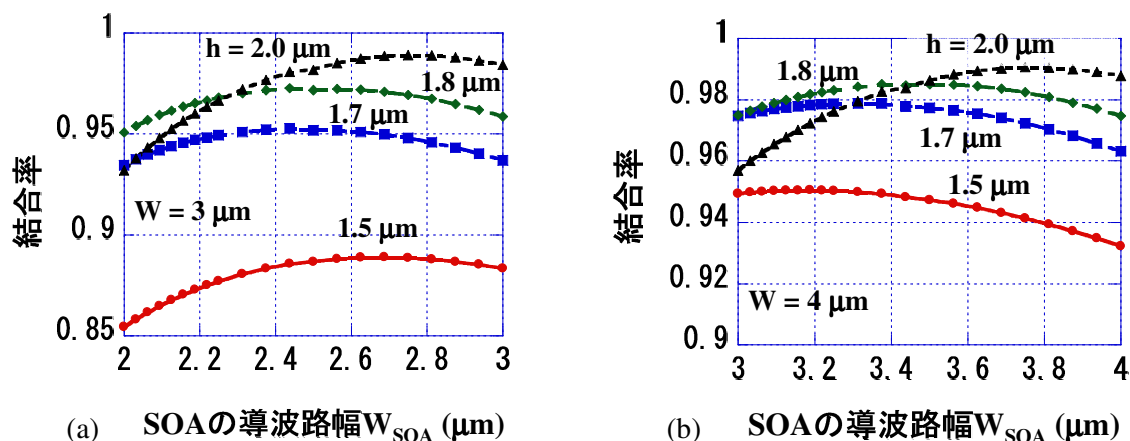


図 6.2.7 SOA の導波路幅を変えた場合における接続界面での結合率。(a)：リング共振器の導波路幅は $3\ \mu\text{m}$ 、(b)：リング共振器の導波路幅は $4\ \mu\text{m}$

次に、メサ表面からの埋め込み SU-8 表面の段差 d を図 6.2.8(a)のようにした場合における d と結合率の関係を図 6.2.8(b)に示す。このときの SOA の導波路幅は $3.3\ \mu\text{m}$ とし、リング共振器フィルタの導波路幅は $4.0\ \mu\text{m}$ とした。SU-8 埋め込み層は理想的にはメサ表面と同じ高さでデバイスを設計しているが、段差が生じた場合でも結合率はほとんど変化がないことがこの結果から明らかである。これは SU-8 の屈折率が低く、半導体に比べ約半分程度であるため、段差による透過屈折率の影響が小さいためであると考えられる。

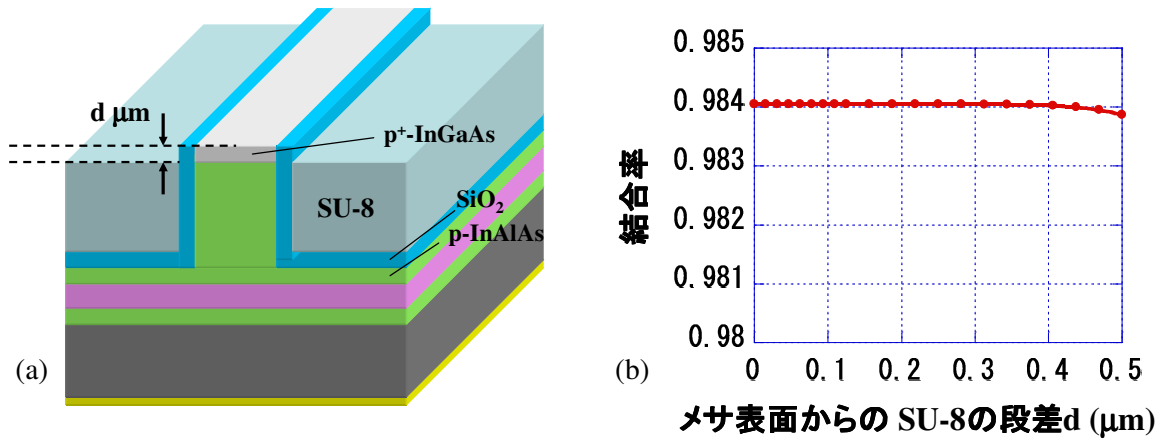


図 6.2.8 メサ表面から SU-8 埋め込み層表面までの段差 d がある場合における結合率：
(a)模式図及び(b)段差 d と結合率の関係

次に図 6.2.9 に導波路間の結合角とその際の反射率を示す。上述したように大きな結合率とともに反射率を低く抑える必要があり、0.01 %程度の値を実現することが出来れば QD-SOA の特性は非常に安定した良好な結果が得られる。図 6.2.8 の結果から、 10° 程度の斜め導波路では、その角度によらず 0.01 %以下が得られることがわかる。また、この結果から、結合しなかった光は反射光の他は散乱光として損失成分となると考えられ、上述した設計により、QD-SOA とリング共振器の導波路界面では、0.065 dB の損失で伝搬出来ると見積もられる。すなわち、この設計により、損失と反射を抑えることが出来、高効率に光結合が可能であるということが言える。

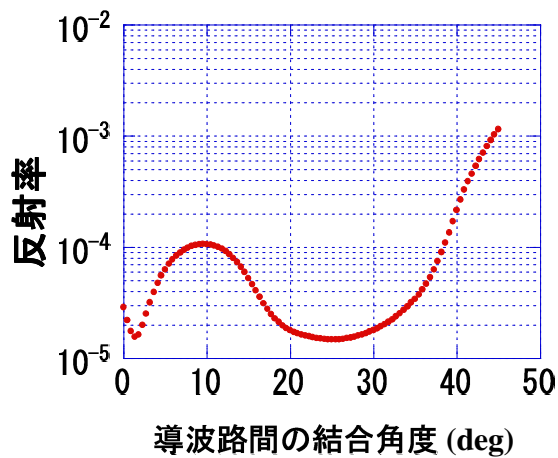


図 6.2.9 導波路間の結合角度と反射率の関係

6.3 全光信号処理集積デバイスの作製指針

今まで述べてきた点を踏まえ、本研究で全光信号処理集積デバイスの一つとして提案した光論理ゲート素子の作製指針について述べる。

既に第4章で QD-SOA を作製し、超高速動作が可能であり、良好な特性が得られていることについて述べており、第5章では新たに確立した ICP-QDI を用いて同一ウェハ内のある領域のみバンドギャップを変化させ、モノリシック集積可能であることを実験的に示した。前節で述べた QDI 集積化プロセスにおける課題についてもほぼ解決することが出来たと考えている。モノリシック集積化プロセスのフローに従ってデバイスを作製することによって、本研究で提案したシンプルな構造である光論理ゲート素子を実現することが可能であると期待される。良好な論理動作特性を示すための課題としては次のような点が想定される。QD-SOA の発熱による特性劣化と長素子長化による非線形性の向上、損失の低減、そして歩留まりの向上という点である。既に述べたように、発熱については放熱性を高めるように up side down マウント構造や、あるいは熱によるキャリアークを抑えるための電子ブロッキング層の導入などにより特性向上が見込めるはずである。また、SOA の長素子長化や、損失の低減、あるいは歩留まりの向上については作製プロセスの精度を改善することで見込み、高精度な作製装置などを利用することで、良好な特性の光論理ゲート素子を作製することが可能であると期待される。また、本研究で行った ICP-QDI プロセスによるモノリシック集積化技術は、その領域がエッチングされてしまうという点が一番の難点である。今後、その他のモノリシック集積光信号処理デバイスを作製するに当たって、その点が問題になる可能性もあるため、エッチングされないような QDI プロセスを考案する必要があると思われる。

6.4 光論理ゲート素子の集積による光信号処理デバイスへの展望

この節では光論理ゲート素子をさらに集積させ、光信号処理を行う機能素子への展望について一例をあげて検討する。

本論文で提案した光論理ゲート素子の AND、XNOR 論理動作を用いた光パケットのルーティング処理について検討した。図 6.4.1 にその処理構成を示したブロック図を示す。ここでは、4 bit のヘッダとペイロードからなる光パケットをルーティングテーブルにあるデータと比較演算し、マッチングした経路先に光パケットを切り替えるというような処理について検討した。

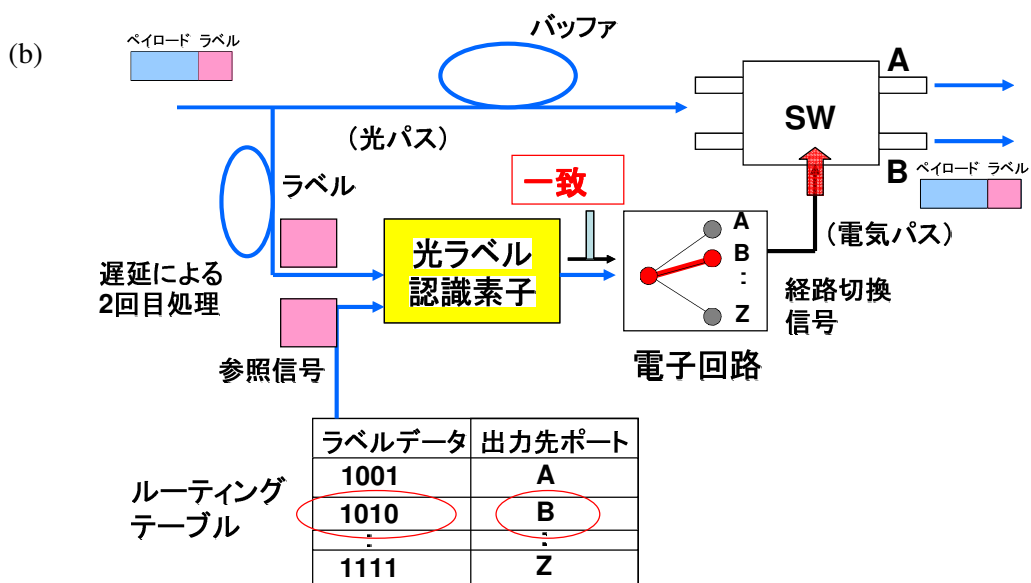
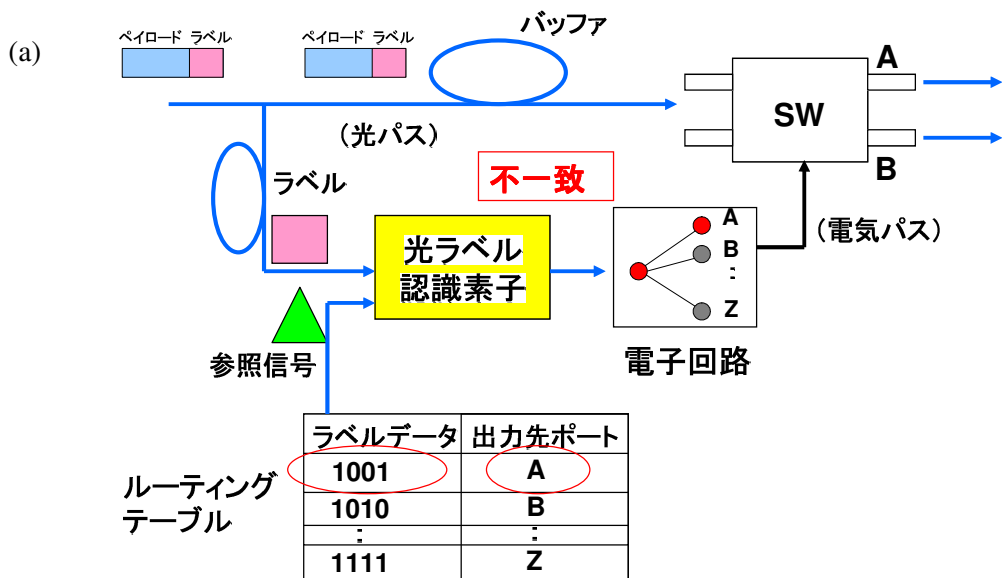


図 6.4.1 光論理ゲート素子を用いた光パケットのルーティング処理デバイス構成の一例：(a)ラベルデータが不一致の場合、(b)ラベルデータが一致した場合

図 6.4.1 の構成としては、光論理ゲート素子で構成された光ラベル認識素子と、 $N \times N$

の光スイッチ素子、光パケットを経路切り替えするまでの時間でデータ保持するための光ファイバのバッファ（遅延線）、光パケットのラベルとペイロードを分離するフィルタ（波長フィルタやインターリーバ、またはスイッチ）、そして光ラベル・ヘッダ信号のバッファから構成される。経路切り替え情報は電氣的に保持されているとし、光ラベル認識素子へ光ラベルが入力されるタイミングと同期させて経路切り替え情報のデータも光参照信号として入力させる。光参照信号と光ラベル信号のデータが一致した場合は光ラベル認識素子から光信号が出力される。光スイッチは $N \times N$ のスイッチで電流注入により数 ns でスイッチング可能な素子をここでは想定した。電流注入によるスイッチング素子であるため、光ラベル認識素子からの出力光は受光素子により電気信号に変換され、それにより光スイッチをスイッチング制御させるとした。数 10 ns 程度の光パケット長のデータに対して、光バッファでデータを保持している間に光ラベル認識素子において経路情報の検索処理を行う。ルーティングテーブルに保持されている 4 bit の 16 データを数 10 ns の光パケット保持時間内において順次比較演算、検索処理を行い、光ラベルの遅延線でラベル・ヘッダ長の時間で反復処理するようにさせる。図 6.4.1(a)のように光ラベルと経路情報の参照信号が不一致の場合、光ラベル認識素子からは出力光はないが、(b)のように一致した場合、光ラベル認識素子から出力光が出力される。

図 6.4.2 に光論理ゲート素子により構成される光ラベル認識素子を示した。OBF (optical band-pass filter) は二重リング共振器フィルタであり、既に述べたように QD-SOA と二重リング共振器の OBF による光論理ゲート素子を直列と並列に複数並べた構成となっている。左側から入力された信号は 4 分岐され、1 bit 遅延線を複数使用することにより、4 bit の光ラベルの時間波形を空間的に並列にする（シリアル・パラレル変換）。すなわち、1~4 bit 目の信号をそれぞれ左側の 4 つ並列になっている光論理ゲート素子に入力させる。そこで、1 及び 2 bit 目の信号と、3 及び 4 bit 目の信号の XNOR 論理を取った出力信号をそれぞれ真ん中の 2 段になっている光論理ゲート素子に入力させ、そこでそれぞれ AND 論理を取る。同様にそれぞれの出力信号を右側の光論理ゲート素子に入力させ、再度 AND 論理を取ることでトーナメント的に最終的に全ての bit において光ラベルの信号とルーティング情報からの参照信号が一致したかどうかを判定する。

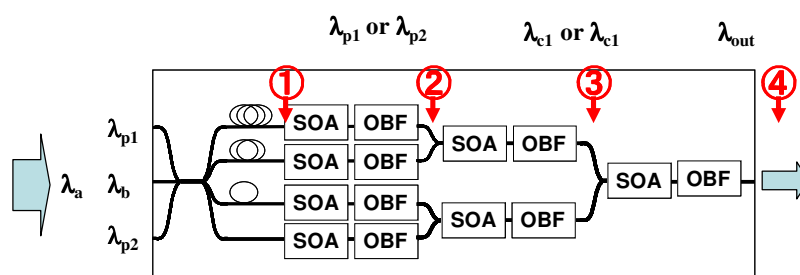


図 6.4.2 光論理ゲート素子を用いた光ラベル認識素子の構成

図 6.4.3 に、図 6.4.2 に示した光ラベル認識素子の各動作点における模式的な信号波形を示した。①の点は 4 bit のラベルのうち、3 及び 4 bit 目の光論理ゲート素子への入力信号であり、②の点は左側の光論理ゲート素子の XNOR 論理動作後の出力信号である。そして、③の点は②における XNOR 論理動作後の信号が入力された光論理ゲート素子で AND ゲートを通じた信号波形である。

第 2 章で光論理ゲート素子の動作原理について述べたように、この光ラベル認識素子の 2 段目、3 段目の光論理ゲート素子では AND 論理動作をさせているため、Probe 光の入力はないが、1 段目の光論理ゲート素子では、XNOR 論理動作を行っているため、Probe 光を入力して動作を行っている。図 6.4.4 に各光論理ゲート素子における波長関係を示した。最初の段における光論理ゲート素子では、奇数ビットと偶数ビットで Probe 光波長を変えて入力させるようにし、それぞれ、 λ_{p1} 及び λ_{p2} の Probe 光波長とする。図 6.4.4 の波長関係を示した図においては 2 つの Probe 光波長が描かれているが、どちらか一方のみである点に注意が必要である。また、図 6.4.4 において、光ラベルの入力光波長を λ_a 、参照光信号の光波長を λ_b とする。図 6.4.4 に示した波長間隔を満たすように波長を設定し、二重リング共振器フィルタの透過波長もそれぞれ入力する Probe 光波長と同じにする。二段目の AND ゲート動作後は FWM により、 λ_{c1} 及び λ_{c2} の波長の光が出力するが、光ラベルの 4 bit のうち、前 2 bit、後 2 bit を処理する 2 段目の 2 つの AND ゲートでそれぞれフィルタの透過波長を変え、前 2 bit 処理では λ_{c1} を透過波長とし、後 2 bit では λ_{c2} を透過波長に設定する。3 段目の光論理ゲート素子には λ_{c1} と λ_{c2} の 2 つの波長の信号が入力し、 λ_{out} の波長の信号が最終的に出力されることになる。

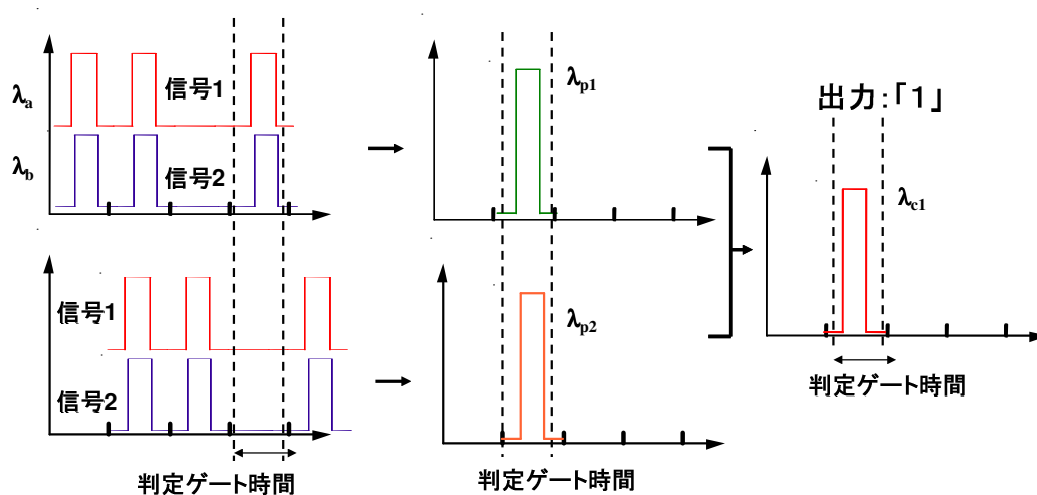


図 6.4.3 光ラベル認識素子内の各点における信号の状態：①初段の光論理ゲート素子に入力する信号波形、②その出力信号波形、そして③ 2 段目の光論理ゲート素子から出力される光信号波形。

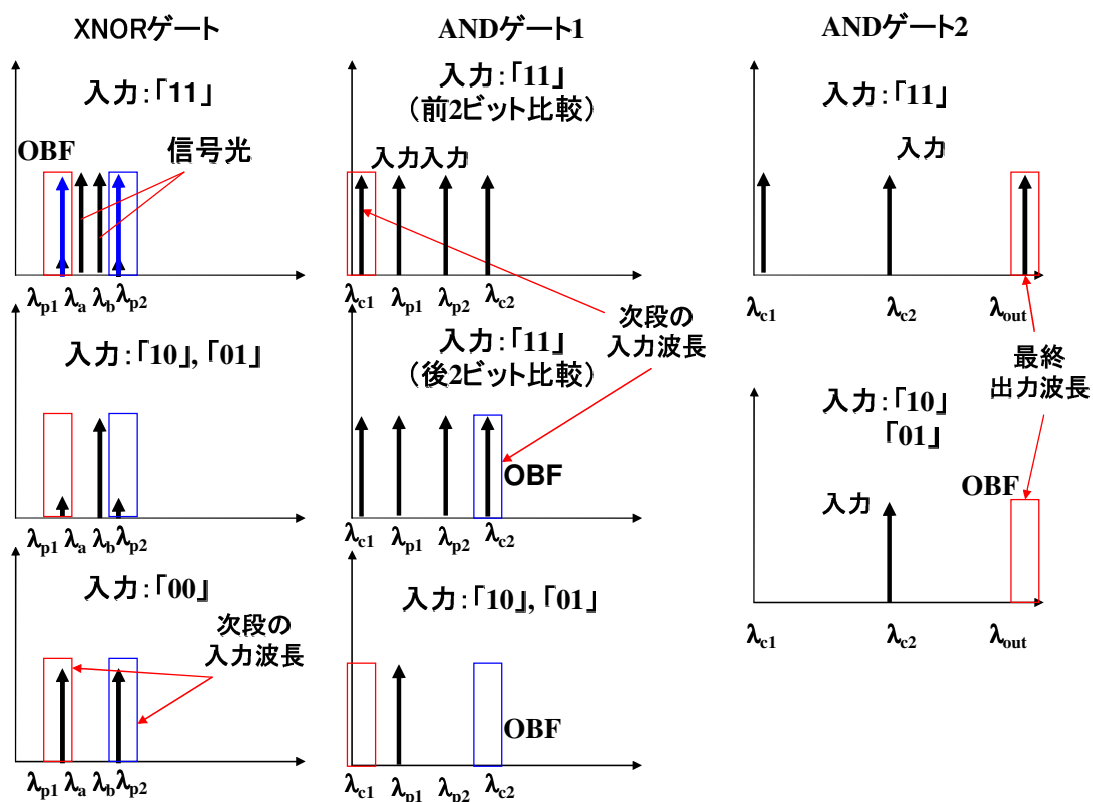


図 6.4.4 各光論理ゲート素子における波長関係：XNOR ゲート（初段）、AND ゲート 1（2 段目）、そして AND ゲート 2（3 段目）

上述したような構成にすることによって、4 bit の光ラベルの bit 比較演算、経路検索が可能であることを示した。このように光ラベル認識素子の一例を示したが、いくつかの問題点も考えられる。光ラベル認識素子へ入力される信号光の強度レベルや、光ラベル認識素子内の各段の光論理ゲート素子への入力光強度レベルをうまく調整する必要がある点や、光ラベル信号とルーティングテーブルからの参照光信号のタイミング同期、光ラベルを遅延させ、複数回の比較演算処理などが上げられる。本論文ではこの点までは述べず、今後の課題であると考えている。

6.4 第 6 章まとめ

本章では、全光信号処理集積デバイスや光論理ゲート素子実現に向けた QD-SOA とリ

ング共振器フィルタのモノリシック集積化に関して述べた。前章までで明らかにし、実証してきた技術を光論理ゲート素子へ応用し、その際の課題についてもまとめ、全光信号処理集積デバイスの作製指針を示した。また、本論文で提案した光論理ゲート素子を用いた全光信号処理集積デバイスの一例として、光パケットのラベル認識・経路切り替えについても示した。

第7章 結論

7.1 本論文のまとめと今後の課題

本論文では、光ネットワークにおける超高速な光ラベル識別用光信号処理集積素子として、コンパクトで高速動作が可能な光論理ゲート素子である、SOA とリング共振器を InP 基板上にモノリシック集積し、SOA の相互利得変調 (XGM : Cross Gain Modulation)、四光波混合 (FWM : Four Wave mixing) とリング共振器のフィルタ特性を利用した光論理ゲート (XNOR、AND、NOT、NOR 等) 素子を新たに提案した。リング共振器と SOA を集積させた光論理ゲート素子において、歪補償技術を用いて InP(311)B 基板上に成長させた多重積層 QD 構造を SOA として用いることにより 160 Gb/s での超高速動作が可能であることを数値解析により明らかにし、その有用性を実証的に示した。また、上記の多重積層 QD-SOA が 1550 nm 帯において高利得で、超高速動作可能であることを実証した。QD-SOA のその高速動作性やその他の利点については、GaAs 基板上に成長した 1300 nm 帯で動作する QD-SOA により既に数多く報告されているが、InP 系による 1550 nm 帯で動作する QD-SOA の報告例は非常に少ない。InP 系では QD の成長は難しく、量子細線的な構造の量子ダッシュ (QDash : Quantum Dash) 構造になってしまうことがその要因であるが、本論文で示すような InP(311)B 基板を用いることにより、1550 nm 帯で動作する QD-SOA を作製・実証し、その超高速動作性について明らかにしたことは学術的な観点から重要と考えられる。また、量子井戸でパッシブ素子の集積化に極めて有用な技術であるインターミキシングを 1550 nm 帯 QD 構造に応用する報告例も非常に少なく、そのメカニズムや考察なども不十分である。この QDI 技術を確立し、リング共振器型フィルタを実際に作製して集積化に有用であることを示し、上述した研究が全光信号処理デバイス実現に資することを明らかにした。以下に、各章の内容を章毎に要約する。

第1章では、全光信号処理に関する報告例を示し、光信号処理技術に関しての研究開発現状について説明した。そして、その中で本論文で新たに提案する光論理ゲート素子の位置づけとその目的について明らかにした。また、本論文の構成と第2章以降の内容の概要についても述べた。

第2章では、全光ネットワークのノードでのラベル判定などの超高速全光信号処理を可能とする光デバイスとして、SOA と二重リング共振器フィルタをモノリシック集積した構造の光論理ゲート素子を提案した。第2章では特に SOA に注目し、より正確なキャリア分布を考慮したレート方程式を用いた伝達行列法を用い、より正確な利得スペクトルを反映できるようにすることで理論解析を行い、Bulk-SOA で設計や外部注入光であるアシスト光による効果により、25 ps 程度まで利得回復時間を短縮出来ることを明らかにした。そし

て SOA の活性層に QD 構造を採用し、注入電流密度を 15 kA/cm^2 程度にすることで利得回復時間を $\sim 7 \text{ ps}$ まで短縮可能であることを示し、提案した光論理ゲート素子において 160 Gb/s 程度の超高速動作をさせるためには QD-SOA を用いる必要があることを明らかにした。

第 3 章では光論理ゲート素子の出力光の特性を解析するために、QD-SOA からの出力光を FFT により変換した結果とリング共振器フィルタの伝達特性を演算させることにより光論理ゲート素子の出力が計算出来るようにプログラムを構築した。そして、光論理ゲート素子を構成する QD-SOA と二重リング共振器フィルタについて、大きな XGM と FWM 強度が必要であるという点と、広い透過帯域幅、平坦性、そして比較的高い透過コントラストが必要であるという点からデバイスの設計指針を示し、 160 Gb/s の信号速度に対しても十分論理ゲート動作が可能であるフィルタ特性が得られることを明らかにした。光論理ゲート素子の出力光に関して、消光比 16.7 dB 、アイ開口率 98.0% の良好な出力光アイパターンの波形が得られることを示し、明らかにした設計指針により超高速で良好な論理動作が期待されることを示した。

第 4 章では、InP(311)B 基板上に 20 層積層した QD ウェハを実際に用いて QD-SOA を作製し、 1550 nm 帯での動作や高い利得を有することを実証した。そして、未だ報告例がなく、学術的に重要であると考えられる InP(311)B 基板上の多重積層 QD-SOA におけるキャリア遷移時間を評価し、 400 Gb/s 程度の RZ 信号においても動作が期待されることを示した。また、InP(311)B 基板を用いて作製した QD-SOA の利得特性からピエゾ効果による影響を考察し、実験的にピエゾ効果が存在していることを確かめ、歪補償技術によりピエゾ電界を抑制していることについても明らかにした。

第 5 章では、パッシブ素子であるリング共振器フィルタを QD-SOA と同一基板上に集積させる技術について述べた。特に量子井戸でよく使用される集積化技術であるインターミキシングを報告例の少ない QD 構造に適用し、QDI 技術を確立させ、約 150 nm の PL ピーク波長のシフトを達成した。本論文で採用したインターミキシングの方法は、ICP-RIE 装置による Ar プラズマの照射によるダメージングと Rapid thermal annealing による QD 組成混晶化により実現するため、非常に簡易的で低コストあり、一般的な装置で作製可能であることも大きな特徴の一つである。そして、QDI を用いて実際にリング共振器フィルタを作製し、約 9 dB のコントラストを有する波長フィルタを実現し、この技術の有用性を明らかにした。

第 6 章では、全光信号処理デバイスや光論理ゲート素子実現に向けた QD-SOA とリング共振器フィルタの集積化に関して述べた。また、本論文で述べた光論理ゲート素子のような光集積デバイスを作製するための課題と展望などをまとめた。

以上、本研究は InP(311)B 基板を使用した多重積層 QD-SOA を作製し、1550 nm 帯で、かつ高速動作可能であることを実証した。また、リング共振器フィルタのようなパッシブデバイスをモノリシック集積化させるための QDI 技術を確立・実証し、これらの研究が全光信号処理デバイス実現に資することを明らかにした。

謝辞

本博士論文の執筆にあたり、長期に渡り多大なご指導を頂き、そして研究室生活をする上で様々な面でサポートして頂きました早稲田大学理工学術院基幹理工学研究科電子光システム専攻の宇高勝之教授に深く感謝申し上げます。宇高教授の研究室で研究を行えたことは私にとって何よりの経験であり、誇りと思っています。また本論文に関して有益なご助言を頂いた早稲田大学理工学術院先進理工学研究科電気・情報生命専攻の加藤勇教授、応用物理学専攻の竹内淳教授、そして応用物理学専攻の中島啓幾教授に深く感謝致します。

貴重な量子ドット成長基板を作製して頂き、様々なご助言を頂いた（独）情報通信研究機構の赤羽浩一主任研究員に深く感謝申し上げます。本研究は赤羽主任研究員がいなければ出来なかったものであり、本研究結果やそれに伴う議論を通じて赤羽主任研究員ご自身の研究にも貢献出来ていれば幸いです。

そして、研究の詳細な問題点から研究計画まで、広範にわたってご助言いただいた早稲田大学グリーンコンピューティングシステム研究機構長の松島裕一教授、量子ドットデバイスの黎明期を支えられた研究者であり、量子ドットデバイスの研究についてご意見を頂きました（独）産業技術総合研究所名誉リサーチャー（早稲田大学大学院客員教授）の石川浩博士にも感謝申し上げます。

また、半導体ナノ加工装置をはじめとして研究に欠かせない装置を利用させて頂いた事に加え、様々な助言を頂いたマイクロテクノロジーラボの志村行男氏、平井修氏に感謝申し上げます。

そして、本研究は（独）情報通信研究機構のフォトニックデバイスラボの装置も一部利用させて頂いた成果であり、鈴木与志雄氏、仲内仁氏にも感謝致します。

同じ研究グループの共同研究者として協力してくれた、松下明日香さん、武井勇樹君には大変感謝しています。この博士論文は二人の協力により格段に進捗することが出来ました。特に武井君には連日、朝早くから夜遅くまで一緒に頑張って研究を進めてもらい、感謝しています。本当にどうもありがとうございました。また、紙面の都合上、全員の名前を載せるわけにいかず申し訳ありませんが、研究室OB、現役学生の皆さんにも本研究を進めるにあたって様々な点で支えられてきました。この場を借りて感謝したいと思います。

そして、博士課程での研究生生活を快く了解してくれた上で私と結婚し、日頃より生活を支えてくれた妻の郁恵にも本当に感謝しています。いつも本当にどうもありがとう。

最後にいつも陰ながら私のことを見守り支え、博士課程修了の前に意識不明のまま病に臥してしまった最愛の母と、仕事をしながらずっと看病し続けている尊敬する父に深く感謝し、本博士論文の謝辞とします。

研究業績一覧

学術論文

- [1]. A. Matsumoto, A. Matsushita, Y. Takei, K. Akahane, Y. Matsushima, H. Ishikawa, and K. Utaka, “Intermixing of InP-Based Quantum Dots and Application to Micro-Ring-Resonator Wavelength-Selective Filter for Photonic Integrated Devices,” *Applied Physics Express*, vol. 7, pp. 092801-1 – 092801-3, 2014.

- [2]. A. Matsumoto, K. Kuwata, A. Matsushita, K. Akahane, and K. Utaka, “Numerical Analysis of Ultra-Fast Performances of All-Optical Logic-Gate Devices Integrated with InAs QD-SOA and Ring Resonators,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.49, no.1 & 2, pp. 51-58, 2013.

- [3]. A. Matsumoto, K. Nishimura, K. Utaka, and M. Usami, “Operational Design on High-Speed Semiconductor Optical Amplifier With Assist Light for Application to Wavelength Converters Using Cross-Phase Modulation”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.42, no.3, pp.313-323, 2006.

国際会議

- [4]. A. Matsumoto, Y. Takei, K. Akahane, Y. Matsushima, H. Ishikawa, and K. Utaka, “Femto-Second Optical Pulse Response of 1550nm-Band QD-SOA for Ultra-Fast All-Optical Logic Gate Devices”, *Proceeding of 4th International Symposium on Photonics and Electronics Convergence*, P-46, 2014.

- [5]. K. Utaka, Y. Shimada, Y. Fujiwara, A. Matsumoto, Y. Matsushima, and H. Ishikawa, “Design and Fabrication of Silicon Cross-waveguide Reflection-type Optical Switch”, *Proceeding of 4th International Symposium on Photonics and Electronics Convergence*, E-2, 2014.

- [6]. Y. Takei, T. Ozaki, A. Matsumoto, K. Akahane, Y. Matsushima, H. Ishikawa, and K. Utaka, “Highly-Stacked Quantum Dot Intermixed Waveguide for All-Optical Logic Gate Devices”, *Proceeding of 4th International Symposium on Photonics and Electronics Convergence*, P-45, 2014.

- [7]. A. Matsumoto, Y. Takei, A. Matsushita, K. Akahane, Y. Matsushima, and K. Utaka, “Experimental and Calculated Gain Characteristics of 1550nm-Band QD-SOA Grown on InP(311)B Substrate for Ultra-Fast All-Optical Logic Gate Devices”, Proceeding of the OptoElectronics and Communications Conference and Australian Conference on Optical Fibre Technology (OECC/ACOFT 2014), WE9D, 2014.
- [8]. A. Matsumoto, Y. Takei, A. Matsushita, K. Akahane, Y. Matsushima, and K. Utaka, “Gain Characteristics and Femto-Second Optical Pulse Response of 1550nm-Band QD-SOA for Ultra-Fast All-Optical Logic Gate Devices”, Proceeding of International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM) 2014, Th-B2-4, 2014.
- [9]. Y. Takei, A. Matsumoto, A. Matsushita, K. Akahane, Y. Matsushima, and K. Utaka, “Micro-Ring-Resonator Wavelength-Selective Filter using Highly-Stacked Quantum Dot Intermixed Waveguide”, Proceeding of International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM) 2014, Mo-B2-4, 2014.
- [10]. A. Matsumoto, Y. Takei, A. Matsushita, K. Akahane, Y. Matsushima, and K. Utaka, “Fundamental Characteristics of 1550nm-Band 20-Layer-Stacked QD-SOA Grown on InP(311)B Substrate for All-Optical Logic Gate Device”, Proceeding of The 18th Microoptics Conference (MOC) 2013, H18, 2013.
- [11]. Y. Takei, A. Matsumoto, A. Matsushita, K. Akahane, Y. Matsushima, and K. Utaka, “Polymer Wavelength-Selective Filter Using High-mesa Structure Directly-Coupled Double Micro-Ring Resonators”, Proceeding of The 18th Microoptics Conference (MOC) 2013, H10, 2013.
- [12]. A. Matsushita, A. Matsumoto, K. Akahane, Y. Matsushima, and K. Utaka, “Intermixing of Highly-Stacked InAs/InGaAlAs Quantum Dots Grown on InP (311)B Substrate by SiO₂ Sputtering and Annealing Technique”, Proceeding of International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM) 2013, TuD4-5, 2013.
- [13]. A. Matsushita, K. Kuwata, A. Matsumoto and K. Utaka, “Wavelength Selective Filter Using High-mesa Structure Polymer Micro-Ring Resonators”, Proceeding of The 17th OptoElectronics and Communications Conference (OECC2012), 4E3-2, 2012.

- [14]. A. Matsumoto, K. Kuwata, K. Akahane and K. Utaka, “Proposal and Numerical Analysis of Ultra-fast Optical Logic Devices with Integrated InAs QD-SOA and Ring Resonators”, Proceeding of International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM) 2011, pp.414-417, 2011.
- [15]. A. Matsumoto, K. Utaka, T. Asai, M. Ozaki, and T. Minagawa, “Analysis on dynamic behavior of Michelson Interferometer-type wavelength converter with multi-mode interference coupler (MIWC-MMIC)”, Proceeding of 9th OptoElectronics Communication Conference / 3rd International Conference on Optical Internet (OECC/COIN2004), 16E2-1, 2004.
- [16]. T. Yazaki, R. Inohara, K. Nishimura, M. Usami, A. Matsumoto, and K. Utaka, “Spectral chirping suppressed wavelength conversion at 10 Gb/s using cross gain modulation in semiconductor optical amplifier with injection of counter-propagating assist light”, Proceeding of IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference (ISLC2004), pp. 101-102, 2004.
- [17]. A. Matsumoto, K. Nishimura, K. Utaka, and M. Usami, “Simulation of Fast-Recovery Cross-Modulation Characteristics in Semiconductor Optical Amplifier with Assist Light”, Proceeding of 8th OptoElectronics Communication Conference (OECC), 16F4-3, 2003.
- [18]. K. Yoshioka, K. Uchida, A. Matsumoto, K. Miyazaki, and K. Utaka, “Fabrication of Michelson Interferometer-type Wavelength Converter Integrated with Multi-Mode Interference Coupler (MIWC-MMIC)”, Proceeding of IEEE 18th International Semiconductor Laser Conference (ISLC2002), WA6, 2002.

国際ワークショップ

- [19]. A. Matsushita, A. Matsumoto, K. Kuwata, K. Akahane, and K. Utaka, “Numerical Analysis on the Optimized Structures of Highly-Stacked QD-SOA for Ultra-Fast Optical Logic Gate Devices”, Proc. of 6th International workshop on OPS & OCDMA (IWOO2011), Okinawa, P-9, 2011.

国内会議・国内研究会

- [20]. 【招待講演】松本 敦、宇高 勝之、「1550 nm 帯量子ドット半導体光増幅器の高速応答特性」、第6回超高速フォトニクスシンポジウム、pp.23-27, 2014.
- [21]. 松本 敦、武井 勇樹、赤羽 浩一、石川 浩、松島 裕一、宇高 勝之、「超高速全光論理ゲート素子に向けた InP(311)B 基板に成長させた 1550 nm 帯 QD-SOA の利得特性とピエゾ効果の検討」、電子情報通信学会光通信システム研究会、信学技報、pp. 87-91、2014.
- [22]. 武井 勇樹、松本 敦、松下 明日香、赤羽 浩一、松島 裕一、石川 浩、宇高 勝之、「全光論理ゲート素子に向けた多重積層量子ドット SOA 及び組成拡散導波路の集積化の検討」、電子情報通信学会レーザ・量子エレクトロニクス研究会、信学技報、pp. 35-38、2014.
- [23]. 松本 敦、武井 勇樹、松下 明日香、赤羽 浩一、松島 裕一、宇高 勝之、「1550nm 帯多層積層 QD-SOA のフェムト秒パルス応答特性」、第 61 回応用物理学関係連合講演会（春季）、18a-F9-8, 2014.
- [24]. 武井 勇樹、松下 明日香、松本 敦、赤羽 浩一、松島 裕一、宇高 勝之、「多重積層量子ドット組成拡散導波路を用いたリング共振器型波長選択フィルタ」、第 61 回応用物理学関係連合講演会（春季）、17p-PA2-11, 2014.
- [25]. 松下 明日香、松本 敦、武井 勇樹、赤羽 浩一、松島 裕一、宇高 勝之、「SOA との集積化に向けた InAs/InAlGaAs 多重積層量子ドットの ICP-RIE エッチング法組成混合による低損失化の検討」、第 61 回応用物理学関係連合講演会（春季）、17p-PA2-12, 2014.
- [26]. 松本 敦、松下 明日香、武井 勇樹、赤羽 浩一、松島 裕一、宇高 勝之、「全光論理ゲート素子に向けた InP(311)B 基板を用いた 1550 nm 帯 20 層積層 QD-SOA の特性評価」、電子情報通信学会レーザ・量子エレクトロニクス研究会、信学技報、pp. 47-51、2013.
- [27]. 松本 敦、武井 勇樹、松下 明日香、赤羽 浩一、松島 裕一、宇高 勝之、「全光論理ゲート素子に向けた InP(311)B 基板を用いた 1550 nm 帯 20 層積層 QD-SOA の基本特性」、電子情報通信学会ソサイエティ大会、C-4-21、2013 年.

- [28]. 武井 勇樹, 松本 敦, 松下 明日香, 赤羽 浩一, 松島 裕一, 宇高 勝之、「ハイメサ構造 2 重リング一体化ポリマーリング共振器型波長選択フィルタ」、電子情報通信学会ソサイエティ大会、C-3-85、2013 年.
- [29]. 松本 敦, 松下 明日香, 赤羽 浩一, 松島 裕一, 宇高 勝之、「超高速全光論理ゲート素子に向けた多重積層 QD-SOA の基礎特性」、第 60 回応用物理学関係連合講演会 (春季)、29p-B3-5、2013 年.
- [30]. 松本 敦, 松下 明日香, 桑田 圭一郎, 赤羽 浩一, 宇高 勝之、「超高速 (160Gb/s) 光論理ゲート素子のためのトンネル注入電流構造多重積層 QD-SOA の数値解析による検討」、第 59 回応用物理学関係連合講演会 (春季)、17p-F4-11、2012.
- [31]. 桑田 圭一郎, 松本 敦, 松下 明日香, 宇高 勝之、「ポリマーを用いたリング共振器型波長選択フィルタに関する検討」、第 59 回応用物理学関係連合講演会 (春季)、16p-F4-15、2012.
- [32]. 松本 敦、「InAs 量子ドット半導体光増幅器とリング共振器を集積した超高速光論理ゲート素子の検討」、先端フォトニクスシンポジウム、p24、2011.
- [33]. 松下 明日香, 松本 敦, 桑田 圭一郎, 赤羽 浩一, 宇高 勝之、「超高速光論理ゲート素子のための多重積層量子ドット SOA の数値解析による構造最適化の検討」、第 72 回応用物理学学会学術講演会 (秋季)、31a-ZN-12、2011.
- [34]. 松本 敦, 桑田 圭一郎, 赤羽 浩一, 松下 明日香, 宇高 勝之、「InAs QD-SOA とリング共振器を集積した光論理ゲート素子の超高速 (160Gb/s) 論理動作の数値解析による検討」、電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会 信学技報、pp.47-51, 2011.
- [35]. 松本 敦, 桑田 圭一郎, 赤羽 浩一, 宇高 勝之、「リング共振器と SOA を集積した光論理ゲート素子の超高速 (160Gb/s) 論理動作の数値解析による検討」、第 58 回応用物理学関係連合講演会 (春季)、24a-KA-6、2011.
- [36]. 松本 敦, 桑田 圭一郎, 赤羽 浩一, 宇高 勝之、「集積 SOA とリング共振器による光論理ゲート素子の提案と数値解析による高速動作の検証」、第 71 回応用物理学学会学術講演会 (秋季)、14p-G-8、2010.

- [37]. 松本 敦, 宇高 勝之、西村 公佐、宇佐美正士、「半導体光増幅器のアシスト光による高速化と干渉計型波長変換素子の動作特性の解析」、電子情報通信学会フォトニックネットワーク研究会、信学技報、pp.17-21、2005.
- [38]. 松本 敦、宇高 勝之、西村 公佐、鈴木 達也、浅井 達也、宇佐見 正士、「半導体光増幅器における相互変調、利得回復時間の入射光波長特性」、第 51 回応用物理学関係連合講演会 (春季)、301-ZZ-10、2004.
- [39]. 松本 敦、宇高 勝之、西村 公佐、浅井 達也、宇佐見 正士、「半導体光増幅器における相互変調高速回復に対するアシスト光入射方向の影響」、電子情報通信学会ソサイエティ大会、C-4-51、2003.
- [40]. 松本 敦、西村 公佐、猪原 涼、宇高 勝之、宇佐見 正士、「半導体光増幅器の相互変調特性シミュレーション—デバイス長依存性—」、第 50 回応用物理学関係連合講演会 (春季)、29a-ZK-23、2003.