

修士論文

InPモノリシック集積
偏波アナライザの設計と試作

Design and Fabrication of Monolithically
Integrated InP Polarization Analyzer

平成28年2月4日提出

指導教員

種村 拓夫 准教授

東京大学大学院 工学系研究科 電気系工学専攻

37-146436

川端 祐斗

目次

第1章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.1.1	光通信技術の発展	1
1.1.2	偏波状態を利用した光通信	2
1.1.3	光通信システムにおける光集積回路	3
1.2	半導体チップ内における偏波制御	4
1.2.1	偏波変換デバイス	4
1.2.2	偏波変調デバイス	5
1.2.3	偏波検知デバイス	5
1.3	本研究の目的と本論文の構成	7
第2章	原理	8
2.1	偏波	8
2.1.1	偏波とジョーンズベクトル	8
2.1.2	ストークスの偏光パラメータ	9
2.1.3	ポアンカレ球	10
2.2	InP系半導体光導波路	11
2.2.1	光導波路の原理	11
2.2.2	光導波路の等価屈折率	12
2.2.3	等価屈折率法	13
2.2.4	ビーム伝搬法	14
2.3	導波路による偏波の変換	16
2.3.1	複屈折	16
2.3.2	InP系導波路の複屈折	18
2.3.3	対称導波路による偏波の変換	18
2.3.4	非対称導波路による偏波の変換	19
2.3.5	ミューラー行列による複屈折媒質の表現	21
2.4	MMI カプラ	22
2.4.1	多モード干渉	22
2.4.2	MMIによる入力光の結像	24
2.5	量子井戸による光吸収	26
2.5.1	光吸収の偏波依存性	26
2.5.2	歪による偏波依存性の変化	27
2.6	第2章まとめ	28

第 3 章	半導体偏波アナライザの設計	30
3.1	半導体偏波アナライザの構成	30
3.2	実際の半導体偏波アナライザにおける導波路構造	33
3.3	対称導波路の設計	34
3.4	ハーフリッジ型 PC の設計	35
3.5	MMI カプラの設計	37
3.6	第 3 章まとめ	37
第 4 章	素子作製	40
4.1	素子作製プロセス	40
4.2	対称導波路の特性評価	43
4.3	ハーフリッジ型 PC の特性評価	46
4.4	MMI カプラとハーフリッジ型 PC の集積	50
4.4.1	作製した素子について	50
4.4.2	光学測定	51
4.4.3	ハーフリッジ PC についての評価	51
4.4.4	MMI カプラについての評価	55
4.4.5	偏波変換の評価	56
4.5	第 4 章まとめ	62
第 5 章	結論	63
	参考文献	64
	本研究に関わる発表	69
	付録	71
	MMI カプラの測定結果についての考察	71
	偏波変換構造のミューラー行列について	73
	謝辞	74

第1章 序論

本研究は、全偏波状態を検知するためのデバイスを化合物半導体、特に InP 系半導体を用いてワンチップに集積化することを目指すものである。序論である本章においてはまず偏波状態を利用した光通信について述べ、また半導体光集積回路を用いた偏波操作の研究の現状を述べる。それらを踏まえ、本研究の目的および位置づけを定めることとする。

1.1 研究の背景

1.1.1 光通信技術の発展

光通信技術はいまや世界の人々の暮らしや経済活動に必要な技術として普及している。その光通信の適用領域はコア・メトロネットワークにおける長距離大容量通信、アクセスネットワークなどにおける中距離通信が主であったが、昨今のスマートフォン等の移動端末の普及によるモバイルトラフィックを収容するためのアクセスネットワークという意味でのモバイル分野への光通信の利用が進んでいる。さらにはクラウド等最近のサービスにおいてはトラフィックがデータセンタの内外、あるいはデータセンタ間といった比較的近距離において増加しており、今後さらに膨大になっていくであろうと予想されている [1]。それに伴い、光通信とそれに付随する設備・端末にはさらなる大容量化・高速化、低コスト化、低消費電力化、小型化・省スペース化が求められているのが現状である。

光は電磁波として記述することができ、その波の様々な物理的な状態を何らかの方法で変化させることが可能である。そしてある一定の規則に基づく物理的な状態変化を“情報”として光に担持させ、送信側から受信側に伝達することができる。これを変調と呼ぶ。あるいは、互いに干渉しないある物理的な状態を複数個用意しておき、それぞれに変調をかけることが可能である。これを多重化と呼ぶ。例えば、異なる波長の光はお互いに干渉しないため、波長の多重化が可能である。Fig. 1.1 に示すように、光の物理的な状態はおおまかに時間、偏波（偏光）、振動数（波長）、直交位相（振幅と位相）、空間の 5 種類に分けることができ、光通信に利用することが可能である。

Fig. 1.2 の左の図は光ファイバ 1 本当たり、1 秒あたりに送信できるビット量、すなわちビットレートの実験的な達成値の年次推移を示したものである [2]。これによれば、ビットレートは年を経るごとに指数関数的に増大しているが、特に 1990 年代初頭の波長多重 (WDM : Wavelength-Division Multiplexing) の登場が光通信技術の飛躍的な進歩に大きく貢献している。これはレーザや光ファイバ増幅器、光フィルタ等の光部品の性能の向上に伴ってビットレートも向上していたものであるが、2000 年代に入り光デバイスの性能が頭打ちとなり、従来のオンオフ変調 (OOK : On-Off Keying) などのバイナリ変調での波長多重も同時に限界を迎えた。これにより、光通信の研究も光デバイスの物理的な性能向上から“周波数の利用効率”という点に目標を切り替えることとなる。

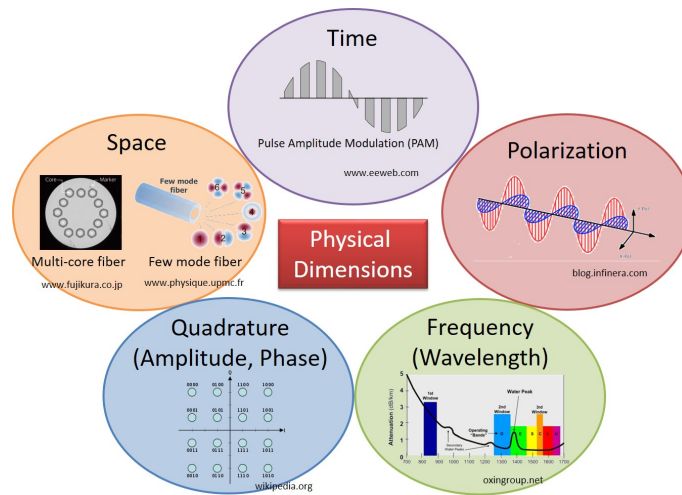


Fig. 1.1: Physical dimensions of the light.

その結果、位相を利用した BPSK(Binary Phase Shift Keying)、QPSK(Quaternary Phase Shift Keying) という変調方式や、偏波を利用した偏波多重 (PDM : Polarization-Division Multiplexing) の研究が始まり、WDM と併用され利用されていくこととなった。特に、位相を利用した変調方式は高度な技術を必要とするコヒーレント光受信器の開発が困難とされ課題であったが、高速な AD コンバータ (Analog-to-Digital Converters) やデジタル信号処理回路による DSP(Digital Signal Processing) が開発され、大きく研究が加速した。その結果、周波数スペクトル利用効率に関しても Fig. 1.2 の右の図のように指数関数的に増加を続けることとなった。今後はマルチコアファイバ、マルチモードファイバを利用した空間多重 (SDM : Space-Division Multiplexing) の研究によりファイバ当たりのビットレートはさらに増加し、また周波数利用効率に関しても研究が進むことが見込まれている。

1.1.2 偏波状態を利用した光通信

コヒーレント光受信器が DSP により実用に耐えるものとなったことは前述のとおりであるが、その信号処理に要求される性能は依然として高く、高コストであると言わざるを得ないのが現状である。

そこで、光の絶対位相を利用せずに大容量な通信を実現しようという試みがなされている。その一つが、偏波状態 (SOP : State of Polarization) を利用するストークスペクトル変調 [3] である。以下にその概略を述べる。

光の物理状態として直交位相と偏波を用いるとその自由度は 4 つ存在しており、それぞれに情報を付加して変調をすることができる。ここで、絶対位相を使用せずに変調を行うと、自由度は 3 となり情報量は当然減ってしまうが、引き換えに複雑で高価なコヒーレントシステムが不要になるという利点がある。つまり、偏波状態に加え光の絶対強度の情報を加えることで 3 次元のストークスペクトルとして表現し、それを変調して利用するのが

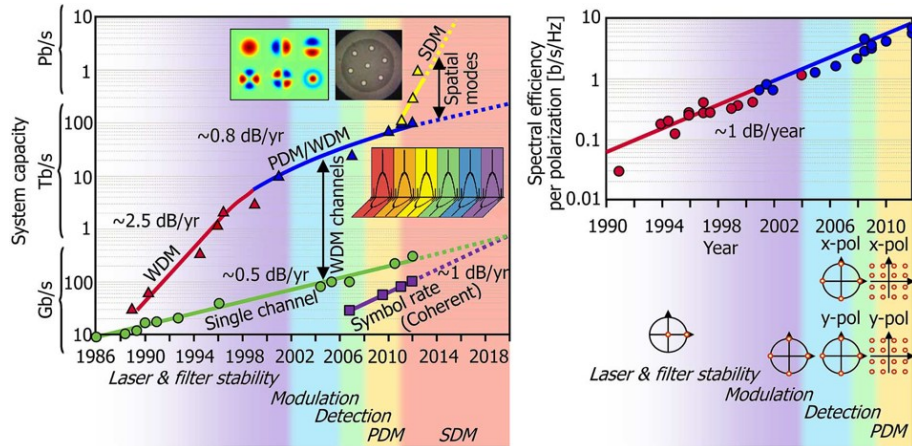


Fig. 1.2: Evolution of per-fiber capacities (left) and per-polarization spectral efficiencies (right)[2].

ストークスペクトル変調方式である。ストークスペクトルの詳細については原理の章で説明することとする。

コヒーレントシステムを使用しない場合、この変調方式ではファイバの偏波分散の補償が難しく、受信感度に難があるとされるため、偏波分散が無視できる比較的短距離 (≤ 100 km) において大容量 (≥ 100 Gb/s) の通信が低コストで実現可能であることが期待されている。

1.1.3 光通信システムにおける光集積回路

波長多重方式では多重する波長チャンネルごとにレーザや変調器を用意し、それを合波器でまとめて一本のファイバで送信する必要がある。また受信側に関しても、チャンネルごとにフォトディテクタを用意しなければならない。つまり、波長多重方式の高密度化が進むにつれ、そのために用意しなければならない送受信システムの数も増加していき、システム全体が非常に大規模になっていく傾向にあった。同時にシステムが占める空間や維持コストも膨らんでいくことになる。

この問題を解決する手法として、レーザ、変調器、合分波器などシステムに必要な光素子を必要な数だけ一枚の半導体基板上に集積し機能を実現する光集積回路 (PIC : Photonic Integrated Circuit) が用いられる。PIC の概念は古くからあり、1969 年に Miller によって同一基板上に導波路とともにレーザ、変調器、フィルタなどを集積することが提案された [4]。この概念を応用することで、光通信システムは大幅な省スペース化および低コスト化、簡便化、低消費電力化を実現できると期待できる。実際に、光通信に用いられる波長 $1.3 \mu\text{m}$ や $1.55 \mu\text{m}$ 周辺で光を発振する半導体レーザ素子に適した InP 系基板を用いた光集積回路が研究され、レーザ自体の研究とともに発展した。当初はレーザと変調器を集積した光素子が登場し、その後波長多重技術の発展に伴い、2005 年に Infinera の Nagarajan らによって 10 チャンネルの波長多重で、100 Gb/s をワンチップで実現する大規模な InP 系光集積回路が報告された [5]。その後、同様に Infinera より波長多重を偏波多重と併用し

た DQPSK(Differential QPSK) 用の光集積回路の送信器 [6] や受信器 [7]、QPSK 用の光集積回路の送信器 [8] や受信器 [9] が報告されるなど、進展を続けている。

1.2 半導体チップ内における偏波制御

1.2.1 偏波変換デバイス

光集積回路内で用いられるレーザでは、層方向に積層した量子井戸構造 (MQW : Multiple Quantum Well) を用いたレーザダイオードが多く用いられている。これはその特性上 TM(Transverse Magnetic) モードよりも TE(Transverse Electric) モードの利得が強いため、主に TE モードで発振する。また、通常の導波路は左右対称な長方形の断面をしているため、固有モードは TE モードおよび TM モードとなる。そのため、特殊な構造を用いない限り光集積回路内で発振した光はチップ内で TM モードになることはなく、偏波多重方式など偏波状態を複数利用する用途では半導体チップ外部の光学素子に頼るほかない。そのため、小型で簡便であるという光集積回路の利点を損なうものであった。そのような需要から、導波路構造を工夫することで TE モードから TM モード、あるいはその逆に偏波を変換するデバイスについていくつか報告された。偏波変換のための構造には幾つか種類があるが、ここではシンプルな、固有モードを水平あるいは垂直から傾ける構造を持つデバイスを紹介する。

エッチング手法によって導波路のコア部分を片方だけ斜めに削りだし、固有モードを傾ける偏波変換が実験的に行われたのは 2000 年、Huang らによるものが最初であった [10]。これは GaAs をコア、AlGaAs を基板とし、導波路の片側はドライエッチングにより垂直に削られ、もう片側は薬品によるウェットエッチングによって斜めに削られたものであり、長さ 720 μm で 96% の TE-TM 変換がなされたものである。その後、同様の構造により InGaAsP/InP 基板でも偏波変換構造が実現された [11]。これは長さ 330 μm で 97.5% の変換が可能であった。

また、ドライエッチング自体を角度をつけて斜めに行うことで固有モードの傾きをつける構造 [12, 13] や、導波路上の片側に垂直に溝を掘って偏波変換をする構造 [14, 15]、ステップのついた構造 [16] の提案や実証など、複数が報告された。さらに、熱光学効果による位相シフトを利用して作製上の誤差をキャンセルする提案もなされている [17]。

これまで紹介した偏波変換構造は、偏波変換の性能としては十分なものであったが、作製に特殊な手法を必要とする構造や、精密な位置合わせが必要で作製上の許容誤差が非常に小さいと言わざるを得ないもの、構造自体が特殊で他の光学素子、例えばレーザなどと集積することが困難であるという問題点があった。前述のとおり、光集積回路として波長多重と偏波多重をワンチップで実現するためにはレーザや変調器等との集積は必須であり、また工業的にはある程度歩留まりが高いことが要求される。

そこで、比較的容易に作製でき、他の光学素子と親和性高く集積することを目指したハーフリッジ構造と呼ばれる新しい偏波変換構造、ハーフリッジ型偏波変換器 (PC : Polarization Converter) が提案された [18]。このハーフリッジ構造は斜め蒸着を利用し、片側のみをハイメサ状にエッチングするセルフアラインプロセスによって左右非対称な構造が作製され、固有モードを傾けることができる。また通常の光集積回路に用いられる構造の導波路とも高い親和性を持ち、他の光学素子との集積も比較的容易である。その後実証実験も行われ

[19]、1510-1575 nm の光波長域において、150 μm の長さのハーフリッジ構造で 96% 以上の TE-TM 偏波変換が確認された。またハーフリッジ構造における損失は、通常の導波路との結合損や伝搬損を含めて 1.0 dB 以下であると分かった。

詳細については後述するが、本研究においても偏波変換構造としてハーフリッジ構造を使用することとした。

1.2.2 偏波変調デバイス

偏波多重だけでなく、ストークスペクトル変調など偏波状態を変化させる変調方式を利用する場合、レーザの TE モード光を前述の偏波変換構造で TM モード、あるいは他の偏波状態に変換するだけでは不足である。これまで紹介した変換構造は構造を作製した時点で変換の様子が確定する受動的（パッシブ）な素子であり、変調には不足だからである。変調のためには光集積回路内で電流・電圧印加など電気的な効果によって能動的（アクティブ）に偏波を操作するための構造が必要となる。

光ファイバの通信においては、変調器としてニオブ酸リチウム (LiNbO_3 , LN) 結晶が用いられてきた。電界を結晶に印加することによるポッケルス効果などの電気光学効果を用いて位相変調器として利用されることが多いものであったが、このポッケルス効果には偏波依存性があり、それを利用して各固有モードの位相差を変化させることも可能であった。これを利用して、ニオブ酸リチウムを利用した偏波変調器が 1986 年に報告された [20]。

化合物半導体でも、同様に電気光学効果を利用して偏波変調を行うことができる。TE-TM モード間での変換を行うものとして、 AlGaInP を用いたもの [21]、 GaAs を用いたもの [22] が報告された。

TE-TM モード間、およびその中間点の変換のみではすべての偏波状態を得ることはできない。そこで、先述した偏波変換構造と電気光学効果による位相変調器を集積することで全偏波状態を取りうる、という提案がなされた [23]。これによれば、2 個の偏波変換構造と 2 個の位相変調器を交互に配置することで TE モード (あるいは TM モード) を全ての偏波状態に変換できるとしている。また、実証実験としてレーザと導波路の上に溝 (トレンチ) を掘った偏波変換構造、位相変調器を一組集積したデバイスを作製したという報告がなされた [24, 25]。

ハーフリッジ型 PC を用いた例としては、ハーフリッジ型 PC と電極付き位相変調器を二組集積し、電気光学効果により偏波変調を行う導波路型デバイスが 2014 年に報告された [26]。これにより、TE モードの入力光から電界印加による電気光学効果によって実際に全偏波状態を取りうるデバイスが作成可能であると実証された。今後は、量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE : Quantum-Confined Stark Effect) などにより、更に効率の良い偏波変調器が報告されると見込まれる。

1.2.3 偏波検知デバイス

光の偏波状態を検知・分析し特定するための機器を“偏波アナライザ (Polarization Analyzer)”と呼ぶ。最も単純な偏波アナライザの形として、直線偏波の方向を検知するために偏光子とフォトディテクタを組み合わせたものがあり、“旋光計 (Polarimeter)”として

液体に溶けた物質の旋光などを測定する際に用いられている。また、円偏光など含めた全偏波状態に関しても、空間光学やファイバ光学では偏光子と波長板(位相差板)などバルク光学素子とフォトディテクタを組み合わせることで容易に実現され、使用されている。

一方、バルク光学素子を用いる測定系では小型化に限界が生じ、ある程度の大きさが必要である。また、その場測定に向けた需要もあり、レーザと変調器の場合と同じように省スペース化および低コスト化、簡便化、低消費電力化を見込むことができる光集積化に対する需要が存在している。これまでも実際にフォトディテクタとなる半導体と集積された形の偏波アナライザを実現しようという試みが行われているので、いくつか紹介することとする。

おおまかに分類して、多く研究例があるのが半導体チップ表面に構造を形成し、面に当てた光の偏波状態を検知するタイプである。Schablitsky らによって表面に隙間の幅の異なる楕円型の電極を形成し、電流値を比較して直線偏光の角度を測定するデバイスが報告された [27]。これは光の波長より短い間隔の金属の格子が偏光子となることを利用したものである。同様にして、上から見て角度の異なる金属の格子を表面に形成して偏光子とし、直線偏光の角度の精度を向上させる提案もなされた [28]。また、これの応用として CMOS イメージセンサと集積し旋光計とした研究も報告されている [29]。

また、光導波路と集積したタイプの導波路型偏波ディテクタの研究もこれまでに進行しており、特に Si 系の材料を用いたものが多くなっている。Kevorkian によって報告された研究 [30] では Si/SiO₂/Si₃N₄/SiO₂ の光導波路を用い、複屈折性を利用してカプラで TE モードと TM モードを分離し、それぞれにフォトダイオードで電氣的に直線偏波の方向が分かるものであった。1999 年には、Saida らによって、シリカ導波路上に偏波スプリッタと MMI カプラを利用した偏波アナライザが報告され [31]、円偏波含む全偏波状態ができるものであった。なお、この研究では導波路上に間隙を作り、半波長板の役割を果たすポリイミドを挿入して偏波モード変換を実現している [32]。2002 年には Koster らによって、Si/SiO₂/Si₃N₄/SiO₂ 導波路上に左右非対称構造の連続する偏波変換構造や実際に液体と接するセンシング部と集積した旋光計が報告された [33]。2003 年には Madsen らによって、シリカ導波路に熱光学効果を利用した位相シフタを 2 個用いることで、一つのフォトディテクタで全偏波状態が検知できるとするデバイスが報告された [34]。全体の応答速度を律速している熱による位相変調速度は 10kHz であり、旋光計の用途としては十分であるとされた。

これらの幾つか挙げた例以外にも、プラズモニクスを利用した例 [35, 36, 37] であったり、またコヒーレントシステムを利用することで絶対位相を比較し、偏波状態を決定することも可能である。また、余談ではあるが生物のうち唯一、甲殻類のシャコは円偏波光を知覚できるとされ [38]、今後の研究によっては光デバイスに応用できる可能性があるといえる。

しかし、これまでに挙げた偏波検知デバイスの研究例においては、ストークスペクトル変調方式のような光通信に、しかも工業的・商業的・実用的に耐えうる偏波アナライザは未だ登場していないと言わざるを得ない。光通信には導波路型デバイスが適切であると考えられるが、これまでの研究例では作製上要求されるプロセス技術が高いものであったり、応答速度が光通信としては不足であったり、コヒーレントシステムのような高コストの技術が要求されるものであった。ストークスペクトル変調方式の低コスト性という最大

の利点を生かすために、同様に低コスト化の可能な光集積回路による偏波アナライザの実現は必要不可欠であり、同時に作製においても複雑なプロセスは避けねばならない。そこで、新たにこれらの要件を満たす偏波アナライザを提案し、また実現を目指すこととする。

1.3 本研究の目的と本論文の構成

本研究では、化合物半導体を用い比較的容易なプロセスにより実現できる、全偏波状態を検知するための偏波アナライザを新しく提案し、またそれを目指した実証実験を行うものである。半導体基板は通信波長帯に吸収のあるディテクタ構造を作製可能で、プロセスのノウハウもある InP 系基板を使用する。入射光を MMI カプラを用いて分波し、光導波路の複屈折性および偏波変換構造による偏波モード変換を組み合わせ利用、偏波依存性のあるフォトディテクタで電流値として検出することで偏波状態を検知することが可能である。この研究においては、偏波変換構造として作製が容易なハーフリッジ PC を用いることとする。

本論文では、これまで序論として本研究の背景について述べた。第 2 章では、半導体偏波アナライザに必要な各種原理について述べる。第 3 章では、実際の偏波アナライザの構造の設計について説明し、それに伴う計算結果についても述べる。第 4 章では、導波路の複屈折性やハーフリッジ PC についての具体的な特性を把握し、設計を決定するための予備実験について述べる。またフォトディテクタ部を除くパッシブ部分を集積し作製した結果について述べ、提案した偏波アナライザの原理を検証し評価することとする。

第2章 原理

この章では、半導体導波路型偏波アナライザに必要な基礎原理について述べる。

2.1 偏波

2.1.1 偏波とジョーンズベクトル

光波はその進行方向に垂直に、電界および磁界が、さらにそれぞれに対して垂直になるようにして伝搬する。つまり、光波は電界と磁界の横波、すなわち電磁波として記述表現することができる。その際の電界あるいは磁界（電界で代表することが多い）の振動する方向には、伝搬方向から見て二つの独立な振動方向が存在する。この二つの振動の成分が無関係であればその電磁波の電界ベクトルの振動は不規則な挙動を示し、無偏波であるといわれる。二つの振動の成分に何らかの関係が存在すれば、電界ベクトルとしての振動の挙動も規則的となり、その光ビームは偏波、あるいは偏光しているといえることができる。

偏波の二つの独立な振動方向は、通常は Fig. 2.1 のように水平・垂直の2軸に沿った電界の成分表示で表される。光波の伝搬方向を z 軸にとると、水平・垂直 (x, y 軸) に沿った電界成分は以下のように表される。

$$E_x(z, t) = E_{0x} \exp(j(\omega t - kz + \delta_x)) \quad (2.1)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \exp(j(\omega t - kz + \delta_y)) \quad (2.2)$$

ここで、 ω は光の角周波数、 k は波数、 E_{0x} と E_{0y} は最大振幅、 δ_x と δ_y は任意の位相、 $\omega t - kz$ は伝搬関数である。この電場の式から共通の項を除き、2次元のベクトルで表記すると、

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \exp(j\delta_x) \\ E_{0y} \exp(j\delta_y) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

となる。これをジョーンズベクトルと呼称する。この式は任意の振幅と位相を持つ互いに直交する二つの波動を表す。

これらの式における強度比と位相差から、伝搬光の電界ベクトルの振動の挙動が決定される。強度比と位相差により決定される偏波の振動のようすを偏波状態 (SOP : States of Polarization) と呼称する。一般的に偏波状態は楕円形として表現することができるが、特に振幅と位相の組み合わせで、“縮退した偏波状態”と呼ばれるものがあり、(1) 直線偏波 LHP/LVP (Linear Horizontal Polarization / - Vertical -)、(2) $\pm 45^\circ$ の直線偏波 (L+45P)/(L-45P)、(3) 右回り/左回り円偏波 RCP/LCP (Right Circularly Polarization /

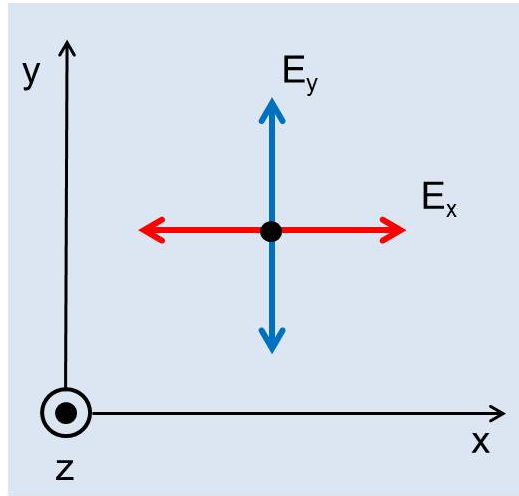


Fig. 2.1: Two orthogonal directions of electric field.

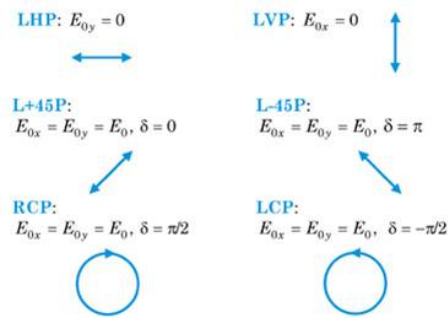


Fig. 2.2: Degenerate polarization states[39].

Left -) の三種類である。Fig. 2.2 に縮退した偏波状態を示す。特に、LHP を“TE モード”、LVP を“TM モード”と呼称することが多く、本文でもそう呼称することとする。

偏光について特に、光波が単色光である場合を完全偏光という。光波が完全に単色光とは言えず、ある程度の波長の帯域幅を持つ疑似単色光の場合、時間経過により強度比や位相差が変化して偏光状態が変化する可能性がある。その場合を部分偏光と呼ぶ。

2.1.2 ストークスの偏光パラメータ

ジョーンズベクトル及び偏光楕円は偏波状態を正しく表現する方法として適切であるが、二つの電界振動の位相差や偏光楕円の回転角、楕円率角を直接観測するのは困難である。また、瞬間的な偏光状態を表しているために部分偏光等による偏波状態の遷移は表現できない。そこで、これらの問題を解決するために、以下のような偏光楕円の時間平均量を導入する。

$$S_0 = \langle\langle E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \rangle\rangle \quad (2.4a)$$

$$S_1 = \langle\langle E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \rangle\rangle \quad (2.4b)$$

$$S_2 = 2\langle\langle E_{0x}E_{0y}\cos\delta \rangle\rangle \quad (2.4c)$$

$$S_3 = 2\langle\langle E_{0x}E_{0y}\sin\delta \rangle\rangle \quad (2.4d)$$

ただし、 $\delta = \delta_y - \delta_x$ である。これら4つのパラメータをストークスの偏光パラメータと呼ぶ。

それぞれの項について、 S_0 は光の全強度を表し、1に正規化することが多い。 S_1 はLHPとLVP成分の差、 S_2 はL-45PとL+45P成分の差、 S_3 はLCPとRCP成分の差を表す。これらは観測可能な偏光場の項目である。また、その定義により、

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \leq S_0^2 \quad (2.5)$$

となる。ここで、等号が成立するのは光が完全偏光である場合である。

また、ストークスパラメータは複素数表示で定義することもでき、その場合は

$$S_0 = E_x E_x^* + E_y E_y^* \quad (2.6a)$$

$$S_1 = E_x E_x^* - E_y E_y^* \quad (2.6b)$$

$$S_2 = E_x E_y^* + E_y E_x^* \quad (2.6c)$$

$$S_3 = j(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \quad (2.6d)$$

である。ここで、*は複素共役を表す。

ストークスパラメータを行列の形にして扱うと便利であることが多く、 $(S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3)^T$ をストークスベクトルと呼ぶ。これによって、後述するストークスパラメータの変化を行列の式として表現できるようになる。

2.1.3 ポアンカレ球

完全偏光の場合のストークスパラメータについて、 $S_0 = 1$ と正規化された場合、 S_1 、 S_2 、 S_3 の3つのパラメータはそれぞれを軸とした半径1の球の表面上にプロットすることが可能となる。これを“ポアンカレ球 (Poincare sphere)”と呼ぶ。これにより、偏波状態の変遷を視覚的に把握することが容易になる。ポアンカレ球の概形を Fig. 2.3 に示す。このように、縮退した偏光状態は各軸の極点に対応している。なお、 S_0 は球の半径であるため、光の絶対強度である S_0 が可変である場合も、 S_1 - S_2 - S_3 空間、すなわちストークス空間上のベクトルとして表現できる。

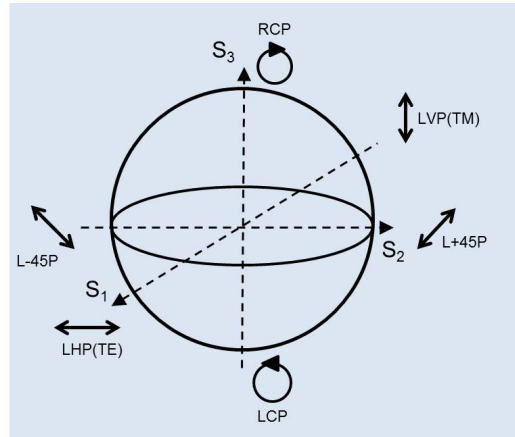


Fig. 2.3: Poincare sphere.

2.2 InP 系半導体光導波路

2.2.1 光導波路の原理

有限な断面をもつビーム光は、その回折効果のために自由空間を伝搬するにつれ広がっていく。光の拡散を防ぎ、ある一定の空間に伝搬を閉じ込めるには高屈折率の誘電媒質を用いた構造、例えば円柱光ファイバや誘電体スラブ構造などが多く用いられている。これらの導波光を閉じ込める構造は導波路と呼ばれる。ここでは、誘電体スラブ構造を用いた光導波路について触れることとする。

光波が屈折率の異なる媒質との界面に入射されると、その界面においてスネルの法則に基づいて反射や屈折が発生する。特に屈折率の高い媒質から低い媒質への入射の場合、入射角がある一定以上の角度になると入射光は全て反射するようになる。この現象を特に全反射と呼び、その時の入射角を臨界角という。この現象を利用し、二次元空間上で Fig. 2.4 のように屈折率の高い物質（コアと呼ぶ）を屈折率の低い物質（クラッドと呼ぶ）で挟む構造を作る。ここで、 $n_{core} > n_{clad}$ である。すると、光波が物質の境界面で全反射を繰り返し、屈折率の高い物質内のみを進んでいく現象がみられる。これがすなわち誘電体スラブ導波路であり、この導波路構造によって光の伝搬する空間、方向を制御することが可能となる。

化合物半導体を用いた光導波路においても、この誘電体スラブ導波路の構造を用いて導波路を作製している。III-V 族半導体である InP 系結晶を用いた例を挙げると、屈折率がおおよそ 3.169 である InP に対し、屈折率がそれよりも高くなる InGaAsP の四元混晶を用い、InP 基板上に格子定数の等しい InGaAsP を結晶成長し、さらにその上に InP 結晶を積層することで InGaAsP をコア、InP をクラッドとした誘電体スラブ導波路とすることができる。また、これらの化合物半導体は直接遷移型半導体であるため、下部クラッドを n 型 InP、コアを i 型 InGaAsP、上部クラッドを p 型 InP とした pin 構造を用いれば、導波構造と発光構造を兼ねることが可能となる。InGaAsP のバンドギャップは組成比に応じた値を取り、準じて発光波長も変化させることが可能である。これにより、導波路とレーザダイオード (LD) やフォトダイオード (PD) との集積が容易になり、広く利用されてい

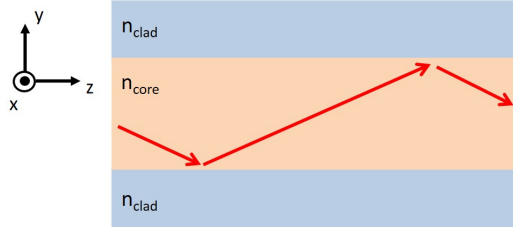


Fig. 2.4: Schematic view of a symmetric slab waveguide.

る。本研究においても、このような InP 系半導体導波路を用いることとする。

2.2.2 光導波路の等価屈折率

Fig. 2.4 において光ビームを線として表現しているが、実際には光は波動である。平面波が y 方向に一往復する間に y 方向の位相変化量が 2π の整数倍になるとき、平面波は y 方向に定在波を形成することになり、その定在波が z 軸方向に伝搬することになる。この伝搬様式をモードという。Fig. 2.4 のような一次元のみ閉じ込めの場合、そのモードの電界分布は解析的に解くことができ、 z 方向の伝搬の等価屈折率を定めることができる。ここでは、その等価屈折率の概念について簡単に触れる。

Fig. 2.4 で z 方向に伝搬する光の電界および磁界は、角周波数 ω と伝搬定数 β を用いて次のように表される。

$$\mathbf{e} = \mathbf{E}(x, y)\{j(\omega t - \beta z)\} \quad (2.7a)$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{H}(x, y)\{j(\omega t - \beta z)\} \quad (2.7b)$$

これをマクスウェル方程式に代入すると、次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (n_i^2 k_0^2 - \beta^2) E_x = 0 \quad (2.8)$$

ここで k_0 は真空中の波数であり、この式は二次の常微分方程式として解くことができる。その一般解は A, B を任意定数として、

$$E_x = A \exp[-jk_{yi}(y - y_0)] + B \exp[jk_{yi}(y - y_0)] \quad (2.9)$$

となる。ここで、 y_0 は下のクラッドとコアの境界面の位置である。また、

$$k_{yi} = \sqrt{n_i^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (2.10)$$

であり、この平方根内の正負によって振動解となるか減衰解となるかが決定される。この式を層ごとに適用し、境界条件として各層の境界面で電界とその微分値の連続条件を満た

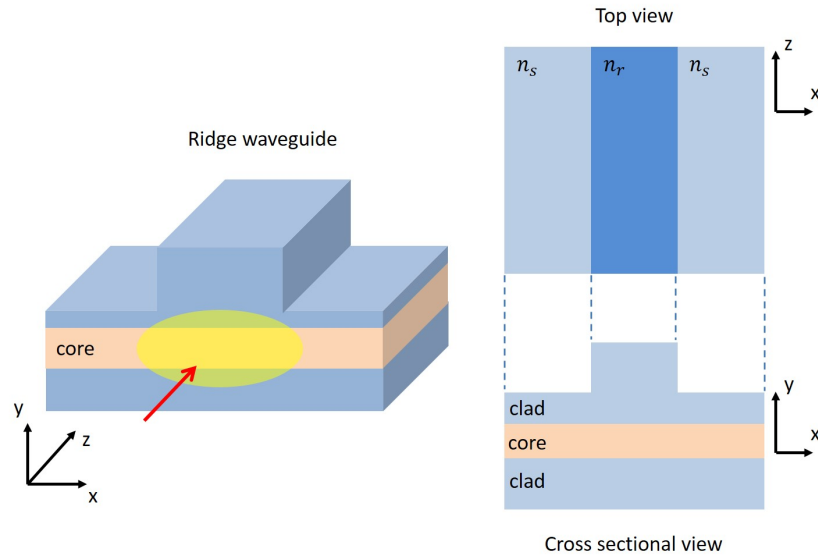


Fig. 2.5: Schematic view of a ridge waveguide.

すようにすれば、導波路における固有モードを解析的に導くことができる。このとき、 β は固有モードごとに一意に決定することができるが、ここで

$$n_{eff} = \beta/k_0 \quad (2.11)$$

で表される等価屈折率 n_{eff} を導入すると、導波路全体を一様な媒質とした時のそのモードの屈折率として取り扱うことができる。つまり、導波路を伝搬する光は屈折率 n_{eff} の媒質を伝搬方向 z に伝搬する光として見做すことができるということになる。

2.2.3 等価屈折率法

InP 系半導体導波路には Fig. 2.5 のようなリッジ型導波路が多く用いられている。これは前述のスラブ導波路構造が y 方向に対する光の閉じ込めであるのに対して、 x 方向の光の閉じ込めを実現するための方法である。上部クラッドの両端部を導波路部より薄くすることによって、空気の低屈折率性の効果を x 方向に等価屈折率の差として及ぼすことで中央部に光を閉じ込める構造である。

Fig. 2.5 において、導波路のクラッドが薄い部分は等価屈折率 n_s をもち、クラッドが厚い中央部はそれより大きい等価屈折率 n_r を持つ。これはつまり、 y 方向と同じように x 方向にも屈折率分布を持ったスラブ導波路であると考えることができる。この考え方を用いると、リッジ導波路のような二次元的屈折率分布を持つ構造であればまず y 方向について等価屈折率 n_s と n_r を計算し、次に x 方向について導波路としての等価屈折率を算出することができる。このときに注意しなければならないのは、 y 方向と x 方向では偏波を 90° 変えて計算を行わなければならないということである。例えば、 y 方向において TE モードとして計算を行った場合、 x 方向に関しては TM モードとして計算する。これは導波光

を平面波として近似しているためであり、この場合は電界成分が x 方向、磁界成分が y 方向の偏波をもつ光の等価屈折率を求めていることになる。

2.2.4 ビーム伝搬法

光導波路のシミュレーションとして簡便で広く用いられる方法であるビーム伝搬法 (Beam Propagation Method : BPM) について、簡単に説明する。ここでは特に波動方程式の計算として有限差分をもちいる有限差分ビーム伝搬法 (Finite-Difference Beam Propagation Method : FD-BPM) について説明する。

BPM は、光の伝搬がある一方向に限ると仮定することで、波動方程式を一回微分方程式に近似して計算を行う。そのため、計算量が少なくなり短時間で計算できるという利点がある。

光の電界の複素振幅 $E(x, y, z)$ は近似的に以下の波動方程式を満たす。

$$\nabla^2 E + [k_0 n(x, y, z)]^2 E = 0 \quad (2.12)$$

ここで、 $n(x, y, z)$ は位置 (x, y, z) における光の屈折率、 k_0 は真空中の波数である。

いま、 y 方向に対して一様な媒質を考え、 (x, z) の 2 次元空間を z 方向に約 $k_0 n_r$ (n_r は平均屈折率) の波数で伝搬する光を考える。

$$E \equiv \psi(x, y) \exp(-jk_0 n_r z) \quad (2.13)$$

とおき、 $\partial_y E = 0$ を用いると、次式に変形できる。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - 2jk_0 n_r \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x, z) - n_r^2] \psi = 0 \quad (2.14)$$

ここで、 $2jk_0 n_r \frac{\partial \psi}{\partial z} \gg \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ として z の二次微分を無視すると、以下の式となる。

$$2jk_0 n_r \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x, z) - n_r^2] \psi \quad (2.15)$$

(x, z) 平面を $(\Delta x, \Delta z)$ の間隔で差分化し、 $x = (p-1)\Delta x$ 、 $z = (l-1)\Delta z$ (ただし、 $p = 1, 2, \dots, P$ 、 $l = 1, 2, \dots, L$) として各方向を p と l で番号付けする。また、 $\psi(p, l)$ を ψ_p^l 、 $n(p, l)$ を n_p^l と書くことにする。すると、偏微分の項は以下の有限差分の式で表される。

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\psi_p^{l+1} - \psi_p^l}{\Delta z} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} &= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \Big|_{z=(l+1)\Delta z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \Big|_{z=l\Delta z} \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{\psi_{p+1}^{l+1} - 2\psi_p^{l+1} + \psi_{p-1}^{l+1}}{\Delta x^2} + \frac{\psi_{p+1}^l - 2\psi_p^l + \psi_{p-1}^l}{\Delta x^2} \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

また、2.15 式の最終項は、

$$k_0^2(n^2 - n_r^2)\psi = k_0^2 \left[\frac{(n_p^{l+1})^2 + (n_p^l)^2}{2} - n_r^2 \right] \frac{\psi_p^{l+1} + \psi_p^l}{2} \quad (2.18)$$

これらの式によって (2.15) 式を整理すると、以下のようになる。

$$\mathbf{A}_l \boldsymbol{\psi}_{l+1} = \mathbf{C}_l \boldsymbol{\psi}_l \quad (2.19)$$

ただし、 $\boldsymbol{\psi}_l$ 、 \mathbf{A} 、 \mathbf{C} は以下の通り定義される。

$$\boldsymbol{\psi}_l \equiv \begin{bmatrix} \psi_1^l \\ \psi_2^l \\ \vdots \\ \psi_P^l \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

$$\mathbf{A}_l \equiv \begin{bmatrix} a_1^l & -b & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -b & a_2^l & -b & 0 & & 0 \\ 0 & -b & a_3^l & -b & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & & 0 & -b & a_{P-1}^l & -b \\ 0 & 0 & \dots & 0 & -b & a_P^l \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

$$\mathbf{C}_l \equiv \begin{bmatrix} c_1^l & b & 0 & \dots & 0 & 0 \\ b & c_2^l & b & 0 & & 0 \\ 0 & b & c_3^l & b & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & & 0 & b & c_{P-1}^l & b \\ 0 & 0 & \dots & 0 & b & c_P^l \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

$$a_p^l \equiv \frac{2jn_r}{k_0\Delta z} + \frac{1}{(k_0\Delta z)^2} - \frac{1}{2} \left[\frac{(n_p^{l+1})^2 + (n_p^l)^2}{2} - n_r^2 \right] \quad (2.23)$$

$$c_p^l \equiv -a_p^l + \frac{4jn_r}{k_0\Delta z} \quad (2.24)$$

$$b \equiv \frac{1}{2(k_0\Delta x)^2} \quad (2.25)$$

これにより、初期条件として $z = 0$ における光電界分布 ($\boldsymbol{\psi}_1$ が与えられると、順に計算が繰り返されることによって、 $\boldsymbol{\psi}_l$ ($l = 1, 2, \dots, L$) が順に計算できることになる。光の伝搬の解析法として、この BPM は非常に効果的な方法であり、2次元の BPM であれば計算量はそれほど大きくなり計算できる利点がある。しかし2次元の場合、落とした次元の層構造においては近似された等価屈折率を用いる必要があり、スラブ解析などの手法により差分化された空間ごとの等価屈折率をあらかじめ求め、それを代入する必要がある。

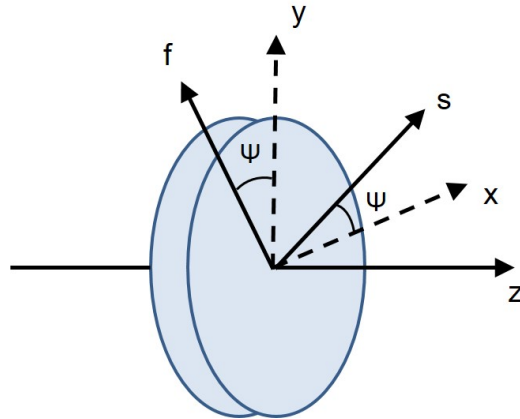


Fig. 2.6: Birefringent medium.

2.3 導波路による偏波の変換

2.3.1 複屈折

複屈折とは、ある物質を光が伝搬した際に、光軸に対する電場ベクトルの向きの違い、すなわち偏波の違いにより2つの光線（通常光線および異常光線）に分けられることをいう。有名な例でいえば方解石という結晶により起こる。これは屈折率が偏波に依存しており、偏波ごとに屈折の様子が違うために起こりうることである。

複屈折媒質では偏波によって位相速度が異なるため、最も位相速度が遅くなる電界ベクトルの方向、あるいは最も位相速度が速くなる電界ベクトルの方向を定めることができる。前者の遅い伝搬モードの偏波方向に対応する軸を特に遅軸 (slow axis)、後者の早い伝搬モードの偏波方向に対応する軸を速軸 (fast axis) と呼称する。複屈折媒質を伝搬する光は、遅軸と速軸による二つの正規モードの線形結合として表すことができる。

例として、Fig. 2.6 のような波長板を考えてみる。 z 方向を伝搬方向とし、 s 軸は遅軸、 f 軸は速軸である。 Ψ は s 軸- f 軸座標系の、 x 軸- y 軸座標系に対する偏角を表す。位相速度の違いにより、一方の成分は他方の成分より大きく位相が変化し、その結果出射光の偏波状態が変化するのであるが、これをジョーンズベクトルで記述してみる。ある入射光の偏波状態を、

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

とする。ここで V_x と V_y は複素数である。これが波長板に入射したときに、遅軸と速軸に対応する二つの固有モードに分解すると、

$$\begin{bmatrix} V_s \\ V_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\Psi & \sin\Psi \\ -\sin\Psi & \cos\Psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} = R(\Psi) \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

となる。特に $R(\Psi)$ を座標回転行列と呼ぶ。

n_s を遅い伝搬モードの屈折率、 n_f を速い伝搬モードの屈折率とする。光の波長を λ 、波長板の厚みを d とすると、出射ビームの $s-f$ 座標系における偏波状態は

$$\begin{bmatrix} V'_s \\ V'_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp\left(-jn_s \frac{2\pi}{\lambda} d\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-jn_f \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_s \\ V_f \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

で与えられる。このときに二つの固有モードに発生した相対的な位相差は、

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_s - n_f) d \quad (2.29)$$

なる Γ で表すことができ、絶対的な位相変化の平均値は、

$$\phi = \frac{1}{2} (n_s + n_f) \frac{2\pi}{\lambda} d \quad (2.30)$$

なる ϕ で表すことができる。これを用いて式 (2.28) を書き直すと、

$$\begin{bmatrix} V'_s \\ V'_f \end{bmatrix} = e^{-j\phi} \begin{bmatrix} \exp(-j\Gamma/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Gamma/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_s \\ V_f \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

となる。波長板から出射したのち、偏波状態を $x-y$ 座標系に戻して表すと、

$$\begin{bmatrix} V'_x \\ V'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\Psi & -\sin\Psi \\ \sin\Psi & \cos\Psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V'_s \\ V'_f \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

となる。最終的にまとめると、

$$\begin{bmatrix} V'_x \\ V'_y \end{bmatrix} = R(-\Psi) W_0 R(\Psi) \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

となり、これが波長板による偏波状態の変換の表現である。特に、 W_0 は波長板に対するジョーンズ行列であり、

$$W_0 = e^{-j\phi} \begin{bmatrix} \exp(-j\Gamma/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Gamma/2) \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

と表される。絶対的な位相変化の平均値 ϕ は、多重反射による干渉が非常に小さいとみなせる場合は無視してもよい。つまり、波長板の特性は位相差 Γ と偏角 Ψ によって決まり、座標回転行列と位相差の行列の式

$$W = R(-\Psi) W_0 R(\Psi) \quad (2.35)$$

で表されることになる。

注目すべき点は、波長板のジョーンズ行列はユニタリ行列であり、 W とそのエルミート共役 W^\dagger の積が

$$W^\dagger W = 1 \quad (2.36)$$

を満たすことである。すなわち、偏波ビームが波長板を通過するという事は数学的にはユニタリ変換で記述され、各ジョーンズベクトルの振幅やジョーンズベクトル間の直交関係は保たれているということである。

2.3.2 InP 系導波路の複屈折

前述したように、本研究においては InP 系結晶を用いる。InP、GaAs、あるいはそれらの三元混晶、四元混晶は III-V 族化合物半導体として光デバイスに多く用いられているが、これらの結晶それ自体は等方性であり、複屈折性は持っていない。しかし、光導波路として Fig. 2.5 のようにスラブ導波路構造やリッジ型構造を作製することにより、その構造に依存した等価屈折率を持つことになり、しかもそれは電界ベクトルの方向によって異なる等価屈折率を持つことが可能である。つまり、光導波路において等価屈折率の遅軸と速軸を定めることが可能であり、偏波によって伝搬定数の異なる複屈折媒質、すなわち波長板と見做すことが可能であるということである。

2.3.3 対称導波路による偏波の変換

例として、fig. 2.7 のような構造を持つ導波路を考えてみる。左右対称な導波路構造であるため、 $s-f$ 座標系は $x-y$ 座標系と一致しており、遅軸と速軸の等価屈折率 n_s と n_f は n_x 、 n_y で表している。また x 方向の偏波モードは TE モード、 y 方向は TM モードである。リッジ型やハイメサ型など、基本的な構造の半導体導波路においてはこのような複屈折性を持つことが多い。また、導波路の長さを L とする。

この導波路にジョーンズベクトル \mathbf{V} の光が入射したときを考える。波長板の式 (2.33) にあてはめてみると、偏角 Ψ は 0 であるので、 $R(\Psi)$ および $R(-\Psi)$ が単位行列となる。つまり、式 (2.33) は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} V'_x \\ V'_y \end{bmatrix} &= W_0 \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \exp(-j\Gamma/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Gamma/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.37)$$

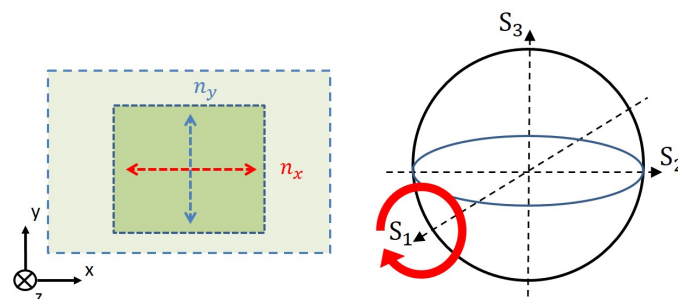


Fig. 2.7: Symmetrical waveguide.

ここで、

$$\Delta n = n_s - n_f = n_x - n_y \quad (2.38)$$

$$\beta = k_0 n_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \quad (2.39)$$

より、

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n = \frac{2\pi}{\lambda} (n_s - n_f) \quad (2.40)$$

として Γ の式 (2.29) を書き直して表現すると、

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} V'_x \\ V'_y \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \exp(-j\Delta\beta L/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Delta\beta L/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} V_x \exp(-j\Delta\beta L/2) \\ V_y \exp(j\Delta\beta L/2) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.41)$$

となる。これはつまり、対称導波路に入射した偏波光は導波路の伝搬において、その偏波モードごとの強度を変えることなく、伝搬定数差 (等価屈折率差) と導波路の長さに応じた位相差 $\Delta\beta L$ を生じることになる。すなわち、対称導波路は TE モードと TM モード間に位相差を発生させる。

出射光 \mathbf{V}' をストークスパラメータの式 (2.4) を用いて表現すると、

$$S'_0 = V_x^2 + V_y^2 \quad (2.42a)$$

$$S'_1 = V_x^2 - V_y^2 \quad (2.42b)$$

$$S'_2 = 2V_x V_y \cos(\Delta\beta L) \quad (2.42c)$$

$$S'_3 = 2V_x V_y \sin(\Delta\beta L) \quad (2.42d)$$

となる。 S_0 成分と S_1 成分は導波路の伝搬前後で不変であるが、 S_2 成分と S_3 成分は生じた位相差の影響を受け、それぞれ \cos 波と \sin 波的に変化していく。これは $S_2 - S_3$ 平面上的円運動とみることにもできる。すなわち、ポアンカレ球上で偏波状態の変遷を見ると、導波路の伝搬に従って Fig. 2.7 のように S_1 軸のまわりを回転していくように見えるということになる。

2.3.4 非対称導波路による偏波の変換

同様に、fig. 2.8 のような構造を持つ導波路を考えてみる。序論でも紹介したように、特殊な加工を施すことによって左右非対称な構造を作製して、通常の導波路とは違う偏波変換をもつような導波路を実現することが可能である。これについても波長板と同様に考えることができ、仮想的に fig. 2.8 のように導波路の遅軸と速軸が $x - y$ 座標系より Ψ 傾いた導波路を考えることとする。

ジョーンズベクトル \mathbf{V} の光が入射したとき、

$$\begin{aligned}\mathbf{V}' &= \begin{bmatrix} \cos\Psi & -\sin\Psi \\ \sin\Psi & \cos\Psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(-j\Delta\beta L/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Delta\beta L/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\Psi & \sin\Psi \\ -\sin\Psi & \cos\Psi \end{bmatrix} \mathbf{V} \\ &= \begin{bmatrix} e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} \cos^2\Psi + e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}} \sin^2\Psi & (e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} - e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}}) \cos\Psi \sin\Psi \\ (e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} - e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}}) \cos\Psi \sin\Psi & e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} \sin^2\Psi + e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}} \cos^2\Psi \end{bmatrix} \mathbf{V} \end{aligned} \quad (2.43)$$

となる。ここで、偏角 Ψ について、 $\Psi = 45^\circ$ であると仮定すると、 $\cos^2\Psi = \sin^2\Psi = \cos\Psi \sin\Psi = 1/2$ となるので、

$$\mathbf{V}' = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left(e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} + e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}} \right) V_x + \frac{1}{2} \left(e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} - e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}} \right) V_y \\ \frac{1}{2} \left(e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} - e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}} \right) V_x + \frac{1}{2} \left(e^{-\frac{j\Delta\beta L}{2}} + e^{\frac{j\Delta\beta L}{2}} \right) V_y \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

である。この式にオイラーの公式を適用することでさらに簡略化でき、

$$\mathbf{V}' = \begin{bmatrix} V_x \cos \frac{\Delta\beta L}{2} + j V_y \sin \frac{\Delta\beta L}{2} \\ V_y \cos \frac{\Delta\beta L}{2} + j V_x \sin \frac{\Delta\beta L}{2} \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

となる。これを式 (2.6) に当てはめて考えると、

$$S'_0 = V_x^2 + V_y^2 \quad (2.46a)$$

$$S'_1 = (V_x^2 - V_y^2) \cos(\Delta\beta L) \quad (2.46b)$$

$$S'_2 = 2V_x V_y \quad (2.46c)$$

$$S'_3 = (V_x^2 - V_y^2) \sin(\Delta\beta L) \quad (2.46d)$$

となる。対称導波路の場合と同様に、 S_0 成分と S_2 成分は導波路の伝搬前後で不変であるが、 S_1 成分と S_3 成分は生じた位相差の影響を受け、それぞれ \cos 波と \sin 波的に変化していく。これは $S_1 - S_3$ 平面上の円運動とみることもできる。すなわち、ポアンカレ球上で偏波状態の変遷を見ると、非対称導波路の伝搬に従って Fig. 2.8 のように S_2 軸のまわりを回転していくように見えるということになる。

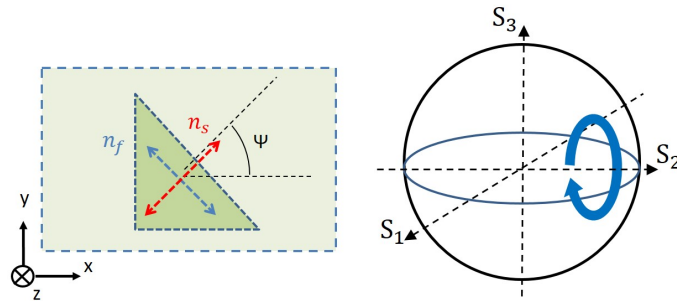


Fig. 2.8: Asymmetrical waveguide.

特に今回、偏角が 45° の非対称導波路を想定したが、適切に長さ L を設定することで、TEモード偏波光やTMモード偏波光を円偏波光に変換することが可能である。これは1/4波長板の動作と全く同一であり、偏角が 45° の非対称導波路は1/4波長板としてみなすことができる。

本論文では、この左右非対称の構造を持つ導波路を、通常の左右対称の導波路と区別して偏波変換器 (Polarization Converter : PC) と呼称することにする。

2.3.5 ミューラー行列による複屈折媒質の表現

これまでジョーンズ行列を用いて複屈折媒質による偏波変換を表してきたが、直接ストークスパラメータを扱うことができるようミューラー行列 (Mueller matrix) と呼ばれる行列を用いて波長板、あるいは複屈折の導波路を表現することもできる。

波長板 (位相差板) のミューラー行列は、偏角 Ψ 、位相差 Γ を用いて表すと、以下のよう表される [40]。

$$M_R = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\Psi + \cos\Gamma \sin^2 2\Psi & (1 - \cos\Gamma)\cos 2\Psi \sin 2\Psi & -\sin\Gamma \sin 2\Psi \\ 0 & (1 - \cos\Gamma)\cos 2\Psi \sin 2\Psi & \cos\Gamma \cos^2 2\Psi + \sin^2 2\Psi & \cos 2\Psi \sin\Gamma \\ 0 & \sin\Gamma \sin 2\Psi & -\cos 2\Psi \sin\Gamma & \cos\Gamma \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

通常の対称導波路の場合、 $\Psi = 0^\circ$ と見做せるので、位相差 $\Gamma = \Delta\beta L$ として、

$$M_R^{WG} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\Delta\beta L) & \sin(\Delta\beta L) \\ 0 & 0 & -\sin(\Delta\beta L) & \cos(\Delta\beta L) \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

であり、導波路を伝搬する光のストークスパラメータは、

$$\mathbf{S}_{out} = M_R^{WG} \mathbf{S}_{in} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \cos(\Delta\beta L) + S_3 \sin(\Delta\beta L) \\ S_3 \cos(\Delta\beta L) - S_2 \sin(\Delta\beta L) \end{bmatrix} \quad (2.49)$$

である。

一方、非対称な偏波モード変換器の場合は、理想的な変換を仮定して $\Psi = 45^\circ$ と見做せるので、同じく位相差 $\Gamma = \Delta\beta L$ として、

$$M_R^{PC} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Delta\beta L) & 0 & -\sin(\Delta\beta L) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin(\Delta\beta L) & 0 & \cos(\Delta\beta L) \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

であるので、非対称導波路を伝搬する光のストークスパラメータは、

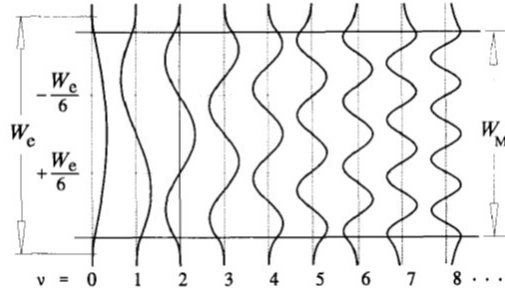


Fig. 2.9: Propagation modes in a multi-mode waveguide [41].

$$\mathbf{S}_{out} = M_R^{PC} \mathbf{S}_{in} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \cos(\Delta\beta L) - S_3 \sin(\Delta\beta L) \\ S_2 \\ S_3 \cos(\Delta\beta L) + S_1 \sin(\Delta\beta L) \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

と表すことができる。

このように、ミューラー行列として導波路の複屈折を表現することで、より直感的、視覚的にわかりやすく、ポアンカレ球上でのストークスペクトルの動きとして偏波状態の遷移を捉えることが可能となる。

2.4 MMI カプラ

2.4.1 多モード干渉

導波路はその設計、特に幅を適切に設定することによって、0次モード(基本モード)のみが伝搬するように設計したり、また高次モードが導波するように設計することができる。特に、幅の広い導波路では0次モードから高次モードまでそれぞれ干渉しながら伝搬する現象がみられる。これを多モード干渉(Multi-Mode Interference: MMI)と呼称する。ここでは、文献[41]に基づき、MMIの原理について説明する。

通常、光導波路に使用される基板のコア層はそれほど厚くなく、 y 方向に対しては0次モードのみが励起される。そのため、 $x-z$ 平面のみを考え2次元的に解析することで設計を行うことができる。

Fig. 2.5のように、 x 方向に屈折率分布のあるリッジ構造を考える。コア部分の等価屈折率は n_r 、クラッド部分の等価屈折率は n_s とし、導波路の幅を W_M とする。導波路の x 方向へ m 個のモードが励起できるとき、それらのモードの番号を $\nu = 0, 1, \dots, (m-1)$ とできる。横方向への波数を $k_{x\nu}$ 、伝搬定数を β_ν としたとき、

$$k_{x\nu}^2 + \beta_\nu^2 = k_0^2 n_r^2 \quad (2.52)$$

となる。ただし、

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.53)$$

$$k_{x\nu} = \frac{(\nu+1)\pi}{W_{e\nu}} \quad (2.54)$$

である。ここでの $W_{e\nu}$ は W_M とは異なる実効的な導波路幅であり、クラッドへの光のモードの染み出しや Goos-Hähnchen シフトを考慮したものである。その様子を Fig. 2.9 に示す。コアとクラッドの屈折率差がある程度大きい場合、 $W_{e\nu}$ は基底モードの時の実効的な導波路幅 W_{e0} で近似してよく、

$$W_{e\nu} \simeq W_e = W_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{2\sigma} (n_r^2 - n_c^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.55)$$

となる。TE モードのとき $\sigma = 0$ 、TM モードのとき $\sigma = 1$ である。通常は $k_{x\nu} \ll \beta_\nu$ であるため、この式を展開すると、

$$\beta_\nu \simeq k_0 n_r - \frac{(\nu+1)^2 \pi \lambda_0}{4n_r W_{e\nu}^2} \quad (2.56)$$

となる。つまり、各モードの伝搬定数はモード番号に対して 2 次関数的な関係となる。ここで、 $\nu = 0, 1$ の低次 2 モード間のビート長をとると、

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} = \frac{4n_r W_M^2}{3\lambda_0} \quad (2.57)$$

となり、これを用いて高次モードと基本モードの伝搬定数の差をとると、

$$\beta_0 - \beta_\nu = \frac{\{(\nu+1)^2 - 1\} \pi \lambda_0}{4n_r W_M^2} = \frac{\nu(\nu+2)\pi}{3L_\pi} \quad (2.58)$$

と表すことができる。このモード間の伝搬定数の差を用いて、多モード干渉の特性を分析する。

入力光の電界を $\Psi(x, 0)$ 、各モードの電界を $\psi_\nu(x)$ として、重なり積分を用いて定義される定数を

$$c_\nu = \frac{\int \Psi(x, 0) \psi_\nu(x) dx}{\int \psi_\nu^2(x) dx} \quad (2.59)$$

とすると、入力光は

$$\Psi(x, 0) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(x) \quad (2.60)$$

と展開できる。導波路を距離 z 伝搬した点での電界分布はそれぞれのモードごとの伝搬定数で伝搬していき、

$$\Psi(x, z) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(x) \exp\{j(\omega t - \beta_\nu z)\} \quad (2.61)$$

となる。さらに、 $j\omega t$ の部分は基底モードの位相を基準として相対的に表記することで、

$$\Psi(x, z) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \psi_{\nu}(x) \exp\{j(\beta_0 - \beta_{\nu})z\} \quad (2.62)$$

とできる。これに式 (2.58) を代入し、

$$\Psi(x, z) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \psi_{\nu}(x) \exp\left\{j \frac{\nu(\nu+2)\pi}{3L\pi} L\right\} \quad (2.63)$$

とすると、ある特定の条件によっては入射したモードが距離 L の点で再現されるということがわかる。ここで、

$$\begin{aligned} \nu(\nu+2) &= \text{even} \quad (\nu : \text{even}) \\ &= \text{odd} \quad (\nu : \text{odd}) \end{aligned} \quad (2.64)$$

また、

$$\begin{aligned} \psi_{\nu}(-x) &= \psi_{\nu}(x) \quad (\nu : \text{even}) \\ &= -\psi_{\nu}(x) \quad (\nu : \text{odd}) \end{aligned} \quad (2.65)$$

である。

2.4.2 MMI による入力光の結像

式 (2.63) より、入力光 $\Psi(x, 0)$ が再現される距離 L での電場 $\Psi(x, L)$ が出現するのは、

$$\exp\left\{j \frac{\nu(\nu+2)\pi}{3L\pi} L\right\} = 1 \text{ or } (-1)^{\nu} \quad (2.66)$$

の時である。一つ目の条件は、すべての伝搬モードにおいて距離 L を伝搬したときの位相差が 2π の整数倍であるということであり、入力光と全く同じ像が結像する。二つ目の条件では ν の偶奇によって位相差が π の偶数倍・奇数倍と変化することであり、

$$\Psi(x, L) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \psi_{\nu}(x) (-1)^{\nu} = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \psi_{\nu}(-x) \quad (2.67)$$

と変形できることから、導波路の中心 ($x = 0$) に対して左右対称な像になる。この時の L の条件は、

$$L = p(3L\pi) \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (2.68)$$

となるときであり、 p の偶奇によって元の像と左右対称の単一像が交互に結合されることになる。

複数個の像の結像の場合、フーリエ解析をもちいた手法により MMI の動作を知ることができる。ここでは簡単のために概要を述べることにする。まず電場 $\Psi_{in}(x)$ を入力光の電場 $\Psi(x, 0)$ と、 $x = 0$ に対して対称な電場 $\Psi(-x, 0)$ の周期 $2W_e$ の周期的な電場であると仮定する。つまり、

$$\Psi_{in}(x) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \{\Psi(x - \nu 2W_e, 0) - \Psi(-x + \nu 2W_e, 0)\} \quad (2.69)$$

である。また、モードの電場は sin 波状であると仮定し、

$$\psi_{\nu}(x) \simeq \sin(k_{x\nu}x) \quad (2.70)$$

とする。これらの仮定をもとに、式 (2.60) をフーリエ展開すると、 $p \geq 0$ 、 $N \geq 1$ の整数であるとき、

$$\Psi(x, L) = \frac{1}{C} \sum_{q=0}^{N-1} \Psi_{in}(x - x_q) \exp(j\phi_q) \quad (2.71)$$

となる。ただし、

$$x_q = p(2q - N) \frac{W_e}{N} \quad (2.72)$$

$$\phi_q = p(N - q) \frac{q\pi}{N} \quad (2.73)$$

である。また、 C は正規化定数である複素数で、 p は z に沿った結像の周期、 q は x 方向に N 個の像があることを示している。

この式により、 $z = L$ の距離で、 $\Psi_{in}(x)$ の展開された N 個の像が、 x_q の位置に、強度が $1/\sqrt{N}$ 、位相が ϕ_q となって形成されることが示される。この原理を用いれば、MMI 導波路を用いて $N \times N$ や $N \times M$ であるようなカプラ、すなわち MMI カプラを実現することが可能である。

最も短いデバイスは $p = 1$ の時に実現することができ、 $N \times N$ の MMI カプラの各結像の位相は

$$\phi_{rs} = \frac{\pi}{4N} (s - 1)(2N + r - s) + \pi \quad (r + s : \text{even}) \quad (2.74)$$

$$\phi_{rs} = \frac{\pi}{4N} (r + s - 1)(2N - r - s + 1) + \pi \quad (r + s : \text{odd}) \quad (2.75)$$

となる。ここで、 r と s はそれぞれ入出力光導波路の番号であり、入力の下から順に $r = 1, 2, \dots, N$ 、出力の上から順に $s = 1, 2, \dots, N$ と番号付けされる。

1 本の入力導波路からの光を複数の導波路に分ける MMI カプラ、いわゆる MMI スプリッタはこれまでの議論の上で実現することができるが、対照的な偶数個目のモードを選択的に励起できるように設計を行うことで、 $1 \times N$ の MMI スプリッタは 4 分の 1 の長さにまで短くすることができる。

実際には、偶数の ν について

$$\text{mod}_4[\nu(\nu + 2)] = 0 \quad (\nu : \text{even}) \quad (2.76)$$

は自明であり、また

$$c_\nu = 0 \quad (\nu : \text{odd}) \quad (2.77)$$

であるときには長さの周期が4分の1になる。それゆえ、 $\Psi(x, 0)$ の入力光の電場は、奇数番目のモードが励起されないとき、

$$L = p \left(\frac{3L_\pi}{4} \right) \quad (2.78)$$

で結像する。この結果は左右対称のモードが励起できるときに得られ、対称干渉 (symmetric interference) と呼ばれる。

一般的には、入力光の N 個に分割された像は

$$L = \frac{p}{N} \left(\frac{3L_\pi}{4} \right) \quad (2.79)$$

において、 x 軸方向に W_e/N の間隔で等しく並んだ点において見られる。通常、少ない損失で $1 \times N$ のスプリッタを作製する場合、MMI 導波路は $m = N + 1$ 個のモードを励起できるようにするのが理想的である。

2.5 量子井戸による光吸収

2.5.1 光吸収の偏波依存性

量子井戸 (QW : Quantum Well) とはあるバンドギャップの薄い (数 nm オーダー) 層 (井戸層) をバンドギャップの大きい層 (障壁層) で挟む構造のことであり、キャリアの移動方向を制限し二次元面内に閉じ込めることで、通常のバルクの半導体材料とは異なる性質を示す。量子井戸に関して特筆すべき特徴はいくつかあるが、ここでは吸収の偏波依存性について述べることにする。

量子井戸の光吸収の偏波依存性は、1985年に Weiner らによって初めて報告された (レーザの利得の偏波依存性はそれ以前に報告されている)[42]。それによると、GaAs 基板上に成長した GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As の構造に、コアの中心に GaAs の単一量子井戸を挿入した導波路を用いて測定したところ、入射光の電場ベクトルの向き、すなわち偏波によって異なるピークを持つことが確認された。Fig. 2.10 はその吸収スペクトルであり、実線は電場ベクトルの向きが層に対して平行、破線は層に対して垂直の時のものである。TM モード光よりも TE モード光の方が長波長側にピークを持つことがわかる。

この現象は、量子井戸における量子サイズ効果によって、価電子帯の正孔の縮退が解かれ、重い正孔 (Heavy hole) と軽い正孔 (Light hole) のサブバンドに分かれることに起因する。その結果、軽い正孔のエネルギーは押し下げられることになる。TE モードの吸収 (利得) に寄与するのは重い正孔と軽い正孔の両方であり、状態密度の大きい重い正孔によって主に光学遷移が起こる。TM モードの吸収 (利得) に寄与するのは軽い正孔のみである

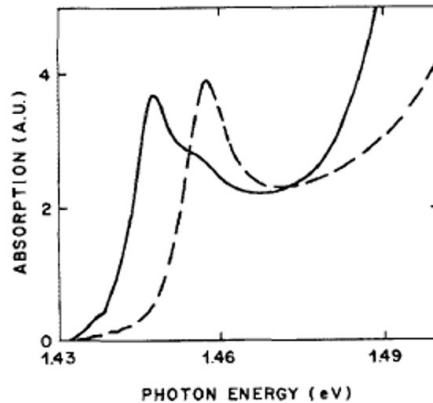


Fig. 2.10: absorption spectra of single quantum well waveguide[42]. The solid and broken curves are for incident polarization parallel and perpendicular respectively to the plane of the layers.

ので、遷移は少なくエネルギーは短波長側に寄ることになる。そのメカニズムが吸収スペクトル中でのピーク位置の違いとして現出することになる。実際に、Fig. 2.10において、TEモードの吸収では両方の励起子ピークがみられるが、TMモードの吸収では軽い正孔の励起子ピークのみしか見られない。また、Fig. 2.11に、縮退の解かれた重い正孔と軽い正孔の価電子帯のサブバンドの図を示す。

量子井戸の吸収にはさらに興味深い特性が存在する。通常バルク半導体結晶では低温で励起子による吸収ピークが見られ、また電界が加わるとピークが消失し吸収端が長波長側に移動する。これはエネルギーバンドの傾きが急になることによる、電子の波動の染み出しも含めた実効的なバンドギャップが小さくなるフランツ-ケルディッシュ効果 (Franz-Keldysh effect) という電気光学効果の一種として知られている。励起子は電界により引き離され、ピークは消失する。しかし、量子井戸構造の場合では吸収の長波長側への移動は同様であるが、励起子ピークは残り続けたままスペクトルが移動する。その様子を Fig. 2.12 に示す。これは、量子井戸では障壁層のために高電界下でも励起子は残り続けるためである。この様子は水素原子で起こるシュタルク効果と同一であるため、量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE : Quantum Confined Stark Effect) と呼ぶ [45]。これは TE モード、TM モード両方の吸収に起こる現象である。

2.5.2 歪による偏波依存性の変化

歪 (ひずみ) とは、ある結晶の基盤に格子定数の一致しない結晶を成長することで、格子定数の不一致を解消するように格子が弾性的に変形することを指す。成長した層の格子定数が基板より大きい場合、横方向に圧縮を受けるので圧縮歪 (compressive strain) という。逆に、成長した層の格子定数が基板より小さい場合、横方向に引っ張られるので引っ張り歪 (tensile strain) という。

Fig. 2.13 に、量子井戸層がその組成比によって歪を生じている場合のエネルギーバン

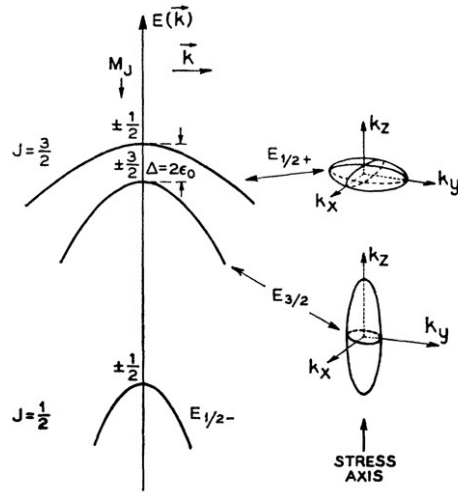


Fig. 2.11: The split valence bands of uniaxially stressed semiconductor[43].

ド図を示す。圧縮歪を受けている場合 (c) では、格子整合の場合 (b) と比較して軽い正孔のバンドのエネルギーは押し下げられ、重い正孔との差は拡大することになる。逆に引っ張り歪の場合 (a) は軽い正孔のバンドは押し上げられるため、重い正孔と軽い正孔のバンドが逆転することがある。

このように、量子井戸の性質には偏波依存性が存在するが、歪を利用することで依存性を調整することが可能である。実際に引っ張り歪を用いて量子閉じ込めシュタルク効果の偏波依存性を少なくする取り組みも行われている [47]。しかし逆に、圧縮歪を用いることで偏波依存性が大きくなるような構造を作製することも可能であり、TE モードのみに光吸収や量子閉じ込めシュタルク効果の大きい構造を作製することが可能である。つまり、結晶の組成でバンドギャップを、歪で偏波依存性を調整した構造を用いることで、TE モードのみの光強度を電流値で測定するフォトディテクタを作製することが可能であると言える。

2.6 第2章まとめ

本章では、半導体偏波アナライザに必要となる各種理論について説明した。まず光の物理的次元のひとつである偏波状態について解説し、本論文で重要となるストークスパラメータについて紹介した。次に、光導波路とその動作の解析手法について述べた。この光導波路がもつ複屈折性について説明し、光学素子として扱った場合の偏波変換をストークスベクトルで記述することを目的としたミューラー行列についても述べた。また、半導体偏波アナライザに必要となる MMI カプラと量子井戸による光吸収の簡単な概要について触れた。

次章では、ここで扱った原理をもとに、半導体偏波アナライザについて偏波検知のための構造について述べ、実際の設計を決定するための計算を行っていく。

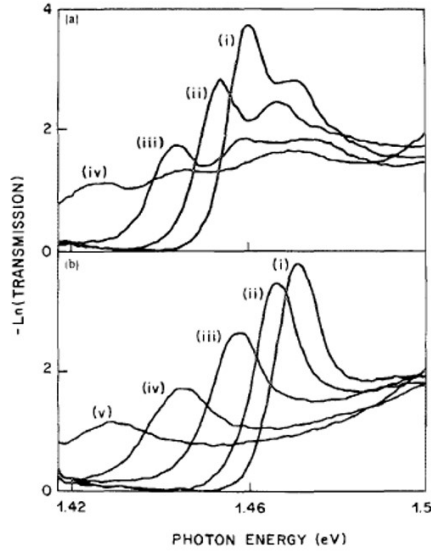


Fig. 2.12: Absorption spectra of a quantum well waveguide as a function of electric field [44]. (a) Incident polarization parallel to the plane of the layers. (b) Incident polarization perpendicular to the plane of the layers. (i) 1.6×10^4 V/cm, (ii) 10^5 V/cm, (iii) 1.4×10^5 V/cm, (iv) 1.8×10^5 V/cm, and (v) 2.2×10^5 V/cm.

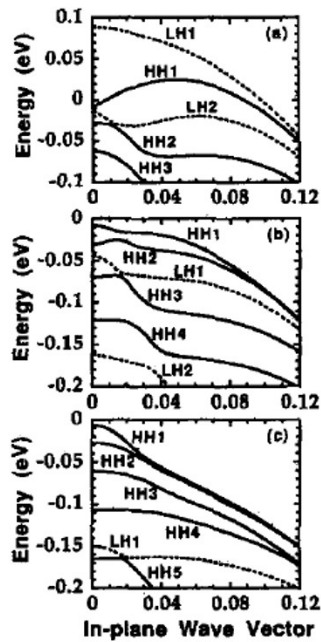


Fig. 2.13: Valence band structures of a 10-nm quantum well[46]. (a) 1.9% tensile-strained, (b) lattice-matched, and (c) 1.4% compressive-strained.

第3章 半導体偏波アナライザの設計

この章では、半導体偏波アナライザの全体の構造の設計と、構造を決定するための各計算の結果について述べる。

3.1 半導体偏波アナライザの構成

偏波状態を決定するストークスパラメータは S_0 、 S_1 、 S_2 、 S_3 の4つであることは原理の章で触れたとおりである。実際には、光の絶対位相を考えず偏波状態のみ考えた場合、ストークスベクトル空間として表されるように偏波状態は3つの変数(次元)をもつ。

Fig. 3.1 に、偏波状態を測定するための測定系の概略図を示す。なお、図中の 0° Pol、 45° Pol はそれぞれ 0° 、 45° の直線偏光を通す偏光子、 $\lambda/4$ は $1/4$ 波長板、PD はフォトダイオード、ADC はアナログ-デジタル変換、DSP はデジタル信号処理を表している。一般的に販売されている測定機器としての偏波アナライザについても、この概略図に沿った構成をしていることが多い。

この測定系においては、一番上の分岐で光の全体の強度 S_0 を測定し、その下の分岐では 0° 偏光子を用いて水平偏波の強度 I_x を測定している。三番目の分岐においては、同じく 45° 偏光子を用いて 45° 偏波の強度 I_{45° を測定している。一番下の分岐では、波長板を用いて円偏波成分を 45° 偏波成分に変換したあと、 45° 偏光子を用いることによって右回り円偏波強度 I_R を測定している。これらの測定結果からストークスパラメータを算出すると、

$$S_1 = 2I_x - S_0 \quad (3.1a)$$

$$S_2 = 2I_{45^\circ} - S_0 \quad (3.1b)$$

$$S_3 = 2I_R - S_0 \quad (3.1c)$$

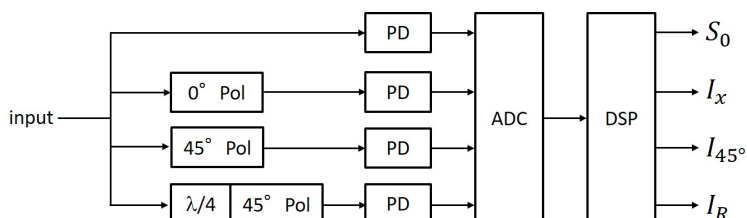


Fig. 3.1: Schematic diagram of the polarization analyzer.

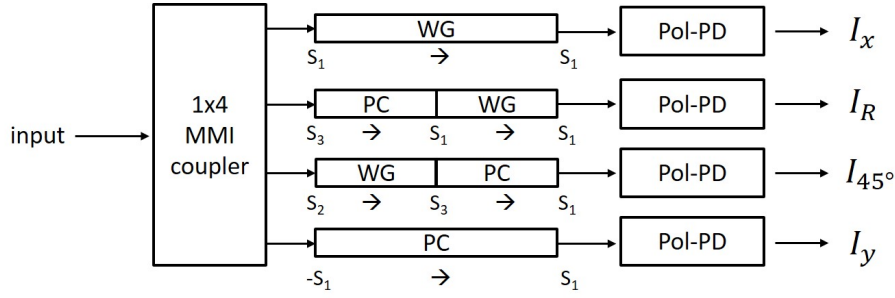


Fig. 3.2: Schematic diagram of the semiconductor polarization analyzer.

となる。

半導体導波路を用いた偏波アナライザについても、ほぼ同様の原理を以て偏波アナライザを実現することが可能である。原理の章でも触れたように、導波路型フォトディテクタとして用いることができる量子井戸フォトダイオードは強い偏波依存性を持つように設計が可能であるため、偏光子付きのフォトディテクタとみなして使用することができ、また導波路自体も固有モードの傾きによって波長板や位相差板と同一の機能を実現することが可能だからである。つまり、波長板と位相差板を組み合わせることによって、あるストークスパラメータをほかのストークスパラメータに変換し、その成分に依存性があるディテクタで成分を検知することができるということである。

Fig. 3.2 に、半導体偏波アナライザの概略図を示す。この図において、Pol-PD は偏波依存フォトディテクタであり、ここでは特に TE モードのみに吸収のあるフォトディテクタとする。また PC は偏波変換器、WG は通常の光導波路 (対称導波路) である。なお、説明上 WG と長方形で書いている箇所があるが、この偏波アナライザにおいては他の導波路部分 (図中の矢印の部分) と WG の構造は全く同一である。

まず、入射光を MMI カプラを用いて 4 つに分波する。分波した光はそれぞれ異なった偏波変換を受けることになる。まず一番上の分岐では、対称導波路のみが存在する。偏波状態をポアンカレ球上の遷移で考えると、通常の左右対称の導波路では複屈折によって S_1 軸で回転する。つまり、 S_1 成分は変化しない。その光が偏波依存フォトディテクタに入射することになるが、TE モードのみに吸収のあるディテクタであれば、 S_1 成分が判明することになる。ミューラー行列を用いた式 (2.49) に沿って表現すると、

$$\mathbf{S}_{out.1} = M_R^{WG} \mathbf{S}_{in} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \cos(\Delta\beta_{WG}L) + S_3 \sin(\Delta\beta_{WG}L) \\ S_3 \cos(\Delta\beta_{WG}L) - S_2 \sin(\Delta\beta_{WG}L) \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

となり、入射光 S_1 成分は保存される。ここで、 $\Delta\beta_{WG}$ は対称導波路における二つの固有モードの伝搬定数差である。

二番目の分岐では、まず偏波変換構造によって S_2 軸で回転する。その後、対称導波路によって S_1 成分が保持される。その際、 $\Delta\beta_{PC}$ を偏波変換器における二つの固有モードの伝搬定数差として、PC と WG とともに長さを 4 分の 1 ビート長に調節することで、ミューラー行列は

$$M_R^{PC-WG} = M_R^{WG} M_R^{PC} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

となり、ストークスペクトルは

$$\mathbf{S}_{out.2} = M_R^{PC-WG} \mathbf{S}_{in} = \begin{bmatrix} S_0 \\ -S_3 \\ S_1 \\ -S_2 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

となる。その後の対称導波路による変換を考慮しても、 S_1 成分は保持されるので、結果的にフォトディテクタにおいては S_3 成分が判明することになる。

三番目の分岐では、二番目の分岐とほぼ同様の構造であるが、偏波変換器が対称導波路の4分の1ビート長ぶんだけ後ろに配置されている。これを図中ではPCとWGの位置の入れ替えで表現した。これにより、ミューラー行列は

$$M_R^{WG-PC} = M_R^{PC} M_R^{WG} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

となり、ストークスペクトルの変化は

$$\mathbf{S}_{out.3} = M_R^{WG-PC} \mathbf{S}_{in} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_1 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

となる。これも同様にその後の対称導波路による変換を考慮しても、 S_1 成分は保持されるので、結果的にフォトディテクタにおいては S_2 成分を測定することができる。

四番目の分岐では、これまでの2倍の長さである半ビート長とした偏波変換器が配置されている。これにより、 S_1 成分は $-S_1$ となる。ストークスペクトルの変化で表すと、

$$\mathbf{S}_{out.4} = M_R^{2 \times PC} \mathbf{S}_{in} = \begin{bmatrix} S_0 \\ -S_1 \\ S_2 \\ -S_3 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

となる。つまり、TEモードフォトディテクタをTMモードフォトディテクタとみなすことができるようになり、TMモードの強度が判明する。

これらの偏波変換とフォトディテクタにより、Fig. 3.2中における I_x 、 I_{45° 、 I_R 、 I_y が測定できる。これら測定結果からストークスパラメータを算出すると、

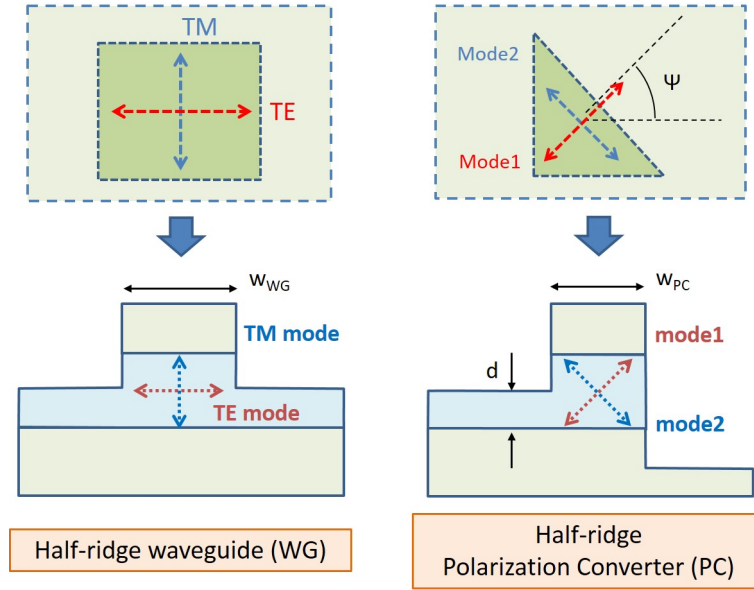


Fig. 3.3: Schematic design of the Half-ridge waveguide and the Half-ridge polarization converter.

$$S_0 = I_x + I_y \quad (3.8a)$$

$$S_1 = I_x - I_y \quad (3.8b)$$

$$S_2 = 2I_{45^\circ} - I_x - I_y \quad (3.8c)$$

$$S_3 = 2I_R - I_x - I_y \quad (3.8d)$$

とできる。

つまり、この偏波アナライザの構成を用いることで、入射光のストークスペクトルを測定することができる半導体光集積回路を実現することが可能である。

3.2 実際の半導体偏波アナライザにおける導波路構造

本研究では、作製の容易さや性能、作製手法におけるノウハウを踏まえ、偏波変換器として InP 系基板を用いたハーフリッジ型偏波変換器 (PC) を用いることとする。それに伴い、光の波長は光ファイバ通信における波長帯である 1550 nm 周辺を想定する。また対称導波路についても作製上の親和性より、ハーフリッジの導波路を用いることとする。同様に、MMI カプラにおいてもハーフリッジとしてコアとクラッドの屈折率差をつける。Fig. 3.3 に導波路構造を示す。

また、偏波依存フォトディテクタとして、オフセット量子井戸 (OQW : Offset Quantum Well) を用いたフォトダイオードを想定する。これは、InP 系基板においてコア層の上に薄いクラッド層を挟み、その上に光を吸収するための量子井戸層を成長したものである。

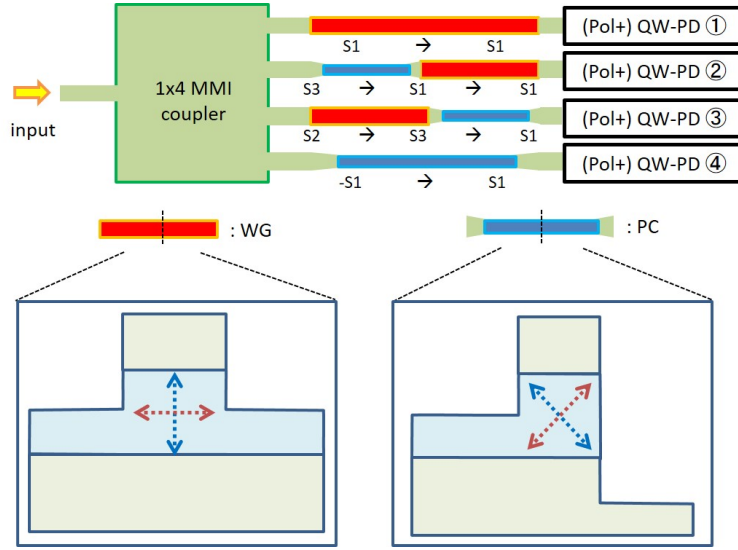


Fig. 3.4: Schematic layout of the polarization analyzer.

これを用いることで、吸収層の不要な導波路や偏波変換器などパッシブ部は事前にエッチングで量子井戸層を除去し、フォトダイオードのアクティブ部にのみ吸収層を残すことが可能である。この際、パッシブ部にクラッドの再成長を行うことも考えられる。

これらを踏まえた偏波アナライザのレイアウトを Fig. 3.4 に示す。

3.3 対称導波路の設計

左右対称の導波路における二つの固有モードの伝搬定数差 (等価屈折率差) を推定するため、Fig. 3.5 のような対称導波路を考え、等価屈折率法によって計算を行った。

まずスラブ導波路解析を行った。コア層の厚みは 500 nm、リッジ高さは $d = 300$ nm とした。また上部クラッドはオフセット量子井戸層との集積を考え、OQW をエッチングした後再成長をしないと仮定し 200 nm とした。光波長は 1550 nm とし、その波長における屈折率はコア層 InGaAsP では 3.4、クラッド層 InP では 3.17 としている。また、半導体でない部分は SiO₂ とし、屈折率は 1.5 としている。この条件のもとで、破線の n_{core} と n_{clad} について、TE モードと TM モードそれぞれについてスラブ導波路構造の解析を行った。その結果を Table. 3.1 に示す。

この得られた結果について、導波路の幅 $w_{WG} = 2.5 \mu\text{m}$ とし、再度水平方向に対して同様にスラブ導波路解析を行うことによって導波路全体の等価屈折率を求めることができる。計算の結果を Table. 3.2 に示す。また、そこから計算できる屈折率差 Δn と、伝搬定数差 $\Delta\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$ も Table. 3.2 に示す。なお、計算の結果、導波路は 2 次モードまで存在するが、今回は多次モードを考えずに 0 次モードのみを考えた。

この伝搬定数差から、対称導波路の 4 分の 1 ビート長は $27.08 \mu\text{m}$ と求められた。

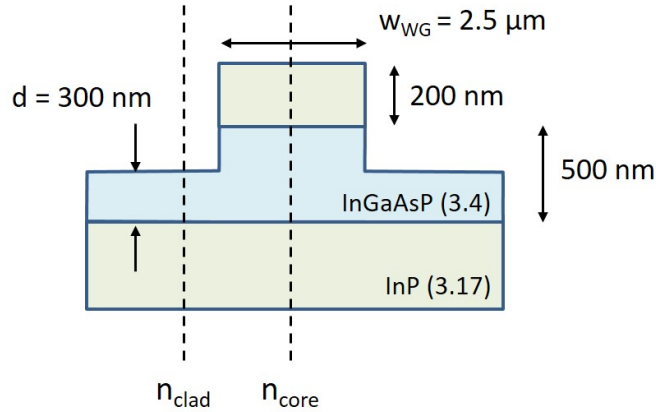


Fig. 3.5: Parameters for waveguide analysis based on effective index method.

Table. 3.1: Result of slab waveguide analysis.

n	Core	Clad
TEmode	3.2909	3.1868
TMmode	3.2764	3.1719

Table. 3.2: Result of effective index method.

n_{TE}	n_{TM}	Δn	$\Delta\beta$ [rad/ μm]
3.2812	3.2669	0.0143	0.0580

3.4 ハーフリッジ型 PC の設計

本研究において偏波変換器として用いるハーフリッジ型 PC は、導波路の片側をコア層のおよそ半分までエッチングし、もう片側をハイメサ状にエッチングすることで断面が左右非対称な形状になるように作製できる。これにより、固有モードが通常の導波路に対して Ψ だけ傾いたような導波路を作ることが可能である。また傾いた固有モードについても複屈折性が存在するために、伝搬に従って偏波状態の変化が起こる。この挙動は波長板 (位相差板) として扱うことが可能であり、その挙動は原理の章で述べたとおりである。

偏角が Ψ 傾いた複屈折媒質の固有モードは同じく Ψ だけ傾き、またその遅軸と速軸の屈折率もそれぞれひとつに定めることができる。しかし、ハーフリッジ PC の場合はその構造によって複屈折性が定まるため、単純に Ψ を定めることができない。厳密に偏角を求めるために、以下のパラメータ R (rotation parameter という) を定める。

$$R \equiv \iint |H_x|^2 dx dy / \iint |H_y|^2 dx dy \quad (3.9)$$

ここで、 H_x および H_y は x 軸と y 軸に沿った磁界の強度である。

すると、 R と偏角 Ψ の関係は以下ようになる。

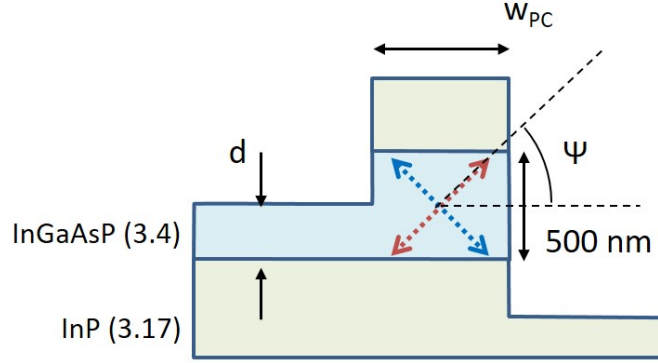


Fig. 3.6: Structure of the half-ridge PC.

$$R \simeq \frac{|H_x|^2}{|H_y|^2} = \cot^2 \Psi \quad (3.10)$$

$$\Leftrightarrow \Psi \simeq \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (3.11)$$

また、偏波変換器の性能の指標として最大変換率 (maximum conversion ratio) として C_{max} を定めることができる。式 (2.47) をもとに C_{max} を求めると、

$$C_{max} \equiv \sin^2 2\Psi \simeq \sin^2 \left(2 \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{R}} \right) \simeq \frac{4R}{(1+R)^2} \quad (3.12)$$

であり、長さ L_{PC} 、半ビート長 L_π のハーフリッジ型 PC では変換率 C は

$$C = C_{max} \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\pi \frac{L_{PC}}{L_\pi} \right) \right\} \quad (3.13)$$

となる。

当研究グループの先行研究として、Fig. 3.6 のような構造のハーフリッジ PC について、2次元 FV-FDM (Full-Vector Finite-Difference Method) という解析手法により R と伝搬定数 β が計算されている [18]。ここでは、屈折率を InGaAsP で 3.4、InP で 3.17、SiO₂ で 1.45 とし、コア厚みを 500 nm としている。片側のリッジ高さ d および幅 w_{PC} によるパラメータ R と、伝搬定数より計算された半ビート長 L_π の変化をプロットしたものが Fig. 3.7 である。

パラメータ R について、1 に近いほど偏角 $\Psi = 45^\circ$ に近くなるが、計算結果によれば $d = 300$ nm であるときに R が 1 に近いような w_{PC} の幅が広く、特に $w_{PC} = 1.0 \mu\text{m}$ であるときはほぼ $R = 1$ ($R = 0.993$, $C_{max} = 1.000$) である。またその時の半ビート長は $214.2 \mu\text{m}$ である。

したがって、最も性能の良いハーフリッジ PC は $w_{PC} = 1.0 \mu\text{m}$ 、 $d = 300$ nm のときであり、4分の1ビート長は $107 \mu\text{m}$ 程度であることが予想される。また、Fig. 3.8 はパラメータ R を C_{max} に置き換えた図であり [48]、許容誤差範囲の広い $d = 300$ nm とすることは作製プロセス上でも望ましいと考えられる。

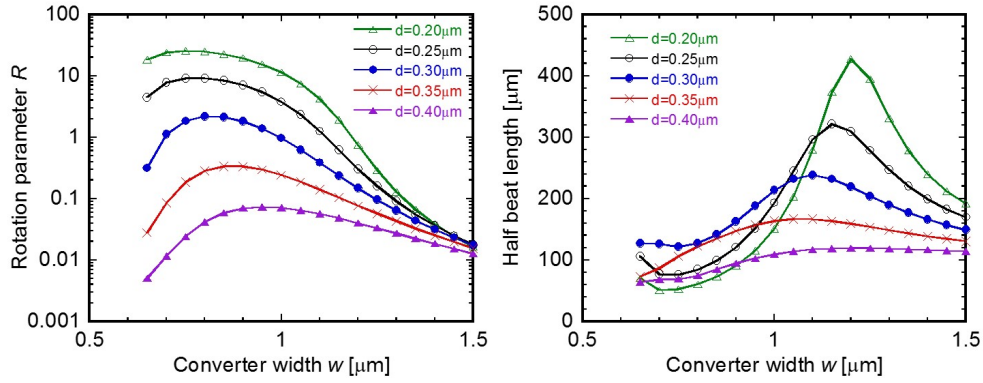


Fig. 3.7: Calculated R parameter and half-beat length L_{pi} by FV-FDM[18].

3.5 MMI カプラの設計

本研究では、入射光を4つに分波するためにMMIカプラの構造を用いる。そのMMIカプラの構造を決定するため、ビーム伝搬法を用いて計算を行った。

Fig. 3.9はMMIカプラの概略図である。MMIカプラの特性として、 $1 \times N$ のスプリッタの場合 $N + 1$ モード以上が存在するような幅の導波路であれば、その幅 w_{MMI} に対して適切な長さ L_{MMI} は定まる。今回の場合は、導波路幅 $w_{WG} = 2.5 \mu\text{m}$ 、MMI幅 $w_{MMI} = 20 \mu\text{m}$ としてBPM法により適切な長さを推定する。波長 1550 nm とし、コアとクラッドの等価屈折率は、スラブ導波路解析により算出したTable. 3.1の値を用い、TEモードおよびTMモードそれぞれに関して計算を行った。

Fig. 3.10はMMI長さ $L_{MMI} = 225 \mu\text{m}$ の時のBPMの計算結果の様子である。また、Fig. 3.11はMMIカプラの出力光のパワーの様子である。入力光のパワーがTEモード、TMモード両方についておよそ4分の1になっていることが分かる。

なお、MMIカプラによって生じる位相差については、TEモードとTMモードの間でパワーの入れ替えが起こらないため、対称導波路として処理できる。またMMIカプラの対称性により、内側の分岐どうし、外側の分岐どうしで発生する位相差は同じと考えられる。よって、PCまでの導波路の4分の1ビート長の位相差が重要となる部分は内側の分岐に配置することにした。

また、後に説明する素子作製では異なる長さ $L_{MMI} = 340 \mu\text{m}$ として作製を行ったが、これは単純に計算ミスをしてしまったためであり、真に正しいと思われる値はここで説明した通りであるので、ここでお詫び申し上げる。

3.6 第3章まとめ

本章では、半導体偏波アナライザについて、対称導波路とハーフリッジ型PCを用いた偏波変換器、MMIカプラ、偏波依存フォトディテクタを組み合わせることで適切な偏波変換を行い、偏波状態を検知できる構成について提案した。また各光学素子について詳細

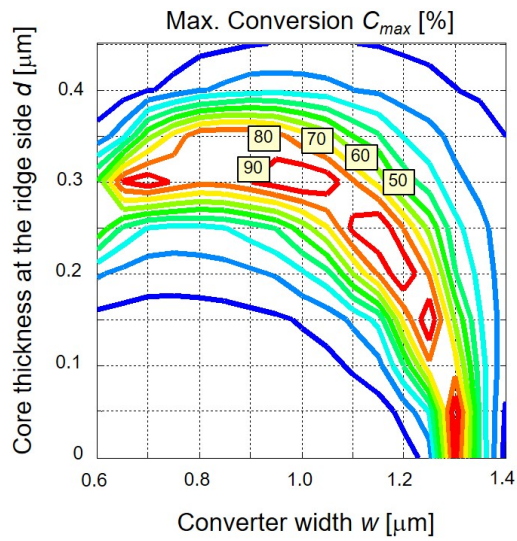


Fig. 3.8: Calculated maximum conversion ratio C_{max} [48].

な設計値を決定するため、各種の手法による計算結果を示し、素子作製の目安となる設計値を決定した。

次章ではこの結果に基づき、ハーフリッジ PC と対称導波路についての試作、および MMI カプラを含む偏波変換構造の作製と検証を行う。

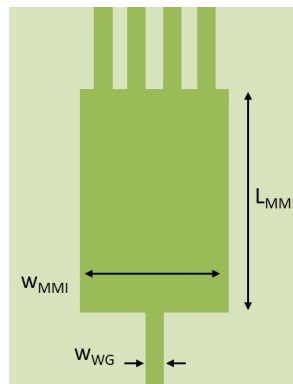


Fig. 3.9: Schematic structure of MMI coupler.

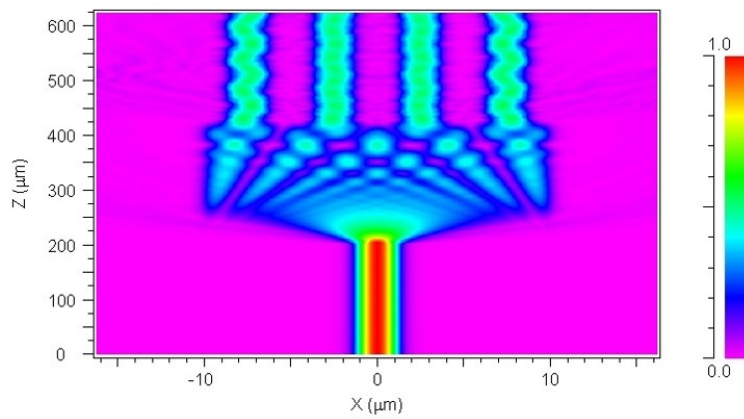


Fig. 3.10: Result of MMI coupler using BPM analysis.

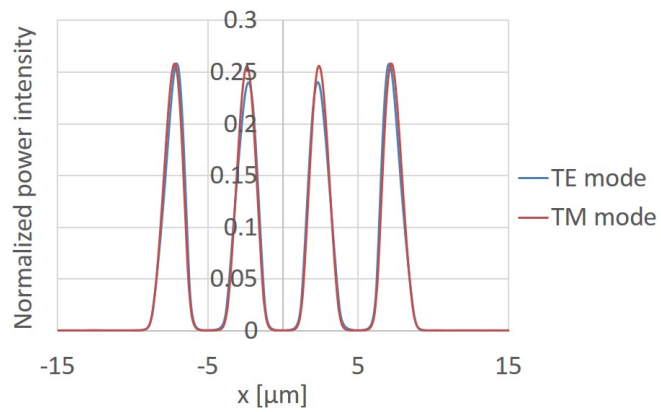


Fig. 3.11: Normalized power intensity at the output of MMI structure.

第4章 素子作製

この章では、実際に InP 系半導体基板にプロセスを施し、素子を作製してその特性を測定した結果について述べる。

4.1 素子作製プロセス

InP 系半導体基板を加工することで何らかの構造を形成すること、およびその手順をプロセスと呼ぶが、ここでは素子作製で用いた各種プロセスについて述べる。

プロセスに用いた InP 系基板は Table. 4.1 の規格で成長されたエピタキシャル基板である。基板ウェハを適度な大きさに劈開し、有機溶媒を用いて洗浄を行い、ベークして乾燥させたのちプロセスを行う。全体のプロセスフローを Fig. 4.1 に示す。なお、図中では基板の層構造を簡略化している。

まず、スパッタリングによって基板表面全体に SiO_2 を製膜する。これは後の手順によってパターンニングされ、InP/InGaAsP のドライエッチングの際にハードマスクとして用いられる。エッチングの選択比は良好であるが、パターン端にて浸食 (マスクエロージョンという) がみられ、断面形状に影響があるのである程度の膜厚があるほうが望ましく、今回の素子の場合膜厚 200 nm 程度が適切であると思われる。PECVD 法による製膜も可能である。

この上に電子線描画用レジストである ZEP520A をスピンコートによって塗布し、電子線描画により導波路パターンの電子線リソグラフィ (Electron beam lithography) を行う。今回のプロセスではハーフリッジ PC を含む導波路パターンを描画するため、最小線幅は

Table. 4.1: The layerstack of the epitaxial wafer.

Layer name	Material	Thickness [μm]	Doping level [cm^{-3}]
Substrate	n-InP	350	$2 \sim 8 \times 10^{18}$
Buffer	n-InP	0.25	5×10^{17}
Buffer	u-InP	0.05	—
Core	u-InGaAsP Q1.37	0.50	—
Buffer	u-InP	0.05	—
Etchstop	u-InGaAsP Q1.37	0.01	—
Clad	u-InP	0.25	—
Clad	p-InP	0.75	5×10^{17}
Contact	p-InGaAs	0.20	$> 1 \times 10^{19}$

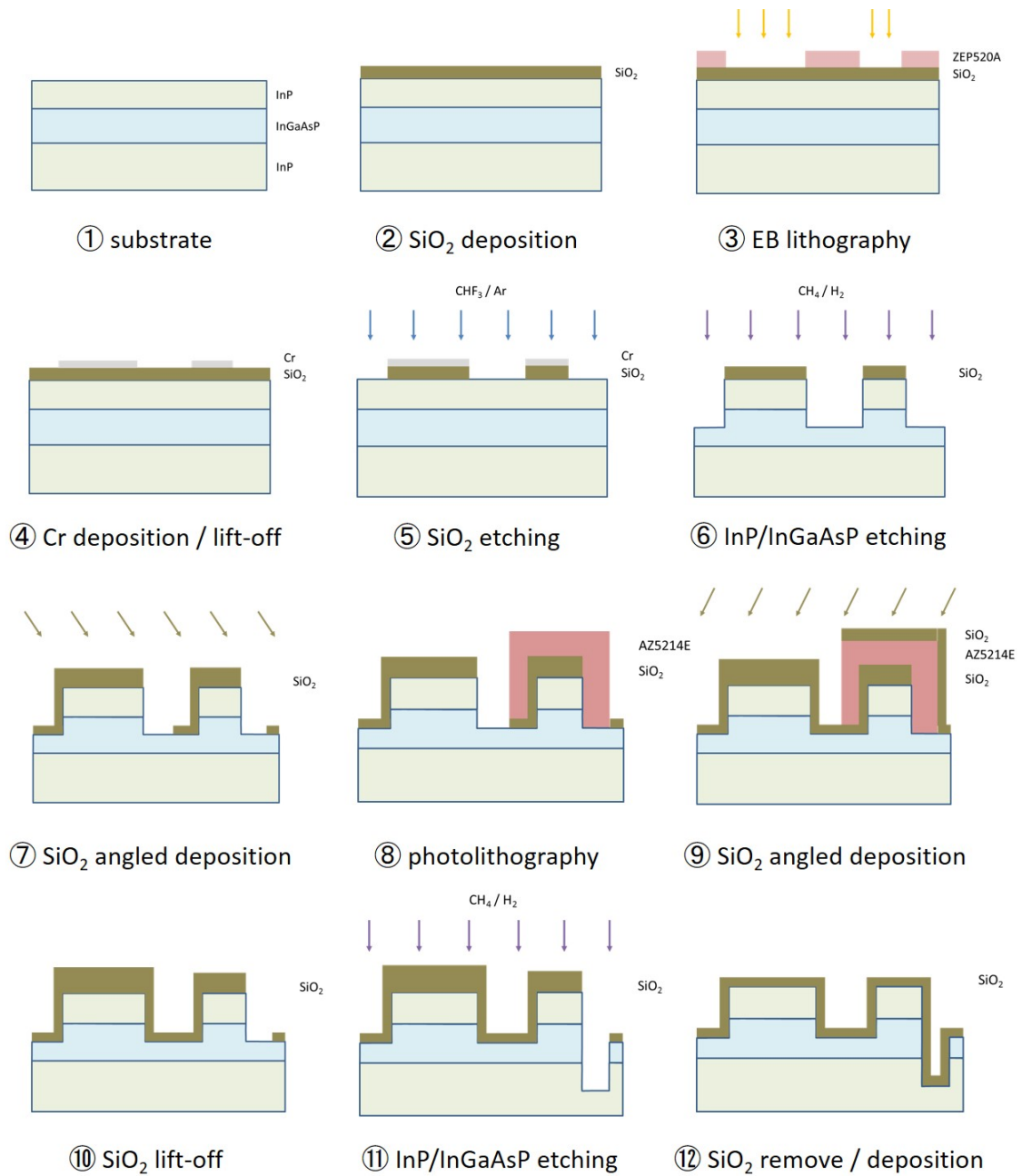


Fig. 4.1: Fabrication process of the Half-ridge waveguide and the Half-ridge polarization converter.

1 μm を下回ることになる。よって、フォトリソグラフィでのプロセスは非常に困難である。描画後の基板を現像液 ZED-N50(酢酸 n-アミルを含んでいる) に 120 秒程度現像し、IPA(イソプロパノール) でリンスする。ZEP520A はポジ型レジストであるため、電子線の照射された部分のレジストが可溶性となり、消えることになる。

次に EB 蒸着装置を用い、表面にクロム (Cr) を蒸着する。クロムは後の SiO_2 のエッチングにおいてハードマスクとして用いられることになる。こちらも選択比は良好であり、 SiO_2 200 nm に対してクロム 25 nm 程度で十分にエッチング可能である。その後、ZEP 用の剥離液である ZDMAC(ジメチルアセトアミドを含んでいる) を用い、クロムのリフトオフを行う。レジストが溶け剥離されたクロムは基板表面に付着すると強く密着するため、注意が必要である。

その後、 CHF_3 ガスおよび Ar ガスを用いたドライエッチングの一種である反応性イオンエッチング (RIE : Reactive Ion Etching) によって SiO_2 をパターンニングする。

続いてメタン (CH_4) ガスおよび水素 (H_2) ガスを用いた RIE により化合物半導体である InP/InGaAsP をエッチングする。このメタンと水素を用いたエッチングでは反応の副生成物として有機金属のポリマーが生成され基板に付着するので、当研究室所有のプラズマエッチング装置では数分間の CH_4/H_2 による半導体エッチングと短時間の O_2 アッシングによるポリマーの除去を繰り返すサイクルエッチングという手法でエッチングを行っている。化合物半導体のエッチングとして塩素ガスによるプラズマエッチングも知られているが、それに比べ CH_4/H_2 を用いたエッチングはレートが非常に遅く、深さの制御が容易である特徴がある。今回の素子では、ハーフリッジとして所望の深さまで段差計を利用して深さを確認しつつエッチングを行った。

そして、その後ハーフリッジ型 PC の作製上の特色であるセルフアラインプロセスのため、EB 蒸着装置を用いて導波路側面から SiO_2 を斜めに蒸着した。具体的には、表面に対する垂直より 60° の角度から蒸着を行うことによって、EB 蒸着法特有の異方性を利用し、反対側の影の部分に蒸着がされないようにする。膜厚に関しては、EB 蒸着での膜質がやや悪いことも勘案して、マスクエロージョンに十分に耐えうる厚みにするのが望ましい。今回の場合、250 nm 程度蒸着を行っている。

その後、フォトリソグラフィにより PC 部が覆われるようにフォトレジストを残す。使用したレジストはフォトレジスト AZ5214E である。このレジストはポジ型・ネガ型共用であり、反転ベークと全面露光によりポジネガを反転させることが可能である。なお、反転ベークはその時間に非常に敏感とされるので、注意して厳密に時間を計測する必要がある。今回は条件がすでに判明していることから、露光された部分のレジストが現像液に不溶となるネガ型として用いた。現像液として NMD3(TMAH : テトラメチルアンモニウムヒドロキシドを 2.38%含む) を用いて 60 秒現像を行った。

再び EB 蒸着装置を用いて SiO_2 の斜め蒸着を行う。今回は表面に対して垂直 (0°)、垂直より -30° の角度より、1 回目の蒸着で蒸着されなかった部分が蒸着されるようにした。

その後、アセトンを用いて AZ5214E を溶解し、リフトオフを行う。場合によってうまくリフトオフができないこともあるので、超音波洗浄を施すことも短時間であれば可能である。

2 度の斜め蒸着とリフトオフによって、チップ表面は PC 部の片側面のみが剥き出しとなり、他は全て SiO_2 に覆われた状態となっている。そこに再びメタン水素エッチングを

Table. 4.2: Lithography conditions.

Resist name	ZEP520A	AZ5214E
Usage	EB lithography	photolithography
Tone	positive	negative
Spin coat	4000 rpm, 60 s	3000 rpm, 60 s
Pre-bake	180°C, 180 s	90°C, 60 s
Exposure	35 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	79 mJ/cm^2
Reverse bake	—	120°C, 120 s
Flood exposure	—	184 mJ/cm^2
Development	ZED-N50, 120 s	NMD3, 60 s
Lift-off	ZDMAC	acetone

Table. 4.3: Dry etching conditions.

Etching material	InP / InGaAsP	SiO ₂
Gas	CH ₄ : H ₂ = 48 : 9	CHF ₃ : Ar = 2 : 1
Pressure	15 mTorr (2.0 Pa)	2.0 Pa
RIE power	80 W	80 W
O ₂ ashing	40 W	—

施すことによって、PC 部の片側のみハイメサ状となり、非対称構造が形成される。エッチング深さはコアは全てエッチングし、下部クラッドの十分な深さをエッチングする。

BHF(バッファードフッ酸)により一度全て SiO₂ を除去し、スパッタリングあるいは EB 蒸着によって SiO₂ で再度全面を覆う。

Table. 4.2 にリソグラフィに用いるレジストの条件、Table. 4.3 にドライエッチングの条件を示す。

実際に作製したデバイスの一例として、ハーフリッジ型 PC の断面の走査型電子線顕微鏡 (SEM) 像を Fig. 4.2 に、対称導波路の SEM 像を Fig. 4.3 に示す。

4.2 対称導波路の特性評価

対称導波路の伝搬定数差を確認するために、Fig. 4.4 のような直線の導波路にハーフリッジ型 PC を集積したサンプルを作製した。PC の長さ L_{PC} 、および PC の幅 w_{PC} は固定として、PC の導波路上における位置を長さ D ずつ変えた導波路を作製し、劈開によって PC の前後の導波路の長さが変わる構造とした。この導波路に TE モード光を入射すると、PC に達するまでの光の偏波状態は変化しないが、PC により S_1 成分がある程度 S_2 、 S_3 成分に変化するとその後の対称導波路の複屈折性によって $S_2 - S_3$ 平面上で S_1 軸に回転することになる。その様子を外部の偏波アナライザで観測することによって、対称導波路の複屈折の伝搬定数の差 (=屈折率差) を見積もることができる。

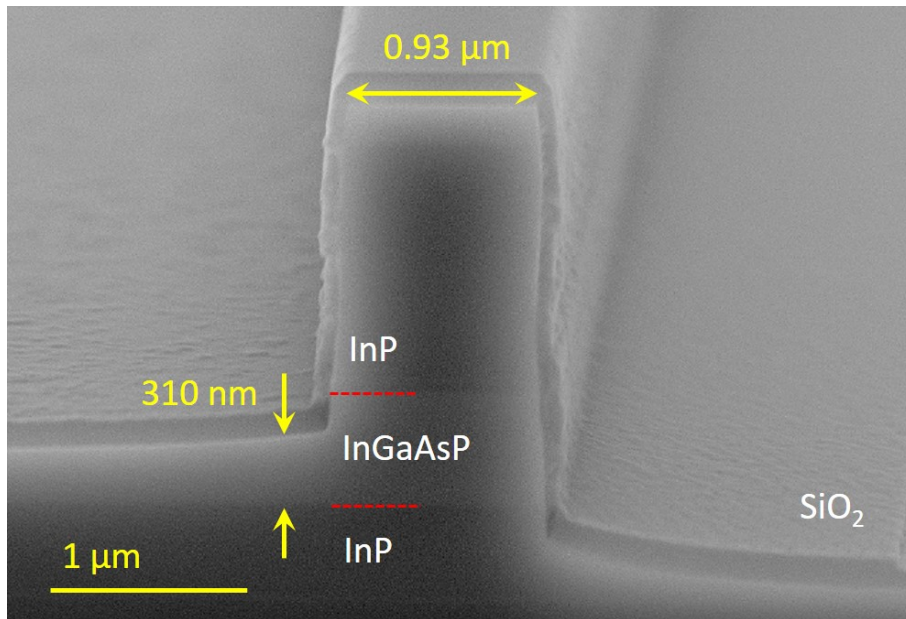


Fig. 4.2: Cross section SEM image of Half-ridge polarization converter.

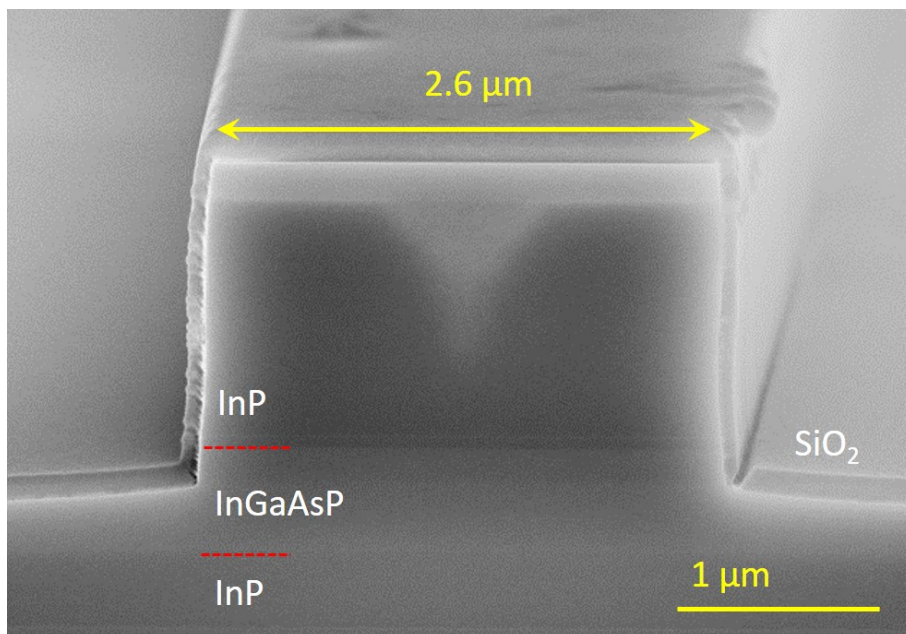


Fig. 4.3: Cross section SEM image of symmetric waveguide.

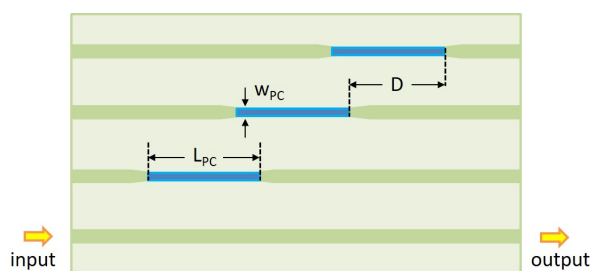


Fig. 4.4: Schematic design of the waveguide for the pre-experiment.

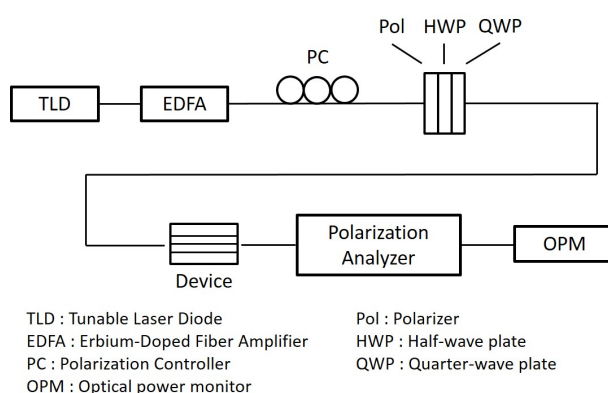


Fig. 4.5: Measurement setup for experiment.

測定に使用した測定系を Fig. 4.5 に示す。測定には EDFA で増幅され、AWG で波長を選択した波長 $1.55 \mu\text{m}$ のレーザ光を用いて行った。導波路端面より TE モード光を入射し、ハーフリッジ型 PC により偏波変換された出力光を偏波アナライザを用いて観測した。この時測定に用いた導波路について、対称導波路の幅は $w_{WG} = 2.58 \mu\text{m}$ 、PC の幅 $w_{PC} = 0.86 \mu\text{m}$ 、長さ $L_{PC} = 65 \mu\text{m}$ 、リッジの高さ $d = 210 \text{nm}$ であった。また PC の後ろの導波路長さの差 D を $25 \mu\text{m}$ 、 $30 \mu\text{m}$ 、 $35 \mu\text{m}$ とした。

その結果として Fig. 4.6 に出射光の S_2 パラメータ、Fig. 4.7 に出射光の S_3 パラメータを示す。このグラフより、偏波変換器により S_1 成分が S_2 、 S_3 成分に変化し、導波路の伝搬の長さにより回転していることが確かめられる。図中のフィッティング曲線は振幅 0.6、伝搬定数差を $\Delta\beta_{WG} = 140/2\pi = 0.0449$ とした \cos カーブである。また S_2 と S_3 のフィッティングの \cos 関数には丁度 $\pi/2$ の位相差がある。この結果から、当然ながらデザインでの位置の差の付け方である D の値に依存せずに対称導波路には複屈折性が存在し、またその伝搬定数差から求められる 4 分の 1 ビート長は $w_{WG} = 2.58 \mu\text{m}$ において $35 \mu\text{m}$ 程度であることが判明した。

なお、この実験ではハーフリッジ PC の試作も兼ねて導波路を作製したが、偏波変換後の S_1 の値は 0.8 周辺、良くて 0.6 程度であり、変換率 (Conversion ratio) は 0.1 程度で

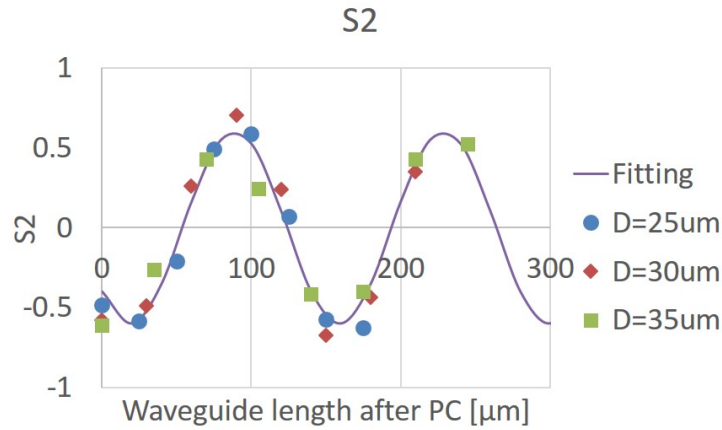


Fig. 4.6: Measured transition of S_2 parameter as a function of the waveguide length.

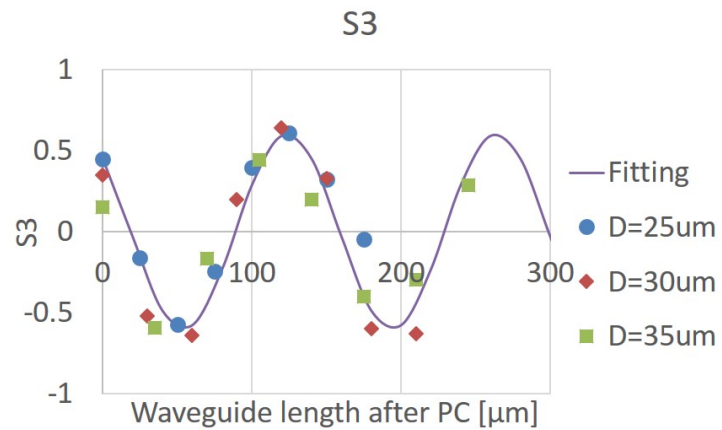


Fig. 4.7: Measured transition of S_3 parameter as a function of the waveguide length.

あった。先行研究による計算結果によれば [48]、PC の幅 $w_{PC} = 0.86 \mu\text{m}$ 、リッジの高さ $d = 210 \text{ nm}$ のとき、変換率は最大でも 20% を下回る程度であり、変換率が最大となる半ビート長も $75 \mu\text{m}$ 程度である。それによって今回作製した PC でも変換率が低いという結果が説明される。

4.3 ハーフリッジ型 PC の特性評価

ハーフリッジ PC の特性を評価し、実際の素子における最適なパラメータを決定するため、Fig. 4.4 のように直線の導波路にハーフリッジ型 PC を集積したサンプルを作製した。今回の場合では PC の長さ L_{PC} を変化させ、PC の後の導波路の長さを等しくすることで、対称導波路における変化を一様として PC による偏波変換の評価をすることが可能である。また幅

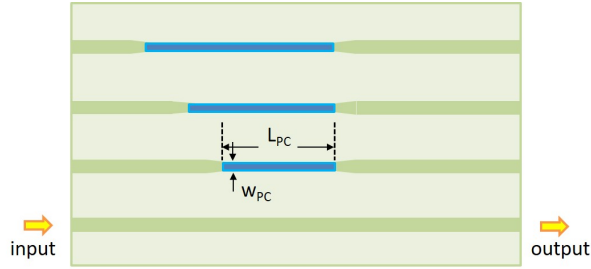


Fig. 4.8: Schematic design of the waveguide for the pre-experiment.

w_{PC} についても数種類の幅に関して作製、測定し、その特性を評価した。実際に作製および測定したPCについて、幅は $w_{PC} = 0.80 \mu\text{m}, 0.85 \mu\text{m}, 0.93 \mu\text{m}, 0.98 \mu\text{m}, 1.07 \mu\text{m}, 1.11 \mu\text{m}$ の6種類、長さはそれぞれの幅に対して $L_{PC} = 20 \mu\text{m} \sim 305 \mu\text{m}$ まで $15 \mu\text{m}$ 刻みで作製、またPCのない直線導波路を参照として配置した。またリッジの高さ $d = 310 \text{ nm}$ であった。なお、 w_{PC} の値の振り幅が不均一である理由は、作製プロセス上で誤差が生じてしまったためである。デザイン上では順に $w_{PC} = 0.50 \mu\text{m}, 0.55 \mu\text{m}, 0.60 \mu\text{m}, 0.65 \mu\text{m}, 0.70 \mu\text{m}, 0.75 \mu\text{m}$ と設定されていた。ここでは、実測値としての実験結果を述べることにする。

測定は波長 $1.55 \mu\text{m}$ の光を用いて行った。導波路端面よりTEモード光を入射し、ハーフリッジ型PCにより偏波変換された出力光の偏波状態を偏波アナライザを用いて観測した。その結果として、偏波状態をポアンカレ球上にプロットした図を Fig. 4.9 に示す。

また、それぞれの幅 w_{PC} について、PCの長さ L_{PC} による S_1 成分の変化を Fig. 4.10 に示す。グラフ中の点は実際に測定された値、赤破線は測定結果に合わせたフィッティングである。また、青実線は先行研究 [18] によって計算された条件に基づいて、対応するPC幅 w_{PC} とリッジ高さ d について S_1 の値を求めたものである。

測定された偏波変換の結果より、この実験において作成されたPCの固有モードの傾き、すなわち偏角 Ψ は Table. 4.4 のように推定される。また、最大の偏波変換率 C_{max} 、半ビート長 L_π も同表に示す。このうち、偏角が最も理想的である 45° に近いのは $w_{PC} = 0.93 \mu\text{m}$ の時であった。また、その時に $S_1 = 0$ となる（つまり、 S_1 成分が S_2 あるいは S_3 成分に全て置き換わる）PCの長さはおおよそ $L_{PC} = 70 \mu\text{m}$ であると見積もられた。なお、 $S_1 = 0$ 付近になるPCとしては $w_{PC} = 1.07 \mu\text{m}$ であるときに長さ方向に対して誤差耐性が高い（ $L_{PC} = 100 \mu\text{m} \sim 200 \mu\text{m}$ でほぼ $S_1 = 0$ ）といえるが、偏波アナライザ全体の設計としてTMモードの強度 I_y を知る必要があり、そのためになるべく理想的な変換が可能な偏角 45° を得られた方が良いと考えられる。そのため、 $w_{PC} = 0.93 \mu\text{m}$ とした。

Table. 4.4: Measured rotation angle Ψ .

w_{PC}	$0.80 \mu\text{m}$	$0.85 \mu\text{m}$	$0.93 \mu\text{m}$	$0.98 \mu\text{m}$	$1.07 \mu\text{m}$	$1.11 \mu\text{m}$
Ψ	60.0°	55.4°	41.3°	35.3°	24.1°	17.5°
C_{max}	75.0%	87.4%	98.3%	88.9%	55.6%	33.1%
L_π	$120 \mu\text{m}$	$137 \mu\text{m}$	$160 \mu\text{m}$	$175 \mu\text{m}$	$145 \mu\text{m}$	$140 \mu\text{m}$

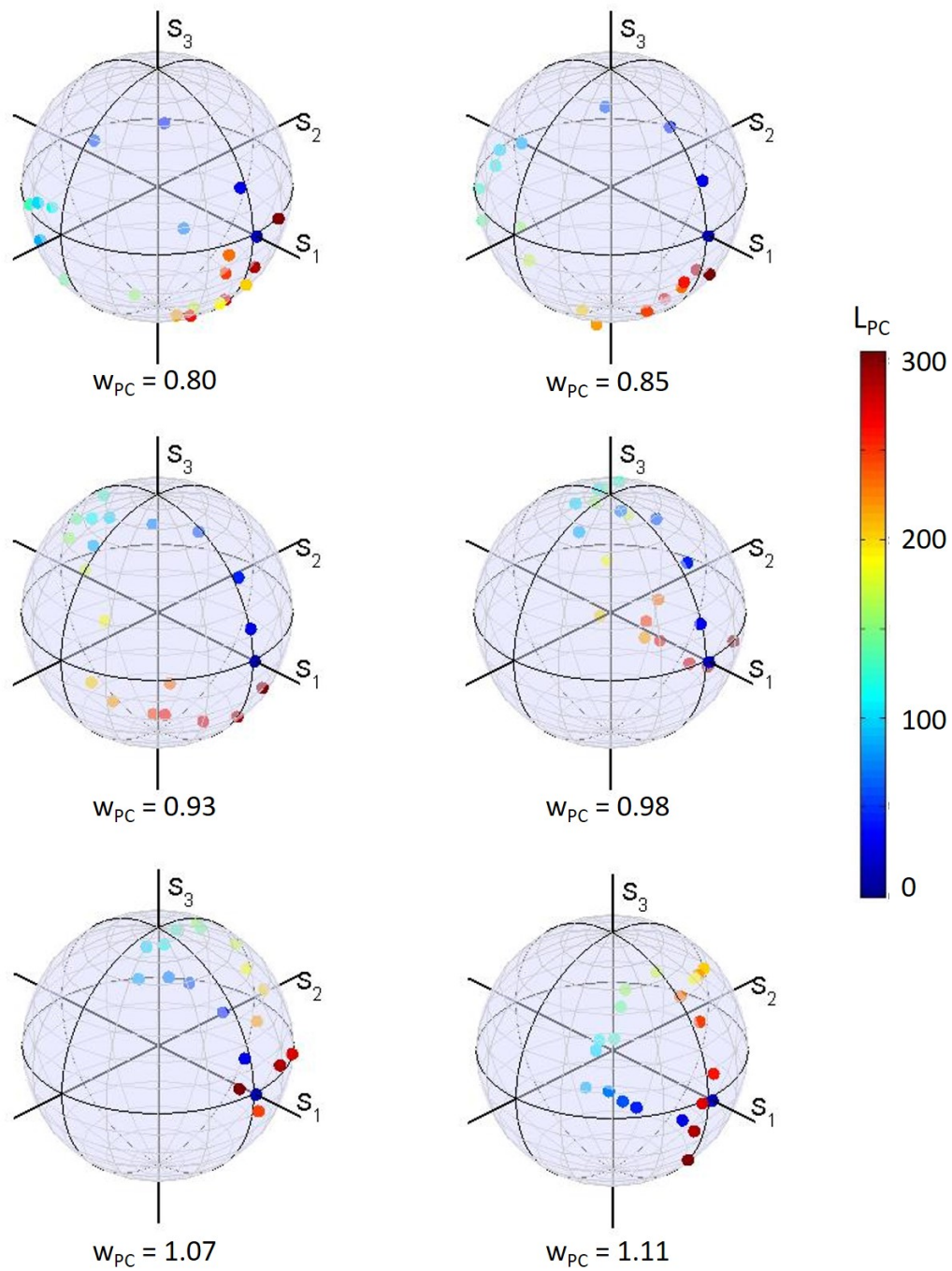


Fig. 4.9: Measured states of polarization as a function of the PC length and PC width.

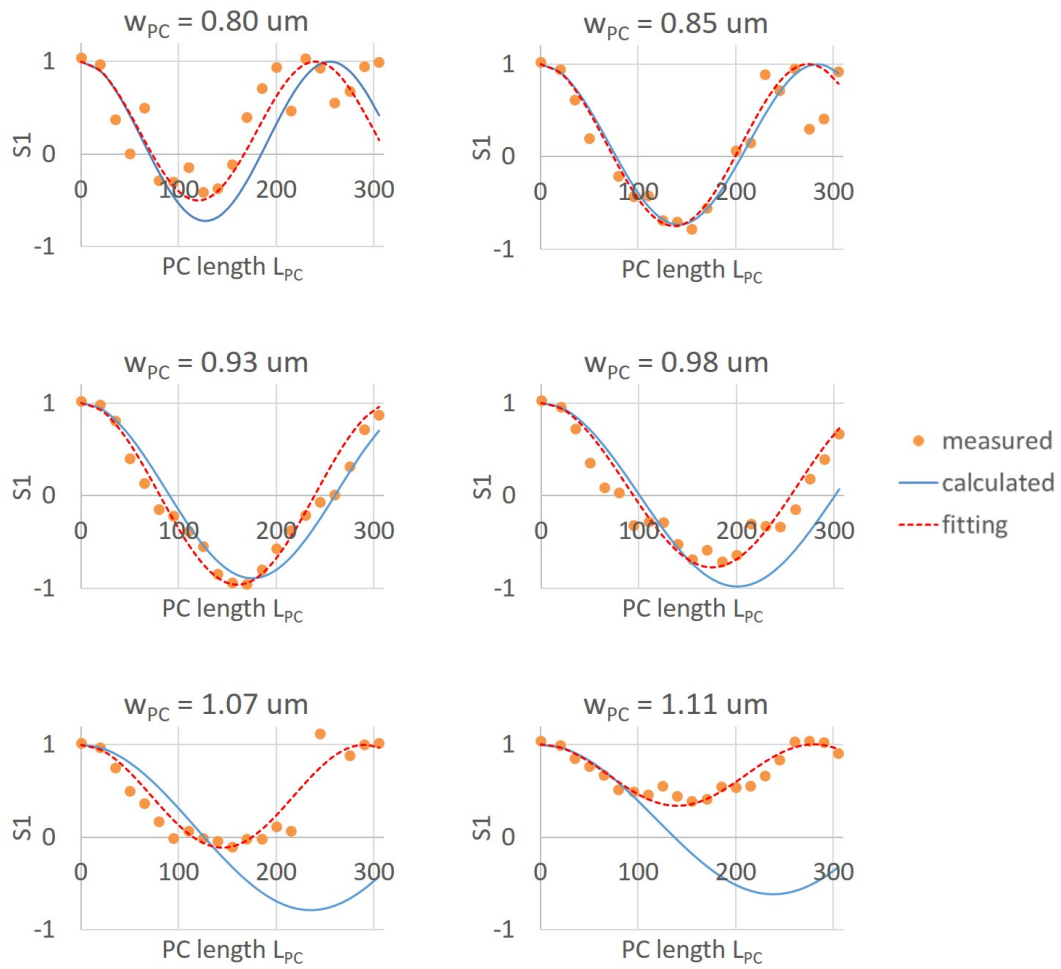


Fig. 4.10: Measured transition of S_1 parameter as a function of the PC length and PC width.

4.4 MMIカプラとハーフリッジ型PCの集積

4.4.1 作製した素子について

MMIカプラによる入力光の分波および分波後にそれぞれ理論通りの偏波変換がなされているかを確認するため、MMIカプラとハーフリッジ型PCを一体に集積した導波路構造を作製した。

実際に作製を行ったのはFig. 4.11における破線枠内に示した、半導体偏波アナライザにおけるフォトディテクタ以外の部分である。左端を入射端として、入射光を 1×4 MMIカプラを用いて4分岐し、それぞれに対して対称導波路、ハーフリッジPCの複屈折性を利用して偏波変換を行う。詳細な仕組みは設計の章(第3章)で述べた通りである。

対称導波路について、幅は一律に $2.5 \mu\text{m}$ とした。また、その時の対称導波路の複屈折性は予備実験により、 $\Delta\beta_{WG} = 140/2\pi = 0.0449$ と見積もられ、4分の1ビート長は $35 \mu\text{m}$ とした。よって、Fig. 4.11中の $w_{WG} = 2.5 \mu\text{m}$ 、 $D = 35 \mu\text{m}$ である。また、ハーフリッジPCについて、予備実験の結果より、偏波変換が最も理想的である $w_{PC} = 0.90 \mu\text{m}$ 付近(EB描画におけるデザインでは $w_{PC} = 0.60 \mu\text{m}$ であった)とし、また $L_{PC} = 70 \mu\text{m}$ とした。なお、一番下の分岐におけるPCの長さは $2 \times L_{PC}$ である。また、MMIカプラについて、計算結果より入射光が4点に結像する $w_{MMI} = 20 \mu\text{m}$ 、 $L_{MMI} = 340 \mu\text{m}$ とした。なお、計算時のミスによりこの設計は間違っていることが判明したので注意されたい。

素子作製プロセスについて、今回はこれまでの予備実験とは異なりMMIカプラが存在しているが、MMIカプラはEB描画におけるレイアウトデザインに構造を組み込むことで導波路と一体に描画し、その後のプロセスについても同様にして作製できる。また、今回もディテクタ部のないパッシブ導波路のみの作製である。よって、プロセスフロー及び使用基板は予備実験と全く同一であり、Fig. 4.1およびTable. 4.1の通りである。ここでは作製プロセスに関する説明は省略することとする。

Fig. 4.12は作製した素子の上面から見た光学顕微鏡写真である。また、Fig. 4.13はMMIカプラおよびPCの鳥瞰SEM像である。今回作製した部分は、長手方向に 1.8 mm 、幅方向に 0.45 mm に収まっている。将来的にフォトディテクタと集積する場合においては長手方向の長さは 3.0 mm 程度になることが見込まれる。

Fig. 4.14およびFig. 4.15はそれぞれハーフリッジ型PCと対称導波路の断面SEM像である。作製の結果、導波路幅 $w_{WG} = 2.5 \mu\text{m}$ 、PCの幅 $w_{PC} = 0.83 \mu\text{m}$ 、リッジの高さ $d = 240 \text{ nm}$ という結果となった。リッジの高さについて、想定よりも低くなってしまった原因として、ドライエッチングの深さの制御性が挙げられる。メタン水素によるドライエッチングではコアのInGaAsPのエッチングレートは 10 nm/min 程度と、高精度でエッチング深さを制御しやすいと言えるレートであるが、今回はエッチング深さの確認に触針段差形計を用いたため、分解能にやや難がある。実際のエッチング深さを確かめるには破壊的検査としてSEMを用いて断面像を確認する手法しかなく、作製誤差に対する耐性を向上させるために対策を施す必要がある。現在、薄いInGaAlAs層などを挿入した層構造を用いてエッチストップ層とする方策[49]なども検討されている。

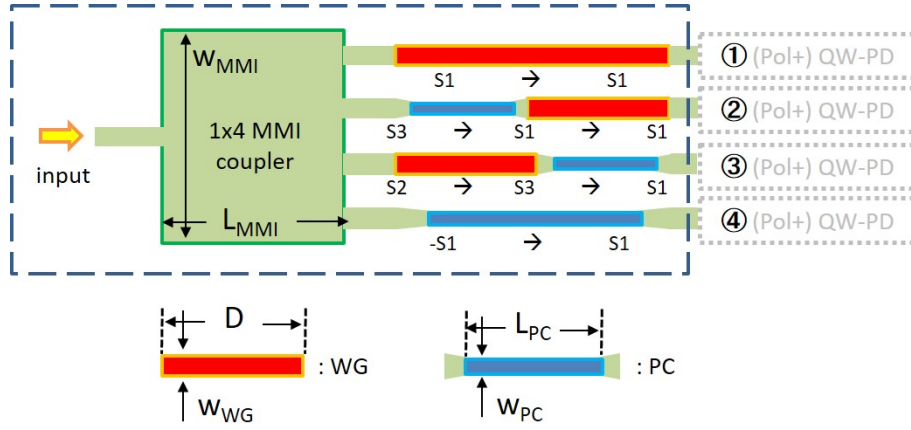


Fig. 4.11: Schematic layout of the device integrated half-ridge PC with MMI coupler.

4.4.2 光学測定

測定に使用した測定系は予備実験の測定系 Fig. 4.5 と同様である。測定には波長 $1.55 \mu\text{m}$ の光を用いて行った。導波路端面より光を入射し、分岐された4本の導波路それぞれに出力光を偏波アナライザを用いて観測した。入射光の偏波状態は、初期状態を TE モード ($S_1 = 1$) とし、入射側の半波長板を 5° ずつ回転させて偏波状態を変化させる。半波長板を 45° 回転させた時点で入射光は TM モード ($S_1 = -1$) となる。

ここで、Fig. 4.11 における分岐された導波路の出力を上から順に①、②、③、④と呼称することにする。実際に得られた測定結果として、各出力光の偏波状態をポアンカレ球上にプロットしたものを Fig. 4.16 に示す。ここで、Reference waveguide は参照用の直線対称導波路であり、MMI/PC 構造とは隣接しているが光学的には独立している。また、それぞれの出力の S_1 パラメータの推移をまとめたものを Fig. 4.17 に示す。グラフ中のプロットは測定の結果、破線はそれぞれ理想的な変換をした場合の S_1 の変化を表している。ここで、②および③の破線は PC 以前の対称導波路における位相差に起因するものであり、入力光の偏波 (S_2^{in}) が S_1 軸に回転していることで起こる。結果、 $S_1^{\text{out}2}$ と $S_1^{\text{out}3}$ の振幅の比は $\cos\delta$ と $-\sin\delta$ の関係にあり、

$$S_1^{\text{out}1^2} + S_1^{\text{out}2^2} + S_1^{\text{out}3^2} = 1 \quad (4.1)$$

を満たす。グラフ中では $\delta = 0.2\pi$ とした。

4.4.3 ハーフリッジ PC についての評価

今回作製した PC について、前述のと通りの幅 $w_{PC} = 0.83 \mu\text{m}$ 、リッジの高さ $d = 240 \text{ nm}$ であった。これに関して、先行研究 [18] による計算の結果によれば、近いパラメータである幅 $w_{PC} = 0.85 \mu\text{m}$ 、リッジの高さ $d = 250 \text{ nm}$ のときに最大変換率 $C_{max} = 29.8\%$ 、半ビート長 $L_\pi = 85.1 \mu\text{m}$ であった。この条件では PC がどのような長さでも最大で S_1 パラメータは 0.4 を下回ることはなく、偏波アナライザとしての機能は全く果たせなくなる。

しかし、今回の測定結果では TE モードを入射した際、導波路②および導波路③では変換率 50%以上を示しており (それぞれ $S_1^{\text{out}2} = -0.195$ 、 $S_1^{\text{out}3} = 0.05$ であった)、この部分

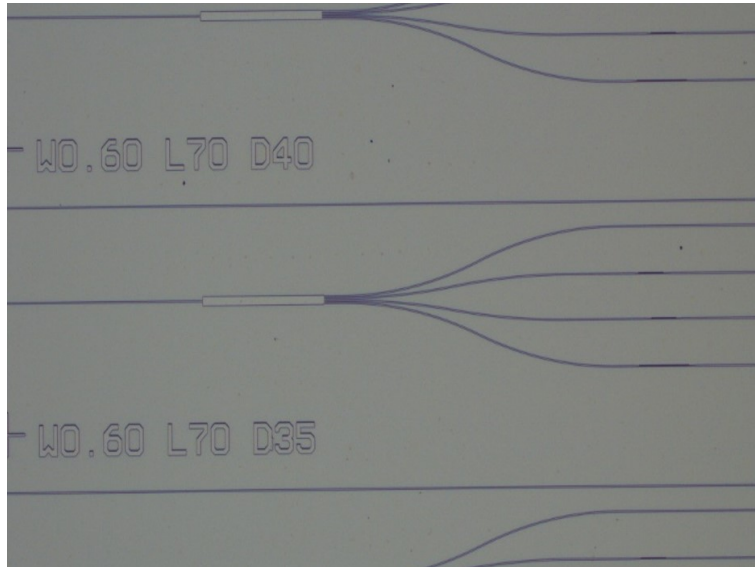


Fig. 4.12: Top view of the fabricated device (optical microscope image).

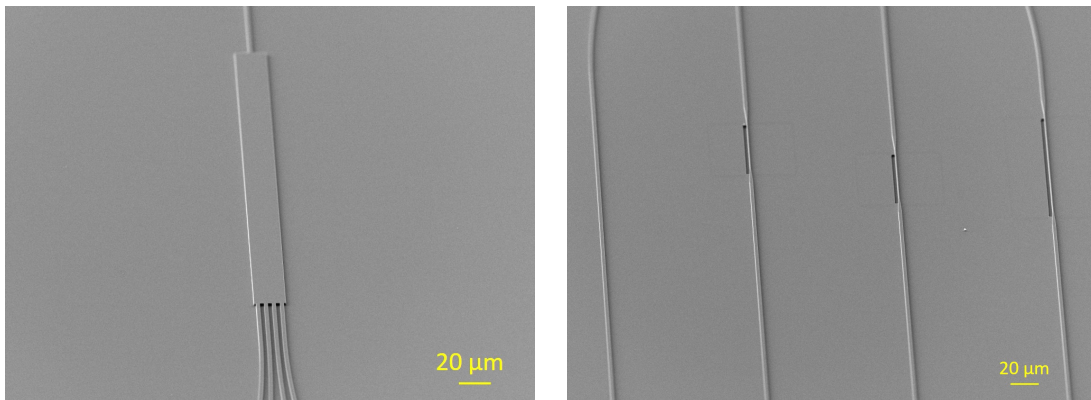


Fig. 4.13: SEM images of the fabricated device. left : MMI coupler, right : polarization converters.

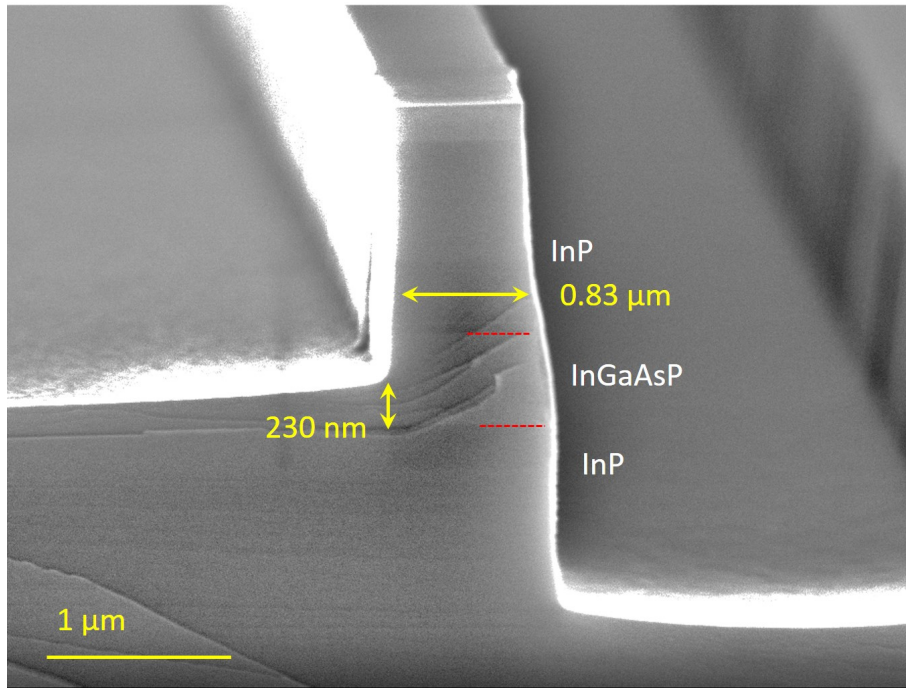


Fig. 4.14: Cross section SEM image of Half-ridge polarization converter.

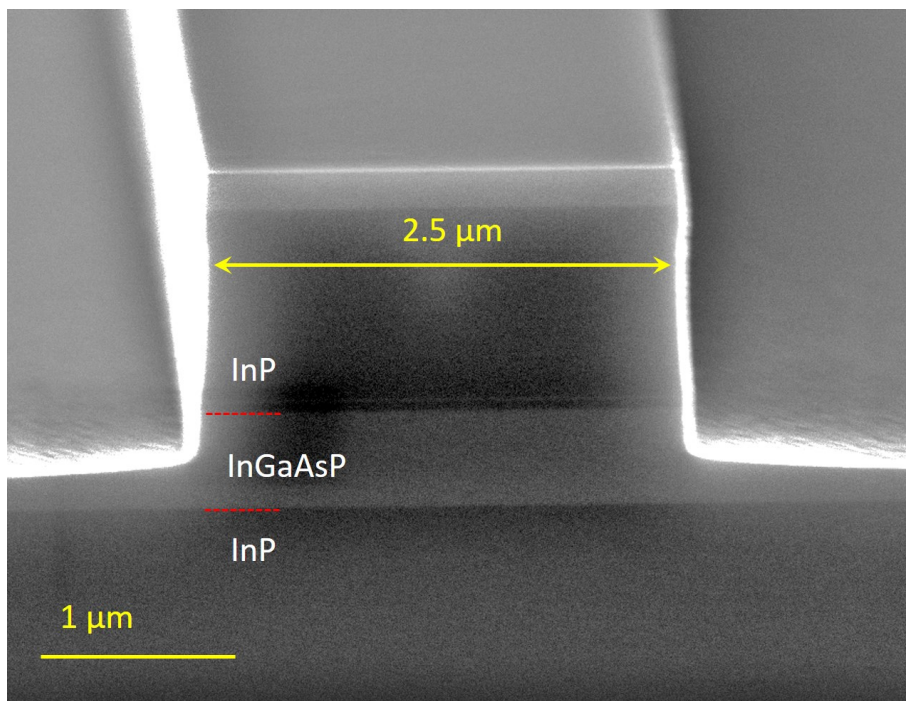


Fig. 4.15: Cross section SEM image of symmetric waveguide.

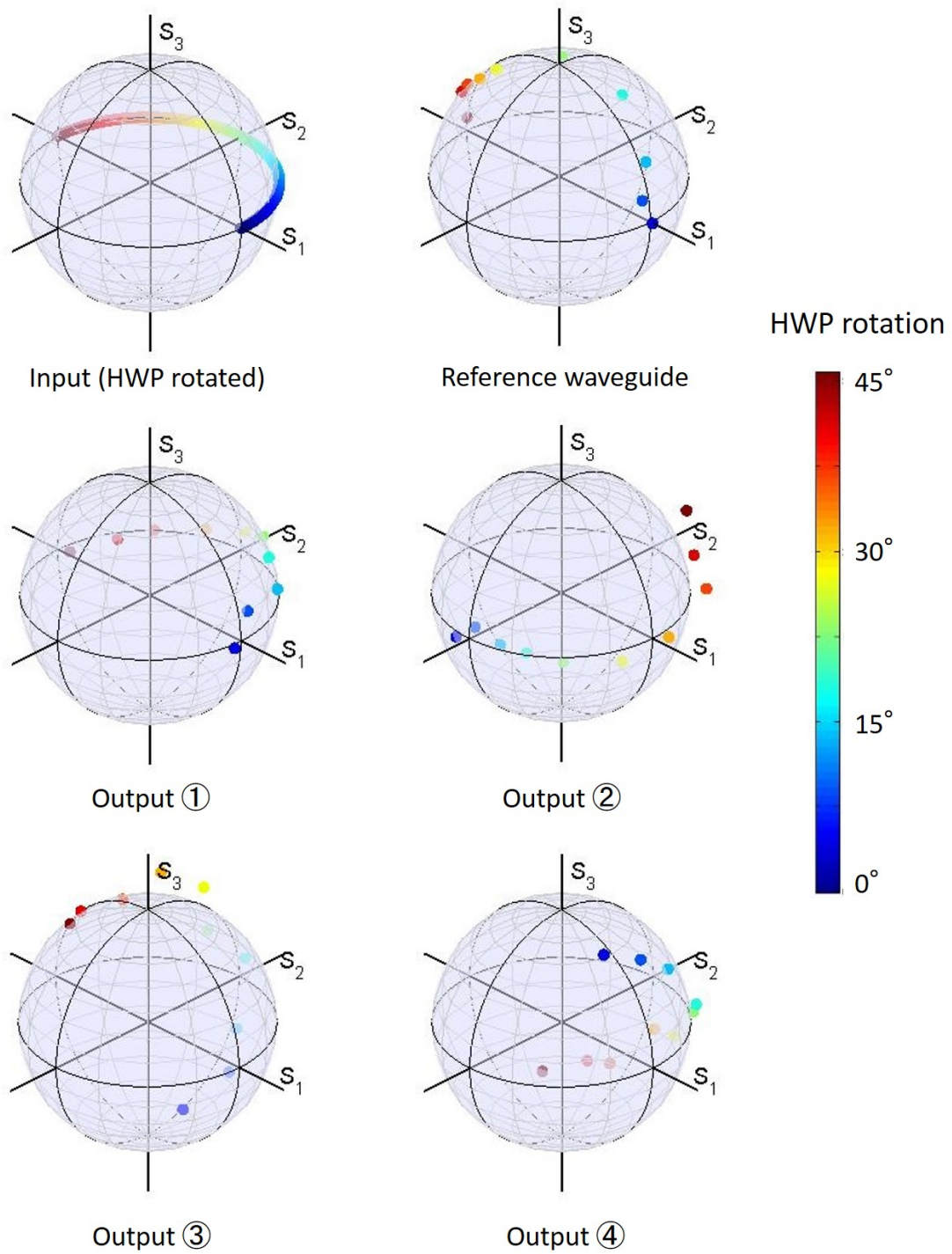


Fig. 4.16: Measured SOP with rotation of HWP.

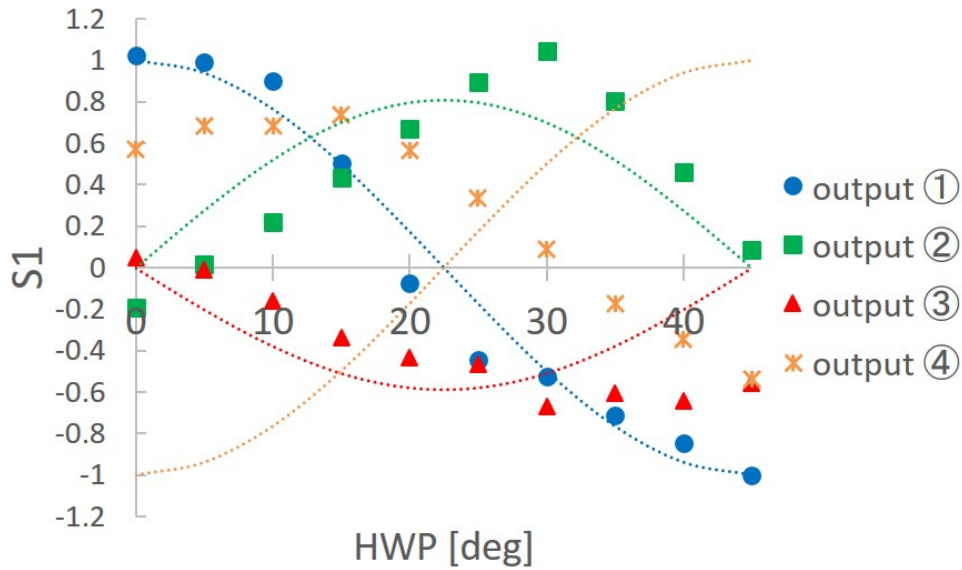


Fig. 4.17: Measured transition of S_1 parameter with rotation of HWP.

Table. 4.5: Measured average of output power for each branched waveguide.

	Output ①	Output ②	Output ③	Output ④	Ref. waveguide
Power [dBm]	-20.9	-27.0	-29.7	-21.1	-10.0

では理想的な変換といえる。また、残念ながら PC の長さが 2 倍であり、 $S_1^{out} = -S_1^{in}$ となることが期待されていた導波路④であったが、Fig. 4.17 で示したように期待した結果とはならなかった。このことから、 $L_{PC} = 70 \mu\text{m}$ 、 $140 \mu\text{m}$ における変換率が分かっているため、それを基に最大変換率と半ビート長を推定すると、 $C_{max} = 65.4\%$ 、 $L_{\pi} = 86.9 \mu\text{m}$ 程度であったと思われる。また、このときモードの傾き (偏角) は $\Psi = 27.0^\circ$ である。

先行研究によれば、PC のハーフリッジ側に傾斜がある場合では垂直の場合に比べて作製誤差が劇的に改善されるという計算結果がある [48]。今回作製した PC では傾斜とまでは言えないもののエッチング形状は完全な垂直ではなく、それが PC の特性に寄与して計算結果より変換率が向上したと考えることもできる。

しかし、この実際の PC 特性の推定が正しいものであったとした場合、 $L_{PC} = 70 \mu\text{m}$ で $S_1 \approx 0$ となったのは偶然ともいえるものであり、全く理想的な特性には至らなかった。実際にはさらに (特にエッチング深さに対して) 精度よく PC を作製する必要があったといえる。

4.4.4 MMI カプラについての評価

Table. 4.5 に、今回作製した素子の出射光について、測定での光パワーの平均値を示す。参照用としての直線導波路における出射光パワーがおおよそ -10.0 dBm であったため、

1 × 4 MMI カプラのそれぞれの分岐の出射光パワーは単純計算でも $1/4 \approx 6$ dB の減衰、すなわち -16 dBm 程度になるはずであるが、今回の素子では 10 ~ 20 dB の減衰がみられるという結果になった。また外側の分岐のほうが内側の分岐よりもパワーが強いという傾向もみられ、また内側の分岐どうしても約 3 dBm (ほぼ 1/2) の差がみられている。

外側と内側のパワーの差については、設計の章で述べたようにそもそも計算値が誤りであったために、結像点ではない長さで出射導波路を配置してしまったことが原因である。正しい計算結果による MMI カプラの条件としては、幅 $w_{MMI} = 20 \mu\text{m}$ のとき $L_{MMI} = 225 \mu\text{m}$ である。また内側での差は作製上の誤差 (付着物・欠損など) が存在すると考えられる。4 分岐として MMI 構造を用いるメリットとしてパワーが均一で低損失である点があるが、それは正しい条件でのみ当てはまるのであり、今回のように条件が不十分であると大きなパワー損失となるので注意する必要があると考えられる。

前述の結果のように偏波の変換はなされておらず、MMI 自体によって半導体偏波アナライザの偏波変換の部分の機能が失われることはないと思われる。ただ、測定に用いた偏波アナライザは自動で光強度 S_0 を 1 に規格化する機能があり、Fig. 4.16 におけるポアンカレ球上のプロットはすでに規格化されたものであることに注意する必要がある。実際のストークスベクトルの各成分は強度 S_0 に比例するため、MMI カプラは理想的にパワーを 4 分割する設計とするべきであり、今後の課題である。

なお、今回作製した $L_{MMI} = 340 \mu\text{m}$ のときの BPM 法による計算結果を付録に掲載したので、参照されたい。

4.4.5 偏波変換の評価

出力された偏波状態が妥当なものであるかを確認するために、Fig. 4.18 のように入射端から MMI カプラ、それぞれの分岐された導波路と PC を通る出射端までの経路を単純なモデルで置き換えることを考える。

ここで、簡単のために以下の仮定を考える。

- 偏波依存損失など、損失をすべて無視する。
- PC はモードの傾き (偏角) が 45° の理想的なものとする。

なお、実際には導波路端面の損失や伝搬損など損失は存在する。また前述のように今回は MMI カプラの損失は無視できないものであった。PC についても、偏角が 45° でなかったことはすでに述べたとおりである。しかし、測定において光強度 $S_0 = 1$ と規格化していること、また $L_{PC} = 70 \mu\text{m}$ で $S_1 \approx 0$ となったことを踏まえ、以上の仮定を置いた。

すると、Fig. 4.18 の下のように対称導波路、偏波変換器、対称導波路の順に並んだ導波路としてみなすことができ、3 つの要素それぞれにおいて発生する位相差 Γ は $0 \sim 2\pi$ の範囲に収まる。ここで、MMI カプラについては TE モードと TM モードの 2 つの固有モードどうしでパワーの相互入れ替えが起こらないことを考えれば、導波路の位相差とみなして丸め込むことができる。

この単純化したモデルについて、全体のミューラー行列 M_R^{ALL} は以下ようになる。

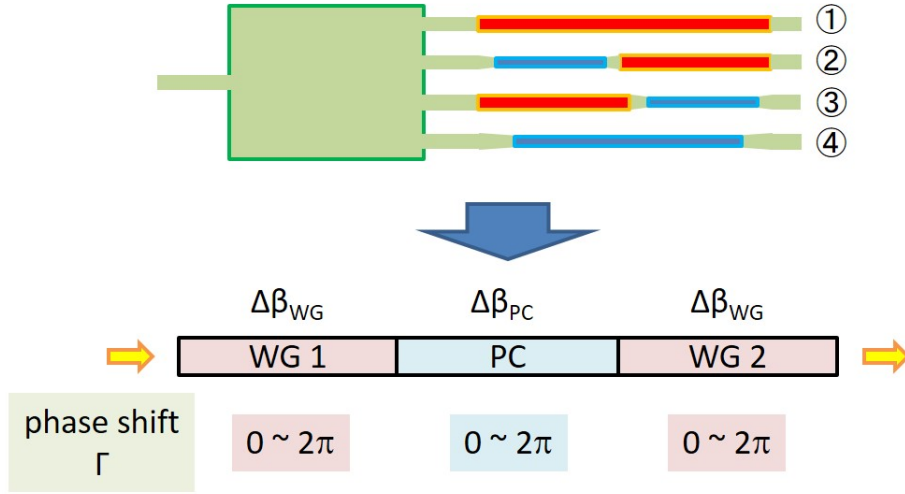


Fig. 4.18: Simple modeling for each branched waveguide.

$$\begin{aligned}
 M_R^{ALL} &= M_R^{WG2} M_R^{PC} M_R^{WG1} \\
 &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Gamma_{WG2}) & \sin(\Gamma_{WG2}) \\ 0 & -\sin(\Gamma_{WG2}) & \cos(\Gamma_{WG2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\Gamma_{PC}) & 0 & -\sin(\Gamma_{PC}) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\Gamma_{PC}) & 0 & \cos(\Gamma_{PC}) \end{bmatrix} \dots \\
 &\quad \dots \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Gamma_{WG1}) & \sin(\Gamma_{WG1}) \\ 0 & -\sin(\Gamma_{WG1}) & \cos(\Gamma_{WG1}) \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} \cos(\Gamma_{PC}) & \sin(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}) & -\sin(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1}) \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

なお、 S_0 は 1 とするので、省略し 3×3 行列とした。また計算結果のミューラー行列の 2 行目と 3 行目は煩雑となるため、また後述の理由のため割愛した。

このミューラー行列に関して、最も重要となるのは“1 行目”である。なぜなら、偏波依存フォトディテクタを考えた際に、本研究の想定では出力光の S_1 の値のみが電流値に影響するのであり、出力光の S_1 の値に影響するのはミューラー行列の 1 行目のみであるからである。

更に、それぞれの分岐についてミューラー行列の 1 行目を用いることで、出力の S_1 の値をまとめると、

$$\begin{bmatrix} S_1^{out1} \\ S_1^{out2} \\ S_1^{out3} \\ S_1^{out4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\Gamma_{PC}^{out1}) & \sin(\Gamma_{PC}^{out1})\sin(\Gamma_{WG1}^{out1}) & -\sin(\Gamma_{PC}^{out1})\cos(\Gamma_{WG1}^{out1}) \\ \cos(\Gamma_{PC}^{out2}) & \sin(\Gamma_{PC}^{out2})\sin(\Gamma_{WG1}^{out2}) & -\sin(\Gamma_{PC}^{out2})\cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) \\ \cos(\Gamma_{PC}^{out3}) & \sin(\Gamma_{PC}^{out3})\sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) & -\sin(\Gamma_{PC}^{out3})\cos(\Gamma_{WG1}^{out3}) \\ \cos(\Gamma_{PC}^{out4}) & \sin(\Gamma_{PC}^{out4})\sin(\Gamma_{WG1}^{out4}) & -\sin(\Gamma_{PC}^{out4})\cos(\Gamma_{WG1}^{out4}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1^{in} \\ S_2^{in} \\ S_3^{in} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

となる。仮に PC が理想的なものができたとして、 Γ_{PC} についてそれぞれの分岐で最適値とする ($\Gamma_{PC}^{out1} = 0$ 、 $\Gamma_{PC}^{out2} = \Gamma_{PC}^{out3} = \pi/2$ 、 $\Gamma_{PC}^{out4} = \pi$) と、

$$\begin{bmatrix} S_1^{out1} \\ S_1^{out2} \\ S_1^{out3} \\ S_1^{out4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin(\Gamma_{WG1}^{out2}) & -\cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) \\ 0 & \sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) & -\cos(\Gamma_{WG1}^{out3}) \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1^{in} \\ S_2^{in} \\ S_3^{in} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

となる。ここで 4 行目は S_0 算出のための要素であり、いわば冗長であるので考えないことにする。1 行目に関しては 2 行目・3 行目との内積が 0 となり、直交することは自明である。すなわち S_1 は判明する。2 行目と 3 行目の内積について、

$$\begin{aligned} \sin(\Gamma_{WG1}^{out2})\sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) + \cos(\Gamma_{WG1}^{out2})\cos(\Gamma_{WG1}^{out3}) &= 0 \\ \cos(\Gamma_{WG1}^{out2} - \Gamma_{WG1}^{out3}) &= 0 \\ \Gamma_{WG1}^{out3} &= \Gamma_{WG1}^{out2} \pm \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

であるとき、つまり出力②と③の PC までの導波路に 4 分の 1 ビート長に相当する位相差が存在すれば直交していると言え、 S_2^{in} と S_3^{in} は完全に判別することが可能である。

実際は PC の作製誤差は起きる可能性が高く、 Γ_{PC} は不完全であることが多いため、さらに一般化することを考える。出力④を考えない時、式 (4.3) の係数の行列を M^{PA} と呼ぶことにする。

$$M^{PA} = \begin{bmatrix} \cos(\Gamma_{PC}^{out1}) & \sin(\Gamma_{PC}^{out1})\sin(\Gamma_{WG1}^{out1}) & -\sin(\Gamma_{PC}^{out1})\cos(\Gamma_{WG1}^{out1}) \\ \cos(\Gamma_{PC}^{out2}) & \sin(\Gamma_{PC}^{out2})\sin(\Gamma_{WG1}^{out2}) & -\sin(\Gamma_{PC}^{out2})\cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) \\ \cos(\Gamma_{PC}^{out3}) & \sin(\Gamma_{PC}^{out3})\sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) & -\sin(\Gamma_{PC}^{out3})\cos(\Gamma_{WG1}^{out3}) \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

このまま取り扱うには煩雑であるので、出力①には PC がないこと ($\Gamma_{PC}^{out1} = 0$)、同じプロセス条件下で作製を行うため出力②と③では性能が同じ PC ができること ($\Gamma_{PC} = \Gamma_{PC}^{out2} = \Gamma_{PC}^{out3}$) を仮定すると、 M^{PA} は

$$M^{PA} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \cos(\Gamma_{PC}) & \sin(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}^{out2}) & -\sin(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) \\ \cos(\Gamma_{PC}) & \sin(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) & -\sin(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1}^{out3}) \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

となる。この行列 M^{PA} に関して、逆行列 $M^{PA^{-1}}$ が存在していれば

$$M^{PA-1} \begin{bmatrix} S_1^{out1} \\ S_1^{out2} \\ S_1^{out3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_1^{in} \\ S_2^{in} \\ S_3^{in} \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

として各出力 S_1 から入射光のストークスベクトルを定めることが可能となる。そこで、 M^{PA} に逆行列が存在する条件である $\det M^{PA} \neq 0$ となるのは、

$$\begin{aligned} \det M^{PA} &= \sin^2(\Gamma_{PC}) \cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) \sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) - \sin^2(\Gamma_{PC}) \sin(\Gamma_{WG1}^{out2}) \cos(\Gamma_{WG1}^{out3}) \\ &= \sin^2(\Gamma_{PC}) [\cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) \sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) - \sin(\Gamma_{WG1}^{out2}) \cos(\Gamma_{WG1}^{out3})] \\ &= \sin^2(\Gamma_{PC}) \sin(\Gamma_{WG1}^{out3} - \Gamma_{WG1}^{out2}) \end{aligned} \quad (4.9)$$

であるので、

$$\begin{aligned} \det M^{PA} &\neq 0 \\ \Leftrightarrow \sin^2(\Gamma_{PC}) &\neq 0 \quad \text{かつ} \quad \sin(\Gamma_{WG1}^{out3} - \Gamma_{WG1}^{out2}) \neq 0 \\ \Leftrightarrow \Gamma_{PC} &\neq 0, \pi \quad \text{かつ} \quad \Gamma_{WG1}^{out3} - \Gamma_{WG1}^{out2} \neq 0, \pi \end{aligned} \quad (4.10)$$

となる。これはつまり、非対称構造や導波路の位相差が“存在していれば”、特殊な条件でない限り入射光の偏波状態は再現することが(原理的には)可能であるということが言える。

ただし、 $\det M^{PA} \neq 0$ であれば良いかという、そう言い切れるものではない。 $\det M^{PA}$ が 0 に近い場合、例えば Γ_{PC} が 0 に近い場合を考えると、 M^{PA} の行列は 3 行ともほぼ似たような行になってしまう。すると、出力としての S_1 の値もほぼ同じ値が出力されることになる。偏波依存フォトディテクタの S_1 パラメータに対する感度・分解能にもよるが、この場合もとのストークスベクトルの判別が難しくなるであろうことは間違いない。

つまり、 $\det M^{PA}$ はそのまま半導体偏波アナライザでの“偏波変換構造における感度”と言い換えることもできる。 $\det M^{PA}$ の式よりその値が $-1 \sim +1$ の範囲であることは自明であるが、 $+1$ または -1 に近づくほど良い偏波変換がなされていると言え、0 に近い場合は感度が悪化すると言える。この値とフォトディテクタの偏波依存性によって、全体の偏波受信感度が決定される。なお、今回の場合は光強度 S_0 を規格化し、 S_1 を $-1 \sim +1$ の範囲に規格化したことにも留意すべきである。実際に光通信を想定した場合、信号の感度は光の絶対強度に依存する。これは QPSK や QAM など直交位相空間での変調においては普遍的なものであり、今回のストークスベクトル空間でも光強度 S_0 に S_1 は比例するため、同様のことが起こる。つまり、光の強度が強ければ偏波変換構造における感度が悪くても偏波依存フォトディテクタで十分に区別できるほどの光電流の差ができるであろう。逆に光の強度が十分でない、偏波変換構造の感度が悪い場合フォトディテクタでの電流値も区別できなくなり、偏波信号は光ファイバの偏波分散や、果ては量子雑音による強度や位相の変化など各種雑音に掻き消されてしまうことも考えられる。

よって、半導体偏波アナライザとしては全体の感度に影響することがないように $\det M^{PA} = +1$ または -1 となる構造であるのが望ましい。

Table. 4.6: Estimated phase shift Γ for each branched waveguide.

	Γ_{WG1}	Γ_{PC}	Γ_{WG2}
Output ①	1.93π	0π	0π
Output ②	0.45π	0.55π	1.45π
Output ③	1.00π	0.40π	0.90π
Output ④	0.20π	0.30π	1.90π

ここで、測定結果をもとに、それぞれの分岐について位相シフト Γ を推定した結果として、Table. 4.6 のように見積もった。またその時のポアンカレ球上での遷移を Fig. 4.19 に示す。出力①に関して、PC および PC 後の導波路をないものとみなした。

Table. 4.6 の結果より各分岐のミューラー行列を計算すると、

$$M_R^{out1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0.9759 & -0.2181 \\ 0 & 0.2181 & 0.9759 \end{bmatrix} \quad (4.11a)$$

$$M_R^{out2} = \begin{bmatrix} -0.1564 & 0.9755 & -0.1545 \\ -0.9755 & -0.1771 & -0.1303 \\ -0.1545 & 0.1303 & 0.9794 \end{bmatrix} \quad (4.11b)$$

$$M_R^{out3} = \begin{bmatrix} 0.3090 & 0 & 0.9511 \\ 0.2939 & 0.9511 & -0.0955 \\ -0.9045 & 0.3090 & 0.2939 \end{bmatrix} \quad (4.11c)$$

$$M_R^{out4} = \begin{bmatrix} 0.5878 & 0.4755 & -0.6545 \\ -0.2500 & 0.8762 & 0.4121 \\ -0.7694 & -0.0786 & 0.6339 \end{bmatrix} \quad (4.11d)$$

となる。

各ミューラー行列の 1 行目の内積を計算する。出力 1 と出力 2 の内積は-0.1564、出力 1 と出力 3 の内積は 0.3090、出力 2 と出力 3 の内積は-0.1953 であった。

また、 M^{PA} として測定結果を表すと、

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} S_1^{out1} \\ S_1^{out2} \\ S_1^{out3} \end{bmatrix} &= M^{PA} \begin{bmatrix} S_1^{in} \\ S_2^{in} \\ S_3^{in} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -0.1564 & 0.9755 & -0.1545 \\ 0.3090 & 0 & 0.9511 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1^{in} \\ S_2^{in} \\ S_3^{in} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.12)$$

であり、

$$\det M^{PA} = 0.9278 \quad (4.13)$$

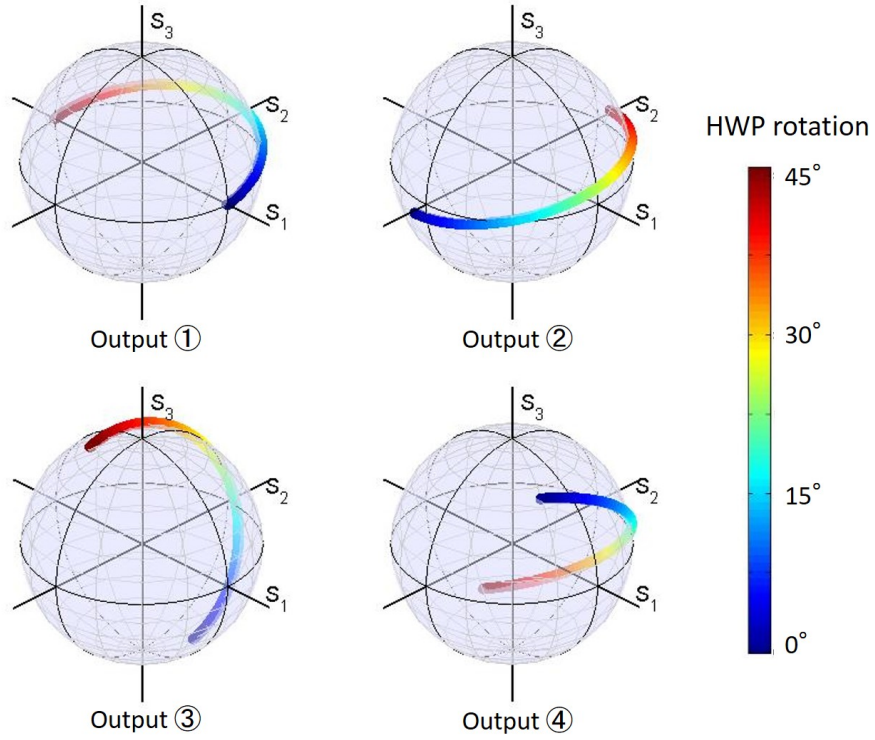


Fig. 4.19: Calculated transition of SOP for each branched waveguide, based on parameters of Table. 4.6.

であった。逆行列 $M^{PA^{-1}}$ を求めると、

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} S_1^{in} \\ S_2^{in} \\ S_3^{in} \end{bmatrix} &= M^{PA^{-1}} \begin{bmatrix} S_1^{out1} \\ S_1^{out2} \\ S_1^{out3} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0.1089 & 1.0251 & 0.1665 \\ -0.3249 & 0 & 1.0415 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1^{out1} \\ S_1^{out2} \\ S_1^{out3} \end{bmatrix} \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

とすれば、入射光の偏波状態を逆算することが可能である。

このように、偏波アナライザの構造が完璧に理想的とは言えなくても、あらかじめ偏波状態の分かっているもの、例えば今回の実験のように TE モードから入射光側の半波長板を回転させるなどして出力光の偏波状態を観測することで、そのデバイス特有の偏波変換 M^{PA} およびその逆行列を推定することができる。 M^{PA} が特殊なものでない限りは、その行列を用いて入射光の偏波状態を“解析”することが可能である。また、今回の $\det M^{PA} = 0.9278$ という値は、先述の議論によれば比較的良好な値であると言って過言でないと考えられる。

4.5 第4章まとめ

本章では、実際に InP 系化合物半導体基板をプロセスすることによって素子を作製し、特性を評価した。

まず直線導波路上にハーフリッジ PC の構造を組み込んだ素子を作製し、実際にプロセスされた対称導波路とハーフリッジ型 PC について、偏波状態の変化を測定し、位相差による 4 分の 1 ビート長や偏波変換率を評価した。

そして MMI カプラを含む偏波変換構造を集積した素子を作製した。これは、半導体偏波アナライザのフォトディテクタ部分を除くパッシブ部全体である。そしてその素子について偏波状態の推移を測定し、実際に偏波変換が行われることを確認した。また測定結果について、各出力の光路をモデル化し偏波変換のミューラー行列を推定した。それについて、行列式に基づく偏波変換感度の指標を導入した。それによると、作製した素子に関しては良好な偏波変換を得られたとみられることが判明した。結果として、半導体偏波アナライザの偏波変換機構を実証することに成功した。

第5章 結論

本研究の目的は、化合物半導体の一種である InP 系基板を用い比較的容易なプロセスにより実現できる、全偏波状態を検知するための偏波アナライザを新しく提案し、またそれを目指した実証実験を行うものである。これまでに空間光学あるいはバルク光学系において偏波アナライザは実現されていたが、半導体デバイスでは未だ実用に耐えうるものは登場していないのが現状であった。ストークスベクトル変調など光通信やセンシングへの用途を見据えた場合、大幅な省スペース化および低コスト化・簡便化・低消費電力化を実現できると期待できる光集積回路化は実用的・工業的な観点から必要不可欠なものである。

そこで、本研究では我々の研究グループで開発と研究がされていた導波路であり、作製が容易で左右非対称な構造を持ち、通常と異なる偏波モード変換が可能なハーフリッジ型偏波変換器を利用して、新しく偏波状態検知を実現するための半導体偏波アナライザを提案した。この偏波アナライザは容易な作製プロセスをもって実現でき、フォトディテクタ部も通常の量子井戸構造の偏波依存性を利用するものであるため特殊な構造を必要としない。またフォトディテクタ部以外はパッシブ構造であるために、動作速度も偏波依存フォトディテクタのみに依存し、十分に高速であると言える。

第2章では半導体偏波アナライザに必要な知識、用いる原理について述べた。

第3章では、この半導体偏波アナライザの基本設計について説明し、計算結果に基づき推定された設計値について述べた。

第4章では実際に InP 基板にプロセスを施すことによって素子を作製し、対称導波路やハーフリッジ型 PC についての特性を評価した。また、MMI カプラとハーフリッジ型 PC を集積した半導体偏波アナライザのパッシブ部について作製をし、その特性を評価した。その結果として、入力光の偏波状態に関する情報を出力光から十分に再現可能であることが確認できた。

これらの結果により、入力光の偏波状態を電流値で完全に検知できる半導体偏波アナライザについて、必要な偏波変換の機構に関しては理論的・実験的に可能であることを実証することに成功した。今後の課題として、今回実証に成功した偏波変換構造を偏波依存フォトディテクタと集積し、電流値によって入力光偏波状態の完全な解析が可能であることを確認することが挙げられる。実際に量子井戸構造と集積するにあたり、プロセス手順には当然ながら数個の追加手順が加わることになり、検討すべき項目が存在すると予想される。また、今回課題であった MMI カプラの性能やハーフリッジ PC の作製誤差耐性についてもまだ改善の余地が多く残されている。これらを解決したうえで半導体偏波アナライザを完成させることに取り組んでいく。また、その先の可能性として、我々の研究グループで同時に取り組まれている InP 偏波変調器など送信器側デバイスとともに、受信器側として半導体偏波アナライザを用いて偏波変調による光通信実験を行うことを目指していく。

参考文献

- [1] 一般財団法人光産業技術振興協会, “2014年度光技術動向調査,” 2014年.
- [2] P. J. Winzer, “High-Spectral-Efficiency Optical Modulation Formats,” *J. Light. Technol.*, vol. 30, no. 24, pp. 3824-3835, 2012.
- [3] K. Kikuchi and S. Kawakami, “Multi-level signaling in the Stokes space and its application to large-capacity optical communications,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 7, pp. 7374-7387, 2014.
- [4] S. E. Miller, “Integrated optics: An Introduction,” *Bell Syst. Tech. J.*, pp. 2059-2069, 1969.
- [5] R. Nagarajan, S. Member, C. H. Joyner, R. P. Schneider, 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, H. 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,” *IEEE J. Sel. Top. QUANTUM Electron.*, vol. 11, no. 1, pp. 50-65, 2005.
- [6] S. W. Corzine, P. Evans, M. Fisher, J. Gheorma, M. Kato, V. Dominic, P. Samra, A. Nilsson, J. Rahn, I. Lyubomirsky, A. Dentai, P. Studenkov, M. Missey, D. Lambert, A. Spannagel, R. Muthiah, R. Salvatore, S. Murthy, E. Strzelecka, J. L. Pleumeekers, A. Chen, R. Schneider, R. Nagarajan, M. Ziari, J. Stewart, C. H. Joyner, F. Kish, and D. F. Welch, “Large-scale InP transmitter PICs for PM-DQPSK fiber transmission systems,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 14, pp. 1015-1017, 2010.
- [7] R. Nagarajan, J. Rahn, M. Kato, J. Pleumeekers, D. Lambert, V. Lal, H. Tsai, A. Nilsson, A. Dentai, M. Kuntz, R. Malendevich, J. Tang, J. Zhang, T. Butrie, M. Raburn, S. Member, B. Little, W. Chen, G. Goldfarb, V. Dominic, B. Taylor, M. Reffle, F. Kish, and D. Welch, “10 Channel, 45.6 Gb/s per Channel, Polarization-Multiplexed DQPSK, InP Receiver Photonic Integrated Circuit,” *J. Light. Technol.*, vol. 29, no. 4, pp. 386-395, 2011.
- [8] P. Evans, M. Fisher, R. Malendevich, A. James, P. Studenkov, G. Goldfarb, T. Vallaitis, M. Kato, P. Samra, S. Corzine, E. Strzelecka, R. Salvatore, F. Sedgwick, M. Kuntz, V. Lal, D. Lambert, A. Dentai, D. Pavinski, J. Zhang, B. Behnia, J.

- Bostak, V. Dominic, A. Nilsson, B. Taylor, J. Rahn, S. Sanders, H. Sun, K.-T. Wu, J. Pleumeekers, R. Muthiah, M. Missey, R. Schneider, J. Stewart, M. Reffle, T. Butrie, R. Nagarajan, C. Joyner, M. Ziari, F. Kish, and D. Welch, "Multi-channel coherent PM-QPSK InP transmitter photonic integrated circuit (PIC) operating at 112 Gb/s per wavelength," *in proc. Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference 2011*, 2011, pp. 1-3.
- [9] R. Nagarajan, D. Lambert, M. Kato, V. Lal, G. Goldfarb, J. Rahn, M. Kuntz, J. Pleumeekers, A. Dentai, H. Tsai, R. Malendevich, M. Missey, K. Wu, H. Sun, J. Mcnicol, J. Tang, J. Zhang, T. Butrie, A. Nilsson, M. Reffle, F. Kish, and D. Welch, "10 Channel, 100Gbit/s per Channel, Dual Polarization, Coherent QPSK, Monolithic InP Receiver Photonic Integrated Circuit," *in proc. OFC 2011*, 2011, pp. 7-9.
- [10] J. Z. Huang, R. Scarmozzino, G. Nagy, M. J. Steel, and R. M. Osgood, "Realization of a compact and single-mode optical passive polarization converter," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 317-319, 2000.
- [11] H. El-Refaei, D. Yevick, and T. Jones, "Slanted-rib waveguide InGaAsP-InP polarization converters," *J. Light. Technol.*, vol. 22, no. 5, pp. 1352-1357, 2004.
- [12] M. Kotlyar, L. Bolla, M. Midrio, L. O'Faolain, and T. Krauss, "Compact polarization converter in InP-based material," *Opt. Express*, vol. 13, no. 13, pp. 5040-5045, 2005.
- [13] D. M. Beggs, M. Midrio, and T. F. Krauss, "Compact polarization rotators for integrated polarization diversity in InP-based waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 15, pp. 2176-2178, 2007.
- [14] B. M. Holmes and D. C. Hutchings, "Realization of novel low-loss monolithically integrated passive waveguide mode converters," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 1, pp. 43-45, 2006.
- [15] S.-H. Kim, R. Takei, Y. Shoji, and T. Mizumoto, "Single-trench waveguide TE-TM mode converter," *Opt. Express*, vol. 17, no. 14, pp. 11267-73, Jul. 2009.
- [16] C. Alonso-Ramos, S. Romero-Garcia, A. Ortega-Moux, I. Molina-Fernandez, R. Zhang, H. G. Bach, and M. Schell, "Polarization rotator for InP rib waveguide," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 3, pp. 335-337, 2012.
- [17] C. Alonso-Ramos, R. Halir, A. Ortega-Moux, P. Cheben, L. Vivien, I. Molina-Fernandez, D. Marris-Morini, S. Janz, D.-X. Xu, and J. Schmid, "A general approach for robust integrated polarization rotators," *in proc. SPIE*, vol. 8781, pp. 878108-878109, 2013.
- [18] T. Tanemura, T. Amemiya, K. Takeda, A. Higo, and Y. Nakano, "Simple and compact InP polarization converter for polarization-multiplexed photonic integrated

- circuits,” *in proc. IEEE Conference on Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting (LEOS ' 09)*, 436-437, 2009.
- [19] M. Zaitso, T. Tanemura, A. Higo, and Y. Nakano, “Experimental demonstration of self-aligned InP / InGaAsP polarization converter for polarization multiplexed photonic integrated circuits,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 6, pp. 6910-6918, 2013.
- [20] S. Thaniyavarn, “Wavelength-independent, optical-damage-immune LiNbO₃ TE-TM mode converter.,” *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 1, p. 39, Jan. 1986.
- [21] R. Wirth, A. Moritz, C. Geng, F. Scholz, and A. Hangleiter, “Tunable polarization converter based on ordered AlGaInP waveguide structures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 15, p. 2225, 1996.
- [22] J. D. Bull, N. a. Jaeger, H. Kato, M. Fairburn, A. Reid, and P. Ghanipour, “40 GHz electro-optic polarization modulator for fiber optic communications systems,” *in proc. SPIE* vol. 5577, pp. 133-143, Dec. 2004.
- [23] D. C. Hutchings and B. M. Holmes, “A Waveguide Polarization Toolset Design Based on Mode Beating,” *IEEE Photonics J.*, vol. 3, no. 3, pp. 450-461, Jun. 2011.
- [24] B. M. Holmes, M. a Naeem, D. C. Hutchings, J. H. Marsh, and a E. Kelly, “A semiconductor laser with monolithically integrated dynamic polarization control.,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 18, pp. 20545-20550, Aug. 2012.
- [25] D. Dhirhe, T. J. Slight, B. M. Holmes, D. C. Hutchings, and C. N. Ironside, “Polarization control of a quantum cascade laser,” *in proc. Conf. Lasers Electro-Optics 2012*, p. JW2A.99, 2012.
- [26] Y. Kawabata, M. Zaitso, T. Tanemura, and Y. Nakano, “Proposal and Experimental Demonstration of Monolithic InP / InGaAsP Polarization Modulator,” *in proc. ECOC 2014*, 2014, vol. Tu.4.4.4.
- [27] S. J. Schablitsky, E. Chen, and S. Y. Chou, “A Wavelength and Polarization Detector Using Monolithically Integrated Subwavelength MSM Photodetectors,” pp. 168-169, 1978.
- [28] E. Chen, S. Y. Chou, and S. Member, “A Novel Device for Detecting the Polarization Direction of Linear Polarized Light Using Integrated Subwavelength Gratings and Photodetectors,” *IEEE PHOTONICS Technol. Lett.*, vol. 9, no. 9, pp. 1259-1261, 1997.
- [29] T. Tokuda, H. Yamada, K. Sasagawa, and J. Ohta, “Polarization-Analyzing CMOS Image Sensor With Monolithically Embedded Polarizer for Microchemistry Systems.,” *IEEE Trans. Biomed. Circuits Syst.*, vol. 3, no. 5, pp. 259-266, 2009.

- [30] A. P. Kevorkian, “A Si integrated waveguiding polarimeter,” *SPIE Vol. 800 Nov. Optoelectron. Devices*, pp. 98-104, 1987.
- [31] T. Saida, Y. Orihara, H. Yamada, K. Takiguchi, T. Goh, and K. Okamoto, “Integrated optical polarisation analyser on planar lightwave circuit,” *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 22, 1999.
- [32] Y. Inoue, Y. Ohmori, M. Kawachi, S. Ando, T. Sawada, and H. Takahashi, “Polarization Mode Converter With Polyimide Half Waveplate in Silica-Based Planar Lightwave Circuits,” *IEEE Photonics J.*, vol. 6, no. 5, pp. 626-628, 1994.
- [33] T. Koster and P. Lambeck, “Fully integrated optical polarimeter,” *Sensors and Actuators*, vol. B, no. 82, pp. 213-226, 2002.
- [34] C. K. Madsen, M. Cappuzzo, E. Chen, L. Gomez, A. Griffin, E. J. Laskowski, L. Stulz, and A. Wong-Foy, “A Planar Waveguide Single-detector Polarimeter,” *Opt. Soc. Am.*, 2003.
- [35] M. Jestl, I. Maran, A. Kck, W. Beinstingl, and E. Gornik, “Polarization-sensitive surface plasmon Schottky detectors,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 14, pp. 719-721, 1989.
- [36] S. Yang, W. Chen, R. L. Nelson, and Q. Zhan, “Miniature circular polarization analyzer with spiral plasmonic lens,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 20, pp. 3047-3049, 2009.
- [37] F. Afshinmanesh, J. S. White, W. Cai, and M. L. Brongersma, “Measurement of the polarization state of light using an integrated plasmonic polarimeter,” *Nanophotonics*, vol. 1, pp. 125-129, 2012.
- [38] T.-H. Chiou, S. Kleinlogel, T. Cronin, R. Caldwell, B. Loeffler, A. Siddiqi, A. Goldizen, and J. Marshall, “Circular Polarization Vision in a Stomatopod Crustacean,” *Curr. Biol.*, vol. 18, no. 6, pp. 429-434, 2008.
- [39] E. Collett, “フィールドガイド 偏光”, オプトロニクス社, 2008.
- [40] R. Magnusson, “Mueller matrix ellipsometry studies of nanostructured materials,” Dissertation No. 1631, Linköping Studies in Science and Technology, 2014.
- [41] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, “Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications,” *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 4, pp. 615-627, 1995.
- [42] J. S. Weiner, D. S. Chemla, D. a B. Miller, H. a. Haus, a. C. Gossard, W. Wiegmann, and C. a. Burrus, “Highly anisotropic optical properties of single quantum well waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 47, no. 7, pp. 664-667, 1985.
- [43] J. C. Hensel and G. Feher, “Cyclotron Resonance Experiments in Uniaxially Stressed Silicon: Valence Band Inverse Mass Parameters and Deformation Potentials,” *Phys. Rev.*, vol. 129, no. 3, pp. 1041-1062, 1963.

- [44] J. S. Weiner, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, C. A. Burrus, T. H. Wood, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, “Strong polarization-sensitive electroabsorption in GaAs/AlGaAs quantum well waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 47, no. 11, pp. 1148-1150, 1985.
- [45] D. a B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, a. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. a. Burrus, “Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined stark effect,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, no. 22, pp. 2173-2176, 1984.
- [46] S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, Y. Yoshikuni, and K. Yokoyama, “Theoretical analysis of pure effects of strain and quantum confinement on differential gain in InGaAsP/InP strained-layer quantum-well lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 500-510, 1994.
- [47] T. Aizawa, K. G. Ravikumar, S. Suzaki, T. Watanabe, and R. Yamauchi, “Polarization-Independent Quantum-Confined Stark Effect in an InGaAs / InP Tensile-Strained Quantum Well,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 585-592, 1994.
- [48] M. Zaitzu, “Polarization Control inside Photonic Integrated Circuits Using InP Half-Ridge Polarization Converters,” PhD Thesis, The University of Tokyo, 2014.
- [49] S. J. Pearton and R. F. Kopf, “Dry Etching Characteristics of $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ Alloys in CCl_2F_2 : Ar and CH_4 : H_2 Ar Discharges,” *J. Electron. Mater.*, vol. 20, no. 7, pp. 535-539, 1991.

本研究に関わる発表

主著者論文

1. Y. Kawabata, M. Zaitso, T. Tanemura, and Y. Nakano, “Proposal and Experimental Demonstration of Monolithic InP / InGaAsP Polarization Modulator,” European Conference on Optical Communication (ECOC 2014), Tu.4.4.4, Cannes, France, Sept. 21-25, 2014.
2. 川端 祐斗, 財津 優, 種村 拓夫, 中野 義昭, “InP/InGaAsP モノリシック偏波変調器の提案と実証,” 第 75 回応用物理学会秋季学術講演会 (北海道大学), 2014 年 9 月.
3. 川端 祐斗, 財津 優, 種村 拓夫, 中野 義昭, “ハーフリッジ型導波路構造を用いた InP モノリシック偏波変調器の試作と実証 (講演奨励賞受賞記念講演),” 第 62 回応用物理学会春季学術講演会 (東海大学), 2015 年 3 月.
4. 川端 祐斗, 種村 拓夫, 中野 義昭, “InP モノリシック集積偏波アナライザの提案と試作,” 2016 年電子情報通信学会総合大会, 2016 年 3 月, 発表予定.

共著論文

5. K. Suzuki, Y. Kawabata, T. Tanemura, and Y. Nakano, “Design and experimental investigation of monolithic polarization controller with InGaAlAs/InAlAs multiple quantum wells,” International Conference on Photonics in Switching (PS '15), WeI2.2, Florence, Italy, Sept. 22-25, 2015.
6. 種村 拓夫, 川端 祐斗, 財津 優, 中野 義昭, “InP モノリシック集積ストークスペクトル変調器の提案と実証,” 電子情報通信学会技術研究報告, レーザ・量子エレクトロニクス研究会 (LQE2014), 2014 年 10 月.
7. 種村 拓夫, 川端 祐斗, 財津 優, 中野 義昭, “InP モノリシック偏波制御/変調素子,” 2015 年電子情報通信学会総合大会 (立命館大学), 2015 年 3 月.
8. 鈴木 健太郎, 川端 祐斗, 種村 拓夫, 中野 義昭, “量子閉じ込めシュタルク効果を用いた InP 系ストークスペクトル変調器の検討,” 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会 (OPE2015), 2015 年 4 月.

9. 鈴木 健太郎, 川端 祐斗, 種村 拓夫, 中野 義昭, “InGaAlAs/InAlAs 多重量子井戸を用いたキャリア注入型偏波制御器の設計と予備検討,” 2015 年電子情報通信学会ソサイエティ大会 (東北大学), 2015 年 9 月.

付録

MMI カプラの測定結果についての考察

第5章において作製した MMI カプラは、BPM 法による計算における理想の設計と乖離した値で作製してしまったことはすでに述べたとおりである。原因は光波長の設定ミスであったが、ここに実際に作製した値である $w_{MMI} = 20 \mu\text{m}$ 、 $L_{MMI} = 340 \mu\text{m}$ のときの MMI カプラについて、波長 1550 nm における BPM 法による計算結果を掲載する。なお、 $L_{MMI} = 225 \mu\text{m}$ のときの結果は第3章を参照されたい。

Fig. A1.1 は BPM 法による計算結果の電界振幅マッピングである。また Fig. A1.2 は出射端における光パワーである。導波路をシングルモードで伝搬していないことがわかり、導波路外に放射された光も少なくないことが見て取れる。

Table. A1.1 は、A1.2 の導波路にあたる部分 ($\pm 1.25 \sim \pm 3.75 \mu\text{m}$ 、 $\pm 6.25 \sim \pm 8.75 \mu\text{m}$) における強度の積分値を示している。出射口を左から順に Output ① ~ Output ④とした。積分した値からは各出射口のパワーにそれほど差はなく、この表からは本文中で示した測定値 Table. 4.5 に見られるような、外側の分岐と内側の分岐で 6 ~ 9 dBm の差が出るという結果の説明はできない。しかし、理想的な分波でないことは明白であり、MMI カプラについて $L_{MMI} = 225 \mu\text{m}$ 付近で良い結果が得られる可能性は高く、改善の見込みが多分に存在するといえる。

Table. A1.1: Integral value of output waveguides.

	Output ①	Output ②	Output ③	Output ④
TEmode	0.254	0.258	0.258	0.254
TMmode	0.269	0.239	0.240	0.270

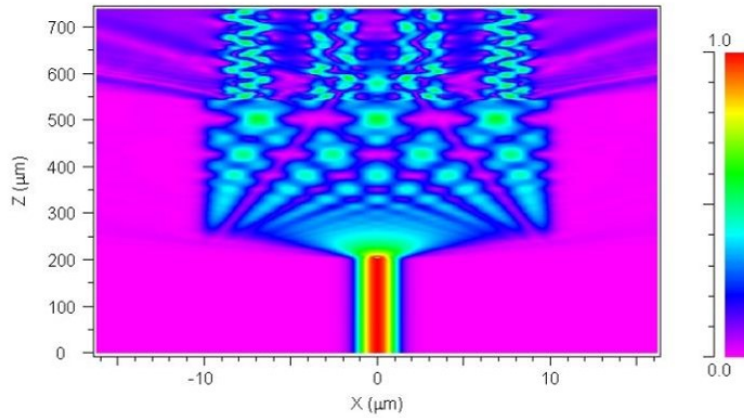


Fig. A1.1: Result of BPM analysis with fabricated MMI coupler parameters.

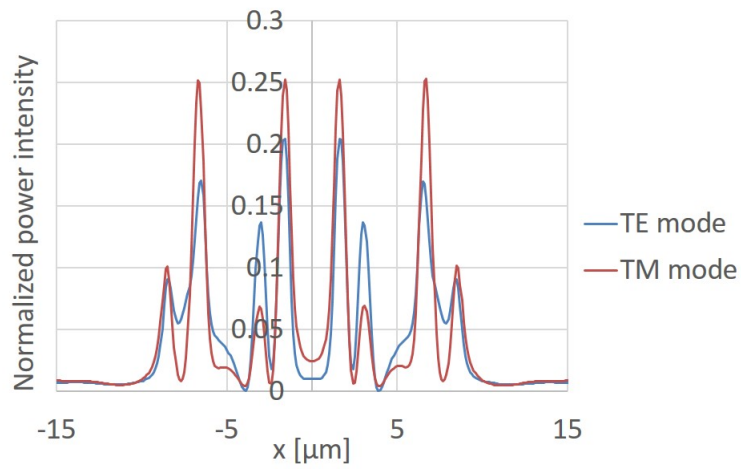


Fig. A1.2: Normalized power intensity at the output of MMI structure with fabricated parameters.

偏波変換構造のミューラー行列について

第4章で偏波変換を評価した際に、各分岐による光の経路をひとつのミューラー行列に単純化するモデルを提案した。式(4.2)では2行目と3行目を省略したが、ここで全て記述したものを示す。

$$\begin{aligned}
M_R^{ALL} &= M_R^{WG2} M_R^{PC} M_R^{WG1} \\
&= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Gamma_{WG2}) & \sin(\Gamma_{WG2}) \\ 0 & -\sin(\Gamma_{WG2}) & \cos(\Gamma_{WG2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\Gamma_{PC}) & 0 & -\sin(\Gamma_{PC}) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\Gamma_{PC}) & 0 & \cos(\Gamma_{PC}) \end{bmatrix} \dots \\
&\quad \dots \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Gamma_{WG1}) & \sin(\Gamma_{WG1}) \\ 0 & -\sin(\Gamma_{WG1}) & \cos(\Gamma_{WG1}) \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} \cos(\Gamma_{PC}) & & \sin(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}) & & \\ \sin(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG2}) & \cos(\Gamma_{WG1})\cos(\Gamma_{WG2}) - \cos(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1})\sin(\Gamma_{WG2}) & \dots & & \\ \sin(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG2}) & -\cos(\Gamma_{WG1})\sin(\Gamma_{WG2}) - \cos(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1})\cos(\Gamma_{WG2}) & & & \\ & & & -\sin(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1}) & \\ \dots & \sin(\Gamma_{WG1})\cos(\Gamma_{WG2}) + \cos(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1})\sin(\Gamma_{WG2}) & & & \\ & & & & -\sin(\Gamma_{WG1})\sin(\Gamma_{WG2}) + \cos(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1})\cos(\Gamma_{WG2}) \end{bmatrix} \quad (A1.1)
\end{aligned}$$

また、式(4.7)について、行列 M^{PA} に逆行列 $M^{PA^{-1}}$ が存在していれば各分岐の出力光の S_1 パラメータから入射光のストークスパラメータが判明することはすでに述べたとおりである。ここで、逆行列の存在条件である $\det M^{PA} \neq 0$ であるときの逆行列 $M^{PA^{-1}}$ を示す。

$$\begin{aligned}
M^{PA^{-1}} &= \frac{1}{\det M^{PA}} \begin{bmatrix} \sin^2(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}^{out3} - \Gamma_{WG1}^{out2}) & & & & \\ -\frac{1}{2}\sin(2\Gamma_{PC}) (\cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) + \cos(\Gamma_{WG1}^{out3})) & \dots & & & \\ \frac{1}{2}\sin(2\Gamma_{PC}) (\sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) - \sin(\Gamma_{WG1}^{out2})) & & & & \\ 0 & & & 0 & \\ \dots & -\sin(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1}^{out3}) & \sin(\Gamma_{PC})\cos(\Gamma_{WG1}^{out2}) & & \\ & -\sin(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}^{out3}) & \sin(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}^{out2}) & & \end{bmatrix} \quad (A1.2)
\end{aligned}$$

ただし、

$$\det M^{PA} = \sin^2(\Gamma_{PC})\sin(\Gamma_{WG1}^{out3} - \Gamma_{WG1}^{out2}) \quad (A1.3)$$

である。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方のご協力とご支援を賜りました。この場をお借りし、深く御礼申し上げます。

指導教員である種村拓夫准教授には、私が研究室に配属されてからの三年間にわたり、大変お世話になりました。本研究の根幹である偏波状態をはじめとする基礎的な原理から、論文や発表に関する手法など、研究についてあらゆる面で未熟者であった私に熱心にご指導くださいました。また学術的な事柄に限らず、世界に目を向け、社会を生き抜くための知識と姿勢は、これまで狭い社会で生きてきた私にとって非常に新鮮であり、大変感銘を受けました。

中野義昭教授には、本研究のためのあらゆる環境整備にご尽力いただきました。私たち学生が不自由なく研究を行うことができるのも、中野研究室が積み重ねてきた歴史とバックグラウンドがあってこそのものであることは言うまでもありません。また深い経験に裏打ちされた先生のご助言は常に本質的であり、大変参考になりました。

杉山正和准教授には、研究室ミーティングでの発表におきまして有用なアドバイスを何度も頂きました。また理路整然と物事を考え鋭い視点であらゆる側面をみる先生の姿勢は、研究者の理想の在り方の一つとして私自身大いに影響を受けました。

渡辺健太郎講師には、主に駒場IIキャンパスのクリーンルームの実験装置の使用と管理につきまして、様々にご助力頂きました。実験のため駒場キャンパスの研究室に立ち寄った際は温かく迎えて入れてくださり、大変感謝しております。

中野研究室OBであられる財津優氏には、学部卒論研究から大変お世話になりました。同氏の偏波コンバータに関する研究があったからこそ本研究を成し得たと行って過言ではなく、原理からプロセス手法、解析に至るまで同氏が築き上げられた基礎があってこそのものでありました。また私の学部生時代に頂いたご指導が現在に至ってなお生きることが多くあり、感謝の念は尽きることはありません。

中野・杉山・種村研究室の方々には、研究についても研究以外の面についても、大変お世話になりました。同期の鈴木健太郎氏には同じ偏波制御デバイスグループの一員として、偏波変調器の性能向上と新たな可能性の開拓にご尽力頂きました。また同氏の聡明な思慮と研究に対する真摯な姿勢に学ばせていただくことが多くありました。同期の皆様には気を許せる同輩として、日常生活から私の精神的な支えとなりました。先輩後輩の皆様にはあらゆる面で未熟な私に助力頂きました。

最後に、私の両親・家族には遠い地元から物心両面で多大なるご支援を頂きました。

本研究にご協力頂いた全ての方に、改めて深く感謝の意を表しまして、謝辞と代えさせて頂きます。

2016年2月4日