

平成 21 年度修士論文

導波路型光アイソレータを一体集積化した
半導体リングレーザ

Semiconductor Ring Laser
Monolithically Integrated with a Waveguide Optical Isolator

平成 22 年 2 月 9 日提出

指導教員 中野 義昭 教授

東京大学大学院工学系研究科
電気系工学専攻

86492 高橋元悟

概要

本研究は光集積回路分野における導波路型アイソレータを集積化した半導体リングレーザの作製を行ったものである。半導体リングレーザ（SRL:Semiconductor Ring Laser）とは光集積回路の中でも最近特に盛んに取り上げられているデバイスである。SRL は通常のレーザ構造に必要なミラーを持たない進行波型デバイスで、これにより劈開が不要となり集積化に適するので既存の半導体レーザを超える性能が可能になれば、生産性やコストにおいて大きな利点を持つ次世代のデバイスとなることが期待されている。現在の SRL のデバイス用途として盛んに研究されている分野としては、SRL の双安定性を利用した光メモリ応用と、波長フィルターの性能を利用した波長可変レーザが挙げられる。双安定性とは SRL の発振方向が時計回りと反時計回りのいずれかを選択する性質であるが、この性質は波長可変レーザなどで求められる単一方向発振としては不安定要素になってしまう。そこで、SRL に単一方向性の機能を集積することによって SRL が有する発振方向の不安定性を解決することを提案する。

(I) そこで注目したのが集積化に向けた導波路型アイソレータである。アイソレータとは、ある一方の光を通しつつ反対方向の光を遮断する一方性の機能を持つデバイスである。特に、アイソレータの集積化を目指したデバイスとして導波路型アイソレータが挙げられる。導波路型アイソレータの研究としては、1999 年の理論的な提案に始まり 2010 年現在までの間に複数の研究チームによる性能向上や設計の最適化が行われており、今後の大規模光集積に必須のデバイスとして注目を集めている。しかし、その最大のアドバンテージである集積化の実践においては唯一 TE モードアイソレータと DFB レーザの検証的な集積形態が報告されるに留まり、集積デバイスとしての本来の有用性が議論されていない現状である。このような背景から、本研究は SRL の単一方向発振という目的以外にも導波路型アイソレータの集積化の実現という目的も有している。

(II) 次に、本デバイスが単一方向発振を行うことを理論的に示すため SRL のモデルである Lamb 方程式にアイソレータの非相反損失を導入するという新しいモデルの提案を行った。デバイスの設計としては、まず結晶成長方向のパラメータを固定するために FDM の計算を非等方性媒質に拡張することによって非相反損失計算を行い、さらに SRL とアイソレータ間での反射・散乱を最適化するためのモード結合の計算を行った。次にデバイスの基板水平方向の設計として直線導波路近似を FDM に適用した曲げ導波路での光閉じ込めの計算、そして共振器内の光を取り出す光出力構造の計算を行った。

(III) デバイスの作製においては、SRL とアイソレータの p-clad 層に段差が生じてしまうので、このような特殊な 2 段構造作製のためのプロセスとして、ドライ・ウェットエッチングを両方用いる手法を確立し、段差付きの絶縁層形成としてポリイミドの部分アッシングを提案し、デバイス作製に成功した。

(IV) 作製デバイスの測定結果としては、SRL の IL 動作とは異なり、発振方向の反転動作を抑制し、また、単一方向発振動作を得ることが出来た。さらに、外磁場の反転によって SRL の発振方向が変化することから初歩的ではあるが外磁場によって発振方向が制御できるというまったく新しい機能のデバイス作製に成功したと言える

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
1.1 研究背景・光集積回路	1
1.2 導波路型アイソレータとは	2
1.3 半導体リングレーザーとは	4
1.4 本研究の目的と特徴	6
第 2 章 シミュレーションとデバイスの設計	9
2.1 2 モードの Lamb 方程式とレート方程式	10
2.2 非相反損失を導入した 2 モードの Lamb 方程式	14
2.3 有限差分法 (FDM:Finite Difference Method) による導波路解析	16
2.4 非相反損失シミュレーション	19
2.5 反射と結合効率の計算	21
2.6 曲げ導波路	24
2.7 2 次元ビーム伝播法	26
2.8 フォトマスク (レクチル) の設計と作製	26
第 3 章 デバイスの作製	29
3.1 MOVPE 結晶成長	29
3.2 デバイス用基板	29
3.3 半導体プロセス	32
第 4 章 デバイスの測定評価	41
4.1 Fabri-Perot レーザによる基礎特性の確認	41
4.2 半導体リングレーザーの測定評価	47
4.3 導波路型アイソレータを集積したリングレーザーの測定評価	48
第 5 章 まとめと今後の展望	51
付 録 A 線幅増大係数 (パラメータ)	53
付 録 B Lamb 方程式の規格化	57
付 録 C 等方性媒質の等価屈折率法	61
付 録 D 非等方性媒質の等価屈折率法	65
付 録 E Runge-Kutta 法の原理と MATLAB の ode 関数	73

付 録 F 損失の単位変換	75
付 録 G 半導体レーザーの IV 特性と評価	77
引用論文	79
本研究に関する発表	83
謝辞	85

第1章 序論

1.1 研究背景・光集積回路

ここ四半世紀の社会変遷を振り返ってみた時、やはり最も社会に影響を与えたのはインターネットや携帯電話などの爆発的な情報技術の普及であろう。そもそも 1980 年代では通信と言えば固定電話を指していたが、インターネットは 90 年代にサービスとして姿を現してから 2000 年には既に通信の主役へと代替わりした。インターネットの爆発的な発展に伴い、高速性、大容量性、長距離伝達性の 3 要素で伝送や電波の媒体を圧倒する光ファイバ通信が用いられるようになった。現在では基幹情報通信網だけでなく、アクセス網ともに光通信が導入されている。ネットワークのトラフィック量（伝送容量）の伸びは 1 年に 2 倍という驚くべき速さで増加しており、急速な情報化に伴って光ネットワークを構成するデバイスには性能向上や安定性、生産性が求められている。

光通信の発展を支えてきた光エレクトロニクスのおおまかな歴史として将来の光通信への貢献が期待される光集積回路にスポットを当ててみたい。出発点として挙げられるのは 1962 年の半導体レーザの誕生であろう。続く 1970 年の半導体レーザの室温連続発振と低損失光ファイバの実現は光通信技術への大きな一歩となった。特に光集積回路の基礎概念ともなった導波路型の光回路形態の発想は、米国ベル研究所の S.E.Miller が 1969 年に提唱した集積光学（Integrated Optics）に端を発する [1]。同時期には光電子 IC(OEIC) の提案もなされ、さらには 70 年代後半の OEIC の実現、80 年代半ばの PIC(Photonic Integrated Circuit) の実現など、光エレクトロニクスの集積化の流れが生まれた。その概念の提唱から今日に至るまでに、数多くの集積型光デバイスの開発が行われている。中でも特に世の中に普及したデバイスとして、変調器一体型レーザ [2] や集積光学の最高傑作と言われるアレー導波路回折格子 (AWG: Arrayed-Waveguide Grating) などが有名である。最近の光集積回路分野で特に注目を集めたのは北米ベンチャーの Infinera 社による 1.6Tbit/s 送信機が挙げられるだろう。同社は他にも AWG を内蔵する 10Gbit/s×10 波長の InP 系の光送信チップと光受信チップの開発に成功する [3](図 1.1) など、InP 系 PIC の研究開発分野に大きなインパクトを与えた。

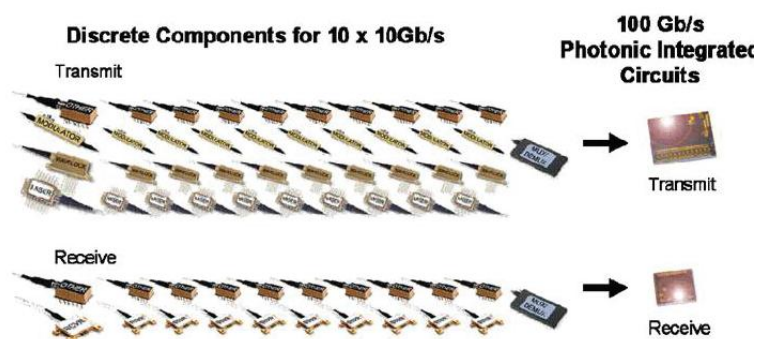


図 1.1: 北米ベンチャーの Infinera 社による 100Gb/s 波長多重トランスミッタ

このように確実に進化を遂げている光集積回路ではあるが、その集積化メリットとして小型化、低コスト化、光信頼性の 3 つが挙げられる。小型化や低コスト化はエレクトロニクスと共通するところであるが、

光集積回路においては3つ目の高信頼性に関わる光接続の問題が特に重要となる。これは光素子と外部との接続点数を減少させることによって得られるコストの優位性で、光素子間の光接続において、数 μm 以下、サブ μm の空間的な位置精度が要求される問題に起因しており、例えば半導体レーザなどでは、共振器出力端面の光射出部位に対して光ファイバのコアを $1\mu\text{m}$ 程度に位置合わせし、固定しなければならない。この空間的に精密な位置調整と固定に伴う光接続には長時間の調整、製造工数を必要とし、光デバイスの製造コストのかかなりの部分を占めるため、光集積によって光素子間の接続をリソグラフィとプロセスによって減少させることができれば、光デバイスの低コスト化に寄与でき、さらには高信頼化にも極めて大きな効果を与えることが出来るものである。

これまで光デバイスの集積化には複数のアプローチが取り組まれてきた。まずデバイスの集積手法としての分類としては個々の機能を持つ複数の光デバイスを作製してから集積する「ハイブリッド集積」と、同一基板上に集積する「モノリシック集積」である。それぞれに長所と短所があるのだが、前者には光結合のためのアライメント精度要求の問題があるため、光接続にはモノリシック集積が理想的だと言える。また、集積化の目的についても2つの分類ができる。1つ目は複数の光デバイスを結合集積した「アレー集積型」であり、もう1つはデバイス機能を集積することによって新しい機能を発現する「機能集積」である。

本研究は、光結合に適したモノリシック集積で、なおかつ機能集積によって新機能を有する光デバイスの作製に取り組んだものである。

1.2 導波路型アイソレータとは

光デバイスにおける重大な問題として光結合を取り上げたが、この光デバイス間の光学的な接続面では根本的に反射や散乱による光の干渉が生じてしまう。デバイスや機器間で発生した後進散乱はレーザや光増幅器と結合すると複合共振状態を形成してしまいデバイス動作に複雑な応答を発生させ、不安定性をもたらす。この問題を解決するのが光アイソレータと呼ばれるデバイスである。光アイソレータとは、ある一方向に進行している光のみを通し、反対方向からの光を遮断する機能を持つため、レーザや光増幅器に反射戻り光が結合することを防ぐことが可能になる。現在ではバルク結晶を用いたアイソレーション技術が確立しており製品として流通している。このようなアイソレータの動作原理は磁気光学 (MO: Magneto-optical) 効果による非相反性に基いている。既存の自由空間系バルクアイソレータは 60dB という強力なアイソレーション比を持つ一方、サブ μm オーダーの光結合アライメントが求められる問題がある。これは現在のレーザのパッケージコストを上昇するものであり、さらには、将来の大規模な On-Chip ネットワーク・大規模光集積回路における大きな障害となっており、Chip 上に集積したコンポーネント間に光アイソレータを配置し集積する技術が求められている。

このような要求から、チップスケールで集積可能なアイソレータの研究がここ数十年ほど集中的に行われ、様々な手法が提案されてきた。導波路型アイソレータの単体としてはアイソレーション比 30dB までの成果が報告されているが、これらの材料や設計はあくまでバルクと同じものが用いられている。すなわちレアアースフェリ磁性体・鉄・ガーネット ($\text{RE}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) で、具体的にはファラデー効果をもたらす磁気光学材料の YIG (Yttrium Iron Garnet) などである。これらの物質は光通信波長において透明で強力なファラデー回転を示すが、ガーネット系は半導体チップ製造との相性が悪く、III/V 族半導体基板との集積化は技術的に大変難しい。一方シリコンや GaAs などの一般的な半導体は磁気光学効果を持たないので、そのままではアイソレータ機能を持つことができない。そこで、集積可能なアイソレータとして導波路上に YIG 薄膜をダイレクトウェハボンディングする方法などが提案されているが、はりつけ技術は精密なアライメント技術を要求されるため、集積化のメリットである生産性に課題を持つ。

このようにガーネット系アイソレータは根本的に集積困難な問題を抱えていたのだが、1999 年での新しい局面として本研究室 [4] と、Zaets と Ando [5] らによる新しい非相反デバイスの集積化が提案された。こ

これは横カー効果を利用したものであり、既存の InP 系の半導体光増幅 (SOA) における Au 電極部分に横方向に磁化された MO 材料を加えることによって実現でき、TM モードのアクティブデバイスにいて非相反利得-損失をもたらす。さらに、強磁性体の CoFe 合金や NiFe などは III/V 族半導体の上に容易にスパッタ・蒸着することができるので、安価で耐性もあり、容易に通常の InP ベースのアクティブデバイスとモノリシック集積できる光アイソレータとして大いに注目された。

非相反損失による導波路型アイソレータの研究の流れとしては 2004 年に Ghent 大学のチームにより初めて TM モード [6] が作製され、さらに本研究室からは TE モードの導波路型アイソレータが初めて実証された [7] (図 1.2)。本研究室の TM モードアイソレータとしては 2005 年の報告がある [8] (図 1.2)。また、デバイス開発だけでなく伝播行列を利用したアイソレータの非相反損失の計算モデル [9] も提案されている。さらに 2006 年には MnAs を用いた TM モードアイソレータの非相反損失の向上 [10] が報告され、2007 年には層構造の最適化としては FeCo 系などで詳細な計算が行われている [11, 12]。このように導波路型アイソレータの研究・開発は複数の研究チームが取り組むテーマとして成長しつつある。

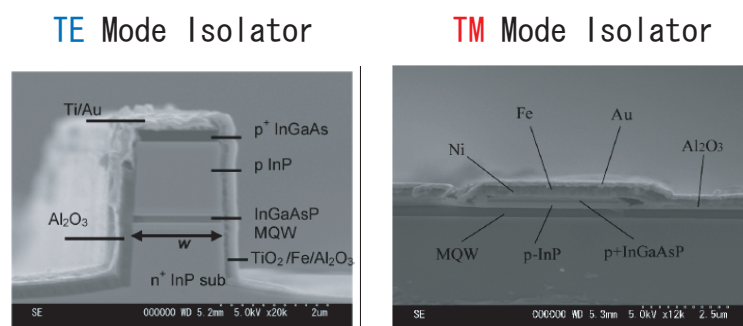


図 1.2: 非相反損失に基づく導波路型アイソレータの導波路プロファイル

しかし、最大のメリットであるアイソレータの集積化の実現としては、2007 年に本研究室から TE モードのアイソレータと分布帰還形レーザー (DFB-LD) の集積 [13] について原理検証的なデモンストレーションに留まり (図 1.3)、集積化に適していると謳いながらもその実践は未だに乏しい。現在の光通信においては、発光デバイスの構造により TE モードが主な偏波として用いられているせいか、特に TM モードアイソレータは未だに単体のデバイスしか作製されていない。しかし、TE モードアイソレータは、その導波路構造としてハイメサを要求するものであり、一方リッジや利得導波路でも作製できる TM モードは構造と言う観点で柔軟性がある。さらに、今後の光通信としては波長多重 (WDM: Wavelength-Division Multiplexing) に続くさらなる通信容量増大の方策として TE, TM モードの偏波を利用した偏波多重 PDM (Polarization-Division Multiplexing) が期待される [14] など、TM モードアイソレータが今以上に必要とされる可能性もあり、その集積化の実践に取り組むことは次世代の光通信デバイス開拓となるだろう。このような背景から本研究は TM モード導波路型アイソレータを集積することを目指した。

さらに、一般的なアイソレータの集積デザインとして考えられるのは、反射戻り光が発光デバイスに注入されるのを防ぐため LD の近傍にアイソレータを配置するような設計であるが、本研究ではこれまでにない新規の性質を持ったデバイスを作製する機能集積を目指し、アイソレータと発光デバイスのそれぞれの機能を一体化させた機能集積型デバイスの作製を図る。機能集積として注目したもう一つのデバイスとして半導体リングレーザーの説明を次節で行う。

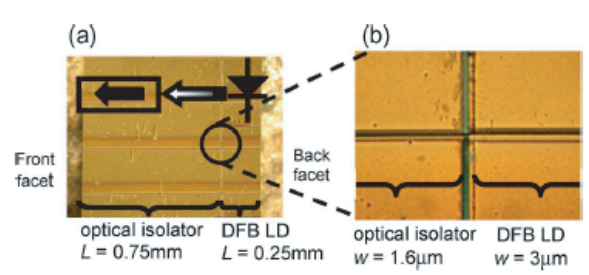


図 1.3: TE モードアイソレータとDFB レーザーのモノリシック集積

1.3 半導体リングレーザーとは

リングレーザーとは、Fabry-Perot 型のようなミラー反射による多重干渉機構をもたず、光が共振器内で周回するようなレーザのことを指す。リングレーザーの歴史としては、まず He-Ne などのガスレーザー [15, 16] や色素レーザー [17] などで研究が行われていた。リングレーザーの共振器内で 2 つの進行方向に分けられるモードのダイナミクスは、実験・理論ともに多くの興味を集め、リング特有の対称性から非線形の分岐現象などの理論的な議論が行われた。一方、ガスリングレーザーの応用展開としてジャイロスコープが開発されている [18]。

さて、最近特に注目を集めているのは半導体リングレーザー (SRL: Semiconductor Ring Laser) である。初めて SRL が開発されたのは 1980 年の Liao と Wang の成果であった [19]。当時の SRL 開発のモチベーションは、光フィードバック機構として劈開やグレーティングを必要とせず、そのためにモノリシック集積に適しているというメリットが中心で、共振器内の発振方向制御の可能性や進行波デバイスとしての特徴は知られていなかったようだが、現在ほどの注目は集まっていなかったようである。

1990 年代の SRL 開発動向に関してもまだ基礎的な印象があり、導波路プロファイルの検討としてリブ型 [20] やハイメサ型 [21]、リッジ型 [22] などの開発が報告されている。ハイメサによる強力な光閉じ込めが可能になったことで、円型 SRL の半径が数十 μm サイズまで小型化可能になり、小面積という利点も強調されるようになった。SRL の共振器構造はこの時期に多様性を増し、一般的な屈折率導波による円型共振器だけでなく利得導波による whisper-gallery 効果を利用した pillbox 構造 (図 1.4)[23] やレーストラック型 [24]、さらにエッチング端面形成技術を応用したミラー配置の三角型 [25] や四角型 (図 1.4)[26, 27]、マイクロ共振器などが提示されている [28]。さらには、出力カプラによる SRL の動作比較が行われたのもこの時期であった [29, 30]。90 年代は SRL 応用の礎を築いた時代だったと言えるだろう。

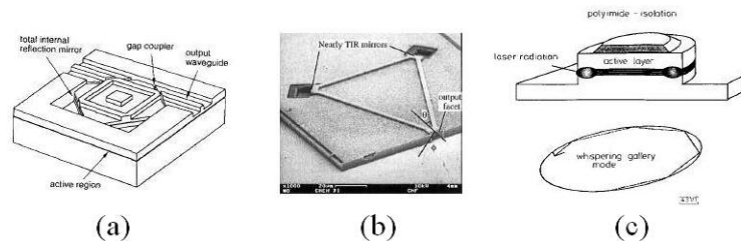


図 1.4: SRL 共振構造の多様性。(a) ミラー配置の四角型,(b) ミラー配置の三角型,(c) 利得導波型

そして 2000 年代以降の SRL 開発モチベーションは双安定性へと大きくシフトする。光通信では大量のデータ処理スピードを効率的なコストで行うことができる全光プロセッシングが求められているが、この

要求に答えるひとつの特性として双安定性が期待されている。双安定性とは、SRL の共振器内で光の進行方向が時計回り方向 (CW:clockwise) と反時計回り方向 (CCW:counterclockwise) の両方とも発振しうる特徴を指す。双安定性は比較的早い時期から認識されており、円型 SRL だけでなく、三角型 SRL などの共振器構造 [31]、シリコン共振器によるパッシブデバイスでも報告されていた [32]。双安定下では、SRL の発振方向は外部からの光入射によって制御することができ、これによって光信号制御を光だけで行える全光の機能がもたらされる [33, 34]。全光技術は、信号処理において電気信号への変換が不要であり、高速化や省電力性のメリットを持つため光技術の大きなテーマであった。

このように全光デバイスとして SRL の研究が行われるきっかけとなった成果としては 2004 年の Hill による光メモリの開発 [35] が挙げられるだろう。ハイメサ導波路の高い光閉じ込めによる小規模性・それによる省電力性、高速スイッチの特性が提示されたことにより、SRL 実用化へのモチベーションを向上させた。

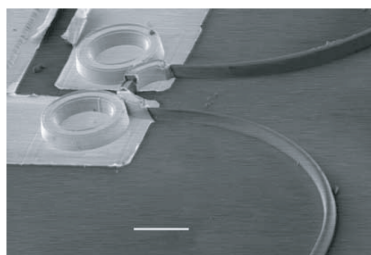


図 1.5: 光メモリとして作製された SRL

このように、現在の SRL では双安定性应用到に注目が集まっているが、モノリシック集積や作成方法の単純性、さらに進行波デバイスとしての波長フィルター性能の高さに注目して波長可変レーザーなどの応用も行われている [36]。ちなみに SRL のフィルター性能原理はリング共振器と共通するものであり、シリコンフォトニクスなどで注目を浴びたマイクロリング共振器による変調器 [37] やスイッチ [38, 39]、光スイッチ [40, 41]、などの基本原理である Critical Coupling [42, 43] に基づいている。話を戻すと、SRL 波長可変レーザーなどのデバイスは単一方向発振を前提とするので、上記の双安定性はむしろ不安定要因となってしまう。また、SRL が反射構造をもたない進行波デバイスであることを利用し、このような構造では副モードを抑圧・主モード励起による副モード抑圧比 (SMSR: Sub Mode Suppression Ratio) が増加するため、フィードバックや高強度ビームへの耐久性向上を目指した研究も行われており [44, 45, 46]、これらの応用分野にも SRL の可能性を広げるためには単一方向発振制御が求められる。

SRL の単一方向発振をモチベーションとした研究を紹介したい。[26](1991) では、四角型の共振器における単一方向発振を実現している。この場合は共振器外に CW, CCW 方向によって異なる長さの導波路を配置して、その光フィードバックで非対称性を生み出している。したがって劈開を必要とするため SRL の特性を活かせていない。[47] では、初めて円型の SRL での単一発振を試みたものである (図 1.6)。これは SRL の中に S 字の導波路を挿し込むことによって単一方向発振を目指している。つまり CCW 方向の光は S 字を通してリング共振器に戻ると CW に移るという機構である。この場合、CCW のすべてが S 字の分岐に移るわけではないので、完全な単一性は望めないことが予想できる。実際にこの結果では 95% の単一性に留まった。[24] ではレーストラック型に同様の S 字導波路を組み入れて単一方向発振を試みている。[48] ではドライエッチングによって形成したミラーを 2 つ構成した三角型の SRL において、導波路の幅を変化させることによって光の進行方向によって損失を非対称にさせて単一発振を実現している (図 1.6)。円

型 SRL で最も消光比の高い単一方向発振デバイスとしては [49] がある。これは SRL の出力導波路の片方だけに電氣的にバイアスがかかることによって単一方向の発振を得ている。すなわち、出力導波路での利得を上げ、劈開面からの反射光がなるべく共振器内に入射するように工夫することによって発振制御しているので、動作機構としては全光制御と同じものだと考えられている。現在では、SRL の単一方向発振デバイスの性能としては、電氣的、光学的にバイアスがかかる手法が優勢であるが、しかし、このような方法では、SRL だけでなくもう1つの電極や外部光発振にエネルギーを必要とするため省電力化や集積回路の単純化に向いているものではない。

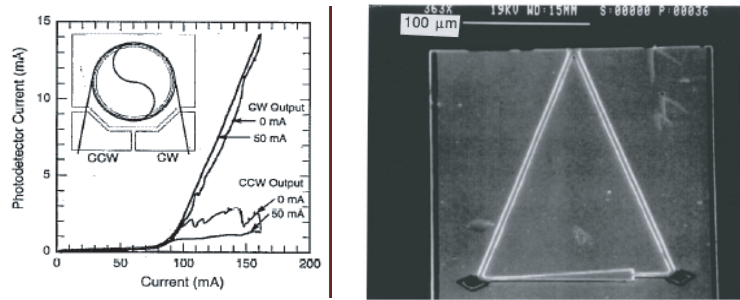


図 1.6: 共振器構造の変化による単一方向発振を狙った研究例

そこで、本研究では SRL の単一方向発振の実現として非相反機能を持つ導波路型アイソレータを SRL に集積化することを提案する。SRL と導波路型アイソレータの集積について次節にまとめたい。

1.4 本研究の目的と特徴

これまでに述べたように、本研究には TM モード導波路型アイソレータ集積の実践と、機能集積によって SRL の単一動作を実現するという2つ目的がある。

導波路型アイソレータとしての新規性は、一般的に用いられているレーザーのクラッド構造と導波路型アイソレータを共存化した構造を作製することである。TM モードアイソレータは従来の LD で必要となる $1\mu\text{m}$ の p-clad 層よりもかなり小さい膜厚を用いており、単体での作製では問題はなかったが、実際に LD や SOA (Semiconductor Optical Amplifier) との集積を行うための手法を確立することによって、光集積回路技術の発展に貢献することを目指す。

SRL としての新規性は、SRL にアイソレータの非相反損失を加えることによって安定した単一発振を行うというである。SRL には、大きな電流注入を加えた領域において擬似単一発振による双安定領域が発現することが知られているが、これは外部光や電氣的なバイアスなどによって反対方向へと反転してしまう不安定な単一発振なので、アイソレータを集積化することによってリング内や外部からの反射に対する耐性を付加させ、実用的なデバイスへと進化させる。さらにアイソレータは外部の磁場方向によって損失の大小関係が反転するので、磁場の方向によって光の進行方向が反転する新しい機能が期待できる。

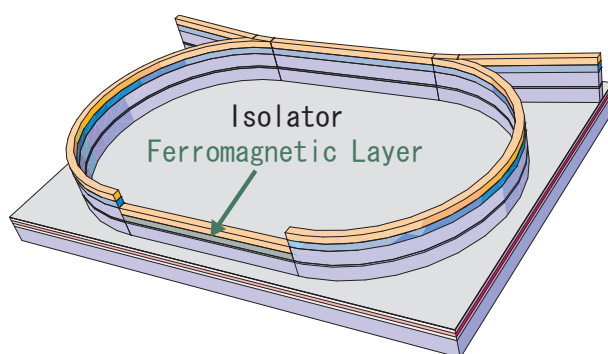


図 1.7: リングレーザーとアイソレータの集積デバイスのイメージ

第2章 シミュレーションとデバイスの設計

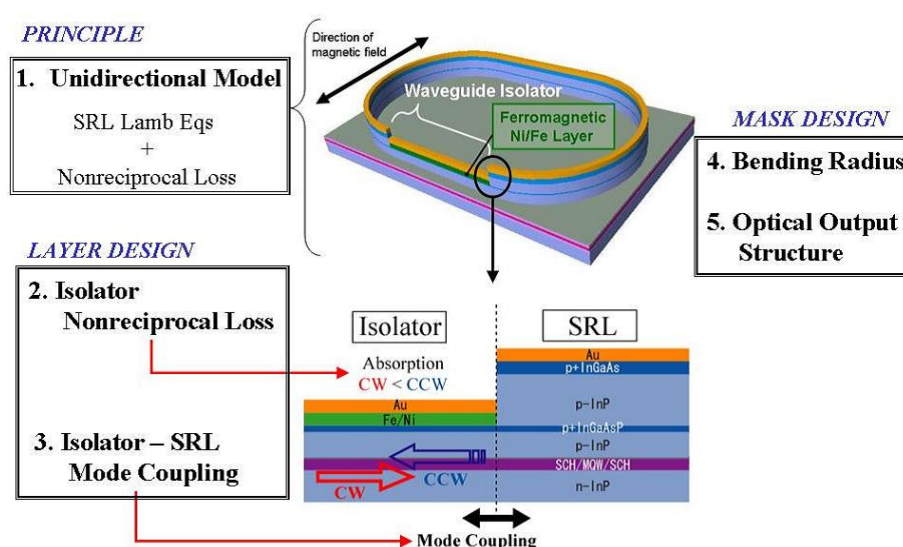


図 2.1: デバイス設計のためのパラメータとシミュレーション

集積デバイスの原理と設計のために行ったシミュレーション・計算の流れを説明する (図 2.1)。

まず最初に説明するのは、集積デバイスの原理となる単方向発振の理論的なモデルの確立である。これまで SRL のモデルについては多くの研究成果が報告されているが、本研究で作製する SRL と導波路型アイソレータを集積したデバイスは構造としてもかなり新しいものであり、これまで提案・作製されたことがなかったので当然理論モデルも存在しない。そこで SRL モデルとして提案されている Lamb 方程式にアイソレータの非相反損失を導入し、単方向発振をシミュレーションによって初めて示した。

次にデバイスの設計を行うのであるが、光デバイスの設計は、デバイス垂直方向の設計 (非相反損失) とデバイス水平方向の設計 (非相反損失、SRL の曲げ半径、光出力構造) の 2 つに分けることができる。水平方向設計は垂直方向の光分布に大きく依存するので、まず最初に設計を行うのでは垂直方向となる。また、垂直方向は基板の結晶成長で決まるので、多くのパラメータをとることはできない。一方、水平方向はリソグラフィのマスクにおいて様々なパラメータを配置できるので柔軟性がある。

まず垂直方向として層構造の決定を行う。本研究では既存の LD 構造との集積化を狙ったものなので、SRL の層としては従来の LD 構造と同じく p-クラッドが 1μm 以上のものを採用した。アイソレータ部分の構造決定に関しては、活性層と強磁性体の分離層 (p-InP(1)) をパラメータとして FDM による非相反損失計算を行った。さらに、SRL とアイソレータでのプロファイルの違いから光の反射や散乱が懸念されるので、同じように p-InP(1) をパラメータとして光の 2 次元分布によるモード結合の計算を行い、これら 2 つの計算から p-InP(1)=400nm の設計を決定した。

次に水平方向の設計を行う。垂直方向の屈折率分布によって、光が導波できる曲げ半径に制限が生じる。そこで、曲がり導波路の解析方法として確立している等価直線導波路近似を FDM に適用することによって

損失のない曲げ半径を計算した。また、共振器から光を取り出す構造としては Y 分岐路を採用し、計算では市販の BPM ソフトを利用した。

2.1 2 モードの Lamb 方程式とレート方程式

半導体レーザの基礎理論として Lamb 方程式とレート方程式の説明をする。

レーザ動作を説明するレート方程式は場の二乗に相当する光子密度の時間変化とキャリア密度の時間変化の関係式で構成される。

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} = -B(N - N_g)S - \frac{N}{\tau_s} + \frac{J}{ed} \\ \frac{\partial S}{\partial t} = B(N - N_g)S - \frac{S}{\tau_p} + C\frac{N}{\tau_s} \end{cases} \quad (2.1)$$

ここで、 B は誘導放出の確率、 N_g はレーザ利得が現れるキャリア密度、 τ_s, τ_p はキャリア及び光子の寿命時間、 C は自然放出光係数、 J は印加電流密度、 e はキャリアの電荷、 d は活性層の厚さをそれぞれ表す。

レート方程式の特徴はキャリア密度と光強度の時間的変化の収支だけで議論できるという簡易性である。この方程式は、そもそもマクスウェル方程式に基づいており、その空間座標 r と時間座標 t の偏微分方程式を解く事によってレーザの動作を完全に記述できるのであるが、一般的な時間変化を含む場合についてマクスウェル方程式を解くことは非常に難しい。そこで、空間座標に依存しない変数として共振器内部の電磁界エネルギーの空間的総和や平均値を扱うことによって解析しやすい光出力の時間変化を解くモデルとして導出したものがレート方程式なのである。レート方程式が扱えないようなレーザ解析の条件としては上記の近似が成り立たない場合、例えば電界の変化が共振器の往復時間より速い場合や共振器モードの電界分布が時間的に変化する場合などがある。これに対し、本研究で用いる SRL に関してはどうかというと、まさにレート方程式が適用できない「電界分布が時間的に変化する場合」が当てはまるデバイスである。SRL は通常の直線型の共振器を持ったレーザと異なり、共振器内の場が CW 方向と CCW 方向の2つの進行方向で特徴的な挙動をするため、2モード系として記述する必要がある。このように SRL の解析にはレーザの解析モデルとして一般的なレート方程式を適用することができないことが知られており、SRL モデルとしていくつかの計算が提案されてきた。今回は SRL モデルとして最も引用されており [50, 51] 信頼性の高い、場を進行方向で区別できる Lamb 方程式を採用した。以下でその説明を行う。

共振器内を進行する電場を

$$E(x, t) = E_1(t)e^{-i(\omega t - kz)} + E_2(t)e^{-i(\omega t + kz)} \quad (2.2)$$

と表記する。 E_1 と E_2 は CW, CCW 進行方向に対して緩やかに変化する複素振幅の平均場で、 ω は縦モードによって選択された光の周波数である。

この平均場に対して Lamb 方程式が成り立つ。

$$\frac{dE_{1,2}}{dt} = \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_{1,2}(N, E_{1,2}) - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot E_{1,2} - K \cdot E_{2,1} \quad (2.3)$$

このように、Lamb 方程式はレート方程式に対応する利得・損失項と微小な後進散乱による相互作用を示す項によって構成されている。

式 (2.3) の導出として、まず $\frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_{1,2}(N, E_{1,2}) - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot E_{1,2}$ に注目する。 α は パラメータ (線幅増大係数) と言い、レーザの静的および動的発振線幅や導波特性、注入同期などで重要な役割を果たす。複

素振幅の平均場は パラメータと誘導放出速度 G 、損失速度 L の関係式に従う。¹

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} = \frac{1}{2}(1 + i\alpha)(G - L)E_0 \quad (2.4)$$

この式に対して共振器内での後進散乱を追加したものが式 (2.3) である。

さらに、式 (2.3) に非線形利得を導入する。非線形利得とは、出力の増大に伴い利得が飽和する現象であり、現象論的には利得が $G(1 - \varepsilon S)$ という形で現れることが知られている。ここで ε は非線形利得係数である。各々の非線形利得係数として自己利得飽和係数 ε_s 、相互利得飽和係数 ε_c から、利得は

$$G_{1,2}(N, E_{1,2}) = G_n(N - N_0) \left(1 - \varepsilon_s |E_{1,2}|^2 - \varepsilon_c |E_{2,1}|^2 \right) \quad (2.5)$$

キャリア密度の式に関しては、通常のレート方程式と同じ形式で記述できる。レート方程式のキャリア式において、光子密度と利得の積の項をリング共振器内での電場の伝播方向によって分離すると、

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - G_1 |E_1|^2 - G_2 |E_2|^2 \quad (2.6)$$

これで SRL で用いる連立微分方程式が揃った。

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_n(N - N_0) \left(1 - \varepsilon_s |E_1|^2 - \varepsilon_c |E_2|^2 \right) - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot E_1 - K \cdot E_2 \\ \frac{dE_2}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_n(N - N_0) \left(1 - \varepsilon_s |E_2|^2 - \varepsilon_c |E_1|^2 \right) - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot E_2 - K \cdot E_1 \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - G_n(N - N_0) \left(1 - \varepsilon_s |E_1|^2 - \varepsilon_c |E_2|^2 \right) |E_1|^2 - G_n(N - N_0) \left(1 - \varepsilon_s |E_2|^2 - \varepsilon_c |E_1|^2 \right) |E_2|^2 \end{cases} \quad (2.7)$$

これらの連立微分方程式を解析する際、そのままの形だと計算時間が大変長くなるので、便宜から規格化を行う。規格化の式展開の詳細は B に示した。

$$\begin{cases} \frac{d\mathcal{E}_1}{dT} &= (1 + i\alpha) \cdot \left\{ \mathcal{N}(1 - s|\mathcal{E}_1|^2 - c|\mathcal{E}_2|^2) - 1 \right\} \mathcal{E}_1 - (k_d + ik_c)\mathcal{E}_2 \\ \frac{d\mathcal{E}_2}{dT} &= (1 + i\alpha) \cdot \left\{ \mathcal{N}(1 - s|\mathcal{E}_2|^2 - c|\mathcal{E}_1|^2) - 1 \right\} \mathcal{E}_2 - (k_d + ik_c)\mathcal{E}_1 \\ \frac{d\mathcal{N}}{dT} &= 2\gamma \cdot \left[\mu - \mathcal{N} \left\{ 1 + (1 - s|\mathcal{E}_1|^2 - c|\mathcal{E}_2|^2)|\mathcal{E}_1|^2 + (1 - s|\mathcal{E}_2|^2 - c|\mathcal{E}_1|^2)|\mathcal{E}_2|^2 \right\} \right] \end{cases}$$

この規格化した 2 つの Lamb 方程式を解くことにより、SRL の 2 モードの動作が解析できる。解析方法としては、微分方程式の一般的な数値計算法である Runge-Kutta 法を MATLAB によって行った。² 実際の計算における注意点についてまとめる。解析を行うには初期値、計算の刻み幅、パラメータの最適値を見つけることが必要となる。

まず初期値に関してであるが、始点となる時間とは任意の Pump Factor μ で表される電流が注入されたその瞬間に相当する。また、ある電流値が注入された状態 1 から、異なる電流値に変化させて状態 2 へシフトさせるような場合には \mathcal{E}, \mathcal{N} の初期値は状態 1 での最終時間の値を設定する。これは後述する IL グラフの導出で重要となる。

計算の刻み幅の問題について説明する。つまり微分方程式を解く際の時間変数のステップ間隔にの設定であるが、これは Runge-Kutta などの微分方程式の解法として一般的に議論される Stiff(硬さ)の問題に関連するものである。設定された微分方程式が“硬い”場合、変数の変化分(刻み幅)に対する微分項が大きいために誤差が大きくなり意味のある解が得られないという問題がある。より厳密に微分方程式を解くには小さな刻み幅で変数をステップすればよいが、刻み幅が小さくなるほど計算量が多くなってしまふので

¹平均場の式 (2.4) の導出は A に示した。

²Runge-Kutta 法の原理と MATLAB における組み込み関数については E に示した。

最適な刻み幅を用いることが求められる。MATLAB にはこのような微分項の変化を観察して誤差が膨らまない程度に微分項変化が小さい場所では自動で刻み幅を大きく調整し計算時間を短縮する機能がある。この自動調整による計算と、刻み幅を固定した計算を前述の連立微分方程に適用して比較したところ、誤差はかなり小さいものであり、Lamb 方程式の硬さは深刻ではないことが分かった。計算量の観点では自動調整設定の方が魅力的ではあるが、プログラムを組む上で各 μ の値に対する解の配列数が異なると統一性がなくなり関連する計算で手間がかかるので実際の計算では規格化時間の刻み幅として 1 を用いて計算を行っている。パラメータに関しては論文 [50] に記載されている値を用いた。

次に Lamb 方程式から IL グラフを導出する方法を説明する。半導体レーザーの静的電流依存性を調べる上では一定時間の間隔で注入電流を上昇させていく I-L グラフ評価が一般的であるから、上記の解析を用いて I-L グラフの導出を行った。Pump Factor $\mu < 1$ の場合、注入されたキャリアはほとんどが共振器内のキャリアとして蓄積される。計算結果もこれを反映してキャリア密度が線形増加し、光子密度が 0 に収束することになる。しかし、実際のレーザでは発光要素としてわずかな自然放出 (ASE: Amplified Spontaneous Emission) が生じるために厳密には 0 ではないことを注記しておく。ここで、 $\mu = 1$ の段階で光子密度の初期値として前段階 μ での計算結果である CW, CCW 共に 0 の値を渡してしまうと、両方向での初期値が完全に同一になってしまい、SRL が両方向発振する結果になってしまう。これは SRL の原理としては正しいが、実際のデバイス動作とは異なる状態である。実際のレーザではデバイス構造内での利得・損失の非対称性により発振方向によって ASE に差が生じる。より実際に近いシミュレーションのために、 $\mu \leq 1$ では初期値として ASE を想定した CW, CCW によって微小に異なる初期値を用いている。この手順で計算した結果は図 2.2 のようになった。この IL 曲線は、電場強度とキャリア密度の時間平均をとったもので、ここで

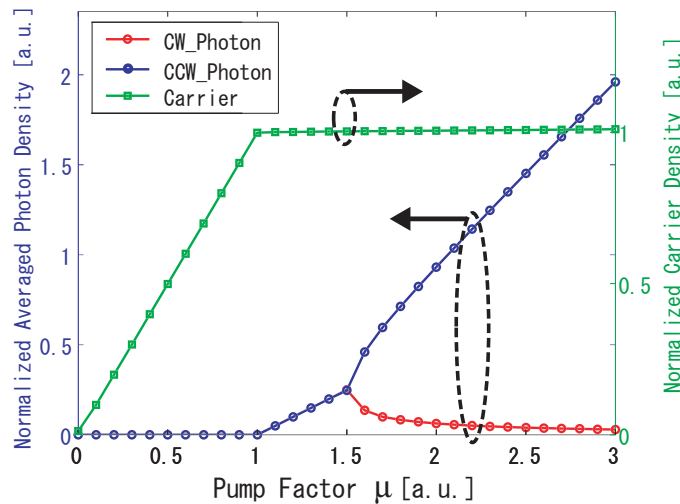


図 2.2: I-L curves of CW and CCW in SRL Lamb model

は一定の μ を規格化時間 40000 の間注入している。

SRL の動作特徴としては 3 つの区分が知られているが、時間平均グラフでは分かりづらいので、上の IL グラフを時間平均化する前の時間関数としての電場強度グラフを示す。

[50] では、実際の SRL 動作と Lamb 方程式から得られる Bidirectionally (Oscillatory Behavior) の周波数フィッティングが行われるなど、Lamb 方程式の有効性はかなり高いと思われるが、Quasi-unidirectionally 領域での発振方向の反転動作などは未だにモデルが確立していない。仮説の域を出ないが、発振方向反転

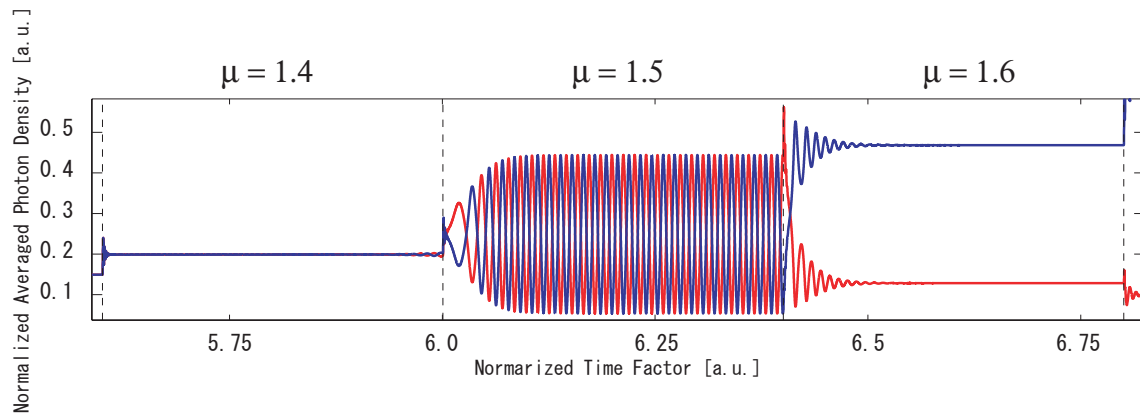


図 2.3: Lamb 方程式とレート方程式の計算結果。赤 : CW 方向規格化光子密度、青 : CCW 方向規格化光子密度、横軸 : 規格化時間 $T = t/2\tau_p \times 10^{-5}$ 、左から Bidirectionally(Continuous Wave), Bidirectionally (Oscillatory Behavior), Quasi-unidirectionally(mainly CW oscilation) の動作領域に相当する

表 2.1: SRL の動作領域区分

μ	Operation Area	Operation Condition
1		ASE
1 ~	Bidirectional Stable Operation	CW,CCW の両方向に等しい振幅で連続波が発振
	Alternate Oscillations	両方向が等しい振幅かつ位相が π ずれて振動発振
	Bistable(quasi-unidirectional)	CW と CCW のいずれかが擬似単一発振を行う

の原因としては共振器と光出力導波路の複合共振などが指摘されている。

2.2 非相反損失を導入した2モードのLamb方程式

リングレーザに導波路型アイソレータを集積したデバイスのモデルとして非相反損失をLamb方程式を導入した新しい単方向発振モデルを提案する。いまCW方向の損失が小さく、CCW方向の損失が大きいような外磁場の配置を考える。損失と光子寿命の関係は

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{c}{n_r} \alpha \quad (2.8)$$

の式で表せる。導波路型アイソレータの損失は $[dB/mm]$ 表記が一般的である。この値を

$$\begin{cases} b_{cw}[dB/mm] \\ b_{ccw}[dB/mm] \\ \Delta b_{iso} = b_{ccw} - b_{cw} \end{cases} \quad (2.9)$$

とする。ここで式(2.8)を用いて損失から寿命を導くためにレーザ利得・損失として一般的に用いられている $[cm^{-1}]$ に単位変換する³。

$$\alpha[cm^{-1}] = 2.3b[dB/mm] \quad (2.10)$$

前節のLamb方程式2.3の光子寿命を損失として展開する。 $\frac{1}{\tau_p} = \frac{c}{n_r} \alpha$ なので、

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_1(N, E_1) - \frac{c}{n_r} \alpha \right\} \cdot E_1 - K \cdot E_2 \\ \frac{dE_2}{dt} = \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_2(N, E_2) - \frac{c}{n_r} \alpha \right\} \cdot E_2 - K \cdot E_1 \end{cases} \quad (2.11)$$

このリングレーザの系に新たにアイソレータを導入するということは、つまりCW,CCWのそれぞれにアイソレータの損失、 b_{cw} 、 b_{ccw} を付加するので

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_1(N, E_1) - \frac{c}{n_r} (2.3b_{cw}k_{iso} + \alpha_{ring}k_{ring} + \alpha_m) \right\} \cdot E_1 - K \cdot E_2 \\ \frac{dE_2}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_2(N, E_2) - \frac{c}{n_r} (2.3b_{ccw}k_{iso} + \alpha_{ring}k_{ring} + \alpha_m) \right\} \cdot E_2 - K \cdot E_1 \end{aligned} \quad (2.12)$$

この式についての説明をする。利得・損失項は単位面積における値なので、導入する損失値も単位化する必要がある。そこで、リングレーザの共振器面積に対するアイソレータの面積比、実際のデバイスでは導波路幅は2umで一定なので、各長さの比を $k_{iso} = L_{iso}/L$ 、アイソレータ部以外の長さから $k_{ring} = L_{ring}/L = 1 - k_{iso}$ として、損失値にかけることによって実効損失に直している。 α_m はミラー損失であり、出力損失を共振器長で割って単位長さにおける損失に変換している。

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad (2.13)$$

したがって、損失項は共振器長Lの逆数でくることができ、

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_1(N, E_1) - \frac{c}{n_r L} (2.3b_{cw}L_{iso} + \alpha_{ring}L_{ring} + \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}) \right\} \cdot E_1 - K \cdot E_2 \\ \frac{dE_2}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_2(N, E_2) - \frac{c}{n_r L} (2.3b_{ccw}L_{iso} + \alpha_{ring}L_{ring} + \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}) \right\} \cdot E_2 - K \cdot E_1 \end{aligned} \quad (2.14)$$

³損失単位変換の式は Appendix を参照

cw 方向の方が損失が小さいことを意識し、この後の方程式の規格化を考慮して光子寿命を定義すると

$$\begin{cases} \frac{1}{\tau'_{p-cw}} = \frac{c}{n_r L} (2.3b_{cw}L_{iso} + \alpha_{ring}L_{ring} + \ln \frac{1}{R_1 R_2}) = \frac{1}{\tau_p} + \frac{c}{n_r L} 2.3b_{cw}L_{iso} \\ \frac{1}{\tau'_{p-ccw}} = \frac{c}{n_r L} (2.3b_{ccw}L_{iso} + \alpha_{ring}L_{ring} + \ln \frac{1}{R_1 R_2}) = \frac{1}{\tau_p} + \frac{c}{n_r L} 2.3b_{ccw}L_{iso} \end{cases} \quad (2.15)$$

ただし、実際の計算では損失単位を $[m^{-1}]$ に合わせて $+\frac{c}{n_r L} 2.3b_{cw}L_{iso} \times 100$ としている。

τ'_{p-ccw} を τ'_{p-cw} で表現したいので

$$\frac{1}{\tau'_{p-ccw}} = \frac{1}{\tau'_{p-cw}} + \frac{c}{n_r L} 2.3(b_{ccw} - b_{cw})L_{iso} \quad (2.16)$$

$$= \frac{1}{\tau'_{p-cw}} + \frac{c}{n_r L} 2.3\Delta b_{iso}L_{iso} \quad (2.17)$$

$$= \frac{1}{\tau'_{p-cw}} + \frac{1}{\tau_{\Delta}} \quad (2.18)$$

したがってアイソレータを導入した Lamb 方程式は

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_1(N, E_1) - \frac{1}{\tau'_{p-cw}} \right\} \cdot E_1 - K \cdot E_2 \\ \frac{dE_2}{dt} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) \cdot \left\{ G_2(N, E_2) - \frac{1}{\tau'_{p-cw}} - \frac{1}{\tau_{\Delta}} \right\} \cdot E_2 - K \cdot E_1 \end{aligned} \quad (2.19)$$

という非対称な方程式となる。ここで、これを規格化する際に、CW と CCW で同じ値で規格化しないと計算結果の比較に支障をきたすので両式とも τ'_{p-cw} の値で規格化する。

$$\frac{d\mathcal{E}_1}{dT} = (1 + i\alpha) \cdot \{N\xi_1 - 1\} \mathcal{E}_1 - (k_d + ik_c)\mathcal{E}_2 \quad (2.20)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_2}{dT} = (1 + i\alpha) \cdot \left\{ N\xi_2 - 1 - \frac{\tau'_{p-cw}}{\tau_{\Delta}} \right\} \mathcal{E}_2 - (k_d + ik_c)\mathcal{E}_1 \quad (2.21)$$

便宜のため、実際のシミュレーションで用いる式を整理すると

$$\frac{d\mathcal{E}_1}{dT} = (1 + i\alpha) \cdot \{N(1 - s|\mathcal{E}_1|^2 - c|\mathcal{E}_2|^2) - 1\} \mathcal{E}_1 - (k_d + ik_c)\mathcal{E}_2 \quad (2.22)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_2}{dT} = (1 + i\alpha) \cdot \left\{ N(1 - s|\mathcal{E}_2|^2 - c|\mathcal{E}_1|^2) - 1 - \frac{\tau'_{p-cw}}{\tau_{\Delta}} \right\} \mathcal{E}_2 - (k_d + ik_c)\mathcal{E}_1 \quad (2.23)$$

実際にシミュレーションを行う場合を考える。数式の形はリングレーザのそれとほぼ同様のなので、計算手法はそのまま用いる。それぞれのパラメータについては、アイソレータ導入により全体の光子寿命が小さくなるのでそれに付随して、規格化の定義で τ_p を含むパラメータを補正する必要がある。具体的には、 k_d, k_c, γ がそれに相当し、それぞれ τ_p が分子に位置するので、 τ'_{p-cw}/τ_p を掛ければ良い。式 (2.15) により、リングレーザのパラメータを P 、アイソレータ集積後のパラメータを P' とすれば、損失の単位を $[m^{-1}]$ に合わせて

$$P' = \frac{P}{1 + \left(\frac{cL_{iso}}{n_r L} 2.3b_{cw} \times 100 \right) \tau_p} \quad (2.24)$$

となる。計算結果は以下ようになった。

この計算結果によるとかなり小さい非相反損失でも単一方向発振となった。しかし、前節でも述べたように SRL のモデルとして Lamb 方程式は発振方向反転の説明が出来ないなど未だに問題がある。特に発振

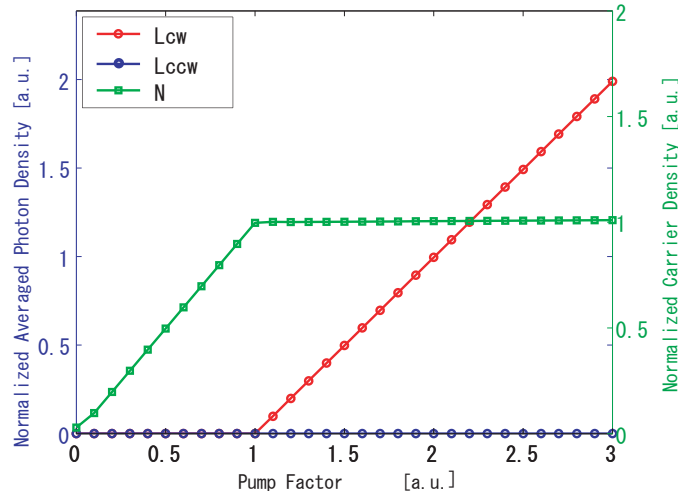


図 2.4: I-L curves of CW and CCW in SRL with Isolator Lamb model

方向反転には外部からの光入力が続いていると考えられるのでデバイスの設計においてはなるべく大きな非相反損失を設定するのが良い。次節からは非相反損失の計算と、トレードオフの関係になる SRL アイソレータ間での光結合計算を行い、最適な膜厚設計を行う。

2.3 有限差分法 (FDM: Finite Difference Method) による導波路解析

非相反性計算の前段階、また、アイソレータと SRL のモード結合の計算で用いる等方性媒質の導波路断面の光強度分布計算として当方性媒質 FDM を説明する。

導波路断面の光強度分布解析で用いられる主な解析法としては、差分法と有限要素法が挙げられる。

差分法は計算領域を長方形で区切り、隣り合う格子との間で Maxwell 方程式から導かれる波動方程式の差分近似式を計算する手法である。一方、有限要素法は計算領域内に任意の点（節点）を設定する点の特徴で、それだけでなく解析する方程式が汎関数などを用いる点が差分法と異なる。

差分法のメリットとしては、構造が比較的単純でありプログラム化が容易なことが挙げられ、デメリットとしては空間表現に柔軟性がないため複雑な構造の解析には向かないことが挙げられる。一方、有限要素法のメリットは節点と要素によって構造を決定するため空間表現に柔軟性があり、複雑な形状の解析にも適用できる。デメリットは、計算量が多いため計算時間が長くなる上、データ容量も大きいのでコンピュータへの負荷が問題となる点などである。

本研究で用いるデバイスの断面構造の屈折率分布は MOVPE による層構造とエッチングによる半導体加工に基づくので比較的矩形に近似しやすい構造をしており、差分法による長方形近似でも特に問題はないと考えられる。ポリイミドの形状やその上に蒸着する層は必ずしも直線ではないが、あくまで光強度が集中する活性層から十分離れた箇所なので重要度は低い。このような観点から、アルゴリズムの記述が比較的簡単な差分法を採用した。

差分法ではスカラー波動方程式を計算する。マクスウェル方程式から導出される TM モードの波動方程

式は Appendix: で求めた。これを 2 次元に拡張したスカラー波動方程式は

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + AH_x = 0 \quad (2.25)$$

$$A = k_0^2 \epsilon_n - \beta^2$$

となる。実際にこの方程式を数値的に解く方法を説明する。導波路のプロファイルを x 方向に m 分割、y

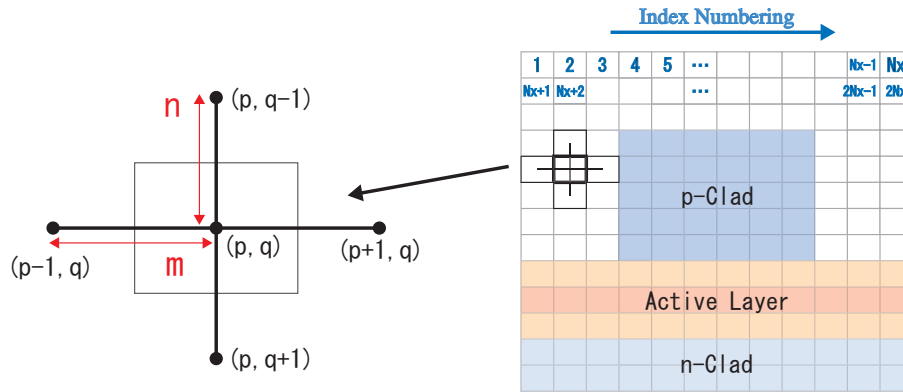


図 2.5: 有限差分法のための磁場と誘電率要素分布

方向に n 分割した時、それぞれの分割インデックスを p,q とすれば先のスカラー波動方程式は

$$\frac{1}{m^2}H_{p-1,q} + \frac{1}{m^2}H_{p+1,q} + \frac{1}{n^2}H_{p,q-1} + \frac{1}{n^2}H_{p,q+1} + \left(A - \frac{2}{m^2} - \frac{2}{n^2}\right)H_{p,q} = 0 \quad (2.26)$$

という差分方程式になる。n × m 個の H と β を整理して

$$AH = \beta^2 H \quad (2.27)$$

という固有値問題に帰着でき、数値計算を行う上で比較的容易にプログラムを作ることが出来る。実際には MATLAB 上で作用素 A を定義し、固有値と固有ベクトルを計算する演算子 *eig* を用い、この結果から等価屈折率と磁場分布を計算する。この方法で固有値方程式を解くと、作用素の次元数に対応して固有値と固有ベクトルが求まる。その中から最適な値を見つける必要があるが、これはまさに多モードの次数に対応している。本研究のデバイスでは主に 0 次モードが立つので、これを選択すればよい。等価屈折率が大きいほどモード数が小さくなるので固有値のなかで最も大きい値が 0 次モードであり、ミュレーションを行った際には最も実部が大きい固有値を参照している。損失を求める場合には各層の屈折率を複素屈折率に拡張して、消衰係数の効果を持たせて計算を行う。これから得られた計算結果は等価屈折率が複素数化し、虚部の値である消衰係数から吸収係数が求まる。この場合の基本モードは複素屈折率の実部（つまり屈折率）の最大値に対応する。実際の FDM 計算から得られた本デバイスの光強度分布を図 2.6 に示す。計算機と計算時間の制約から、等方性媒質の FDM ではメッシュサイズ x,y 方向ともに 50nm まで計算できたが、次節の非等方性媒質の FDM では x 方向 200nm、y 方向 50nm までが限界だったので、モード結合計算では非等方性媒質のメッシュサイズに統一している。実際のデバイスの各層の膜厚には 147nm や 80nm、30nm などの 50nm で割り切れないような値があるが、数値計算の際にこのような値を用いると 147nm が実質 100nm になってしまう弊害があるので、50nm の倍数になるように近似を行っている。

p-InP の吸収係数は [52] から $15[cm^{-1}]$ 、p-InGaAs の吸収係数は [53] から $8000[cm^{-1}]$ 以上、p-InGaAsP の吸収係数は [54] から $70[cm^{-1}]$ を用いた。

SRL の光分布計算で用いた導波路の断面層近似のデータを表 2.2 に示す。

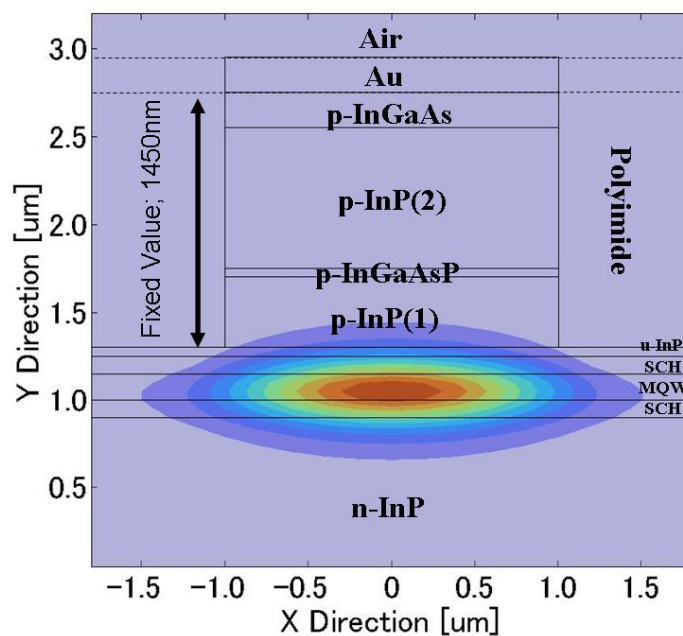


図 2.6: SRL の断面 FDM 計算による磁場強度分布の例

表 2.2: FDM 計算で用いた SRL の層構造パラメータ

Layer Number	Item Name	Complex Refractive Index	Thickness
11	Air	1	350
10	Au	0.3+13i	200
9	InGaAs	3.6+0.0984i	200
8	p-InP(2)	3.16+0.0002i	1200-p-InP(1)
7	p-InGaAsP	3.6+0.0009i	50
6	p-InP(1)	3.16+0.0002i	400
5	u-InP	3.16	50
4	SCH	3.39	100
3	MQW	3.53	150
2	SCH	3.39	100
1	n-InP	3.16	250
Insulation	Polyimide	1.82	1450

2.4 非相反損失シミュレーション

非等方性媒質の FDM 計算を行うことにより、非相反損失計算と磁場強度分布を求める。

非相反損失の計算手法としては、1 次元等価屈折率法の伝播行列を非等方性媒質の強磁性体に応用した方法 [9, 8] や 2 次元 FDM を強磁性体に応用した方法 [55] などが報告されている。原理的には屈折率のプロファイル分布から計算を行える 2 次元 FDM の方がより正確な計算を行えるが、実際には領域区分を小さくするほど計算時間が大幅に増加してしまうので FDM では比較的薄い層を消去しなければならない。一方、1 次元に関しては各層の境界での連続条件を計算しているだけなので計算時間の制約は少ないというメリットがある。本研究では後に述べる SRL とアイソレータ境界での結合効率計算で 2 次元の光強度分布が必要となるため FDM の計算を重視した。以下に FDM による非相反損失の計算方法を説明する。基本は前節の FDM と同じことである。出発点は Maxwell 方程式であり、誘電率をテンソルに拡張し、追加されたテンソルの非対角項が波動方程式の追加項となる。

アイソレータの場合は

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{\varepsilon_n}{\alpha\beta} B \frac{\partial H_x}{\partial y} + B H_x = 0 \quad (2.28)$$

$$B = k_0^2 \varepsilon_n - \beta^2 - \frac{k_0^2 \alpha^2}{\varepsilon_n}$$

となる。上記のアイソレータのスカラー波動方程式は前節の等方性媒質の FDM スカラー波動方程式に比べて 1 次の微分項が追加されているが、本来は 3 次微分項も付随している。今回は 3 次微分項は無視できるほど小さいとして近似を行ったものである。この 1 次の微分項が誘電率テンソルの非対角項 α による追加項である。式からわかるように追加項には 1 次の β が含まれているので光の進行方向 (β の正負) によって波動方程式に差が生じることになる。これにより光の分布と等価屈折率が変化し、消衰係数の変化が非相反損失となる。

差分方程式は以下ようになる。

$$\frac{1}{m^2} H_{p-1,q} + \frac{1}{m^2} H_{p+1,q} + \left(\frac{1}{n^2} + \frac{\varepsilon_n}{2n\alpha\beta} B \right) H_{p,q-1} + \left(\frac{1}{n^2} - \frac{\varepsilon_n}{2n\alpha\beta} B \right) H_{p,q+1} + \left(B - \frac{2}{m^2} - \frac{2}{n^2} \right) H_{p,q} = 0 \quad (2.29)$$

このように B が上下要素の項に掛かっており、B の項には 1 次の β が残っているので、光の先般方向によってこれらの項に差が生じることが分かる。この差が磁場分布と等価屈折率の差を生み出し、非相反損失となる。また、この方程式では未知数の β が複数の H に掛かっており、前節のような固有値問題に帰着することができない。したがって、連立非線形方程式として解く必要がある。実際には MATLAB の fsolve という連立非線形方程式を計算する関数を用いた。このような連立非線型方程式を解く際には、適切な初期条件を設定することが求められる。そこで、あらかじめアイソレータと同じ層構造で非対角項を消去した場合の FDM を固有値方程式から求め、計算結果として得られる磁場分布と伝播定数を初期値として用いた。計算のプログラミングで注意することとしては、式 (2.29) を適用するのは強磁性層のみで、他の等方性媒質層では前節の差分方程式を用いるという点である。

計算に用いた層構造のデータを表に示す。Fe と p-InP(1) の膜厚は FDM 計算の変数として用いる。実際に計算で得られた磁場分布と設定した屈折率の分布は図 2.7 に示す。

FDM 非相反損失計算で用いたアイソレータの層構造

Layer Number	Item Name	Complex Refractive Index	Off-Diagonal Rlement	Thickness [nm]
10	Air	1	0	250 ~ 1750
9	Au	0.3+13i	0	200
8	Fe	3.17+5.27i	1.8-3.15i	variable
7	p-InGaAsP	3.6+0.0009i	0	50
6	p-InP(1)	3.16+0.0002i	0	variable
5	u-InP	3.16	0	50
4	SCH	3.39	0	100
3	MQW	3.53	0	150
2	SCH	3.39	0	100
1	n-InP	3.16	0	250

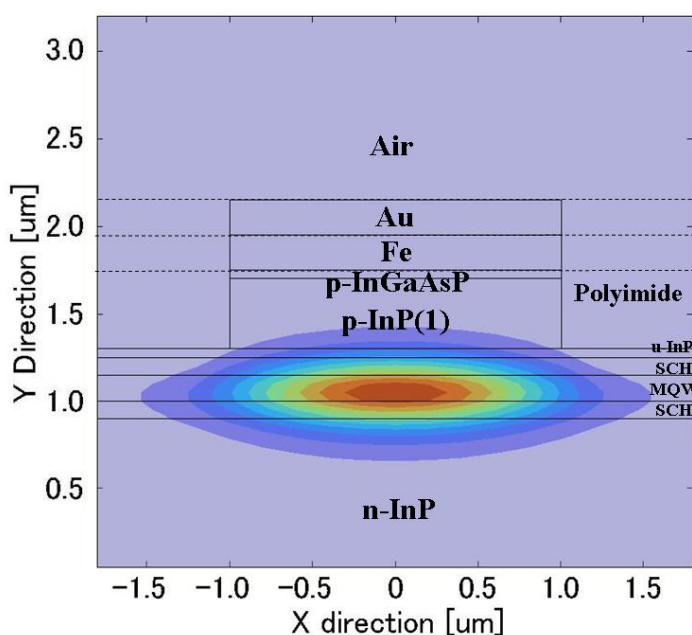


図 2.7: アイソレータ断面の FDM 計算による磁場強度分布の例

p-InP(1) と Fe の膜厚を変数として FDM 計算を行い、非相反損失を計算した。この FDM 計算結果は、1 次元の非相反損失計算に比べてやや損失が少なく見積もられていることに注意する。これは実際のデバイスに含まれる 20nm 程度の Ni 層を無視していることが原因と考えられる。

図 2.8 からわかるように、p-InP(1) の膜厚が小さくなり強磁性体が光分布に近づく誘電率の非対角項の影響により非相反損失が増加する傾向がある。しかし、それとともに強磁性体と電極の持つ大きな消衰係数により、導波路の損失自体も増加している。アイソレータ自体の機能のみに注目すれば p-InP(1) は小さいほどよいが、今回のデバイスは SRL というアクティブデバイスの中にアイソレータを集積するので導波路の持つ損失はなるべく小さいほうが好ましい。一方、非相反損失を得るためには p-InP(1) が 500nm 以上でないといけない。さらに、SRL の動作検証からわかったように単一方向発振に必要な非相反損失は大き

なものではない。このような理由からデバイスの層構造設計の指針として $p\text{-InP}(1) = 400[\text{nm}]$ を採用した。次節の光結合の計算から、この設計に関する妥当性を議論する。

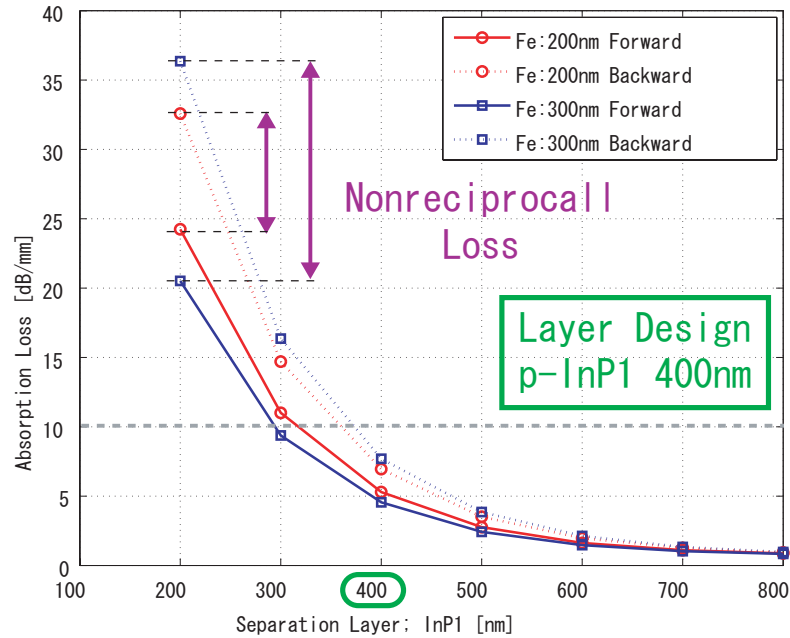


図 2.8: 非等方性媒質の FDM 計算によるアイソレータの損失

2.5 反射と結合効率の計算

非相反損失計算から求められたように、アイソレータが十分に機能するためには $p\text{-InP}(1)$ の separation layer が 500nm 以下でないといけない。これに対し通常の LD の $p\text{-clad}$ は、光分布が電極によって過剰に損失するのを防ぐために 1000nm 前後の厚さが求められる。したがって、本研究のデバイスには図 2.9 に示したような、光の進行方向に $p\text{-clad}$ の膜厚が変化する界面を有することになる。光の進行方向に対してこのようなプロファイルの変化が生じると、屈折率分布の変化により界面で反射が起きたり、モード分布のずれによる光の散乱などが生じて損失になることが懸念される。つまり、アイソレータの $p\text{-InP}(1)$ の厚さは非相反損失と反射・散乱損のトレードオフ関係になっており最適値を計算する必要がある。

まず最初に反射率計算として一般的な Fresnel 計算を試みた。屈折率 n_1 の媒質 I と屈折率 n_2 の媒質 II が

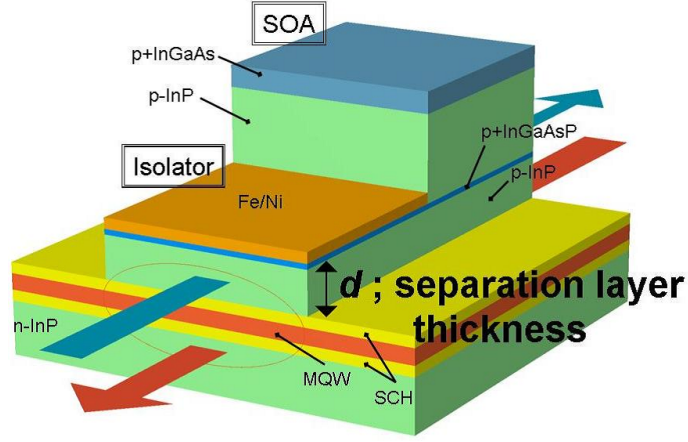


図 2.9: SRL とアイソレータの境界構造

らなる界面に対して光が θ_1 の角度で I から II の方向に進行する場合、Fresnel の式から反射係数は

$$r_s = \frac{\cos\theta_1 - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_1}}{\cos\theta_1 + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_1}}$$

$$r_p = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos\theta_1 - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_1}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos\theta_1 + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_1}}$$

となる。光が垂直入射するとして $\theta_1=90[\text{deg}]$ を代入し、 n_1, n_2 には断面プロファイルから得られる SRL とアイソレータの等価屈折率を代入する。そこで等価屈折率を用いて p-InP(1) に対する等価屈折率の推移を計算すると、図のグラフのように p-InP(1)=0[nm] という極端なプロファイルの場合でさえ差分は 0.04 弱とかなり小さいものであることがわかる。ここから Fresnel 計算を行うと反射率は-5 乗オーダーとなり、ほとんど無視できる量になる。したがって SRL とアイソレータ間の屈折率差による光の反射については考慮しなくてもよいことが分かった。

次にモード分布の差による散乱の見積もりとして結合損失の手法を利用した。結合損失は光導波路と入出力ファイバなどとの結合で生じる損失などでしばしば議論されるテーマである。このような結合の計算では、導波路内を伝播する光のパワー分布が必要となるが、本研究では、すでに FDM によるプロファイルに対する磁場分布が求まっているのでこのモード分布を利用して結合効率を計算する。ここで注意することは、TM モードの波動方程式の解は磁場なので、結合効率などのパワーに関する量を議論する際に電界に変換する必要があるということである。

したがって Maxwell 方程式から導ける

$$E_y = -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n^2} H_x \quad (2.30)$$

を利用する。

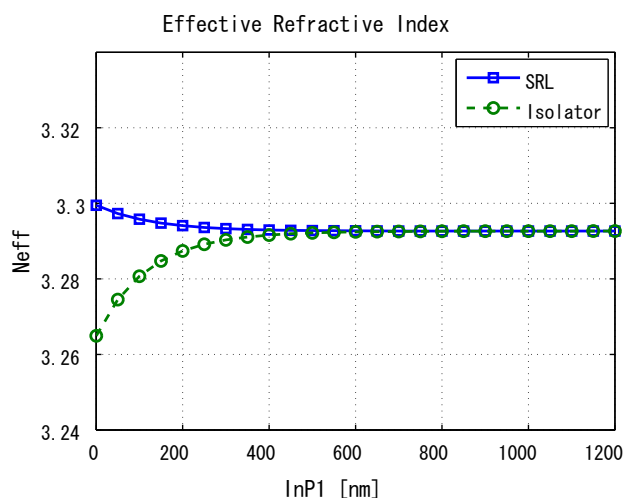


図 2.10: p-InP1 の厚さに対する SRL と Isolator の等価屈折率

SRL とアイソレータの各導波路に伝播する電界分布を $\phi_{SRL}(x, y)$ 、 $\phi_{Iso}(x, y)$ とすれば結合効率 η は

$$\eta = \frac{\left| \int \int \phi_{SRL}(x, y) \phi_{Iso}(x, y) dx dy \right|^2}{\int \int |\phi_{SRL}(x, y)|^2 dx dy \cdot \int \int |\phi_{Iso}(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.31)$$

という多重積分で計算できる。これに式 (2.30) を代入すると、各層の屈折率以外の項が消去できる。よって結合効率計算においては FDM で求めた磁場は n^2 で割れば $\phi(x, y)$ として扱えることになる。

図 2.11 に結合効率の計算結果を示す。アイソレータの分布としては磁場を印加したときの光の前進方向と後進方向の 2 つの分布が存在するので、両方について計算を行った (図 2.11)。パラメータとしては p-InP(1) と Fe の膜厚について計算を行ったが、そもそも光アイソレータの前進波の分布と後進波の分布は等方性媒質での光分布を中心として上下方向に偏って分布するのでこれらの光結合はほとんど等しくなった。計算結果からわかるように、p-InP(1) がかなり小さい場合でも結合効率は 90% 以上の高い値を持つ。しかし、界面での結合損は SRL のレーザ特性を低下させるだけでなく、後進散乱などの SRL の発振方向不安定性につながる可能性があるのでできるだけ 100% に近い設計を行うべきである。非相反損失の計算結果から求めた p-InP(1) の膜厚 400nm という設計は高い結合率の条件も満たすものだといえる。

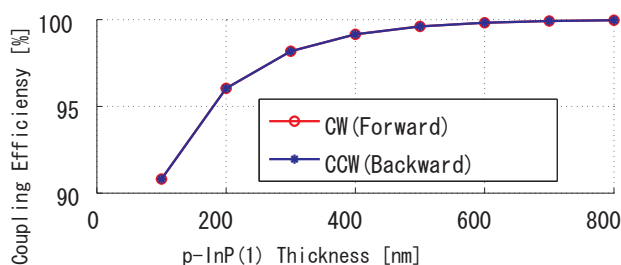


図 2.11: p-InP(1) の厚さに対する SRL-Isolator 界面での光結合効率

2.6 曲げ導波路

光導波路が曲がっている場合、直線路のときと異なり光パワーがコアから曲げ方向へ浸み出し、これが導波されずに光損失の要因となる。光の浸み出しのイメージとしては、光線的な考え方として曲がり導波路側面での光の反射角が曲げの内側よりも外側が大きくなるので臨界角を超えたときに導波路外へと放射されるという説明や、波面の位相に注目した考え方から曲げの中心を原点として曲げ導波路では同位相の波面が伝播する際に波面の位相速度が曲げの内側よりも外側が増加することになるので、外側の波面の位相速度が高速に追従できないものが放射となるなどの説明があり、いずれの説明から曲げ中心に対して外側の方が光が漏れやすいことが分かる。

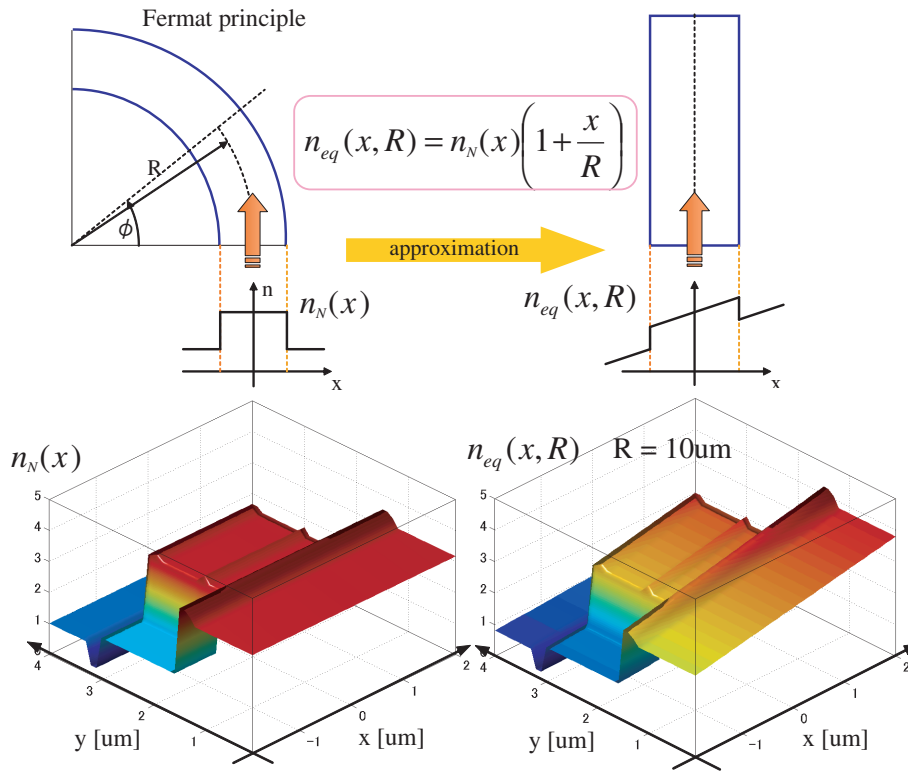


図 2.12: 等価直線導波路近似 (Equivalent Stright Waveguide Approximation)

ここでは、後者の考え方を発展させた屈折率変化を導出する等価直線導波路近似を説明する。図 2.12 のような曲げ導波路を考える。曲げ導波路の x 方向の屈折率分布を $n_N(x)$ 、導波路が一定の曲げ半径 R で曲がっているとしたとき、曲がり導波路での伝播特性を解析するため、この導波路を形状は直線であるが屈折率分布が曲げに依存した $n_{eq}(x, R)$ を持っているとする。ここで、曲がり導波路において光が放射されない範囲では、光は曲げ中心を起点とした波面（等位相面）で伝播していると考えられる。フェルマー（Fermat）の原理によれば、波面上の任意の部分に対して光路長が等しくなるので曲がり導波路において角度 ϕ の部分までの光路長と直線導波路での光路長から

$$n_N(x)(R+x)\phi = n_{eq}(x, R)R\phi \quad (2.32)$$

したがって、直線導波路近似での屈折率分布 $n_{eq}(x, R)$ は

$$n_{eq}(x, R) = n_N(x) \left(1 + \frac{x}{R} \right) \quad (2.33)$$

という曲げの外側に線形増加する分布になることが導ける。光は屈折率の高い位置に集中する性質があるから、コア近傍では電界が曲げ中心より外側にシフトすることが説明できる。以上のような手法を等価直線導波路近似 (ESWA:Equivalent Stright Waveguide Approximation) という。

ESWA を用いて、今回の SRL に必要な半径の値の設計を行う。デバイスの y 方向屈折率分布は等方性媒質 FDM で用いたものを用いる。x 方向については ESWA による近似を行い、図 2.12 の $n_{eq}(x, R)$ に示したような +x 方向に屈折率が増加する 2 次元分布を与えてから FDM による解析を行った。ESWA は屈折率が x 方向の微分項を有するため、セミベクトル方程式が有する比誘電率の x,y 微分に関連してくるが、今回のモデルは TM モードであり、この場合の磁界波動方程式での比誘電率の微分項は y 方向のみなので FDM で用いた波動方程式に ESWA による補正を行う必要はない。

シミュレーション結果の例と、半径に対する活性層 (MQW) の光閉じ込め率のグラフを図 2.13 に示す。

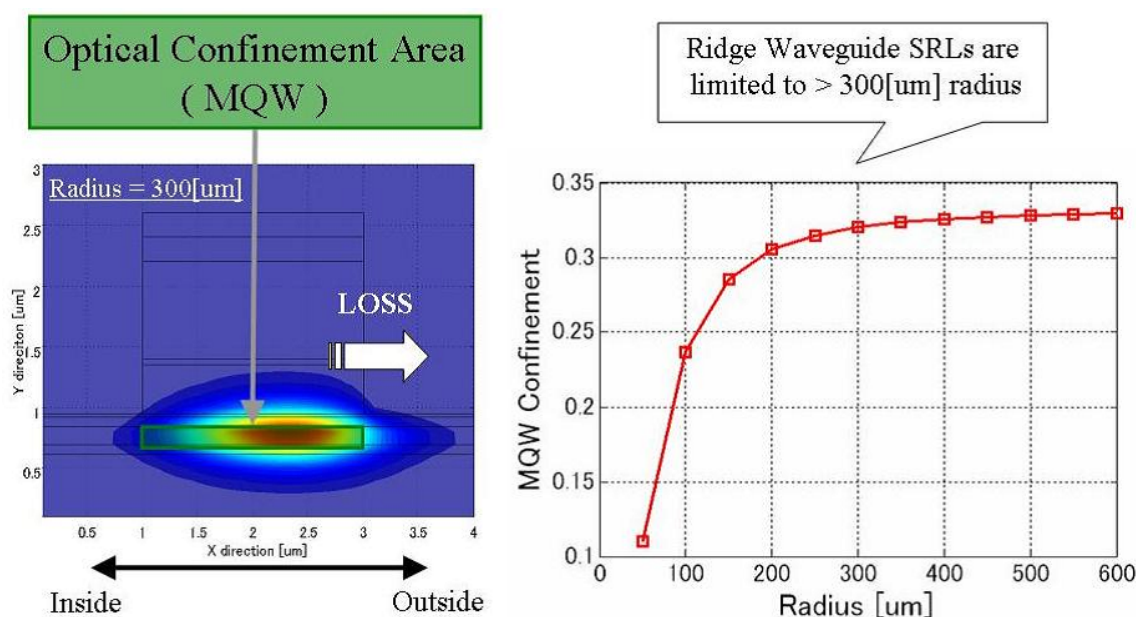


図 2.13: ESWA を適用した FDM のシミュレーション結果の例と半径に対する光閉じ込めの計算結果

屈折率が曲げ導波路の外側 (+x 方向) に向かって増加することにより、光の分布が外側へと傾き損失につながる様子が分かる。また、閉じ込め率の計算結果から、半径 150μm 以下の曲げ導波路では光の閉じ込めが急激に減少することが分かった。ESWA の前提であるフェルマーの原理は光の放射が起きない範囲での原理なので、閉じ込め率が低い範囲での計算結果の値は厳密なものではないが、デバイス設計に求められる光閉じ込めの高い領域の見積もりに関しては特に問題はないと考えられる。実際に、[21] などでも言及されているように屈折率差の小さいリッジ導波路 (Ridge-Waveguide; RWG) では直径 300μm が必要となることが指摘されており、これは今回の計算結果とほぼ一致する。半導体材料によって屈折率が若干異なるので一概には比較できないが実際のリッジ型 SRL では半径を 150μm ぎりぎりに設計するような例は少なく、300μm 前後や、大きいもので 1mm ほどのデザインのものが多く報告されている。図 2.13 の光分布からも分かるように、放射ぎりぎりまで半径を小さくしてしまうと光分布がリッジの外側に集中することに

なる。実際のデバイスでは、リッジ側面がエッチングによってラフネスを持っており、これが光の散乱を引き起こして損失につながる懸念がある。このような状況で光分布がリッジ側面に集中してしまうとラフネスによる影響がさらに大きくなってしまうので、デバイスの超小型化を追求するなどの光損失を超えるような理由がない限り限界に近い設計を行うことは少ない。このような背景から今回のデバイス設計では半径の値に余裕を持たせて 300,400,500[um] のものを作製した。

2.7 2次元ビーム伝播法

この節では SRL の共振器から光出力を取り出す出力導波路の設計を行うため、ビーム伝播法 (BPM: Beam Propagation Method) を利用する。BPM は光の伝播方向に対して屈折率分布が変化するような構造の計算方法を行うものである。

層構造に関する設計と計算に関しては、本研究のデバイスの特殊性である非相反性により計算プログラムを自作する必要があったが、この光出力導波路設計に関しては SRL 領域の等方性媒質での計算なので、従来の計算式を用いることができる。実際の計算では信頼性の高い市販の BPM ソフト Prometheus (BBV Software, The Netherlands) を用いて設計を行った。SRL と光出力分岐に関しては、Y 分岐、Directional Coupler、MMI などが SRL の出力特性に与える影響などが調べられており [29, 30]、IL 特性などにおいて MMI が最も安定だという報告がされているが、本研究では、SRL とアイソレータの集積化を主題として行っているので、分岐構造に関しては性能よりも設計と作製のしやすさを重視して Y 分岐を選択した。Y 分岐で共振器に帰還する強度と出力導波路に移行する強度がちょうど 1:1 になるように設計を行っている。

BPM の原理としては、FDM のセミベクトル波動方程式を起点として説明でき、今回は TM モードの波動方程式を解いたことになる。

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \epsilon_r \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + k_0^2 \epsilon_r H_y = 0 \quad (2.34)$$

Y 分岐の構造としては図 2.14 に示すように曲がり導波路を 2 つ結合させて構成している。最終的な導波路の傾き角度が 5deg になるように設計することで、劈開面での反射を軽減する。

2.8 フォトマスク (レクチル) の設計と作製

これまでのシミュレーションから、

1. p-InP(1)=400nm
2. p-InP(2)=800nm
3. 曲げ半径 300,400,500[um]
4. 光出力導波路：出力 1:1 の Y 分岐構造

の設計を求めた。

上 2 つの値から結晶成長の設計を決めることができ、下 2 つの値からフォトリソグラフィに用いるレクチルのデザインを決定できる。結晶成長に関しては次章で説明するとして、ここではレクチルについて説明する。

レクチル設計においては個人的なプロセスのハンドリング感覚に基づいた基板の扱い易さ、2inch ウェハの等分割方法を考慮して、一枚の基板サイズを 1.5cmx2cm に規定している。また、実際の作製段階では、

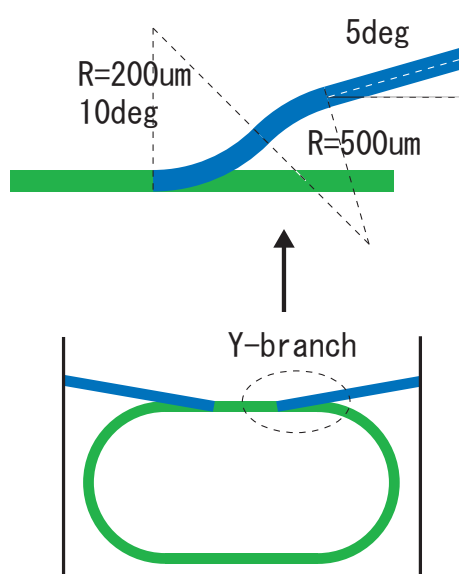


図 2.14: SRL の Y 分岐設計

ハンドリングで生じる基板の端の欠損やレジストやポリイミドをスピンコートする際の基板の端での膜厚不均一から 2mm のマージンを取っている。

本研究では、フォトマスクの設計として、まず最初に市販の導波路解析ソフトである Prometheus(BBV Software, The Netherlands) を使用し GDS ファイルを作製した。この設計ファイルを基にフォトマスクの露光を行うのであるが、露光装置として東京大学武田先端知ビルスーパークリーンルームの可変整形ビーム電子線描画装置（アドバンテスト F5112 改造機）を用いるために、この GDS ファイルを基として、露光装置が対応する BEF ファイルへと変換する。

リング導波路を作製する際に、損失の低減のために導波路のラフネスを小さくする必要がある。マスクでのラフネスは、そのままエッチングによる側壁ラフネスにつながるので最適化が求められる要素である。特に重要な箇所としては側面ラフネスの影響が大きい曲げ導波路部分が挙げられる。該当箇所の設計は GDS ファイルでの曲げ導波設計における曲げ角の刻み幅で定義された矩形構造に依存するので、Prometheus での設定においてこの刻み幅をなるべく小さくする必要がある。今回は曲げ導波路の角度方向分割として 0.1deg を設定した。また、曲げ導波路以外でも光出力導波など微小な傾きを持った導波路の矩形構成もラフネスの大きな箇所となりえる。ここでは BEF 変換におけるショット分割の調整を行う。導波路マスクは精密な設計が求められるので BEF ショット分割では微小設定を選択し、その他のポリイミド、電極、強磁性体用のマスクに関しては過度の精密さは必要なく、フォトマスクの露光時間を無駄に増やすことになるためデフォルトの設定を用いた。

第3章 デバイスの作製

3.1 MOVPE 結晶成長

有機金属気相成長法 (MOVPE: Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) は III 族元素の原料としてトリメチルインジウム ($(CH_3)_3In$) やトリエチルガリウム ($(C_2H_5)_3Ga$) などの有機金属材料、V 族元素の原料としてアルシン AsH_3 やホスフィン PH_3 などの水素化物ガスを用いるものである。有機金属材料は常温では液体または固体であるが、飽和蒸気圧が比較的高く H_2 や N_2 などのガスをキャリアガスとして用いることによって結晶成長に必要な原料供給を行うことが出来る。MOVPE の特徴は、常温で気体としての取り扱いが可能である点、大面積にわたる膜厚均一性および膜厚制御性、結晶組成の均一性、さらには急峻なヘテロ界面形成を可能としている。本研究では、直線導波路用の TE, TM モード発振基板を本研究室の MOVPE 1 号機で作製し、SRL とアイソレータの集積基板は MOVPE 成長基板を外部発注で用意した。

3.2 デバイス用基板

本研究は、従来の通信用 LD に導波路型アイソレータ集積を行うという側面を持っているので半導体基板としては混晶バンドギャップが光ファイバ通信帯に適した InP 系の LD 層構造を用いる。活性層には、指定の発光波長 (1.55 μm) に対応したバンドギャップと直接遷移を有する材料という条件から 3 元混晶・4 元混晶を用いる。この混晶比を変えることにより、バンドギャップや格子定数を変えることができ、偏波制御で必要となる任意の歪を設計することができる。MQW と SCH は当研究室が導波路型アイソレータの SOA として用いてきた InGaAlAs 四元系の量子井戸構造を採用している。InGaAlAs は光通信波長をカバーでき、InP に格子整合するので、活性層とクラッド層の間で格子整合をとることによってミスフィット転位の発生を防ぐことができる。InP に格子整合する InGaAs の Ga の一部を Al に置換したものである。結晶基板には n-InP 基板を用いている。InP 基板は上記の特性だけでなく、2 インチや 3 インチで欠陥の少ない良質のものが大量生産されており、基板として一般的なものである。クラッド層には活性層よりもバンドギャップの大きいものを用いる必要があり InP はこの条件も満たしている。また、III/V 族半導体ではバンドギャップが大きいほど屈折率が小さくなるので、光閉じ込めとしての要素も満たしている。

p-clad 構造としては p-InP を合計 1200nm、p-clad の最上部にオーミックコンタクトを実現するための高ドープした InGaAs 層を LD 用のキャップとして 200nm、一方、アイソレータ用のキャップには高ドープした InGaAsP50nm を用い、前章のシミュレーションから p-InP(1)=400nm の上に挿入する。アイソレータキャップとして P-InGaAsP を使用するのには、p-InGaAs を用いてしまうと強磁性層である Fe と FeAs を形成してショットキー障壁を形成してしまうことが指摘されているので As の組成費が比較的低い層が適しているからである。

SRL とアイソレータの集積デバイスで使用した成長基板の層構造を表 3.2 に示す。

Layer Number	Item name	Thickness [μm]	Doping [cm^{-3}]	PL [μm]
11	P ⁺ -InGaAs	0.2	$> 1 \times 10^{19}$	
10	P-InP	0.8	5×10^{17}	
9	P ⁺ InGaAsP	0.05	$> 3 \times 10^{18}$	1.4
8	P-InP	0.4	5×10^{17}	
7	U-InGaAsP	0.005	0	
6	U-InP	0.03	0	
5	U-InAlGaAs	0.08	0	1.1
4	5×U-InGaAs(QW) 6×U-InAlGaAs(Barrier)	5×0.015 6×0.012	0	1.53-1.54
3	U-InAlGaAs	0.08	0	1.1
2	U-InP	0.1	0	
1	N-InP	0.3	5×10^{17}	
0	N-InP Substrate	> 350	$> 3 \times 10^{18}$	

Strain[%] については

- No.5 (U-InAlGaAs):+0.1 % Compressive Strain
- No.4 (U-InGaAs:QW):-0.85 % Tensile Strain
- No.4 (U-InAlGaAs:Barrier)+0.6 % Compressive Strain

歪と PL 波長に関するデータは発注元による報告データを参照した。膜厚に関しては報告データに加えて、デバイス作製時の SEM 観察で確認している。

III/V 族半導体は閃亜鉛鉱 (zincblende) 形の結晶構造を持ち、この構造のバンド構造としては、価電子帯の頂上に 4 重に縮退したバンドと 2 重に縮退したバンドで形成されている。2 重縮退した上の 2 つの価電子帯バンドは局率の異なった 2 つの放物線バンドでフィットでき、重い正孔 (HH:Heavy Hole) バンドと軽い正孔 (LH:Light Hole) バンドと呼ばれる。その下のバンドはスプリットオフバンドと呼ばれ、レーザ特性に悪影響を与えるオージェ効果や価電子帯バンド間吸収に関与している。

半導体の厚さを電子の量子力学的波長程度まで薄くすると、本来の結晶が持つバルクとしての性質では見られない量子サイズ効果が現れる。バンドギャップの小さい半導体を井戸層、大きな半導体を障壁層と呼ぶ。この井戸の障壁の高さはヘテロ界面でのバンド端不連続 ΔE_c 、 ΔE_v に相当する。このとき、井戸層内のキャリアはポテンシャル井戸に閉じ込められ、量子準位が形成され、パラメータ ΔE_c 、 ΔE_v 、層の幅 L_w 、 L_b で求められる。したがって、量子井戸内の電子、正孔は積層方向に閉じ込められる。一次元のシュレーディンガー方程式を解くことにより、エネルギー固有値は

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{L_w} \right)^2 \quad (3.1)$$

で表すことができる。量子サイズ効果によってバルクの $k=0$ における正孔の縮退が重い正孔のサブバンド HH と軽い正孔のサブバンド LH に解ける。これによって量子井戸のバンド端は電子と重い正孔のレベル間のエネルギー差となる。このような電子状態における状態密度は階段状の分布となる。この階段状の分布の発生が量子井戸の最も大きな特徴である。キャリア閉じ込めの次元が大きくなるほど状態密度は小さくなる。キャリアを注入することでレーザー発振を実現している原理からすれば状態密度が小さいということは、少ないキャリアの注入で効率よくフェルミレベルを押し上げることができることを意味している。これによってレーザー発振に必要な、伝導帯と価電子帯のフェルミレベル差がバンドギャップよりも大きくなければならないという Bernard-Duraffourg の条件を満たしやすくなる。

本デバイスでは活性層に多重量子井戸構造; MQW: Multiple-quantum well 構造を用いている。量子サイズ効果は2つの量子井戸でも特性を引き出すことは可能であるが、光の波長に比べて大変薄いことが欠点となるので、量子井戸を重ねてMQW構造とし光閉じ込め係数を大きくする。さらに光閉じ込めを大きくするもう一つの策として、量子井戸の両側にバンドギャップの少し大きい光閉じ込め層を挿入する。この構造は光キャリア分離閉じ込め形 (SCH: Separate-Confined Heterostructure) と呼ばれる。SCHは電流注入の観点でも性能向上に貢献する。

続いて、歪と偏波制御の説明を行う。バンド構造は、圧力をかけることによって変えることができる。このような結晶成長層の格子不整合による歪を使ったバンド構造の変化により、デバイスの高性能化が期待できる。一般に、基板の格子定数に対して成長層の格子定数が異なると格子不一致を解消するために成長層側の格子が弾性的格子変形を起こす。成長と平行方向に圧縮される場合、成長層の格子は圧縮歪 (Compressive Strain) を受けたといい、逆に平行方向に伸びた場合、伸張 (引張) 歪 (Tensile Strain) を受けたといい、ひずみ量子井戸構造では井戸層の格子定数が障壁層よりも大きい場合は圧縮歪、小さい場合は伸張歪と呼ぶ。

障壁層と格子定数の異なる井戸層からなる量子井戸構造をひずみ量子井戸構造という。バルク結晶においてはその膜厚が厚いために内部応力が弾性限界を超えてミスフィット転位が発生してしまうが、MQWでは膜厚が非常に薄いため、ミスフィット転位が発生することなく大きな格子不整合をもつ井戸層を使用することが可能となり、波長範囲を拡大することができ、さらに歪によるバンド構造変化によって有効質量が小さくなるなどの効果も指摘されている。このような効果を利用して格子整合系の量子井戸では得られない理想的な状態密度の階段分布を実現する研究が行われた。このような技術をバンドエンジニアリングと呼ぶ。これらの歪や量子効果を利用して格子整合系では実現できない高性能化が行われてきた。例えば、閾値特性の向上やなどであるが、本研究ではアイソレータの偏波依存性に合わせた偏波制御についてののみ説明する。

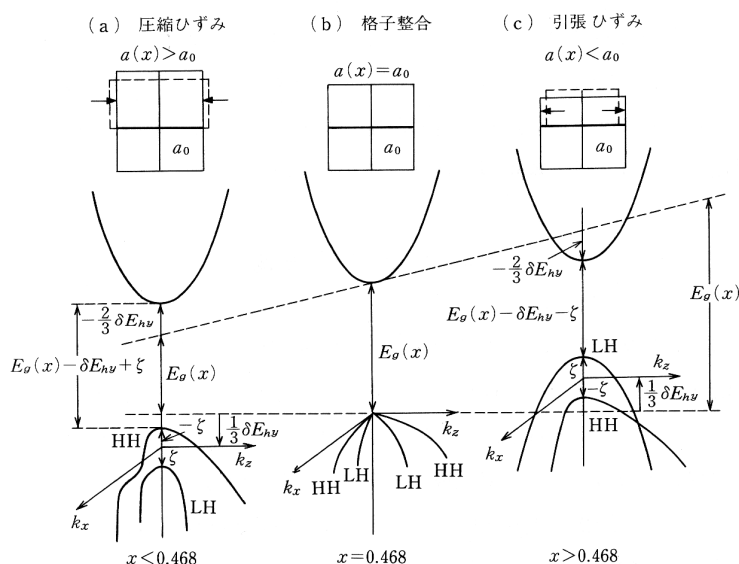


図 3.1: 歪方向と偏波の関係。「半導体フォトニクス」p323 より

圧縮歪ではLHバンドのエネルギーは下げられ、成長と垂直な面内 (量子化軸と垂直な面内) での状態密度が小さくなる。一方、伸張歪ではLH1バンドが押し上げられ、HH1バンドに近づき価電子帯ではもっとも伝導帯に近いバンドになる。このようなHH1バンドとLH1バンドの分離はそもそも発振偏波の制御

というよりは、レーザー発振に寄与しない偏波の自然放出を減少させることができるので、状態密度の低減とは異なったメカニズムで閾値改善が行えるという観点で注目が集まった。伝導帯から価電子帯への遷移に関する項はフェルミの黄金率で記述でき、光学遷移行列要素 M_{lm} は光の電界方向と運動量（分極）演算子との作用で偏波依存性が記述される。光の電界方向としては、量子井戸面内に分極している TE モードと、量子井戸面に垂直に分極している TM モードがあり、それぞれの方向についての運動量（分極）演算子の運動量行列要素を求めて計算を行えば、バンドと偏波の関係が説明できる。伝導帯バンド（CB）の基底関数は s 軌道であるために等方的な分布をしている。一方価電子帯の HH は量子化軸（量子井戸と垂直な方向）に偏った分布で、HH はヘテロ界面方向に偏っている。したがって、バンド間の積を求めると、CB に方向の偏りはないために光学遷移行列要素の利得方向は価電子帯の分布偏りで決定される。まとめると伸張歪では LH が押し上げられて TM モードの利得が、圧縮歪では HH が押し上げられて TE モードの利得が大きくなる。本研究で作製した基板はこのような原理に基づいており、本来寄与する TE モードを抑制して TM モード発振を実現している。

3.3 半導体プロセス

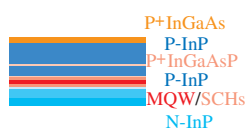
本研究の半導体プロセスは SRL と導波路型アイソレータの集積デバイスという特性から、通常のプロセスに対して 2 倍弱のステップを必要とするため、まず最初に開発したプロセスの新規性を説明したい。

アイソレータとレーザーでは p-InP の厚さが異なるために、集積デバイスは段差をもった構造となる。このような構造をエッチングで作製するための手法として、まず最初に RIE-ICP によるドライエッチングでアイソレータを含めた SRL 共振器のリッジ構造を形成し、その後 LD キャップと p-InP(2) を除去するためウェットエッチングを行う方法、さらに、段差構造をカバーする絶縁層としてポリイミドの塗布とポリイミドの部分アッシングの 2 点が大きな特徴である。

プロセスの流れを説明する前に導波路エッチングの wet/dry 選択について述べる。リング形状の導波路構造は、直線導波路のように側面が一つの結晶面ではないため、エッチングレートが結晶方位に依存してしまうウェットエッチングでは制御が難しい。実際に試してみると、オリフラ方向に対して 45 度傾いた曲げ導波路部で InP のアンダーカットが過剰に進み、導波路断線が生じてしまう現象が確認された。このような事情から、リング形状のエッチングには EIR によるドライエッチングを使用し、直線導波路であるアイソレータの部分エッチングには wet エッチングを採用した。

01. 基板洗浄

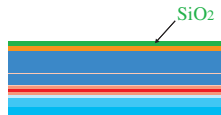
マスクデザインの面積を参照しつつマージンを考慮してウェハを劈開し、チップを作る。III/V 族半導体は閃亜鉛鉱（zincblende）形の結晶構造を持ち、これらは [011] 方向の原子間力の結合力が特に弱いので（011）面で劈開することになる。本研究では 1x2cm のチップを 2 枚並行してプロセスを行った。劈開を行った基板の表面にはゴミが付着している可能性があるのでアセトンと IPA で洗浄する。



02. SiO_2 スパッタ

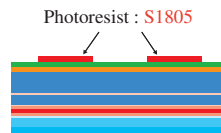
続くドライエッチングのマスクのために SiO_2 膜を 200nm スパッタで堆積させる。本研究のドライエッチングでは 220 °C の加熱を行うので、フォトリソでマスクをするとレジストの耐熱限界を超える高温のためにレジストの軟化による変形や、レジストの変質による表面の荒れが生じ基板加工精度を劣化させてしまう。このような理由から加熱膨張の少ない SiO_2 をマスクとして用いる。スパッタ後に段差測定を行い、スパッタ膜厚の確認を行う。この値は続くエッチングなどで参考にする。

スパッタのレシピ (温度 : 250degC、Ar Flow Rate : 15 sccm、 O_2 Flow Rate : 5 sccm)



03. 導波路パターニングのためのフォトリソグラフィ

ここでのリソグラフィは導波路の幅やエッチングの側壁ラフネスに大きく影響するので慎重に作業する。レジストは解像度の高いポジティブの S1805 を使用する。微細なパターニングとなるのでレジストの密着性を増強するためにプライマーを用いる。レチクルを基板に密着する時には、オリエンテーションフラットとレチクルのデザインが平行になるように注意する。



04. SiO_2 エッチング

レジストから SiO_2 マスクへのパターン転写のためにドライエッチングを行う。BHF による wet etching ではアンダーカットによる転写ミスの懸念があり、ここでの導波路幅やラフネスがそのまま導波路幅を決定してしまうので、RIE-ICP によるドライエッチングを使用する。 SiO_2 は数十 nm まで膜厚が小さくなると顕微鏡で確認できなくなり追加エッチングの判断が難しくなる。 SiO_2 が薄く残った状態で InP エッチングを行うと、エッチングレートが変化するためにエッチング深さ制御ができなくなり、また、残った SiO_2 膜は基板上で均一な厚さでないことが多いので基板上でエッチング深さが不均一になり表面に汚い模様が残るなどの問題が発生してしまう。そこで十分なエッチングが求められるのであるが、長時間エッチングを行ってしまうとレジストマスク・ SiO_2 が消えてしまうので適当な時間を見積もることが必要となる。本研究で用いる SiO_2 膜厚・チップ面積では経験的に 10min 前後のエッチングが適当であった。

SiO_2 エッチングレシピ (Gas Pressure : 1.00Pa、Source Power : 75W、Bias Power : 30W、Ar Flow rate : 1.00 sccm、 CF_4 Flow rate : 9.00 sccm、He Flow rate : 8.00 sccm、Temperature : RT(23-24degC))



05. レジスト除去

続く InP エッチングでは 220 °C の高温下でエッチングを行うので、レジストが残っていると膨張してエッチング転写を阻害してしまう。これを防ぐために入念にレジスト除去を行う。ここで、このレジストは No.04 でドライエッチングを受けていることに注意する。一般に高温処理やイオン衝撃を受けたレジストは、架橋および炭化などの硬化・変質が進むため通常のレジストに比べ除去しにくいことが知られている。実際にこの段階でアセトンと ICP を用いてレジストを除去しようとする、リソグラフィを行っただけのレジストと異なり薄い膜状のレジストが残ってしまう。したがってより強力なレジスト除去剤である剥離液（100 °C）に浸した後アセトン・IPA で洗浄する。ここでは剥離液 106(東京応化) を用いた。剥離液はレジスト除去に強い反面、粘性が大きいため剥離液自身の除去に注意が必要となる。さらに、しばしば剥離液処理でもレジストマスクが除去しきれない場合があるので、そのときは追加で酸素ガスプラズマを用いたアッシング（灰化）工程を行う。アッシングはレジストなどの有機薄膜を酸素ラジカル O^* により分解し、 CO_2 , H_2O として除去する技術である。

レジスト Ashing レシピ (Gas Pressure : 5.00Pa、Source Power : 400W、Bias Power : 30W、 O_2 Flow rate : 10.00 sccm、He Flow rate : 8.00 sccm、Temperature : RT(23-24degC))



06. Cl_2 による四元系のエッチング

III/V 族化合物半導体のプラズマエッチングを行う。エッチングガスとしては電気的陰性度や電子親和力の高いハロゲンガスや、InP 系でメタン CH_4 ・エタン C_2H_6 系ガスが報告されている。我々の研究チームでは Cl_2 ガスの経験が多いので本研究ではこれを用いた。これまでに報告された InP 系の Cl_2 による化学エッチングでは Ar による物理エッチングとの混合レシピとなっており、エッチングスピードを実用的な値にまで上げるために温度を 200℃ 以上に保つ必要があることが知られている。(ドライエッチング技術を引用)



この InP エッチングはクラッドの深さや側面ラフネスを決める工程で特に重要である。エッチング深さは光閉じ込めに関するパラメータであり、浅く掘ると閉じ込めが弱くなるので、特にリングの曲線部での損失が大きくなる。閉じ込めを高めるためには SCH までエッチングを行う必要があるが、彫りすぎてしまうとアイソレータ用の wet エッチングの際に活性層まで削られてしまう。このような理由から、精密なエッチング深さ制御が必要となる。深さ制御はエッチング速度とエッチング時間の 2 つでコントロールできる。エッチング速度を決める要因としては、ガス流量、Power、基板面積などの複数のパラメータが考えられ、これらの条件はラフネスの最適化によって決定し、この条件でのエッチング速度を測定した上でエッチング時間を調整することによりエッチング深さを調整している。

Cl_2 エッチングレシピ (Gas Pressure : 1.00Pa、Source Power : 140W、Bias Power : 100W、Ar Flow rate : 6.00 sccm、 Cl_2 Flow rate : 2.00 sccm、He Flow rate : 8.00 sccm、Temperature : 220degC)

07. SiO_2 除去



コンタクトを開放するために SiO_2 を除去する。ここではアンダーカットなどを心配する必要がないので BHF($HF - NH_4F - H_2O$) 緩衝溶液による wet エッチングを行う (1min 程度)。

08. アイソレータ用の部分エッチングのためのリソグラフィ



アイソレータ部分だけを wet エッチングするために LD をレジストで覆う。リッジのクラッドがレジストに覆われるためにはレジストの膜厚が 1.5um 以上でなければならない。今回はレジストとして 2.0um の膜厚を持つ AZ5214 を用いた。

09. SPM による InGaAs の wet eting

まず LD の電極用キャップである InGaAs を wet エッチングする。ここでは硫酸と過酸化水素水と水の混合溶液を用いる。この溶液は SPM、ピラニア溶液、硫酸加水などの名称があるが以下では SPM で統一する。混合比は $H_2O : H_2SO_4 : H_2O_2 = 5 : 1 : 1$ とし、エッチングを行う際には 5degC に冷却する。SPM は As 含有層と InP 層のエッチング選択比が大きいので InP をエッチストップレイヤーとして用いることができる。エッチングの際、基板をそのまま SPM に漬けるとアイソレータ用に空けたレジストの窓部に気泡ができてしまい、エッチングが行えなくなるので、最初に水につけて気泡カバーされないようにしてから SPA を行う。あまり長時間エッチングするとリング部分まで InGaAs がエッチングされてしまい、レーザーのコンタクトが取れなくなってしまうので注意が必要である。経験的に 15sec ~ 30sec のエッチング時間を用いた。



10. HCl による InP の wet etching

続いて InP のエッチングに HCl を用いる。溶液温度は常温で行い、塩酸 20 % と 36 % を 4:1 に混合した溶液を用いる。塩酸溶液は InP 層と As 含有層の選択比が大きいので As 含有層をストップレイヤーとして利用することができる。塩酸によるエッチングでは気泡 (Cl_2) が生じ、レジストなどの密着性の低いマスクが剥がれる危険性があるので注意が必要である。発生した気泡は基板表面に付着したままになることもありエッチングの均一性を阻害する。溶液中での基板固定角度に関しては、気泡がリッジ構造などに溜まらないように基板面が水平になるようにし、また、No.09 同様リング部分までエッチングが進まないように注意する。特に、本節の最初に述べたように、HCl はオリフラに対して 45 度方向でエッチングレートが高いので No.9 よりも注意が必要である。エッチングの合計時間は 3 分前後だが、毎回エッチング速さが異なるので 30sec ずつエッチングを行い、そのつど顕微鏡でエッチング進行度を確認するという方法を行った。かなり時間のかかる方法であり、HCl のエッチング能力は毎回ピーカーカバーを行っても HCl を溶液瓶から取り出して 20 分あたりが限度なのでエッチング速さが遅くなってきたら適宜溶液を新調する。



11. レジスト除去

アイソレータのクラッド形成が完了したので SRL を覆っていたレジストを除去する。酸溶液によるエッチングを受けたレジストはアセトン・IPA だけでは除去しにくいのでここでも剥離液 106 (東京応化) を用いている。



12. ポリイミドによる絶縁層形成

ここから絶縁層の形成に移る。リング共振器はクラッド側面が円周形状になっているので絶縁層を堆積する際に EB 蒸着やスパッタなどの一面的な堆積方法ではクラッド側面の全てを覆うことができない。したがって、方位性を持たずあらゆる面に均一に薄膜を形成できる PCVD などを用いるか、ポリイミドのようにクラッドをまるまる絶縁層で埋めてしまう方法が必要となる。本研究室ではスピコートによるポリイミドの堆積や膜厚調整のアッシング設備などが揃っており、ポリイミドを用いたプロセスが容易に行える環境であるため後者を選んだ。また、ポリイミドではコンタクトオープンをする際にリソグラフィによる精密な位置あわせを行う必要がないという利点も重視した。ポリイミドは東レ製の UR3800 を使用した。

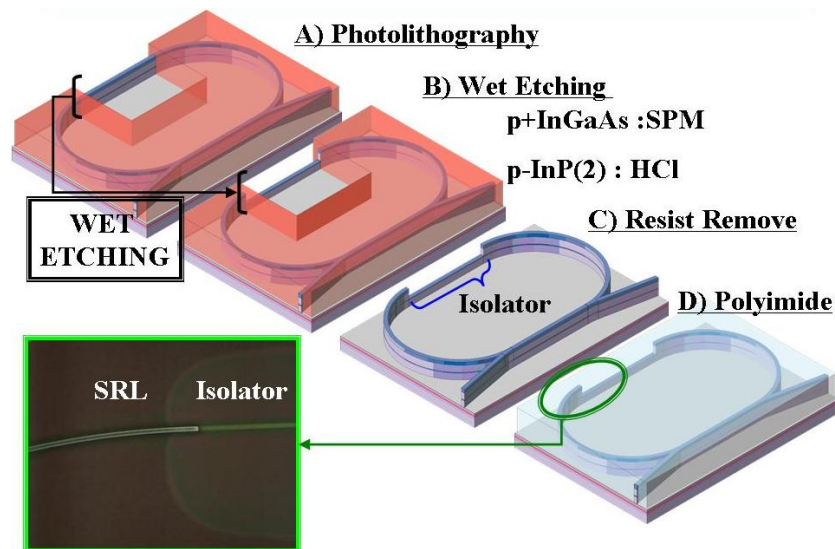
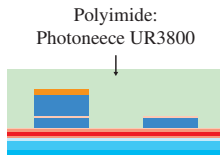


図 3.2: アイソレータ用の部分エッチングからポリイミド塗布までの 3 次元イメージ図

13. ポリイミドアッシングによる LD コンタクトオープン

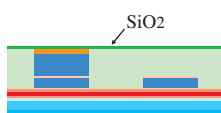
RIE ICP によるポリイミドのアッシングによって、レーザへの電流注入を行うためのコンタクトオープンを行う。アッシング時間は合計で 7 分前後である。最初に 5 分間アッシングしてポリイミドの厚さを LD のクラッドに近づけ、続いてアッシング時間を小さくしてポリイミドの厚さを微調整する。コンタクトオープンは顕微鏡観察でクラッド上のポリイミド残量を確認しながら行う。



ポリイミド Ashing レシピ (Gas Pressure : 3.00Pa、Source Power : 150W、Bias Power : 15W、 O_2 Flow rate : 10.00 sccm、He Flow rate : 8.00 sccm、Temperature : RT(23-24degC))

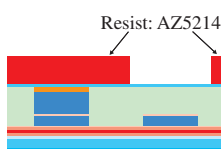
14. SiO_2 の電子ビーム蒸着

アイソレータ部分のみのアッシングによってアイソレータのコンタクトオープンを行うため、LD 部分マスクのための SiO_2 を形成する。理想的にはポリイミドの内部応力との適性を考慮した材料選択を行う必要があるが、経験的に SiO_2 が扱いやすかったので今回はこれを用いている。 SiO_2 膜形成にはスパッタと電子ビーム蒸着の2つの設備があるが、スパッタでは酸素やスパッタリングのための Ar イオンというポリイミドのアッシングと同様の環境になってしまい、 SiO_2 膜形成と同時にポリイミドがエッチングされてしまうので、ポリイミドへのダメージが小さい電子ビーム蒸着を用いた。



15. SiO_2 部分除去のためのリソグラフィ

アイソレータ部分のみ SiO_2 を除去するため、マスク形成としてリソグラフィを行う。レジストとしては AZ5214 を用いた。



16. BHF による SiO_2 除去

BHF による SiO_2 除去を行う。ここでは高い解像度が求められるわけではないので wet エッチングでも問題はない。反対にドライエッチングによる SiO_2 除去を行うとレジスト硬化によって次のレジスト除去が困難になるという理由で wet を採用している。



17. レジスト除去

ポリイミドのアッシングを行う前にレジストの除去を行う。この理由もまた、レジストを残して次ステップのアッシングを行ってしまうと、レジストが硬化して除去が難しくなるからである。ここで剥離液を用いるとレジストだけでなくポリイミドが若干エッチングされ SiO_2 が部分的にはがれてしまう現象が起きるので、レジスト除去はあくまでアセトンと IPA だけで行う。おそらくポリイミドと SiO_2 の内部応力などの相性が良くないことが原因だと思われる。



18. ポリイミドアッシングによる Isolator コンタクトオープン

ポリイミドのアッシングを行う。手順や注意点は No.13 と同じである。



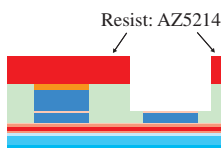
19. BHF による SiO_2 除去

アイソレータのコンタクトオープンが完成したら、不要な SiO_2 を BHF によって除去する。手順や注意点は No.16 と同様である。



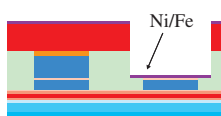
20. NiFe パターニングのためのリソグラフィ

続く NiFe 蒸着後のリフトオフのためにリソグラフィを行う。リフトオフ用のリソグラフィにおいては、ネガ型のレジストが好まれる傾向がある。これはネガ型レジストのプロファイルが逆メサ構造になっており、上から薄膜を形成した際にレジストの側面が露出した状態になり、アセトンなどの有機溶剤に溶かしてレジストの上に乗っている薄膜ごと除去できるという、リフトオフに適した構造をしているからである。ここでの注意点としては、現像時間が長くなりすぎてレジストの膜厚が小さくならないようにすることが挙げられる。このようなレジストではリフトオフが失敗する傾向が見られた。



21. アイソレータ強磁性層の Ni/Fe の蒸着

電子ビーム蒸着によって Ni/Fe の製膜を行う。膜厚は i20nm、Fe100nm である。強磁性ターゲットを蒸着する際には温度上昇による相転移に注意が必要である。強磁性体はキュリー温度に達すると常磁性体へと相転移する。つまりターゲットに電子ビームを当てて加熱していくと、加熱初期段階ではターゲットは強い磁場を有しているので通常のターゲットとは異なる EB 軌跡・スポットを描く。さらに加熱をしていくとターゲットがキュリー温度に達した段階で相転移が起こり常磁性体へとシフトするのでそれまでの EB 軌跡・スポットが移動してしまう。したがって安定した蒸着を行い良質の強磁性層を形成するためにはキュリー点付近での EB スポット調整が必須となるので、蒸着している際には常にターゲットや EB スポットの観察に気を配ることが重要である。ちなみに Fe のキュリー温度は 770degC、Ni は 354degC である。



22. Ni/Fe 層のリフトオフ

基板をアセトンに漬け、ピーカーごと超音波振動に当ててレジスト上の NiFe を除去する。



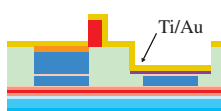
23. TiAu パターニングのためのリソグラフィ

No.20 と同じ手順、注意点で行う。



24. 電極層の Ti/Au の蒸着

ポリイミドのアッシングでは、多かれ少なかれポリイミドとコンタクトに段差が生じるので電極断線を防ぐために通常の基板垂直方向の蒸着に加えて斜め蒸着も行う。ただし、斜め蒸着を行いすぎるとレジストの逆メサ部分にもレジストが付着してしまいリフトオフの失敗の可能性があるので注意が必要である。膜厚は Ti:100nm 以下、Au:200nm。



25. Ti/Au 層のリフトオフ

No.22 と同じ手順、注意点で行う。



26. 裏面研磨と裏面電極スパッタ、マウント



サリチル酸フェニルを用いて基板を研磨台に固定し、研磨剤（スラリー）を拭き掛けながら厚さ 200 μm まで研磨を行う。研磨後は簡易 Au スパッタにより裏面電極を形成する。半導体プロセスが終わったデバイスは、デザインに合わせて劈開を行い、チップを Cu サブマウントにマウントする。

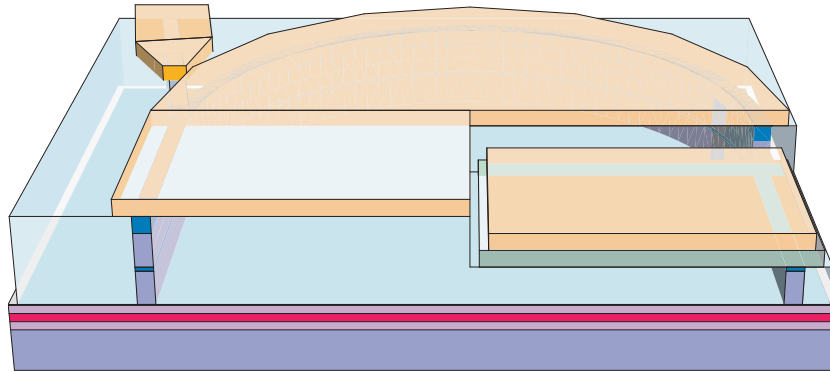


図 3.3: 完成したデバイスの断面イメージ図

第4章 デバイスの測定評価

4.1 Fabri-Perot レーザによる基礎特性の確認

リングレーザ特性評価の比較対象として Fabri-Perot(FP) レーザによる基礎特性評価を行う。FP レーザの作製方法としては、ウェットエッチングプロセスとドライエッチングプロセスの2つが挙げられる。TMモード偏光状態との比較確認のために作製した TE モードの FP レーザでは、偏光以外で SRL との厳密な比較を行うわけではないので容易に作製できるウェットプロセスを用いた。一方、SRL との特性評価の比較対象として作製した TM-FP レーザは SRL と光・電気特性を一致させるために SRL フォトマスク内に FP レーザを並べて設計し、SRL と同一基板、同一のドライエッチングプロセスを用いて作製した。

TE-FP レーザのウェットエッチングプロセスの概要は

1. 導波路パターンのフォトリソグラフィ
2. SPM によるキャップ層の wet etching
3. HCl を用いた InP 層の wet etching
4. 電子線蒸着による Al_2O_3 膜の堆積
5. リフトオフ (コンタクトオープン)
6. 電子線蒸着による Ti/Au 膜の斜め方向堆積

の流れで行った。各工程の詳しい説明は 3.3 の該当箇所を参照していただきたい。ウェットプロセスのメリットとしては、加熱処理を行わないのでフォトリソが保持され、基板をアセトンに漬ける (リフトオフ) だけでコンタクトオープンでき工程数が少ないという簡易性、さらに、ウェットエッチングは RIE などの物理的なエッチング要素がないので基板に与えるダメージが少ない点が挙げられる。

作製した FP レーザの断面 SEM 画像と上面図を図 4.1 に載せる。

まず最初に TM-FP レーザの IL 特性、IV 特性、発振スペクトルの測定を行った。これらの測定は一組の測定系で行うことができる。光学系は図 4.2 に示した系を用いた。上からデバイスを見たときの右端面、左端面からのそれぞれ光出力はレンズファイバを通して光ファイバを経由し、3dB カブラによって光パワーメータ (OPM) と光スペクトル解析 (OSA) への2つの経路に分岐される。OPM は入力端子が2つあるので常に CW,CCW の出力を測定できるが、OPA には入力端子が1つしかないので光スイッチによって CW,CCW の測定を切り替える。この時同時にデバイスの電圧測定を行っている。

IL、IV の測定結果は図 4.3 のようになり、解析値については表 4.1 にまとめた。電圧値が従来のものよ

表 4.1: TM-FP レーザの ILV 特性解析値

I_{th} [mA]	50
J_{th} [kA/cm ²]	1.32
η_s [W/A]	1.52×10^{-2}
$V@100mA$ [V]	2.07

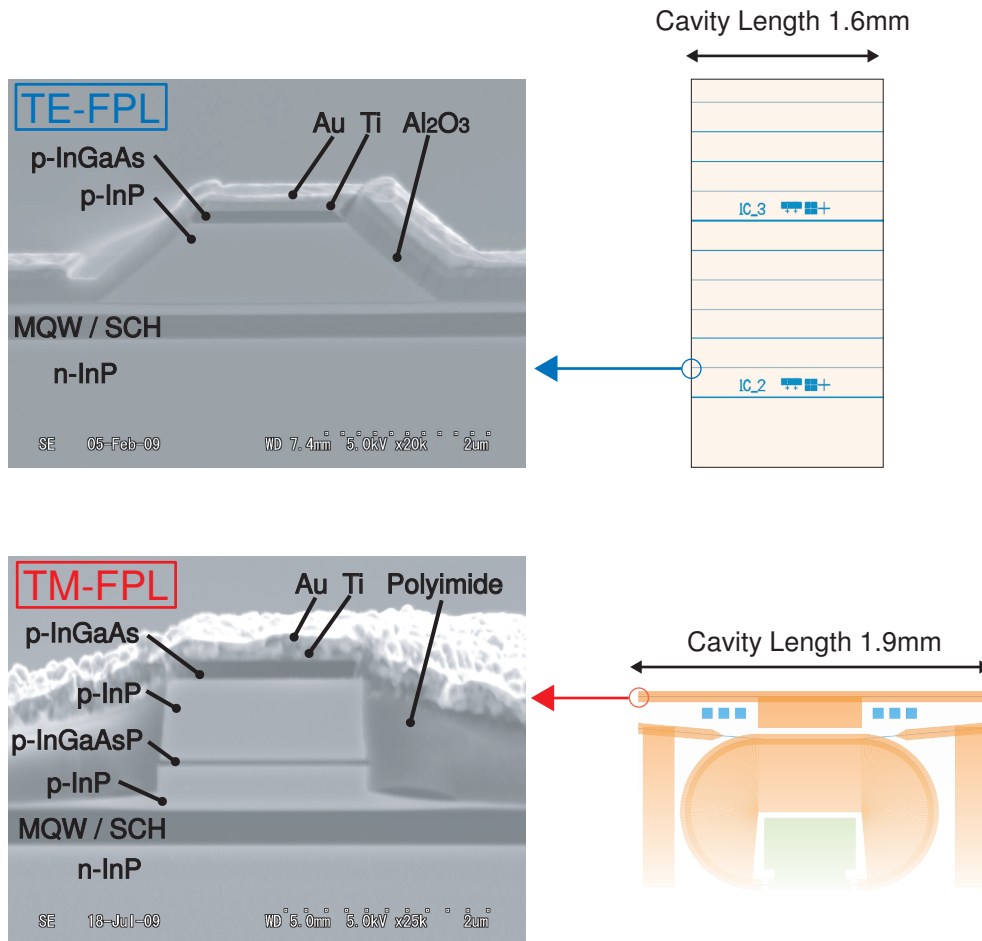


図 4.1: Fabry-Perot レーザーの断面 SEM 画像と上面図

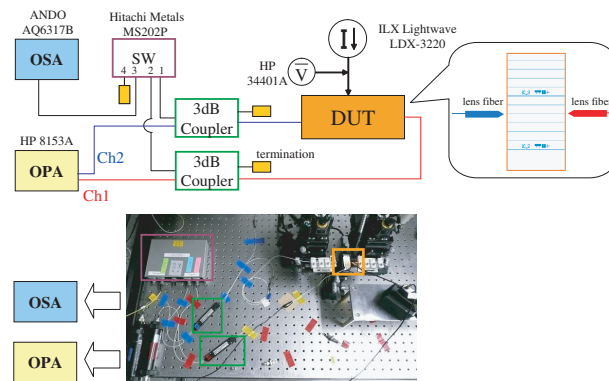


図 4.2: TM-FP レーザの ILV、スペクトル特性測定系

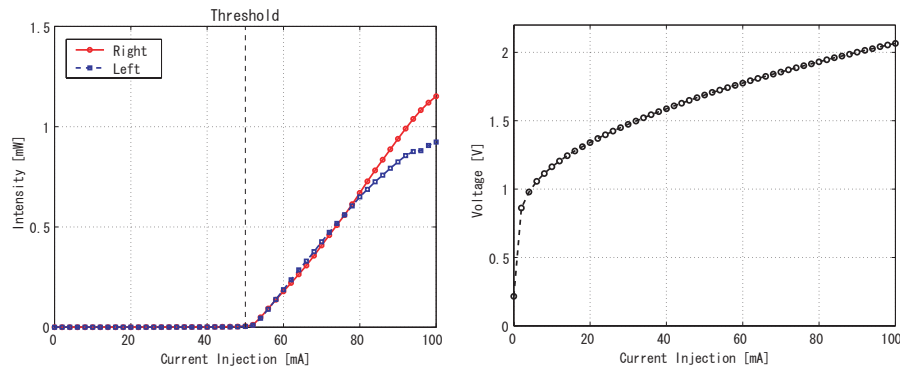


図 4.3: TM-FP レーザの ILV 測定測定結果

りもやや大きい値になっているがこれはポリイミドのアッシング除去などの問題が考えられる、閾値と閾値電流密度などの値に関しては問題ないと思われる。

次にスペクトル測定結果を図 4.4 に示す。解析値は表 4.2 のようになった。FSR の解析については

表 4.2: TM-FP レーザのスペクトル解析結果

λ_0 [nm]	1569.8
FSR [nm]	0.18 ± 0.005
Calculated L_{cavity} [mm]	1.88 ~ 1.99
Actual L_{cavity} [mm]	1.9

$$L_{FSR} = \frac{\lambda_0^2}{2n_{eff}\lambda_{FSR}} \quad (4.1)$$

の関係式を用いた。実効屈折率としては InP 系のレーザで等価屈折率に対して 10% 程度大きくなることが知られているので $n_{eff} = 1.1 \times n_{eq}$ としている。解析により、顕微鏡観察による共振器長と FSR 解析による共振器長がよく一致することが分かった。

次に偏光測定を行う。本研究で用いる導波路型アイソレータは TM モードのみ非相反損失が発現する偏波依存性を有するので、まず基板が TM 発振しているかを確認する。レーザ発振の偏波決定は光の閉じ込め係数 Γ と利得係数 g の積に依存しており、本デバイスで用いた基板としては TE モードと TM モードでそれぞれの偏波側の利得係数が大きい状態になっている。しかし、光閉じ込め係数に関しては導波路幅 $2\mu\text{m}$ 、MQW 膜厚 $0.15\mu\text{m}$ という極めて偏平な導波路形状となっているため $\Gamma_{TE} \Gamma_{TM}$ となり、どうしても TE が優勢になってしまう基板成長段階で確認する偏波とは、XRD 解析による歪解析と基板の PL 測定で議論されたものであるから、あくまで利得係数 g に関するものであり、詳細な偏波の議論はこれだけでは成り立たない。結晶成長段階で TE モード基板を作成し、利得についても TE が優勢なことが確認できたなら敢えて導波路での TE モードの偏波確認を行う必要性はそれほどないが、閉じ込め係数が劣る TM モードのデバイスを作製する場合には、結晶成長段階の評価に加えて実際に導波路構造を作製し、偏波を確認することが重要である。

偏光を測定する際の注意点としてはデバイスからの光を光ファイバに通さないことが挙げられる。これは光ファイバには応力によって偏光方向を変えてしまう性質があるため、そのため LD の端面からの出力

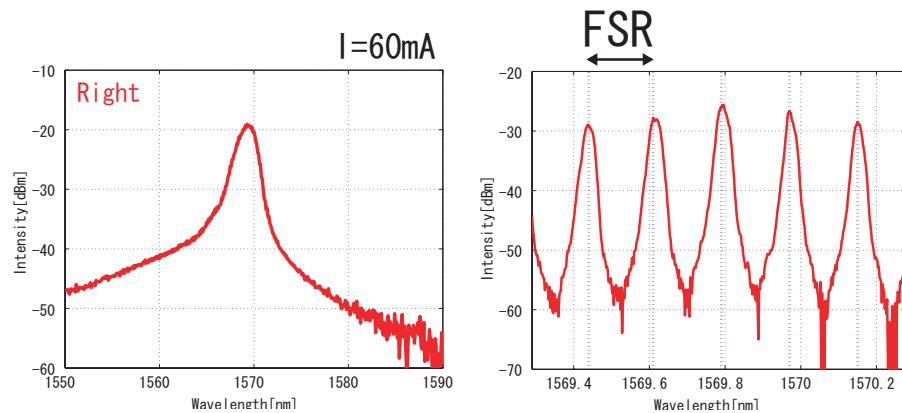


図 4.4: TM-FP レーザの、注入電流 60mA 右端面出力のスペクトル測定結果

光はそのまま自由空間に伝播させて偏光フィルタに通して測定を行い偏波測定を行う。測定系を図 4.5 に示した。偏光フィルターはシグマ光機株式会社製の近赤外用偏光フィルターを使用した。TLD(Tunable Laser

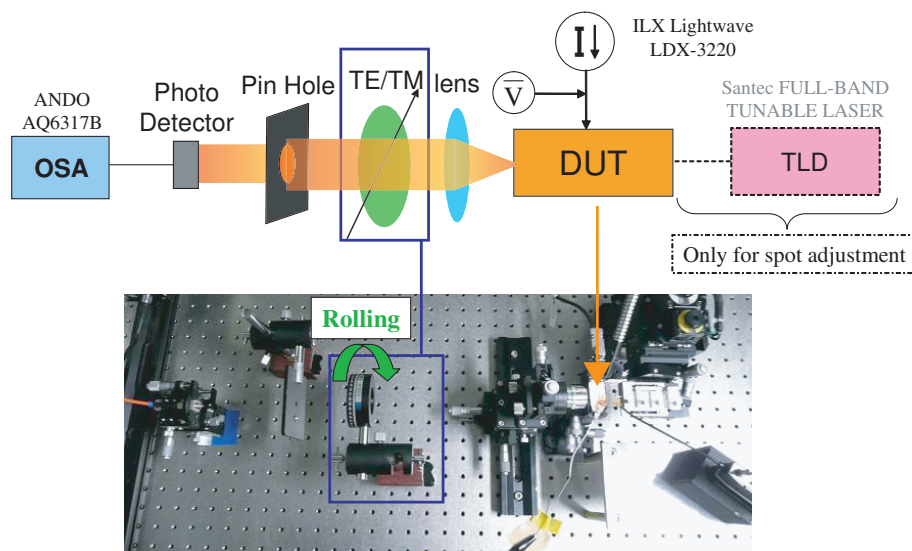


図 4.5: 偏光測定の光学系

Diode) は測定前のスポットアライメントのために用いる。これは、本研究で作製したデバイス強度は近赤外センサーカードの反射光を確認できるほどの高強度ではないため、その補助として用いるものである。高強度 TLD による出力光を FP レーザの共振器構造に透過させそのスポットを観察しながらレンズ・偏光フィルター・PD の位置調整を行い、十分にアライメントしてから TLD を切り、デバイスの偏光測定を行う。PD からの信号は OSA につながれ、波長依存グラフとして出力される。偏光フィルターの回転角はフィルターに記された角度を指標としたもので、TE モードならば 0,180 度でフィルターされるので透過強度が最小値となり、TM モードならば 90,270 度で最小値となる。

まず TE-FP レーザの偏光測定結果を図 4.6 に示す。左図が偏光フィルターの回転角に対する透過スペクトル、右図が偏光フィルターの回転角に対する透過強度を極座標上にプロットしたものである。右図からわかるように偏光は TE モードであることが確認できた。次にリングレーザとアイソレータの集積デ

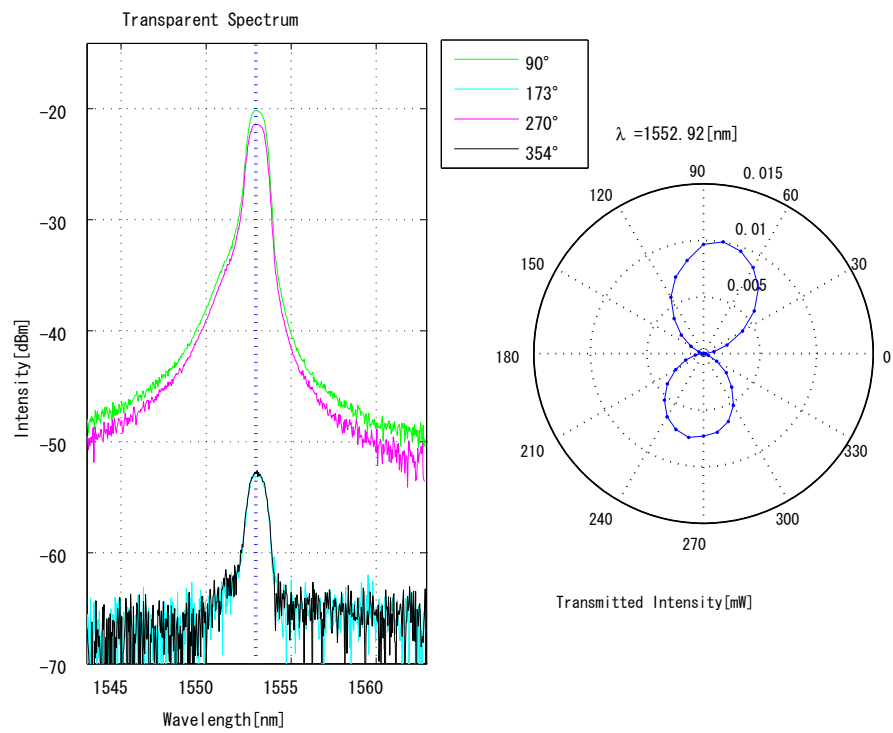


図 4.6: 偏光フィルターを透過した TE-FP レーザの発光スペクトルとピーク波長における透過光強度のフィルター回転角の依存性

バイスで用いる TM モード基板による FP レーザの偏光測定結果を図 4.7 に示す。先の TE モード FP レー

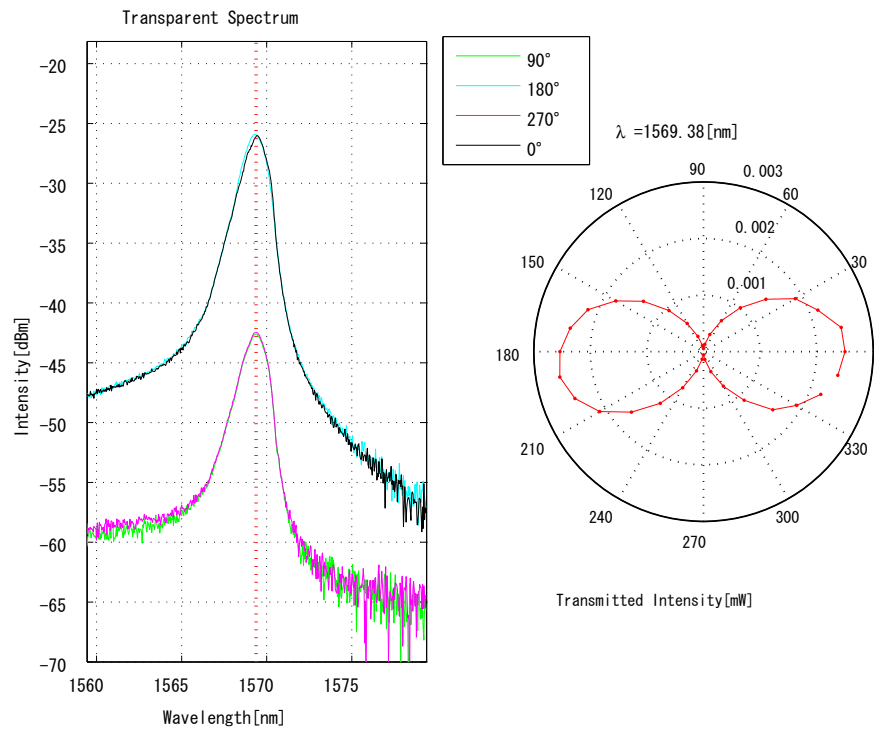


図 4.7: 偏光フィルターを透過した TM-FP レーザの発光スペクトルとピーク波長における透過光強度のフィルター回転角の依存性

ザと比較してわかるように、透過光の角度依存性が 90° ずれており TM モードの分布が得られた。これにより、TM モードの利得係数が光閉じ込めの効果に勝るものであることが確認でき、またアイソレータとの集積デバイスにおいて非相反損失が実現する環境が揃ったことが確認できた。

4.2 半導体リングレーザの測定評価

導波路型アイソレータを集積化する前段階として、また、アイソレータとの集積デバイスとの特性比較のために TM 型リングレーザを作製し、特性評価を行った。半導体プロセスフローは、前章で説明したアイソレータを集積した場合のプロセスにおいてアイソレータ用のウェットエッチング (No.08 ~ 11) とポリイミド部分アッシング、アイソレータ用の強磁性層のためのリソグラフィと蒸着 (No.14 ~ 22) を省いたものである。フォトリソマスクにおいても、アイソレータとの集積一体型と同じものを利用して作製できる。

IL 特性、IV 特性、発振スペクトルの測定については FP レーザのそれとほぼ同じである。異なる点は DUT の電流注入だけなので、それを図 4.8 に示す。また、作製した SRL の断面 SEM 画像を図 4.8 に載せる。

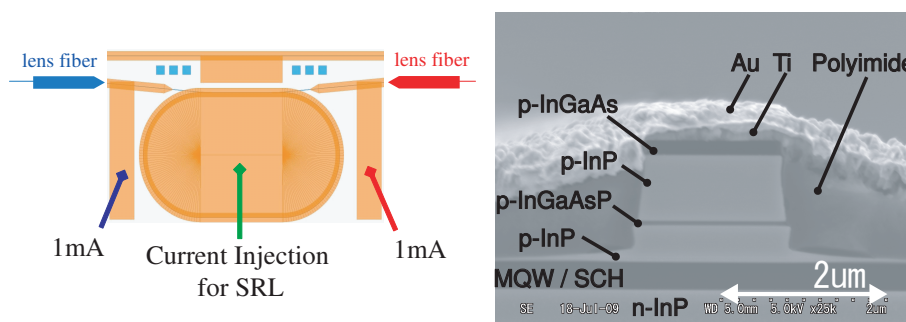


図 4.8: TM モード半導体リングレーザの電流注入と導波路断面 SEM 画像

SRL の測定では共振器内での光の進行方向 (CW, CCW) の相関が重要になるので、右側、左側の光出力導波路からの出力を同時に測定する。CW, CCW のそれぞれ光出力はレンズファイバを通して光ファイバを経由し、3dB カプラによって光パワーメータ (OPM) と光スペクトル解析 (OSA) への 2 つの経路に分岐される。OPM は入力端子が 2 つあるので、常に CW, CCW の出力を測定できるが、OPA には入力端子が 1 つしかないので、光スイッチによって CW, CCW の測定を切り替える。デバイスの電圧測定はリング部分の測定を行っている。

SRL 測定における注意点としては、光出力への注入電流 I_{out} が挙げられる。出力導波路に電流を注入しない場合、SRL からの光が出力導波路で吸収されるので大きな損失を含んだ測定結果になってしまう。反対に、出力導波路に大きな電流注入を行うと ASE が発生して SRL へと光が挿入されてしまい、SRL の発振方向に影響が出てしまう。

実際に SRL の IL 特性の光出力導波路の注入電流依存性を調べた例を挙げる。図 4.9 の左は光出力導波路に 5mA の電流を流したときの SRL の IL 特性である。 $I_{out}=5\text{mA}$ の場合は CW, CCW の出力が交互に下降・上昇しているが、出力が反転するほどではなく、CCW が優勢な中途半端な双安定性になっている。これはおそらく、注入電流としては CW と CCW で等しいが、デバイス作製で生じた CCW 側の出力導波路の電氣的・光学的優位性によって生じたものと思われる。このような傾向は出力導波路の注入電流が大きいほど顕著になり、小さいほど双安定性が顕著に現れることが分かった。しかし、電流源で用いた機器の精度では 1mA より小さい範囲での安定した調整が行えないので、光出力導波路に注入する電流は、ともに 1mA に固定することにした。 $I_{out}=1\text{mA}$ での測定結果を図 4.9 の右に示した。グラフにより SRL 特有の発振方向による IL グラフの反転現象が測定できたことが分かり、双安定性 SRL の作製に成功したと言える。さて、 $I_{out}=5\text{mA}$ と 1mA の比較をした時、両方発振領域を含んだ双安定性領域 (Bistable Area) の幅が変化する点に注目したい。 $I_{out}=1\text{mA}$ では 100mA ~ 240mA が双安定領域だと言えるが $I_{out}=5\text{mA}$ では 100mA ~ 320mA が双安定領域になっている。これは SRL の双安定性領域における発振方向反転現象が外部からの光入力によって生じていることを推測させるものである。また、閾値が変化しない点、効率が異なる点に

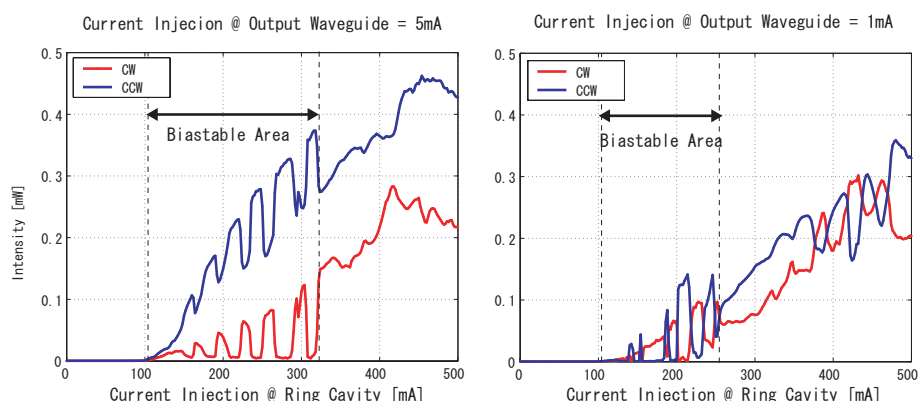


図 4.9: 左：各出力導波路に 5mA の電流注入を行った場合の SRL の IL 特性。右：各出力導波路に 1mA の電流注入を行った場合の SRL の IL 特性。

については次節のアイソレータとの集積デバイスの IL 特性との比較で有用になる性質である。

IL 測定結果のみでも、通常の FP レーザの IL 特性では得られないグラフであることから SRL の発振が生じていると考えられるが、共振状態と発振波長の確認のためにスペクトル解析を行った。SRL で共振が生じている場合、共振器長はリングの周回長さとなる。懸念されるそれ以外の共振としては、出力導波路の劈開面から Y 分岐とリングのレーストラック直線部分を通り、もうひとつの Y 分岐を経由して反対側の出力導波路の端面の間で生じる FP 共振である。SRL の共振と FP の比較説明をする。[21] でも言及されている様に、SRL の Free Spectral Range(FSR) は端面ミラーで構成される Fabry-Perot の閉口共振と共振条件が異なるため関係式も違うものになる。具体的に FSR と共振器長さの関係式は

$$L_{FP} = \frac{\lambda_0^2}{2n_{eff}\lambda_{FSR}} \quad (4.2)$$

$$L_{SRL} = \frac{\lambda_0^2}{n_{eff}\lambda_{FSR}}$$

という関係になっている。この式を利用してデバイスから測定された FSR から、SRL 共振としてリングの周回長さ FP の長さが求められるのだが、式から分かるようにちょうど 1:2 の関係になっている。一方、デバイスの構造を振り返ると、今懸念している FP 共振は SRL の設計上どうしても SRL 周回の 1/2 に近いものになってしまうのでスペクトル測定の精度によっては共振状態の判定が難しい。それでは懸念される共振状態と FSR 解析に用いたスペクトルの測定結果を図 4.10 に示す。この測定結果のピーク波長間隔から FSR の値を求め、SRL 共振器長さからリング半径と FP 共振器長を求めたところ、設計半径 300μm に対して解析半径 295.0 ~ 316.7μm となり、一致した。一方懸念される FP 長さ 1504μm に対して解析 FP 長さは 1430 ~ 1490μm となり、不一致となった。この結果から、双安定性 IL と照らし合わせても SRL の共振が成立していると考えられる。したがって作製したデバイスの共振状態がリング共振を実現しており、作製と動作に成功したと言える。

4.3 導波路型アイソレータを集積したリングレーザの測定評価

本研究のメインテーマである導波路型 TM モードアイソレータと半導体リングレーザの集積デバイスの評価について述べる。半導体プロセスは前章に示した通りで、作製した集積デバイスの共振器の中心で 2

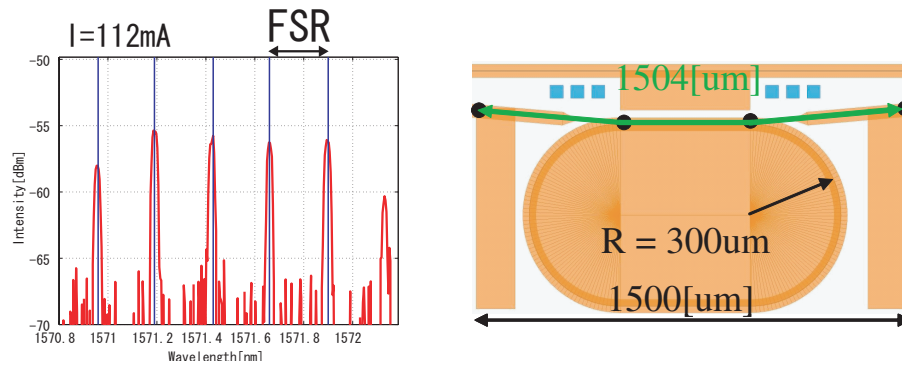


図 4.10: SRL のスペクトル測定結果と懸念される共振状態

分割した俯瞰図とそれぞれの断面 SEM 画像、さらに段差構造となっている SRL とアイソレータの境界の図を 4.11 に載せる。

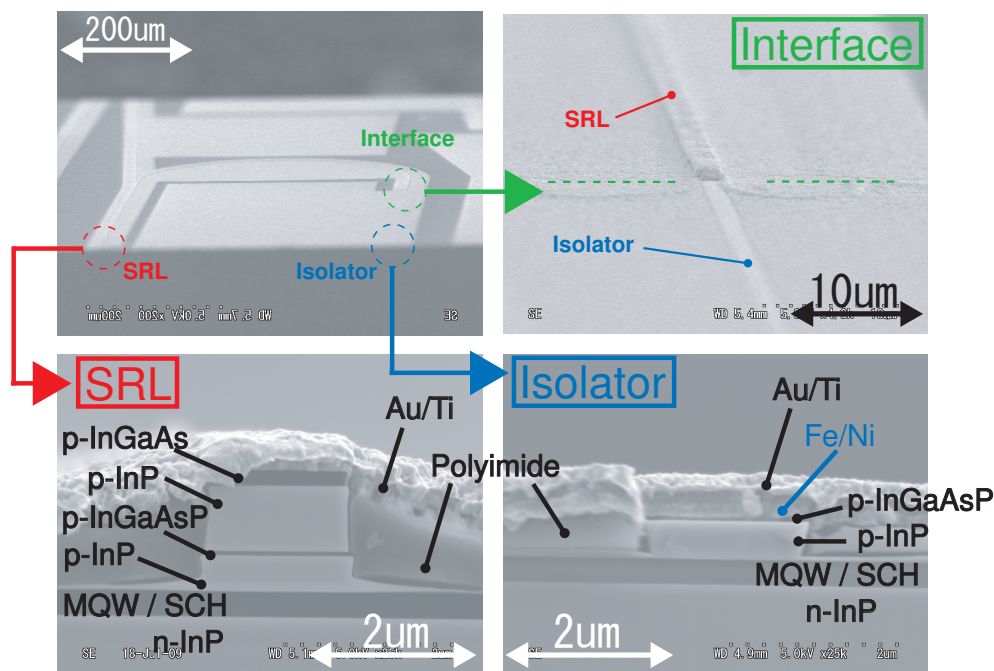


図 4.11: 導波路型 TM モードアイソレータを集積した半導体リングレーザの断面 SEM 画像と上面図

測定方法は基本的に SRL のそれと同じものであるが、アイソレータの強磁性層の磁化飽和させるために永久磁石による外部磁場 (0.15T) を印加する。さらに SRL に加えてアイソレータ用の電極も増えるので電流注入プローブが 4 本必要になる。アイソレータ部分では、損失の少ない前進波方向での損失を補償するために電流注入が必要となる。理想的には SRL 部分の注入電流と同じ電流密度を加えて IL 特性を測りたいところだが、SRL とアイソレータでは強磁性体の有無による差が生じているので、アイソレータ長さに応じて固定電流値を加えることにした。ここでは 10mA である。

本デバイスの特徴でもある発振方向の外磁場依存性は外部磁場の方向によってアイソレータによる非相反損失の正負も変わり、SRL 内は損失が小さい方向に発振が起こるため非相反損失の方向に依存すること

に由来する。この性質の測定として、IL 測定において永久磁石の配置を切替える測定を行った (図 4.12)。

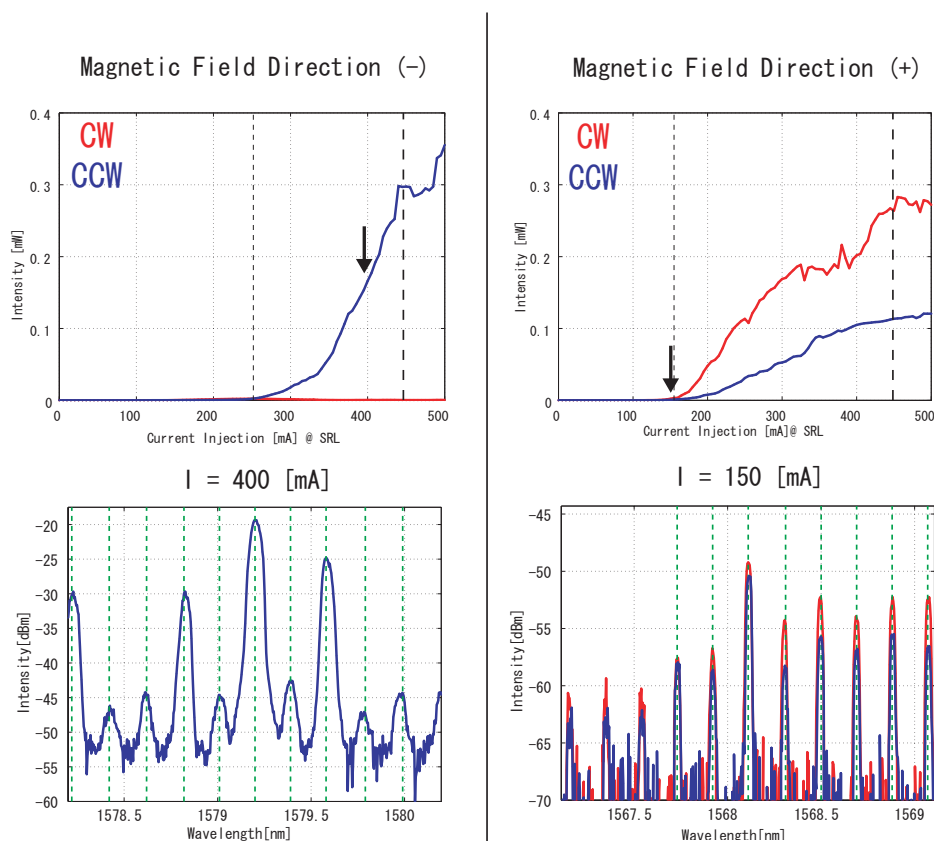


図 4.12: 印加磁場方向に対する集積デバイスの IL 測定結果とスペクトル測定結果 ($L_{iso}=100\mu\text{m}$)

図 4.12 の測定結果について議論する。まず IL に関してであるが、本研究の目的の 1 つである単一方向発振という面では + 方向の磁場下において、かなり高い消光比が実現できていることが分かる。これは従来の SRL の単一方向発振を目指したデバイスの中でも電氣的バイアスを用いたものに匹敵する性能の高さと言える。しかし、磁場反転を行ったときの IL グラフに関しては 3dB 程度の消光比しか得られていない。次に、もう 1 つの目的である新規機能としての、発振方向の外磁場依存性に関しては +, - 両方向の再現測定において出力や閾値の不安定性があるものの、明らかな外磁場依存性を持つことが分かった。

次にスペクトル測定の結果について言及したい。まず単一方向発振が得られた + 磁場方向についてであるが、スペクトル波形の歪みが大変ひどく複合共振に近い複雑な周期性を持ったスペクトルとなっていることが分かった。本来ならば発振してすぐの閾値付近でのスペクトルを測定するべきなのであるが、あまりにも歪みが強いので、比較的ピークの採り易い電流注入値を探して測定を行ったのが左下図となっている。解析半径は $382.4 \sim 422.8[\mu\text{m}]$ となり、デバイス設計半径 $400[\mu\text{m}]$ と一致しているが、一方で FP 共振としての解析共振器長は $1700 \sim 1830[\mu\text{m}]$ となり、端面間共振器長さ $1704[\mu\text{m}]$ も範囲内にある。このような FSR の結果やスペクトルの消光比がかなり低いなど SRL と異なる特徴があり複合共振など意図しない共振状態が発生している可能性がある。これに対して - 磁場方向のスペクトルは SRL 的な細い線幅のものとなり、発振方向による FSR の一致が見られており、解析半径は $389.4 \sim 430.5[\mu\text{m}]$ と設計半径 $400[\mu\text{m}]$ と一致し、一方、FP 共振としての解析共振器長は $1720 \sim 1850[\mu\text{m}]$ となり、端面間共振器長さには一致しないことがわかった。

第5章 まとめと今後の展望

本研究のなかでも特に新規性のある箇所についてテーマごとに分類し、成果と今後の問題点を整理したい。

シミュレーションの成果としては単一方向発振モデルの提案を行った。しかし基となった Lamb 方程式は発振方向反転を再現できるものではなかったため、デバイスに必要となる非相反損失の信頼性は高くないと考えられる。今後の課題と展望としては SRL の Lamb 方程式を拡張させて双安定性による発振方向反転を再現できるモデルを提案し、非相反損失を導入することによってデバイス動作とモデルのフィッティングを行う。さらに、外部からの光パルスやノイズを組み込むことによってデバイスの耐久性を評価できると良い。

プロセスの成果としては p-cald の 2 段構造の作製手法を確立し、それを実践したことにより導波路アイソレータと SRL の構造的な集積化が実現できたので、SRL 以外のデバイスとして SOA や DFB などのアクティブデバイスとの集積のためのプロセスに目処がついたと言え、次のテーマであるデバイス作製にも大きく繋がった。プロセスは本研究の中でも最も信頼性と応用性の高い成果だと思われる。今後の課題としてはプロセス総数の低減などが挙げられる。

デバイス動作に関しては、本研究の最も大きな目標であった「単一方向発振」と「外磁場による発振方向の反転」に関しては成功素子が少ないながらも、ある程度の再現性が確認されていることから、一応の目標は達成できたと言えるだろう。今後の課題・展望としては、まず 1 つ目に基板設計とプロセスの改善を行いつつ成功素子を増やして解析を行い信頼性を高めることが挙げられる。2 つ目としては、本デバイスと同様の構造で、より小型化の望める TE モードアイソレータを集積した TE モード SRL を作製することが挙げられる。

付 録 A 線幅増大係数 (パラメータ)

α は パラメータ (線幅増大係数) と言い、レーザーの静的および動的発振線幅や導波特性、注入同期の特徴づけにおいて重要な役割を果たす。パラメータは複素分極率 $\chi(N)$ に基づき、次の式

$$\alpha = -\frac{\frac{\partial}{\partial N} \text{Re}[\chi(N)]}{\frac{\partial}{\partial N} \text{Im}[\chi(N)]} \quad (\text{A.1})$$

で定義される量である。一般にレーザー光が有限のスペクトル線幅をもつのは、非コヒーレントな自然放出によって、発振している光の位相と強度が離散的な変動を受け、それによって光出力の位相が揺らぎ、波長が揺らぐためであると考えられている。発振光の電場成分を E 、活性領域の誘電率を ε とすると E に対する波動方程式は

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon E) \quad (\text{A.2})$$

電場 E は

$$E \sim E_0 \exp[j(\omega t - kz)] + c.c. \quad (\text{A.3})$$

と書くことが出来る。誘電率は光の角周波数 ω に依存する。 E_0 の揺らぎによる周波数の変動分を $\Delta\omega$ とすれば

$$\varepsilon \rightarrow \varepsilon(\omega) + \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \Delta\omega \quad (\text{A.4})$$

$\Delta\omega$ は電場の位相の時間微分に等しいので

$$\Delta\omega = \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{A.5})$$

ここで、

$$E_0 = \sqrt{I} \exp(j\phi) \quad (\text{A.6})$$

であることから、 $dI/dt = 0$ とすれば

$$\frac{dE_0}{dt} = \sqrt{I} \frac{d\phi}{dt} \frac{d}{d\phi} \exp(j\phi) \quad (\text{A.7})$$

$$= jE_0 \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{A.8})$$

すなわち

$$\frac{d\phi}{dt} = \Delta\omega = -\frac{j}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial t} \quad (\text{A.9})$$

これより、電場の式 (A.3) の ε を変動を考慮した式 (A.4) で展開し、式 (A.9) の角周波数の変動 $\Delta\omega$ を代入すると、

$$\varepsilon E \sim \varepsilon E_0 \exp[j(\omega t - kz)] + c.c. \quad (\text{A.10})$$

$$= \left(\varepsilon(\omega) E_0 - j \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) \exp[j(\omega t - kz)] + c.c. \quad (\text{A.11})$$

この式を波動方程式 (A.2) に代入する。この時に $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0, \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} = 0$ に注して偏微分を行うと

$$(\text{左辺}) = -k^2 E_0 \exp[j(\omega t - kz)] \quad (\text{A.12})$$

$$(\text{右辺}) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\varepsilon E_0 - j \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) \exp[j(\omega t - kz)] + c.c. \quad (\text{A.13})$$

$$= \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left(\varepsilon \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) + (j\omega) \left(\varepsilon E_0 - j \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) \right\} \exp[j(\omega t - kz)] \quad (\text{A.14})$$

$$= \frac{1}{c^2} \left\{ 2j\omega \left(\varepsilon \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) + (j\omega)^2 \left(\varepsilon E_0 - j \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) \right\} \exp[j(\omega t - kz)] \quad (\text{A.15})$$

ここから E_0 と $\partial E_0 / \partial t$ について整理すれば

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - k^2 \right) E_0 = \frac{2j\omega}{c^2} \left(\varepsilon + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \right) \frac{\partial E_0}{\partial t} \quad (\text{A.16})$$

この式に対して、以下に挙げる諸性質の式を代入して E_0 と $\frac{\partial E_0}{\partial t}$ の関係式に を見出したい。まず、 ε は複素屈折率 $n' - jn''$ の 2 乗として表される。ここで n'' はレーザの単位長さあたりの利得 g および損失 l と

$$g - l = -\frac{2\omega}{c} n'' \quad (\text{A.17})$$

の関係がある。閾値では $g = l$ であり、 $n'' = 0$ となる。一方 n' に関しては $\varepsilon = n'^2$ の関係を持ち、今回の導出としては

$$\frac{\omega n'}{c} = k \quad (\text{A.18})$$

の関係式を後に用いる。ここで、キャリア密度の変化によって n' と n'' が閾値での値からそれぞれ $\Delta n', \Delta n''$ だけ変化したとすると、閾値付近なので $n'' = 0$ となるが、キャリア変動の分を考えれば、利得・損失の式 (A.17) は

$$g - l = -\frac{2\omega}{c} \Delta n'' \quad (\text{A.19})$$

ε の式展開においては、 $\Delta n', \Delta n''$ の 2 次の項を省略して

$$\varepsilon = \left\{ (n' + \Delta n') - j(0 + \Delta n'') \right\}^2 \quad (\text{A.20})$$

$$= (n' + \Delta n')^2 - 2j(n' + \Delta n') \Delta n'' \quad (\text{A.21})$$

$$= n'^2 + 2n' \Delta n' - 2jn' \Delta n'' \quad (\text{A.22})$$

$$= n'^2 - 2jn' \Delta n'' \left(j \frac{\Delta n'}{\Delta n''} + 1 \right) \quad (\text{A.23})$$

$$= n'^2 - 2jn' \Delta n'' (j\alpha + 1) \quad (\text{A.24})$$

ここで定義した α は式 (A.1) と同義である。閾値での状態下で ε の変動もない場合、式 (A.16) の右辺の括弧内は

$$\varepsilon + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} = n'^2 + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial n'} \frac{\partial n'}{\partial \omega} \quad (\text{A.25})$$

$$= n' \left(n' + \omega \frac{\partial n'}{\partial \omega} \right) \quad (\text{A.26})$$

$$= \frac{c}{v_g} n' \quad (\text{A.27})$$

さらに、分散性媒質中ではエネルギー束とエネルギー密度の比は群速度に等しいことを考慮して

$$G - L = v_g(g - l) \quad (\text{A.28})$$

で定義される誘導放出速度 G と損失速度 L を導入する。式 (A.16) に対して、式 (A.27)、(A.1)、(A.18)、(A.28)、(A.19) を代入して整理すると最終的に E_0 に対する方程式

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} = \frac{1}{2}(1 + j\alpha)(G - L)E_0 \quad (\text{A.29})$$

が得られる。

付 録 B Lamb 方程式の規格化

Lamb 方程式の規格化を行う。
時間の規格化は

$$T = \frac{t}{2\tau_p} \quad (\text{B.1})$$

これより、時間微分の規格化が得られる。

$$\frac{d}{dT} = \frac{d}{dt} \frac{dt}{dT} = 2\tau_p \frac{d}{dt} \quad (\text{B.2})$$

自己利得飽和係数 ε_s 、相互利得飽和係数 ε_c の規格化

$$s = \frac{\varepsilon_s}{G_n \tau_s}, \quad c = \frac{\varepsilon_c}{G_n \tau_s} \quad (\text{B.3})$$

これより、非線形利得 (2.5) の規格化は

$$\begin{aligned} G_{1,2}(N, E_{1,2}) &= G_n(N - N_0) \left(1 - \varepsilon_s |E_{1,2}|^2 - \varepsilon_c |E_{2,1}|^2 \right) \\ &= G_n(N - N_0) \left(1 - s G_n \tau_s |E_{1,2}|^2 - c G_n \tau_s |E_{2,1}|^2 \right) \\ &= G_n(N - N_0) \left(1 - s |\mathcal{E}_{1,2}|^2 - c |\mathcal{E}_{2,1}|^2 \right) \\ &= G_n(N - N_0) \xi_{1,2} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

ここで、電場の規格化

$$\mathcal{E} = \sqrt{G_n \tau_s} \cdot E \quad (\text{B.5})$$

利得係数の項の規格化

$$\xi_{1,2} = 1 - s |\mathcal{E}_{1,2}|^2 - c |\mathcal{E}_{2,1}|^2 \quad (\text{B.6})$$

の関係式を用いた。

これらの変換式から Lamb 方程式 (2.3) を規格化する。左辺については、時間変換と電場変換の式から

$$(\text{左辺}) = \frac{dE_{1,2}}{dt} \quad (\text{B.7})$$

$$= \frac{1}{2\tau_p} \frac{dE_{1,2}}{dT} \quad (\text{B.8})$$

$$= \frac{1}{2\tau_p} \frac{1}{\sqrt{G_n \tau_s}} \frac{d\mathcal{E}_{1,2}}{dT} \quad (\text{B.9})$$

右辺については、電場・利得係数の変換式と、次に示す散乱係数の変換式を用いる散乱率の規格化は

$$k_d = 2\tau_p K_d, \quad k_c = 2\tau_p K_c \quad (\text{B.10})$$

よって、右辺

$$\begin{aligned}
 (\text{右辺}) &= \frac{1}{2}(1+i\alpha) \cdot [G_{1,2}(N, E_{1,2}) - \frac{1}{\tau_p}] \cdot E_{1,2} - K \cdot E_{2,1} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{G_n \tau_s}} \left[\frac{1}{2}(1+i\alpha) \cdot \left\{ G_n(N - N_0)\xi_{1,2} - \frac{1}{\tau_p} \right\} \mathcal{E}_{1,2} - \frac{k_d + ik_c}{2\tau_p} \mathcal{E}_{2,1} \right] \\
 &= \frac{1}{2\tau_p} \frac{1}{\sqrt{G_n \tau_s}} \left[(1+i\alpha) \cdot \left\{ G_n \tau_p (N - N_0)\xi_{1,2} - 1 \right\} \mathcal{E}_{1,2} - (k_d + ik_c) \mathcal{E}_{2,1} \right] \\
 &= \frac{1}{2\tau_p} \frac{1}{\sqrt{G_n \tau_s}} \left[(1+i\alpha) \cdot \{ N \xi_{1,2} - 1 \} \mathcal{E}_{1,2} - (k_d + ik_c) \mathcal{E}_{2,1} \right]
 \end{aligned} \tag{B.11}$$

ここでキャリア密度の規格化

$$\boxed{N = G_n \tau_p (N - N_0)} \tag{B.12}$$

を用いた。ここより、規格化 Lamb 方程式は、

$$\begin{aligned}
 \frac{d\mathcal{E}_{1,2}}{dT} &= (1+i\alpha) \cdot \left\{ N(1 - s|\mathcal{E}_{1,2}|^2 - c|\mathcal{E}_{2,1}|^2) - 1 \right\} \mathcal{E}_{1,2} - (k_d + ik_c) \mathcal{E}_{2,1} \\
 &= (1+i\alpha) \cdot \{ N \xi_{1,2} - 1 \} \mathcal{E}_{1,2} - (k_d + ik_c) \mathcal{E}_{2,1}
 \end{aligned} \tag{B.13}$$

となる。

次に、レート方程式 (2.7) を規格化する。左辺については、時間変換とキャリア密度変換の式から、

$$\begin{aligned}
 (\text{左辺}) &= \frac{dN}{dt} \\
 &= \frac{1}{2\tau_p} \frac{dN}{dT} \\
 &= \frac{1}{2G_n \tau_p^2} \frac{dN}{dT}
 \end{aligned} \tag{B.14}$$

右辺の変換をするために電流に関する規格化を行う。閾値電流 J_{TH} と透明電流 J_0 は

$$\boxed{J_{TH} = \frac{ed}{\tau_s} \left(N_0 + \frac{1}{G_n \tau_p} \right)}; \quad \boxed{J_0 = \frac{ed}{\tau_s} \cdot N_0} \tag{B.15}$$

注入電流の規格化は

$$\begin{aligned}
 \mu &= \frac{J - J_0}{J_{TH} - J_0} \\
 &= \frac{J - J_0}{\frac{ed}{\tau_s} \frac{1}{G_n \tau_p}} \\
 \frac{ed}{\tau_s \tau_p G_n} \mu &= J - \frac{ed}{\tau_s} N_0 \\
 J &= \frac{ed}{\tau_s \tau_p G_n} \mu + \frac{ed}{\tau_s} N_0
 \end{aligned} \tag{B.16}$$

これより、レート方程式 (2.7) の右辺は

$$\begin{aligned}
 (\text{左辺}) &= \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - G_1|E_1|^2 - G_2|E_2|^2 \\
 &= \frac{1}{ed} \left(\frac{ed}{\tau_s \tau_p G_n} \mu + \frac{ed}{\tau_s} N_0 \right) - \frac{1}{\tau_s} \left(\frac{N}{G_n \tau_p} + N_0 \right) - G_n(N - N_0)\xi_1|E_1|^2 - G_n(N - N_0)\xi_2|E_2|^2 \\
 &= \frac{1}{\tau_s \tau_p G_n} \mu - \frac{1}{\tau_s} \left(\frac{N}{G_n \tau_p} \right) - G_n(N - N_0)(\xi_1|E_1|^2 + \xi_2|E_2|^2) \\
 &= \frac{1}{\tau_s \tau_p G_n} \mu - \frac{1}{\tau_s} \left(\frac{N}{G_n \tau_p} \right) - \frac{N}{\tau_p} (\xi_1|E_1|^2 + \xi_2|E_2|^2) \\
 &= \frac{1}{2G_n \tau_p^2} 2 \left(\frac{\tau_p}{\tau_s} \mu - \frac{\tau_p N}{\tau_s} - G_n \tau_p N (\xi_1|E_1|^2 + \xi_2|E_2|^2) \right) \\
 &= \frac{1}{2G_n \tau_p^2} 2 \left(\frac{\tau_p}{\tau_s} \mu - \frac{\tau_p N}{\tau_s} - \frac{\tau_p}{\tau_s} N (\xi_1|E_1|^2 + \xi_2|E_2|^2) \right) \\
 &= \frac{1}{2G_n \tau_p^2} 2\gamma \left(\mu - N \{1 + \xi_1|E_1|^2 + \xi_2|E_2|^2\} \right)
 \end{aligned} \tag{B.17}$$

ここで、光子寿命とキャリア寿命の比

$$\boxed{\gamma = \frac{\tau_p}{\tau_s}} \tag{B.18}$$

を用いた。右辺と左辺の式から規格化されたレート方程式のキャリア密度の微分方程式は

$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{dT} &= 2\gamma \cdot \left[\mu - N \{1 + (1-s)|E_1|^2 - c|E_2|^2)|E_1|^2 + (1-s|E_2|^2 - c|E_1|^2)|E_2|^2\} \right] \\
 &= 2\gamma \cdot \left[\mu - N(1 + \xi_1|E_1|^2 + \xi_2|E_2|^2) \right]
 \end{aligned} \tag{B.19}$$

これで、シミュレーションで用いる形式の方程式が揃った。

付 録 C 等方性媒質の等価屈折率法

多層スラブ光導波路の解析法の基礎である等価屈折率法の説明を行う。本研究では導波路解析においては 2 次元 FDM を主に用いていたが、BPM における等価屈折率はこの計算から求めている。等価屈折率のメリットは、連続条件による固有値を求めるものなので FDM のようにメッシュ分割による計算量の問題がないことである。

、等価屈折率法に基づく階段分割法を説明する。層構造と座標は fig.(C.1) に示した。

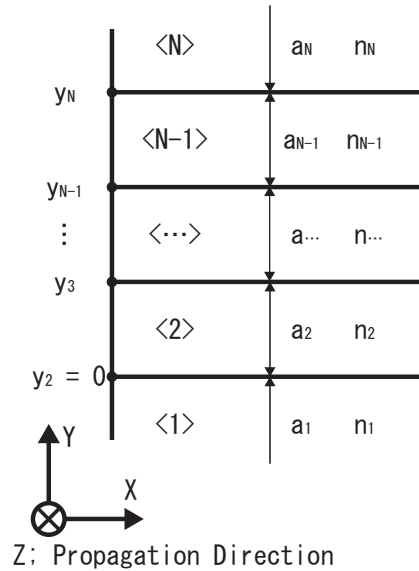


図 C.1: 半導体多層構造の y 軸上の位置と層番号、厚さ a、屈折率 n

Maxwell 方程式から

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (\text{C.2})$$

FigC.1 から、場は x 方向に対して変化しないことが分かるので

$$\frac{\partial}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.3})$$

である。したがって Maxwell 方程式の最後の 2 つを展開すると

$$\left\{ \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \epsilon_0 \epsilon_x \frac{\partial E_x}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_x + \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \epsilon_0 \epsilon_y \frac{\partial E_y}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_y + \left\{ -\frac{\partial H_x}{\partial y} - \epsilon_0 \epsilon_z \frac{\partial E_z}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_z = 0 \quad (\text{C.4})$$

$$\left\{ \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_x + \left\{ \frac{\partial E_x}{\partial z} + \mu_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_y + \left\{ -\frac{\partial E_x}{\partial y} + \mu_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_z = 0 \quad (\text{C.5})$$

これらの式における各項がそれぞれ 0 になる条件が Maxwell の解であるが、これらの項は E_y, E_z, H_x の組と E_x, B_y, H_z の組に独立している。すなわち前者が **TM**、後者が **TE** に対応している。ここで、TM モードの一般式

$$\begin{cases} \mathbf{E} = (0, E_y, E_z) \exp[j(\omega t - \beta z)] \\ \mathbf{H} = (H_x, 0, 0) \exp[j(\omega t - \beta z)] \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

を代入すると、 $\partial z = j\beta$ 、 $\partial t = j\omega$ となるから **TM** についてまとめると

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x \\ -j\beta H_x = j\omega\epsilon_0 n^2 E_y \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_z \end{cases}$$

これらの式を展開して H_x を機軸として波動方程式と E_y, E_z の関係式を導くと

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2) E_x = 0 \\ E_y = -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n^2} H_x \\ E_z = \frac{j}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{cases}$$

H_x の波動方程式から、任意の i 番目の層の一般解は

$$H_{xi} = A_i e^{-jk_i(y-y_i)} + B_i e^{+jk_i(y-y_i)} \quad (\text{C.7})$$

ここで、波動方程式の係数符号から \exp の肩の数が実数の場合と虚数の場合とに分ける必要がある。

$$k_i = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta^2} = k_0 \sqrt{n_i^2 - n_{eff}^2} & (k_i > \beta) \\ j\sqrt{\beta^2 - k_i^2} = jk_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_i^2} & (k_i < \beta) \end{cases}$$

すなわち等価屈折率の値と各層の屈折率の大小関係で分類を行うことになる。実際の半導体基板では光分布の中心である活性層が最も高い屈折率になり、そこから遠ざかるほど低屈折率になるようなデザインが求められる。直感的に分かるように、中心付近の半導体層は等価屈折率よりも大きく磁場分布は三角関数的になる。これは $(k_i > \beta)$ の条件に従っている。反対に屈折率が小さい外側の層については、 $(k_i < \beta)$ の条件により exponential の実数指数で特徴付けられる増加・減少関数となる。そして最も端の層では磁場強度は $y = \pm\infty$ で収束する。したがって $B_1 = A_N = 0$ が必要条件となる？。

ある導波路構造が許容する等価屈折率とそれに対応する磁場分布は一般的に複数存在する。それらはモード次数によって特徴付けられ、次数が多くなるほど磁場が振動したような分布になる。これは、等価屈折率の大きさと連動している。イメージとしては、等価屈折率が大きいほど三角関数領域が小さくなるので振動の山谷が少なくなる。すなわち 0 次モードは等価屈折率が最も大きくなり磁場分布はピークを 1 つだけ有するものになる。

TM 波では H_x と E_z が層の境界で連続する。まず一般解を用いて

$$H_{xi}(y_i) = H_{x_{i-1}}(y_i) \quad (\text{C.8})$$

$$A_i + B_i = A_{i-1} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1} e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \quad (\text{C.9})$$

同様に、 E_z の関係式を用いて

$$E_{zi}(y_i) = E_{z_{i-1}}(y_i) \quad (\text{C.10})$$

$$\begin{aligned}
\frac{j}{\omega \varepsilon_0^2 n_i^2} \frac{\partial H_{xi}}{\partial y} &= \frac{j}{\omega \varepsilon_0^2 n_{i-1}^2} \frac{\partial H_{x(i-1)}}{\partial y} \\
\frac{k_i}{n_i^2} (-A_i + B_i) &= \frac{k_{i-1}}{n_{i-1}^2} (-A_{i-1} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1} e^{jk_{i-1}a_{i-1}}) \\
-A_i + B_i &= \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} (-A_{i-1} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1} e^{jk_{i-1}a_{i-1}})
\end{aligned} \tag{C.11}$$

これらの式から層間の A,B を関係付ける。まず最初に式 (C.9)-式 (C.11) により

$$2A_i = A_{i-1} \left\{ 1 + \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right\} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1} \left\{ 1 - \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right\} e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \tag{C.12}$$

同様に式 (C.9)+式 (C.11) により

$$2B_i = A_{i-1} \left\{ 1 - \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right\} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1} \left\{ 1 + \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right\} e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \tag{C.13}$$

したがって、 i 層と $(i-1)$ 層の磁場強度係数の関係は

$$\begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{i1} & C_{i2} \\ C_{i3} & C_{i4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} \tag{C.14}$$

この行列 C を伝播行列と呼ぶ。各要素の値は先の計算により

$$\begin{aligned}
C_{i1} &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right) e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} \\
C_{i2} &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right) e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \\
C_{i3} &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right) e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} \\
C_{i4} &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n_i^2}{n_{i-1}^2} \frac{k_{i-1}}{k_i} \right) e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}
\end{aligned}$$

となる。これらに各層の膜厚、屈折率を代入し順々に C_{ij} をかける事により

$$\begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \tag{C.15}$$

という伝播行列を掛けた行列 M が求まる。そして収束条件により $B_1 = A_N = 0$ であるから、

$$\begin{pmatrix} 0 \\ B_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{C.16}$$

$M_{11} = 0$ という式を満たすような屈折率が等価屈折率となる。

付 録 D 非等方性媒質の等価屈折率法

導波路型アイソレータの非相反損失の由来は強磁性体の誘電テンソルにおける非対角項であるから、誘電テンソルに基づいた Maxwell 方程式を解く事によって非相反損失を計算することが出来る。層構造と光の進行方向に基づく座標の関係は等価屈折率法と同じものを用いる。1 次元の非相反損失のシミュレーションとしては等価屈折率法を拡張した手法が提案されているが [8, 9]、これらの伝播行列は磁場と電場の係数を利用したもので Appendix:C で示した等方性媒質の等価屈折率法での磁場もしくは電場の +y 方向と -y 方向の係数を利用した伝播行列とは異なる定義を用いている。この節では、等方性媒質の等価屈折率法のプログラムをした後に、そのソースをなるべく利用できるような伝播行列を求めたものである。求めた伝播行列は複雑なものになるので、最初からプログラムを書くような場合には非相反損失用の伝播行列を用いたほうがいいだろう。

電束密度 \mathbf{D} について

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_n \mathbf{E} \quad (\text{D.1})$$

誘電テンソルは

$$\tilde{\varepsilon}_n = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & j\alpha \\ 0 & -j\alpha & \varepsilon_z \end{pmatrix} \quad (\text{D.2})$$

よって

$$\begin{cases} D_x &= \varepsilon_0 \varepsilon_x E_x \\ D_y &= \varepsilon_0 \varepsilon_y E_y + \varepsilon_0 j\alpha E_z \\ D_z &= -j\alpha \varepsilon_0 E_y + \varepsilon_0 \varepsilon_z E_z \end{cases} \quad (\text{D.3})$$

あとは等価屈折率法と同じ展開である。場は x 方向に対して変化しないことが分かるので

$$\frac{\partial}{\partial x} = 0 \quad (\text{D.4})$$

である。したがって Maxwell 方程式の最後の 2 つを展開すると

$$\left\{ \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \varepsilon_0 \varepsilon_x \frac{\partial E_x}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_x + \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \left(\varepsilon_0 \varepsilon_y \frac{\partial E_y}{\partial t} + \varepsilon_0 j\alpha \frac{\partial E_z}{\partial t} \right) \right\} \mathbf{e}_y + \left\{ -\frac{\partial H_x}{\partial y} + \left(j\alpha \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} - \varepsilon_0 \varepsilon_z \frac{\partial E_z}{\partial t} \right) \right\} \mathbf{e}_z = 0 \quad (\text{D.5})$$

$$\left\{ \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_x + \left\{ \frac{\partial E_x}{\partial z} + \mu_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_y + \left\{ -\frac{\partial E_x}{\partial y} + \mu_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \right\} \mathbf{e}_z = 0 \quad (\text{D.6})$$

これらの式における各項がそれぞれ 0 になる条件が Maxwell の解であるが、これらの項は E_y, E_z, H_x の組と

E_x, B_y, H_z の組に独立している。すなわち前者が TM、後者が TE に対応している。TM についてまとめると

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} + \mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \varepsilon_0 \varepsilon_y \frac{\partial E_y}{\partial t} - \varepsilon_0 j\alpha \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0 \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} + j\alpha \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} - \varepsilon_0 \varepsilon_z \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (\text{D.7})$$

ここで、TM モードの一般式

$$\begin{cases} \mathbf{E} = (0, E_y, E_z) \exp[j(\omega t - \beta z)] \\ \mathbf{H} = (H_x, 0, 0) \exp[j(\omega t - \beta z)] \end{cases} \quad (\text{D.8})$$

を代入すると、 $\partial z = -j\beta$ 、 $\partial t = j\omega$ となるから

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega \mu_0 H_x \quad (\text{D.9})$$

$$-j\beta H_x = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y E_y - \alpha \omega \varepsilon_0 E_z \quad (\text{D.10})$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = \alpha \omega \varepsilon_0 E_y + j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z E_z \quad (\text{D.11})$$

これらの式から H_x の波動方程式と、 E_z と H_x の関係式を求めれば、等価屈折率法と同様の手法が行える。よって、まず上記の式における E_y を消去する手順を行う。Eq(D.10) の右辺第 1 項の E_y に、Eq(D.11) の E_y を代入するため、Eq(D.11) を移項して

$$\alpha \omega \varepsilon_0 E_y = -\frac{\partial H_x}{\partial y} - j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z E_z$$

左辺を Eq(D.10) の右辺第 1 項の E_y に合わせて

$$\begin{aligned} j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y E_y &= \frac{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y}{\alpha \omega \varepsilon_0} \left\{ -\frac{\partial H_x}{\partial y} - j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z E_z \right\} \\ &= -j \frac{\varepsilon_y}{\alpha} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y \varepsilon_z}{\alpha} E_z \end{aligned} \quad (\text{D.12})$$

Eq(D.10) に代入して

$$\begin{aligned} -j\beta H_x &= \left(-j \frac{\varepsilon_y}{\alpha} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y \varepsilon_z}{\alpha} E_z \right) - \alpha \omega \varepsilon_0 E_z \\ \left\{ \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y \varepsilon_z}{\alpha} - \alpha \omega \varepsilon_0 \right\} E_z &= j \frac{\varepsilon_y}{\alpha} \frac{\partial H_x}{\partial y} - j\beta H_x \\ \frac{1}{\alpha} (\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y \varepsilon_z - \alpha^2 \omega \varepsilon_0) E_z &= j \left\{ \frac{\varepsilon_y}{\alpha} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \beta H_x \right\} \\ \omega \varepsilon_0 (\varepsilon_y \varepsilon_z - \alpha^2) E_z &= j \varepsilon_y \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_y} H_x \right\} \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

したがって

$$E_z = \frac{j \varepsilon_y}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_y \varepsilon_z - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_y} H_x \right\} \quad (\text{D.14})$$

これで求める式の1つである E_z と H_x の関係式が求まった。次に H_x の波動方程式を求めたいが、 E_z を式 (D.9) に代入した時に E_y の関係式もまた必要になるので、式 (D.12) に E_z を代入して

$$\begin{aligned}
 j\beta E_y &= \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon_y} \left(-j\frac{\epsilon_y}{\alpha} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{\omega\epsilon_0\epsilon_y\epsilon_z}{\alpha} E_z \right) \\
 &= \frac{-j\beta}{\alpha\omega\epsilon_0} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{\beta\epsilon_z}{\alpha} E_z \\
 &= \frac{-j\beta}{\alpha\omega\epsilon_0} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{j\epsilon_y\epsilon_z}{\omega\epsilon_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)} \left(\frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\beta^2}{\epsilon_y} H_x \right) \\
 &= \frac{j\epsilon_y\epsilon_z}{\omega\epsilon_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)} \left\{ \frac{\beta}{\alpha} \left(-\frac{(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)}{\epsilon_y\epsilon_z} + 1 \right) \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\beta^2}{\epsilon_y} H_x \right\} \\
 &= \frac{j\epsilon_y\epsilon_z}{\omega\epsilon_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)} \left\{ \frac{\alpha\beta}{\epsilon_y\epsilon_z} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\beta^2}{\epsilon_y} H_x \right\} \\
 &= \frac{j\epsilon_y}{\omega\epsilon_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)} \left\{ \frac{\alpha\beta}{\epsilon_y} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\epsilon_z}{\epsilon_y} \beta^2 H_x \right\}
 \end{aligned} \tag{D.15}$$

したがって、式 (D.9) は

$$\begin{aligned}
 \frac{j\epsilon_y}{\omega\epsilon_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{\alpha\beta}{\epsilon_y} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right\} + \frac{j\epsilon_y}{\omega\epsilon_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)} \left\{ \frac{\alpha\beta}{\epsilon_y} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\epsilon_z}{\epsilon_y} \beta^2 H_x \right\} &= -j\omega\mu_0 H_x \\
 \frac{j\epsilon_y}{\omega\epsilon_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{\epsilon_z}{\epsilon_y} \beta^2 H_x \right\} + j\omega\mu_0 H_x &= 0 \\
 \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \left\{ \frac{\epsilon_z}{\epsilon_y} \beta^2 - \frac{\omega^2\epsilon_0\mu_0(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)}{\epsilon_y} \right\} H_x &= 0 \\
 \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \left\{ \frac{\epsilon_z}{\epsilon_y} \beta^2 - k_0^2 \frac{(\epsilon_y\epsilon_z - \alpha^2)}{\epsilon_y} \right\} H_x &= 0
 \end{aligned} \tag{D.16}$$

これで H_x の波動方程式が求まった。これは各誘電率を同じ値にし、 $\alpha = 0$ にすると等方性での波動関数と同じになる。

一般解と k_i の式は等価屈折率と同じである。

$$H_{xi} = A_i e^{-jk_i(y-y_i)} + B_i e^{+jk_i(y-y_i)} \tag{D.17}$$

$$k_i = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta^2} = k_0 \sqrt{n_i^2 - n_{eff}^2} & (k_i > \beta) \\ j\sqrt{\beta^2 - k_i^2} = jk_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_i^2} & (k_i < \beta) \end{cases}$$

次に接続条件をまとめるのだが、磁性層と非磁性層の配置から4パターンの伝播行列を求める必要がある。

1. (i-1) 非磁性層と (i) 非磁性層の接続
2. (i-1) 非磁性層と (i) 磁性層の接続
3. (i-1) 磁性層と (i) 磁性層の接続
4. (i-1) 磁性層と (i) 非磁性層の接続

パターン1：(i-1) 非磁性層と (i) 非磁性層の接続

これは前出の等価屈折率と同じものなので割愛する。

パターン2：(i-1) 非磁性層と (i) 磁性層の接続

実際のデバイスでは、InGaAsP 層と Ni 層の接続に当たるものである。まず H_x の接続条件を導出する。

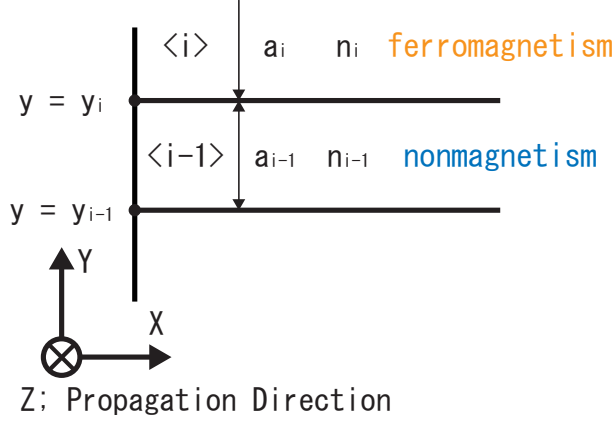


図 D.1: パターン2：(i) 非磁性層と (i+1) 磁性層の接続

$$H_{xi}(y_i) = H_{xi-1}(y_i)$$

$$A_i + B_i = A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \quad (D.18)$$

$$(D.19)$$

そして E_z の接続条件は

$$\begin{aligned} E_{zi}(y_i) &= E_{zi-1}(y_i) \\ \frac{j\varepsilon_i}{\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial H_{xi}}{\partial y} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} H_{xi} \right\} &= \frac{j}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_{i-1}} \frac{\partial H_{xi-1}}{\partial y} \\ \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i^2 - \alpha^2} \left\{ jk_i(-A_i + B_i) - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i}(A_i + B_i) \right\} &= \frac{1}{\varepsilon_{i-1}}(jk_{i-1}) \left\{ -A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \right\} \\ \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i^2 - \alpha^2} \left\{ \left(-jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} \right) A_i + \left(jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} \right) B_i \right\} &= \frac{jk_{i-1}}{\varepsilon_{i-1}} \left\{ -A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \right\} \\ MM_i A_i + PM_i B_i &= -\frac{jk_{i-1}(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)}{\varepsilon_i\varepsilon_{i-1}} \left\{ A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} - B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \right\} \end{aligned} \quad (D.20)$$

$$A_i + \frac{PM_i}{MM_i} B_i = \frac{AE}{MM_i} \left\{ A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} - B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \right\} \quad (D.21)$$

$$\frac{MM_i}{PM_i} A_i + B_i = \frac{AE}{PM_i} \left\{ A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} - B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \right\} \quad (D.22)$$

ちなみに、

$$\begin{aligned} MM_i &= -jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} \\ PM_i &= +jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} \\ AE &= -\frac{jk_{i-1}(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)}{\varepsilon_i\varepsilon_{i-1}} \end{aligned}$$

Eq. (D.20)-Eq. (D.18) により

$$\begin{aligned} \left(\frac{PM_i}{MM_i} - 1\right)B_i &= A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}\left(+\frac{AE}{MM_i} - 1\right) + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}\left(-\frac{AE}{MM_i} - 1\right) \\ B_i &= A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{AE - MM_i}{PM_i - MM_i} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{-AE - MM_i}{PM_i - MM_i} \\ &= A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{AE - MM_i}{2jk_i} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{-AE - MM_i}{2jk_i} \\ &= C_{i3}A_{i-1} + C_{i4}B_{i-1} \end{aligned} \quad (D.23)$$

式展開の途中で

$$\begin{aligned} PM_i - MM_i &= +2jk_i \\ MM_i - PM_i &= -2jk_i \end{aligned}$$

の関係を用了。Eq.(D.21)-Eq.(D.18) により

$$\begin{aligned} \left(\frac{MM_i}{PM_i} - 1\right)A_i &= A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}\left(+\frac{AE}{PM_i} - 1\right) + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}\left(-\frac{AE}{PM_i} - 1\right) \\ A_i &= A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{AE - PM_i}{MM_i - PM_i} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{-AE - PM_i}{MM_i - PM_i} \\ &= A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{AE - PM_i}{-2jk_i} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}\frac{-AE - PM_i}{-2jk_i} \\ &= C_{i1}A_{i-1} + C_{i2}B_{i-1} \end{aligned} \quad (D.24)$$

パターン 3 : (i-1) 磁性層と (i) 磁性層の接続

実際のデバイスでは、Ni 層と Fe 層の接続に当たるものである。まず H_x の接続条件を導出する。

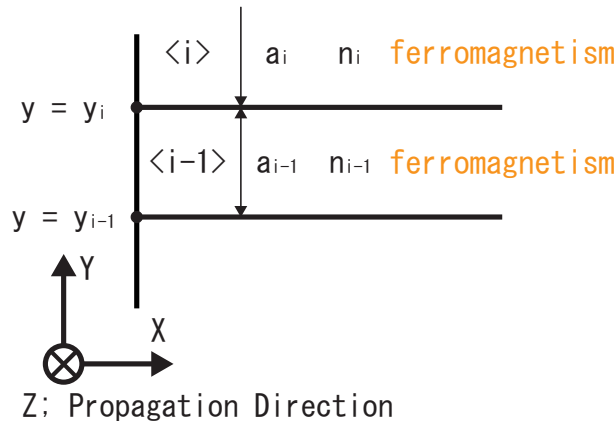


図 D.2: パターン 3 : (i-1) 磁性層と (i) 磁性層の接続

$$\begin{aligned}
H_{xi}(y_i) &= H_{xi-1}(y_i) \\
A_i + B_i &= A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}
\end{aligned} \tag{D.25}$$

そして E_z の接続条件は

$$\begin{aligned}
E_{zi}(y_i) &= E_{zi-1}(y_i) \\
\frac{j\varepsilon_i}{\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial H_{xi}}{\partial y} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} H_{xi} \right\} &= \frac{j\varepsilon_{i-1}}{\omega\varepsilon_0(\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial H_{xi-1}}{\partial y} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}} H_{xi-1} \right\} \\
\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i^2 - \alpha^2} \left\{ \frac{\partial H_{xi}}{\partial y} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} H_{xi} \right\} &= \frac{\varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2} \left\{ \frac{\partial H_{xi-1}}{\partial y} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}} H_{xi-1} \right\} \\
\frac{\partial H_{xi}}{\partial y} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} H_{xi} &= \frac{\varepsilon_{i-1}(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)}{\varepsilon_i(\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial H_{xi-1}}{\partial y} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}} H_{xi-1} \right\} \\
(jk_i)(-A_i + B_i) - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i}(A_i + B_i) &= \frac{\varepsilon_{i-1}(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)}{\varepsilon_i(\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)} \left\{ jk_{i-1}(-A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}) - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}}(A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}) \right\} \\
\left(-jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} \right) A_i + \left(+jk_{i-1} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i} \right) B_i &= \frac{\varepsilon_{i-1}(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)}{\varepsilon_i(\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)} \left\{ \left(-jk_{i-1} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}} \right) e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} A_{i-1} + \left(+jk_{i-1} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}} \right) e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} B_{i-1} \right\} \\
A_i + \frac{+jk_{i-1} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i}}{-jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i}} B_i &= \frac{\varepsilon_{i-1}(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)}{\varepsilon_i(\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)} \left\{ \frac{-jk_{i-1} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}}}{-jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i}} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} A_{i-1} + \frac{+jk_{i-1} - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_{i-1}}}{-jk_i - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_i}} e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} B_{i-1} \right\} \\
A_i + \frac{PM_i}{MM_i} B_i &= EE \left\{ \frac{MM_{i-1}}{MM_i} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} A_{i-1} + \frac{PM_{i-1}}{MM_i} e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} B_{i-1} \right\}
\end{aligned} \tag{D.26}$$

(D.27)

ちなみに、

$$\begin{aligned}
MM_n &= -jk_n - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_n} \\
PM_n &= +jk_n - \frac{\alpha\beta}{\varepsilon_n} \\
EE &= \frac{\varepsilon_{i-1}(\varepsilon_i^2 - \alpha^2)}{\varepsilon_i(\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)}
\end{aligned}$$

Eq.(D.25)-Eq.(D.26) により

$$\begin{aligned}
\left(1 - \frac{PM_i}{MM_i} \right) B_i &= \left(1 - EE \frac{MM_{i-1}}{MM_i} \right) e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} A_{i-1} + \left(1 - EE \frac{PM_{i-1}}{MM_i} \right) e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} B_{i-1} \\
B_i &= \frac{1 - EE \frac{MM_{i-1}}{MM_i} e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}}{1 - \frac{PM_i}{MM_i}} A_{i-1} + \frac{1 - EE \frac{PM_{i-1}}{MM_i} e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}}{1 - \frac{PM_i}{MM_i}} B_{i-1} \\
&= \frac{MM_i - EEMM_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}}{MM_i - PM_i} A_{i-1} + \frac{MM_i - EEPM_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}}{MM_i - PM_i} B_{i-1} \\
&= \frac{MM_i - EEMM_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}}{-2jk_i} A_{i-1} + \frac{MM_i - EEPM_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}}{-2jk_i} B_{i-1}
\end{aligned} \tag{D.28}$$

(D.29)

式展開の途中で

$$MM_i - PM_i = -2jk_i$$

の関係を用いた。
Eq.(D.25)× $\frac{PM_i}{MM_i}$ は

$$\frac{PM_i}{MM_i}A_i + \frac{PM_i}{MM_i}B_i = \frac{PM_i}{MM_i}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}A_{i-1} + \frac{PM_i}{MM_i}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}B_{i-1}$$

これに-Eq.(D.26) して

$$\begin{aligned} \left(-1 + \frac{PM_i}{MM_i}\right)A_i &= \frac{PM_i - EE \cdot MM_{i-1}}{MM_i}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}A_{i-1} + \frac{PM_i - EE \cdot PM_{i-1}}{MM_i}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}B_{i-1} \\ (-MM_i + PM_i)A_i &= (PM_i - EE \cdot MM_{i-1})e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}A_{i-1} + (PM_i - EE \cdot PM_{i-1})e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}B_{i-1} \\ A_i &= \frac{PM_i - EE \cdot MM_{i-1}}{PM_i - MM_i}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}A_{i-1} + \frac{PM_i - EE \cdot PM_{i-1}}{PM_i - MM_i}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}B_{i-1} \\ &= \frac{PM_i - EE \cdot MM_{i-1}}{2jk_i}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}}A_{i-1} + \frac{PM_i - EE \cdot PM_{i-1}}{2jk_i}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}}B_{i-1} \\ &= C_{i1}A_{i-1} + C_{i2}B_{i-1} \end{aligned} \quad (D.30)$$

式展開の途中で

$$PM_i - MM_i = +2jk_i$$

の関係を用いた。

パターン 4 : (i-1) 磁性層と (i) 非磁性層の接続

実際のデバイスでは、Fe 層と Ti 層の接続に当たるものである。まず H_x の接続条件を導出する。

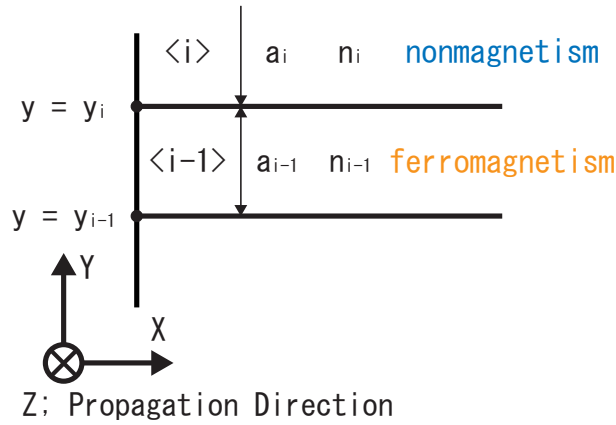


図 D.3: パターン 4 : (i-1) 磁性層と (i) 非磁性層の接続

$$H_{xi}(y_i) = H_{xi-1}(y_i)$$

$$A_i + B_i = A_{i-1}e^{-jk_{i-1}a_{i-1}} + B_{i-1}e^{+jk_{i-1}a_{i-1}} \quad (D.31)$$

$$(D.32)$$

そして E_z の接続条件は

$$\begin{aligned}
 E_{zi}(y_i) &= E_{zi-1}(y_i) \\
 \frac{j}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_i} \frac{\partial H_{xi}}{\partial y} &= \frac{j \varepsilon_{i-1}}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)} \left\{ \frac{\partial H_{xi-1}}{\partial y} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} H_{xi-1} \right\} \\
 \frac{1}{\varepsilon_i} (jk_i) \{-A_i + B_i\} &= \frac{\varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2} \left\{ jk_{i-1} (-A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} + B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}}) - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} (A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} + B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}}) \right\} \\
 \frac{jk_i}{\varepsilon_i} \{-A_i + B_i\} &= \frac{\varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2} \left\{ \left(-jk_{i-1} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} \right) A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} + \left(jk_{i-1} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} \right) B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}} \right\} \\
 -A_i + B_i &= \frac{\varepsilon_i \varepsilon_{i-1}}{jk_i (\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)} \left\{ \left(-jk_{i-1} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} \right) A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} + \left(jk_{i-1} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} \right) B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}} \right\} \\
 &= EA \{ MM_{i-1} A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} + PM_{i-1} B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}} \}
 \end{aligned} \tag{D.33}$$

$$\tag{D.34}$$

ちなみに、

$$\begin{aligned}
 MM_{i-1} &= -jk_{i-1} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} \\
 PM_{i-1} &= +jk_{i-1} - \frac{\alpha \beta}{\varepsilon_{i-1}} \\
 EA &= \frac{\varepsilon_i \varepsilon_{i-1}}{jk_i (\varepsilon_{i-1}^2 - \alpha^2)}
 \end{aligned}$$

Eq.(D.31)+Eq.(D.33) により

$$\begin{aligned}
 2B_i &= (EA \cdot MM_{i-1} + 1) A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} (EA \cdot PM_{i-1} + 1) B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}} \\
 B_i &= \frac{1}{2} (1 + EA \cdot MM_{i-1}) A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} \frac{1}{2} (1 + EA \cdot PM_{i-1}) B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}} \\
 &= C_{i3} A_{i-1} + C_{i4} B_{i-1}
 \end{aligned}$$

-Eq.(D.31)+Eq.(D.33) により

$$\begin{aligned}
 2A_i &= (1 - EA \cdot MM_{i-1}) A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} (1 - EA \cdot PM_{i-1}) B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}} \\
 A_i &= \frac{1}{2} (1 - EA \cdot MM_{i-1}) A_{i-1} e^{-jk_{i-1} a_{i-1}} \frac{1}{2} (1 - EA \cdot PM_{i-1}) B_{i-1} e^{+jk_{i-1} a_{i-1}} \\
 &= C_{i1} A_{i-1} + C_{i2} B_{i-1}
 \end{aligned}$$

付録E Runge-Kutta法の原理とMATLABのode関数

ルンゲ・クッタ法は常微分方程式 (ODE: Ordinary Differential Equation) の解法として最も一般的に用いられている計算手法である。その原理は、常微分方程式

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y) \quad (\text{E.1})$$

を積分に直し、

$$y(x+h) - y(x) = \int_x^{x+h} f(x, y) dx \quad (\text{E.2})$$

を計算して $y(x)$ を求める際に、この左辺の積分を $f(x, y)$ の値と諸係数による面積近似を行う。近似項が多くなるほど正確な評価が行えるが、計算量と計算時間の問題を伴うことになる。多くの科学技術計算において、最適近似として4次のルンゲ・クッタがしばしば用いられる。その近似式は以下のようになる。

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (\text{E.3})$$

$$\begin{cases} k_1 &= f(x, y) h \\ k_2 &= f\left(x + \frac{h}{2}, y + \frac{k_1}{2}\right) h \\ k_3 &= f\left(x + \frac{h}{2}, y + \frac{k_2}{2}\right) h \\ k_4 &= f\left(x + h, y + \frac{k_3}{2}\right) h \end{cases} \quad (\text{E.4})$$

Matlab には ODE 計算ツールとして微分方程式の解法が基本パッケージに含まれており、ルンゲ・クッタとしては、4次の近似積分を5点推定で行うものが `ode45` として組み込まれている。

付 録 F 損失の単位変換

まず最初に、導波路型アイソレータや半導体レーザの論文でよく用いられる $[\text{dB/mm}]$ と $[\text{cm}^{-1}]$ の単位変換式を導く。光が $b[\text{dB/mm}] = \alpha[\text{cm}^{-1}]$ の媒質を $x[\text{mm}]$ 進んだ場合、媒質前の強度を I_0 、透過後の強度を I とすると、 $b[\text{dB/mm}]$ の定義から

$$\begin{aligned} -bx &= 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} \\ -\frac{bx}{10} &= \log_{10} \frac{I}{I_0} \\ 10^{-\frac{bx}{10}} &= \frac{I}{I_0} \end{aligned} \quad (\text{F.1})$$

一方 $\alpha[\text{cm}^{-1}]$ の定義から

$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-\alpha \frac{x}{10}} \\ \frac{I}{I_0} &= e^{-\alpha \frac{x}{10}} \end{aligned} \quad (\text{F.2})$$

よって

$$\begin{aligned} 10^{-\frac{bx}{10}} &= e^{-\alpha \frac{x}{10}} \\ -\frac{bx}{10} \log_e 10 &= -\alpha \frac{x}{10} \\ b \log_e 10 &= \alpha \end{aligned} \quad (\text{F.3})$$

したがって、単位換算

$$\alpha[\text{cm}^{-1}] = 2.3b[\text{dB/mm}] = 0.23b[\text{dB/cm}] \quad (\text{F.4})$$

が得られる。

次に吸収係数 $\alpha[\text{cm}^{-1}]$ と消衰係数 κ の関係を示す。複素屈折率 $n + i\kappa$ にたいして、

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2\kappa\omega}{c} \\ &= \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \\ \kappa &= \frac{\lambda}{4\pi} \alpha \\ &= \frac{1.55 \times 10^{-4}[\text{cm}]}{4\pi} \cdot \alpha[\text{cm}^{-1}] \\ &= 1.23 \times 10^{-5} \alpha[\text{cm}^{-1}] \end{aligned} \quad (\text{F.5})$$

付 録 G 半導体レーザーのIV特性と評価

LD の I-V 特性を測定することはデバイスの p-n 接合評価や電極の質を考慮する上で有用である。LD は電気的にはダイオードであるため、V-I 特性も基本的にダイオード特性を示す。特性図としては横軸に電流を、縦軸に電圧を示す。これはレーザーの基本性質である L-I 特性に合わせたものであって、LD が基本的に電流制御デバイスであることに基づいている。

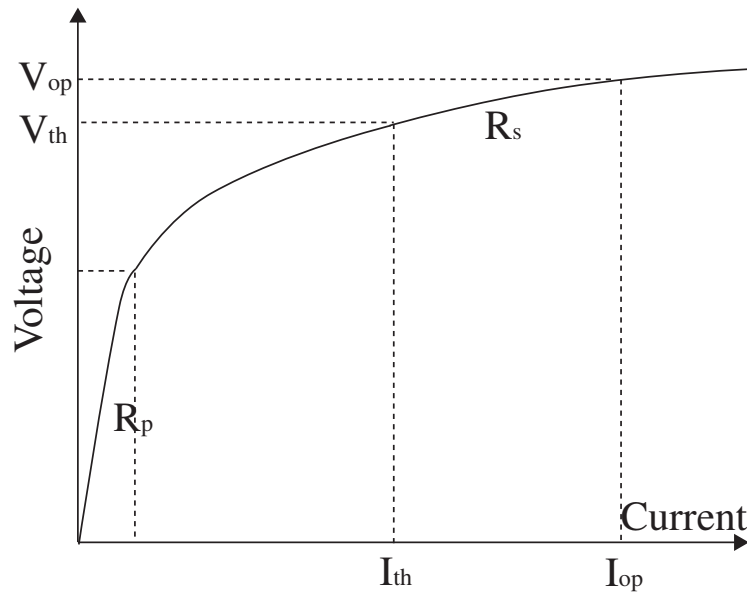


図 G.1: 半導体レーザーの I-V 特性

微小電流域、立ち上がり領域と呼ばれる 1mA 以下の微小電流の範囲では、 R_p によるリーク電流が流れる。このリークは少ないことが望まれる。

$$V = I \cdot R_p \quad (\text{G.1})$$

次に電圧が半導体 p-n 接合のバンド・ギャップ E_g 近くに達すると電流が急激に流れ始める¹。

¹本研究のデバイスは光ファイバの低伝送損失帯域の第3波長 (C-band) の $1.55\mu\text{m}$ での利用を目指したものであるから、バンドギャップとしては

$$\begin{aligned} E &= h\nu = h \frac{c}{\lambda} \\ V &= \frac{hc}{e\lambda} \\ &= \frac{6.62 \times 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}] 3 \times 10^8 [\text{m/s}]}{1.6 \times 10^{-19} [\text{C}] 1.55 \times 10^{-6} [\text{m}]} \\ &= 0.8 [\text{V}] \end{aligned} \quad (\text{G.2})$$

これは通常のダイオード特性で、この電流立ち上がりの鋭さを調べることで p-n 接合の質を判断することができる。この特性は

$$\begin{aligned} I &= I_s[\exp(V - I \cdot R_s)\beta - 1] \\ &= I_s[\exp(V \cdot \beta) - 1] \end{aligned} \quad (\text{G.3})$$

式展開では R_s が十分小さいとして消去を行っている。 β は

$$\beta = \frac{e}{\eta k T} \quad (\text{G.4})$$

という式で表され、この理想係数 η によって IV グラフの立ち上がりが変化する。p-n 接合の質が悪いと η が大きくなり立ち上がりがなまり、質がよいと η が小さくなり立ち上がりが鋭くなる。GaAs などの化合物半導体では、経験的に η は 2 あたりの値になり、この値を指標として測定結果から素子の信頼性が判断できる。

大電流領域に注目する。電流の立ち上がり後、LD は通常のダイオード特性からずれ始める。発振閾値 I_{th} のところで、わずかに傾きを下げる方向に折れ曲がり、その後、直線的なオームの法則に従う。LD が通常のダイオード特性からのずれを生じる理由はレーザー発振後、誘導放出がキャリア再結合を支配してこれが擬フェルミ準位の上昇を抑え p-n 接合にかかる電圧を固定化させることに起因する。

$$V = V_{th} + I \cdot R_s \quad (\text{G.5})$$

引用論文

- [1] S. Miller. A survey of integrated optics. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Vol. 8, No. 2, pp. 199–205, Feb 1972.
- [2] Y. Kawamura, K. Wakita, Y. Yoshikuni, Y. Itaya, and H. Asahi. Monolithic integration of a dfb laser and an mqw optical modulator in the 1.5 μ m wavelength range. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Vol. 23, No. 6, pp. 915–918, Jun 1987.
- [3] R. Nagarajan, C.H. Joyner, Jr. Schneider, R.P., J.S. Bostak, T. Butrie, A.G. Dentai, V.G. Dominic, P.W. Evans, M. Kato, M. Kauffman, D.J.H. Lambert, S.K. Mathis, A. Mathur, R.H. Miles, M.L. Mitchell, M.J. Missey, S. Murthy, A.C. Nilsson, F.H. Peters, S.C. Pennypacker, J.L. Pleumeekers, R.A. Salvatore, R.K. Schlenker, R.B. Taylor, Huan-Shang Tsai, M.F. Van Leeuwen, J. Webjorn, M. Ziari, D. Perkins, J. Singh, S.G. Grubb, M.S. Reffle, D.G. Mehuys, F.A. Kish, and D.F. Welch. Large-scale photonic integrated circuits. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Vol. 11, No. 1, pp. 50–65, Jan.-Feb. 2005.
- [4] M. Takenaka and Y. Nakano. Proposal of a novel semiconductor optical waveguide isolator. *Conference on Indium Polesphide and Related Materials*, pp. 289–292, 1999.
- [5] W. Zaets and K. Ando. Optical waveguide isolator based on nonreciprocal loss/gain of amplifier covered by ferromagnetic layer. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 11, No. 8, pp. 1012–1014, Aug 1999.
- [6] M. Vanwolleghem, W. Van Parys, D. Van Thourhout, R. Baets, F. Lelarge, O. Gauthier-Lafaye, B. Thedrez, R. Wrix-Speetjens, and J. De Boeck. First experimental demonstration of a monolithically integrated inp-based waveguide isolator. *Optical Society of America*, Vol. 1, pp. –, Feb. 2004.
- [7] Hiromasa Shimizu and Yoshiaki Nakano. First demonstration of te mode nonreciprocal propagation in an ingaasp/inp active waveguide for an integratable optical isolator. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 43, No. 12A, pp. L1561–L1563, 2004.
- [8] T. Amemiya, H. Shimizu, and Y. Nakano. Tm mode waveguide optical isolator based on the nonreciprocal loss shift. *Conference on Indium Polesphide and Related Materials*, pp. 303–306, May 2005.
- [9] K. Postava, M. Vanwolleghem, D. Van Thourhout, R. Baets, S. Visnovský, P. Beauvillain, and J. Pistora. Modeling of a novel inp-based monolithically integrated magneto-optical waveguide isolator. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 22, No. 1, pp. 261–273, 2005.
- [10] T. Amemiya, H. Shimizu, Y. Nakano, P. N. Hai, M. Yokoyama, and M. Tanaka. Semiconductor waveguide optical isolator based on nonreciprocal loss induced by ferromagnetic mnas. *Applied Physics Letters*, Vol. 89, No. 2, p. 021104, 2006.
- [11] Mathias Vanwolleghem, Philippe Gogol, Pierre Beauvillain, Wouter Van Parys, and Roel Baets. Design and optimization of a monolithically integratable inp-based optical waveguide isolator. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 24, No. 1, pp. 94–105, 2007.

- [12] W. Van Parys, M. Vanwolleghem, D. Van Thourhout, R. Baets, F. Lelarge, B. Thedrez, and L. Lagae. Study of a magneto-optic contact for an amplifying waveguide optical isolator. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 19, No. 9, pp. 659–661, May 1, 2007.
- [13] H. Shimizu and Y. Nakano. Monolithic integration of a waveguide optical isolator with a distributed feedback laser diode in the 1.5 μm wavelength range. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 19, No. 24, pp. 1973–1975, Dec. 15, 2007.
- [14] Alan H. Gnauck, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and T. Li. High-capacity optical transmission systems. *J. Lightwave Technol.*, Vol. 26, No. 9, pp. 1032–1045, 2008.
- [15] R. J. C. Spreeuw, R. Centeno Neelen, N. J. van Druten, E. R. Eliel, and J. P. Woerdman. Mode coupling in a He-Ne ring laser with backscattering. *Phys. Rev. A*, Vol. 42, No. 7, pp. 4315–4324, Oct 1990.
- [16] Leonel N. Menegozzi and Willis E. Lamb. Theory of a ring laser. *Phys. Rev. A*, Vol. 8, No. 4, pp. 2103–2125, Oct 1973.
- [17] F. C. Cheng. Investigation of a dye ring laser with backscattering. *Phys. Rev. A*, Vol. 45, No. 7, pp. 5220–5227, Apr 1992.
- [18] W. W. Chow, J. Gea-Banacloche, L. M. Pedrotti, V. E. Sanders, W. Schleich, and M. O. Scully. The ring laser gyro. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 57, No. 1, p. 61, Jan 1985.
- [19] Andrew Shuh-Huei Liao and Shyh Wang. Semiconductor injection lasers with a circular resonator. *Applied Physics Letters*, Vol. 36, No. 10, pp. 801–803, 1980.
- [20] J. P. Hohimer, D. C. Craft, G. R. Hadley, and G. A. Vawter. Cw room-temperature operation of y-junction semiconductor ring lasers. *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 4, pp. 374–375, Feb. 1992.
- [21] G. Griffel, J. H. Abeles, R. J. Menna, A. M. Braun, J. C. Connolly, and M. King. Low-threshold InGaAsP ring lasers fabricated using bi-level dry etching. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 12, No. 2, pp. 146–148, Feb 2000.
- [22] T. F. Krauss, R. M. DeLaRue, P. J. R. Laybourn, B. Voglele, and C. R. Stanley. Efficient semiconductor ring lasers made by a simple self-aligned fabrication process. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Vol. 1, No. 2, pp. 757–761, Jun 1995.
- [23] T. Krauss, P. J. R. Laybourn, and J. Roberts. Cw operation of semiconductor ring lasers. *Electronics Letters*, Vol. 26, No. 25, pp. 2095–2097, Dec. 1990.
- [24] J. P. Hohimer and G. A. Vawter. Unidirectional semiconductor ring lasers with racetrack cavities. *Applied Physics Letters*, Vol. 63, No. 18, pp. 2457–2459, 1993.
- [25] C. Ji, M. H. Leary, and J. M. Ballentyne. Long-wavelength triangular ring laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 9, No. 11, pp. 1469–1471, Nov. 1997.
- [26] S. Oku, M. Okayasu, and M. Ikeda. Control of unidirectional oscillation in semiconductor orbiter lasers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 3, No. 12, pp. 1066–1068, Dec 1991.
- [27] H. Han, D. V. Forbes, and J. J. Coleman. InGaAs-AlGaAs-GaAs strained-layer quantum-well heterostructure square ring lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Vol. 31, No. 11, pp. 1994–1997, Nov 1995.

- [28] J.P. Zhang, D.Y. Chu, S.L. Wu, W.G. Bi, R.C. Tiberio, C.W. Tu, and S.T. Ho. Directional light output from photonic-wire microcavity semiconductor lasers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 8, No. 8, pp. 968–970, Aug. 1996.
- [29] T.F. Krauss, R.M. De La Rue, and P.J.R. Laybourn. Impact of output coupler configuration on operating characteristics of semiconductor ring lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, Vol. 13, No. 7, pp. 1500–1507, Jul 1995.
- [30] R. van Roijen, E. C. M. Pennings, M. J. N. van Stalen, T. van Dongen, B. H. Verbeek, and J. M. M. van der Heijden. Compact inp-based ring lasers employing multimode interference couplers and combiners. *Applied Physics Letters*, Vol. 64, No. 14, pp. 1753–1755, 1994.
- [31] M. F. Booth, A. Schremer, and J. M. Ballantyne. Spatial beam switching and bistability in a diode ring laser. *Applied Physics Letters*, Vol. 76, No. 9, pp. 1095–1097, 2000.
- [32] Vilson R. Almeida and Michal Lipson. Optical bistability on a silicon chip. *Opt. Lett.*, Vol. 29, No. 20, pp. 2387–2389, 2004.
- [33] Bei Li, Muhammad Irfan. Memon, Guohui Yuan, Zhuoran Wang, Siyuan Yu, Gabor Mezosi, and Marc Sorel. All-optical response of semiconductor ring laser bistable to duo optical injections. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, p. CTuR6, 2008.
- [34] B. Li, M.I. Memon, G. Mezosi, G. Yuan, Z. Wang, M. Sorel, and S. Yu. All-optical response of semiconductor ring laser to dual-optical injections. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 20, No. 10, pp. 770–772, May15, 2008.
- [35] Martin T. Hill, Harmen J. S. Dorren, Tjibbe de Vries, Xaveer J. M. Leijtens, Jan Hendrik den Besten, Barry Smalbrugge, Yok-Siang Oei, Hans Binsma, Giok-Djan Khoe, and Meint K. Smit. A fast low-power optical memory based on coupled micro-ring lasers. *Nature*, Vol. 432, No. 7014, pp. 206–209, November 2004.
- [36] T.. Segawa, S.. Matsuo, T.. Kakitsuka, T.. Sato, Y.. Kondo, and H.. Suzuki. Full c-band tuning operation of semiconductor double-ring resonator-coupled laser with low tuning current. *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 19, No. 17, pp. 1322–1324, Sept.1, 2007.
- [37] Qianfan Xu, Bradley Schmidt, Sameer Pradhan, and Michal Lipson. Micrometre-scale silicon electro-optic modulator. *Nature*, Vol. 435, No. 7040, pp. 325–327, May 2005.
- [38] Po Dong, Stefan F. Preble, and Michal Lipson. All-optical compact silicon comb switch. *Opt. Express*, Vol. 15, No. 15, pp. 9600–9605, 2007.
- [39] Yurii Vlasov, William M. Green, and Fengnian Xia. High-throughput silicon nanophotonic deflection switch for on-chip optical networks. *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, p. OTuF5, 2008.
- [40] Vilson R. Almeida, Carlos A. Barrios, Roberto R. Panepucci, and Michal Lipson. All-optical control of light on a silicon chip. *Nature*, Vol. 431, No. 7012, pp. 1081–1084, October 2004.

- [41] Vilson R. Almeida, Carlos A. Barrios, Roberto R. Panepucci, Michal Lipson, Mark A. Foster, Dimitre G. Ouzounov, and Alexander L. Gaeta. All-optical switching on a silicon chip. *Opt. Lett.*, Vol. 29, No. 24, pp. 2867–2869, 2004.
- [42] A. Yariv. Critical coupling and its control in optical waveguide-ring resonator systems. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, pp. 483–485, April 2002.
- [43] S. Darmawan and M. K. Chin. Critical coupling, oscillation, reflection, and transmission in optical waveguide-ring resonator systems. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 23, No. 5, pp. 834–841, 2006.
- [44] F. De Leonardis and V. M. N. Passaro. Accurate physical modelling of multi quantum well ring lasers. *Laser Physics Letters*, Vol. 2, No. 2, pp. 59–70, 2005.
- [45] C.J. Born, S. Yu, M. Sorel, and P.J.R. Laybourn. Controllable and stable mode selection in a semiconductor ring laser by injection locking. pp. 2 pp.–, June 2003.
- [46] S.T. Lau, T. Shiraishi, and J.M. Ballantyne. Scattering matrix analysis of a triangular ring laser. *Lightwave Technology, Journal of*, Vol. 12, No. 2, pp. 202–207, Feb 1994.
- [47] J. P. Hohimer, G. A. Vawter, and D. C. Craft. Unidirectional operation in a semiconductor ring diode laser. *Applied Physics Letters*, Vol. 62, No. 11, pp. 1185–1187, 1993.
- [48] A. Behfar-Rad, J. M. Ballantyne, and S. S. Wong. Algaas/gaas-based triangular-shaped ring ridge lasers. *Applied Physics Letters*, Vol. 60, No. 14, pp. 1658–1660, 1992.
- [49] M. Sorel, P. J. R. Laybourn, G. Giuliani, and S. Donati. Unidirectional bistability in semiconductor waveguide ring lasers. *Applied Physics Letters*, Vol. 80, No. 17, pp. 3051–3053, 2002.
- [50] M. Sorel, P. J. R. Laybourn, A. Scirè, S. Balle, G. Giuliani, R. Miglierina, and S. Donati. Alternate oscillations in semiconductor ring lasers. *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 22, pp. 1992–1994, 2002.
- [51] M. Sorel, G. Giuliani, A. Scire, R. Miglierina, S. Donati, and P.J.R. Laybourn. Operating regimes of gaas-algaas semiconductor ring lasers: experiment and model. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Vol. 39, No. 10, pp. 1187–1195, Oct. 2003.
- [52] Jr. H. C. Casey and P. L. Carter. Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type inp. *Applied Physics Letters*, Vol. 44, No. 1, pp. 82–83, 1984.
- [53] Naofumi Shimizu, Kunihiro Mori, Tadao Ishibashi, and Yoshiaki Yamabayashi. Quantum efficiency of inp/ingaas uni-traveling-carrier photodiodes at 1.55–1.7 μ m measured using supercontinuum generation in optical fiber. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 38, No. Part 1, No. 4B, pp. 2573–2576, 1999.
- [54] J.-P. Weber. Optimization of the carrier-induced effective index change in ingaasp waveguides-application to tunable bragg filters. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, Vol. 30, No. 8, pp. 1801–1816, Aug 1994.
- [55] T. Amemiya, H. Shimizu, M. Yokoyama, P. N. Hai, M. Tanaka, and Y. Nakano. 1.54- μ m tm-mode waveguide optical isolator based on the nonreciprocal-loss phenomenon: device design to reduce insertion loss. *Appl. Opt.*, Vol. 46, No. 23, pp. 5784–5791, 2007.

本研究に関する発表

1. 高橋 元悟、雨宮 智宏、種村 拓夫、武田 浩司、肥後 昭男、中野 義昭、”導波路型アイソレータを集積一体化した半導体リングレーザー、”第3回集積光デバイスと応用技術研究会、2010
2. 高橋元悟、武田 浩司、雨宮 智宏、種村 拓夫、肥後 昭男、中野 義昭、”TM モード導波路型アイソレータを集積化した半導体リングレーザーの設計、” 第57回春季応用物理学関係連合講演会、2010
3. G. Takahashi, T. Amemiya, T. Tanemura¹, A. Higo, K. Takeda, Y. Nakano, ”TM-Mode Waveguide Isolator Monolithically Integrated with InP Active Devices,” International Conference on Indium Phosphide and related Materials, 2010

Recognition -Award

1. 電子情報通信学会 ”第3回集積光デバイス技術研究会 (2010 年) 学生ポスター発表優秀賞”

謝辞

本研究を進めるにあたり、中野・杉山・種村研究室の多くの方々にお世話になりました。特に中野義昭教授におかれましては本研究の成果が出るまでの長い困難な時期にも、変わらぬご指導とご支援を頂けた事によって諦めることなく修士課程の2年間研究に集中することができました。謹んで御礼申し上げます。杉山正和准教授には、大変お忙しい中適切なアドバイスなど多くの力添えをして頂き大変お世話になりました。同じく種村拓夫講師には、本研究の計算や測定のご指導、論文の執筆に至るまで幅広くご尽力して下さったことをここに感謝いたします。肥後昭男助教には、半導体プロセスの面で多くのご支援を頂きました。同じく、渡辺健太郎助教、久保田雅則助教に関する助言とお力添えを頂きました。また、雨宮智宏氏（現 東京工業大学 助教）には、研究全般において多くのご助言を頂きましたこと、ここにあわせて御礼申し上げます。さらに武田浩司氏におかれましても、様々なご指導を頂き多くのことを学ぶことができました。

ここにすべて記すのは不可能なほど、本論文に対して研究室の皆様からの数々の有益なご助言を頂きましたこと、深く御礼申し上げます。

これら多くの方々の協力なくして本研究を成し遂げることはできなかったものであり、この場を借りて感謝の言葉とさせていただきます。

2010年2月 中野・杉山・種村研究室
高橋元悟