

平成 27 年度 修士論文

ウェットプロセスによる InP 垂直結合型
光フェーズドアレイスキャニング素子の研究

Research on InP vertically coupled optical phased array
scanning device by wet process

2016 年 2 月 4 日 提出

指導教官 中野 義昭 教授

東京大学大学院 工学系研究科

電気系工学専攻

37-146480 福田 将治

目次

第 1 章	序論	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	光フェーズドアレイ	4
1.3	光垂直カプラ	7
1.4	本研究の目的	9
1.5	本報告書の構成	9
第 2 章	原理	11
2.1	電磁界の基本原理	11
2.2	等価屈折率法	14
2.3	電磁界解析の数値的手法 1:FD-BPM	17
2.4	電磁界解析の数値的手法 2:FDTD 法	19
2.5	空間中の光伝搬	21
2.6	空間光学における回折領域	24
第 3 章	設計	28
3.1	2 次元光フェーズドアレイ素子の検討	28
3.2	1 次元垂直カプラ集積光フェーズドアレイ素子の検討	33
第 4 章	1 次元試作素子の作製	37
4.1	リソグラフィ	37
4.2	ウェットエッチングの概要	38
4.3	デバイスの作製	42
第 5 章	測定	48
5.1	測定 1-電流電圧特性	48
5.2	測定 2-ファブリペロ測定	49
第 6 章	結論	56

6.1	本研究のまとめ	56
6.2	今後の課題・展望	56
	参考文献	59
付録 A	離散フーリエ変換の概要	64

第 1 章

序論

本章では、本研究で実証する光スキャニングデバイスについてまず従来の光スキャニング方法を述べ、光フェーズドアレイ技術の概要とその応用例・実証例を述べる。

1.1 本研究の背景

レーザーによるセンシング技術の応用先にはバーコードリーダーやディスクの情報読み取り、そしてレーザープリンターなど我々の日常生活の中で欠かせない役割を果たすものが多い。これらに加えて近年ではこの光によるセンシングをレーダーシステムに用いる取り組みが増えてきた。例として自動車の自動運転を挙げてみよう。追突防止や誤発信防止には従来赤外線センサーが用いられてきた。このセンサーは低速度での自動ブレーキなど機能が限定されており、将来の完全な自動運転に向けては安全性が保証されないためミリ波レーダーを中心に据えてセンサーはその補助的な役割を果たすにとどまっていた。そこで登場してきたものとして、センサーによる情報を周囲の地図データと比較し位置推定などを行う SLAM(Simultaneous Localization And Mapping) システムである。ここではレーザービームよりもさらに絞った多数のビームを用いて数 cm の分解能を実現する LiDAR(Light Detection And Ranging) システムが用いられている。ミリ波レーダーの解像度が 30cm 程度、GPS の誤差が 10m 程度であるのでその分解能の高さは評価可能なものである [1]。

このような光センシング技術では、光をある特定の方向へ送りそこから返ってきた光を用いて情報処理を行う。直進する光の方向を変える基本的な物理現象として大きく (1) 反射、(2) 回折、(3) 屈折の 3 つが挙げられる。1970 年代にはおもに反射を用いた光偏向素子が盛んに作製されており、現在もそれらの素子を利用した装置などが存在する。これらはほとんどが機械的動作により素子の構造を変化させ光の偏向を行う。以下に時代を追ってそのスキャニング技術の変遷をまとめる。

1.1.1 機械的な偏向技術

まず、機械的な偏向技術として反射を中心としたものをまとめる。この技術で現在も用いられているものはポリゴンミラースキャナとガルバノミラースキャナである [2]。いずれも図 1.1 に示すように半導体レーザーからの光を結像レンズを介してミラー本体に当て、その当たった時の反射角度を制御することによりスキャニングを行える。ここに示したレンズは $f\theta$ レンズと呼ばれ

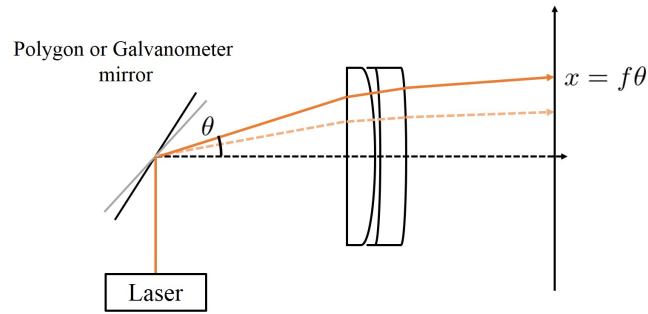


Fig.1.1 Mechanical scanning with galvanometer/rotating polygon mirror.

結像系の焦点距離 f に対して偏向角度 θ を与えると主走査方向の変位が $f\theta$ で与えられるものである [3]. このレンズ系では意図的に負の歪曲収差をもたせており, θ に対する変位が比例関係をなしているため線形走査とよばれる走査が可能となる.

ガルバノミラースキャナでは一面の鏡をドライバ回路により回転させて反射角度の変化を生み出す. このドライバ回路においては回転を行う駆動コイル, ミラーの振幅位置を検出する位相センサの 2 つが含まれている. このときミラーの回転においては共振現象を主としたものを行っているため, その周波数は系の固有振動数で決定される. しかし, 熱などの要因で周波数が変化することもある. スキャナとして求められる性能としては等速駆動, ビームスポットサイズやエネルギー密度分布が一定であること, スキャニング時間の統一などが挙げられるが, 周波数変化は特にこのスキャニング時間の統一を阻害する要因となり得る [4].

ポリゴンミラースキャナは正多角形状のミラー (ポリゴンミラー) を回転させることにより先のミラーの運動と同一の機能を果たしている [5]. 先のガルバノミラー方式では反射鏡の軸の慣性により高速な応答が難しいという課題が存在するが, 回転式ではこれに比較して高速の応答を可能とすることができる. 特にこの技術についてはレーザーディスプレイシステム [6] やレーザー ROS (Raster Output Scanner) という露光装置によって電子写真式プリンタすなわちレーザープリンタを成り立たせている. レーザープリンタでは (a) 「画素密度」 (b) 「印刷速度」 (c) 「ポリゴン数」 (d) 「レーザービーム数」 (e) 「回転数」という 5 つのパラメータが性能の主軸をなし, (a) は (c), (d), (e) に比例し (b) に反比例する. このスキャナは, 解像点は多いもののさらに増やすことを考えると, 例えば (e) を増やせば機械的振動の増加により雑音増加が発生するので, 安定化をさせる光学系が必要となる. (c) では走査角度が小さくなるという問題が生じるため, ミラーあるいは ROS 系の大型化が必要となってしまう [7].

1.1.2 非機械的な偏向技術

1.1.1 節に述べた機械的偏向では一度動作を安定させてしまえば十分な動作が期待されるが, その安定までに時間を要したり新たな光学系を必要としてきた. その中で反射以外の偏向技術を用いたスキャニングも 1970 年代以降発展してきた. 以下にその概要を述べる.

まずは, 電気光学効果である. 研究室での対象となる材料は, KTN 結晶が挙げられる. これは 2006 年に報告された光偏向技術である [8]. KTN 結晶に電界を加えると, 電界の 2 乗に比例して屈折率変化を起こす Kerr 効果が見られる. 通常の結晶と異なる点は, 電界印加の点からの距離に応じて屈折率変化の度合いが異なるというものである. これは KTN 結晶に注入された電

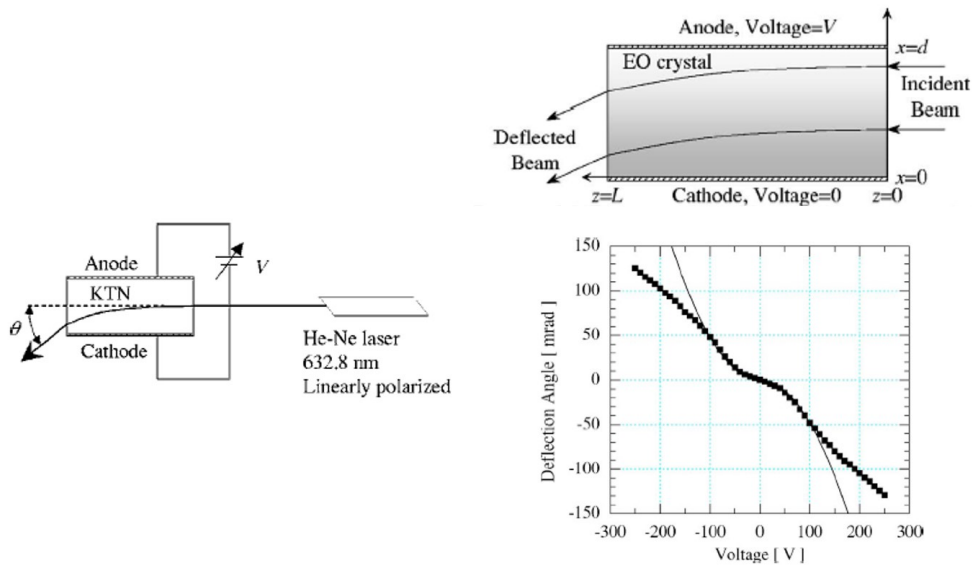


Fig.1.2 The electro-optic effect with KTN crystal [8].

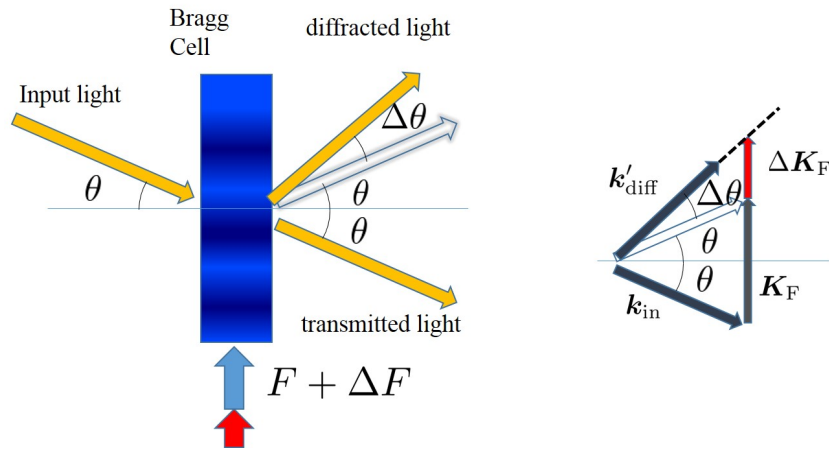


Fig.1.3 acousto-optic effect.

子がトラップされ真電荷としてはたらくことにより，ガウスの法則に電界分布が従うためである．この結晶内で各点においてスネルの法則による屈折が生じ結晶から出射する光は偏向されたものになる．また，この偏向においては電気光学係数の関係からランダムな偏光成分を入射させた場合 2 つの直交する偏光成分が分離し，電圧に対して反対方向に移動する [9].

音響光学効果では，電気信号を音響信号に変換させ，固体および液体中に励起した音波を用いる．図 1.3 に示した結晶に超音波を加えることにより，その周波数に依存した回折角をもつ光偏向が可能となる．この手法における偏向点数は光学的な帯域および圧電変換子の帯域で決定される．電気光学効果を利用したものと比較して，帯域幅が広くはないものの消光比が高いことと動作の安定から実的なものとなっている [10].

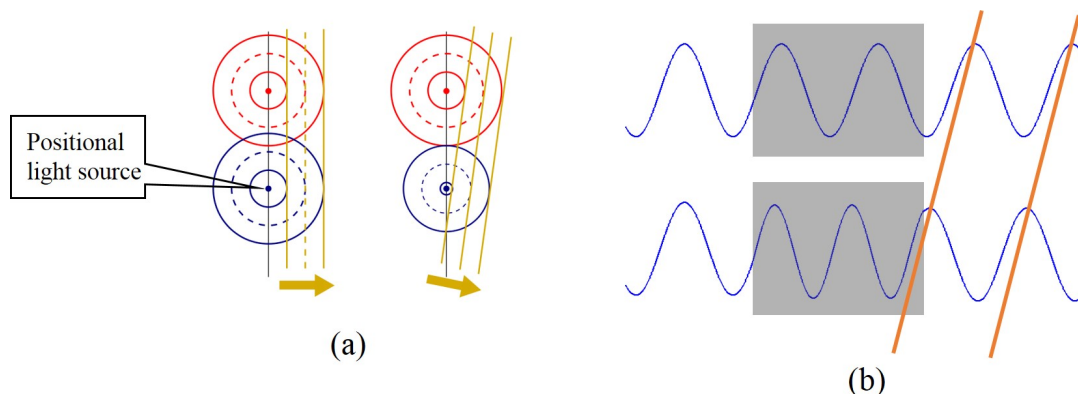


Fig.1.4 The simple principle of phased array.

1.1.3 新機械的な偏向技術

光学分野での MEMS 技術では、反射板を直接動作させて偏向を行う技術に始まり、液体レンズを集積したりマイクロレンズも 1 素子に集積するという取り組みが報告されている [11]. 実際の光通信への応用という点では光伝送において面発光レーザから出射した光を偏向ミラーによって受光ポートに送るといったシステムの構築といった取り組みも存在する [12].

1.2 光フェーズドアレイ

1.2.1 フェーズドアレイ

1909 年、無線通信の功績によりノーベル賞を受賞した Karl Ferdinand Braun により提唱された送信技術がフェーズドアレイの原点と言われている。「ある一方向のみに伝送する波」についての展望を述べたこと [13] がもととなるこの技術は第二次世界大戦の半ば頃には完成したとされている。このフェーズドアレイにおける「一方向のみ」への伝送はホイヘンスの原理により説明できる。

図 1.4(a) に示すように、2つの波源を考える。この点波源からまず同位相の波面が形成された場合、合成波の方向は図に対して水平方向になる。ここで、片方の位相をずらすことにより合成波の方向を変えることが可能である。具体的に位相をずらす方法としては、同じく図 1.4(b) に示すように光の伝搬する部分の屈折率を変化させ光路長に差を与える。これにより伝搬距離が異なるので位相差が生じる。

1.2.2 光フェーズドアレイ

ここで述べたフェーズドアレイの光技術への応用は、1973 年 Meyer らにより実証された [14]. 図 1.5 にその実験図を示す。この光フェーズドアレイではリチウム酸タンタルの上に置かれた電極に電圧を印加することにより局所的な屈折率を変化させ、偏向を可能としている。

この光フェーズドアレイについて、光スキヤニングを活用したデバイスの実証例を述べる。図 1.6 に示される光スイッチがそのデバイスの一例となる [15]. このデバイスでは、光導波路へ入

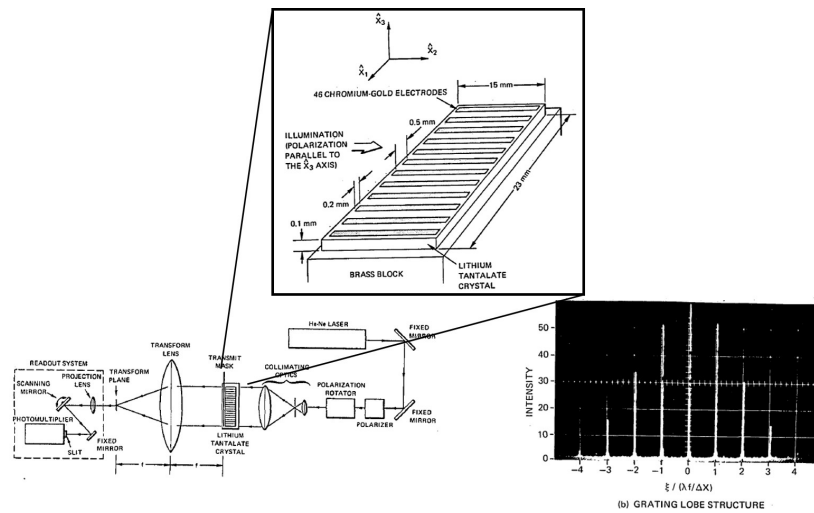


Fig.1.5 Optical Phased Array in 1973's work[14].

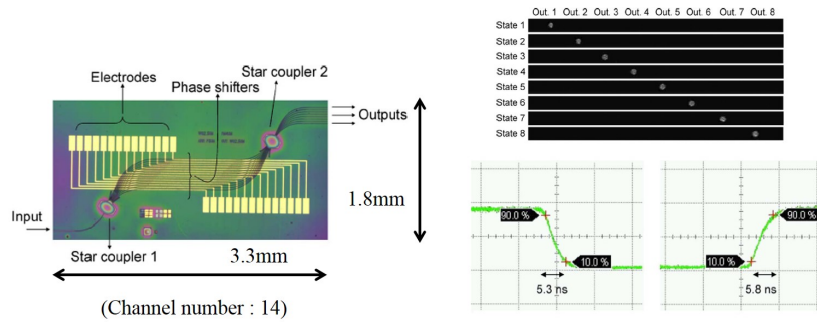


Fig.1.6 Phased Array's application to optical switch[15].

射した光が自由伝搬に等しい経路を経て複数の導波路へ配分される（以降、これをスターカップラと呼ぶ）。その後、各導波路に設けられた電極により屈折率変化が与えられ、最後にスターカップラで1つの導波路に合成される。このときに、偏向が行われているため出射ポートに設けられたいくつかの導波路のうち1つのみに光が伝搬する。これにより、スイッチングを行うことが可能となる。

半導体光フェーズドアレイはスキャニング素子としての広帯域性・高速度応答性などを十分に満たす可能性を持ったものである。しかし、このフェーズドアレイにおいては光の伝搬する部分の屈折率を変える必要が生じる。この屈折率の変化を屈折率変調と呼ぶが、その具体的な方法はそのフェーズドアレイを作製する半導体の物性によって差異が生じる。次節から、その光フェーズドアレイを半導体チップで作製する際の材料、およびその材料に応じた屈折率変調方式をまとめる。

1.2.3 Si における光フェーズドアレイ

Si を用いた半導体プロセスでは、既存の CMOS プロセスとの集積化や、MEMS プロセスを活用した技術応用の可能性を含むためフェーズドアレイの材料としても用いられる。近年は光フェーズドアレイによる半導体光スキャニング素子の研究が加速しているが、発端として挙げ

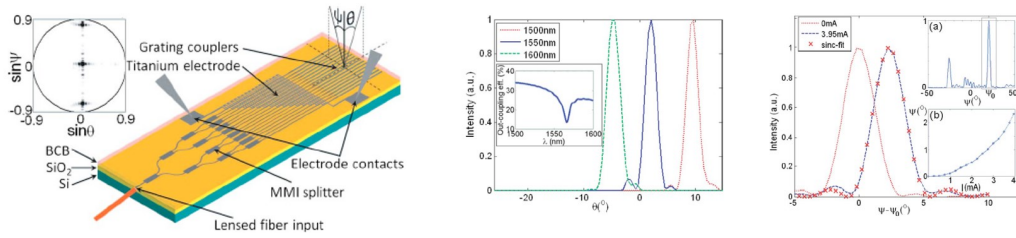


Fig.1.7 Si 2D Phased Array scanning device[16].

られるのが 2009 年に Acoleyen らにより実証された 2 次元光スキャニング素子の研究である [16].

図 1.7 にそのデバイスの概要図を示す. 電極部までは先述の光スイッチと同様であるが, ここではスターカップラではなく後述の MMI カプラを多段階接続することにより光を等エネルギー分配している. 電極部では熱光学効果により屈折率変調を行う. 熱光学効果とは屈折率変化 Δn が温度変化 ΔT の依存性を示すことであり

$$\Delta n = \beta \Delta T \quad (1.1)$$

$$(\beta = 10^{-4} \sim 10^{-5})$$

の関係式がある [17]. その後, 回折格子から自由空間への出射が発生するが, このときに位相変化に応じて導波方向に垂直な方向へのスキャニングが行われる. また, 回折格子を用いているので格子間隔 Λ , 導波路の実効屈折率 n_{eff} , チップ下面の屈折率 n_{ct} , 波長 λ_0 により

$$\sin \theta = \frac{\Lambda n_{eff} - \lambda_0}{n_{ct} \Lambda} \quad (1.2)$$

を満たす方向 θ への偏向を行うことが可能である. この偏向は 1 軸を位相変調により, もう 1 軸を波長依存性により成立させたデバイスである. 同様に熱を用いてはいるが波長依存性を用いない 2 次元スキャニングの例も [18] により実証されている. 光ファイバから小さい回折格子を含む 8×8 アレイに光を送り込み, それぞれの回折格子に設けられたヒーターによって加熱を行う. このとき列ごと, 行ごとの加熱が可能であるので 2 次元スキャニングを熱制御にのみ行うことが可能となっている.

また, MEMS 技術でも光フェーズドアレイを用いたスキャニングが存在する. マイクロミラーによる制御を行っている従来の方法の他にも, 高コントラストの回折格子 (High Contrast grating, HCG) を等間隔に配列させ, それらを変形 (上方向への位置の変化) させることにより反射時の位相の差異を生み出し, 焦点形成を行う方法がある [19].

また近年では, Si の屈折率変化に新たな方式も加わっている. 本来 Si は間接遷移型半導体であるために電界を加えたことによる光学効果が弱いとされ, それにより熱を主体として変調を行っていたが, 2014 年の Behrooz らによる研究では p-i-n ダイオードによりキャリア注入を行うことで屈折率変化を与えている [20].

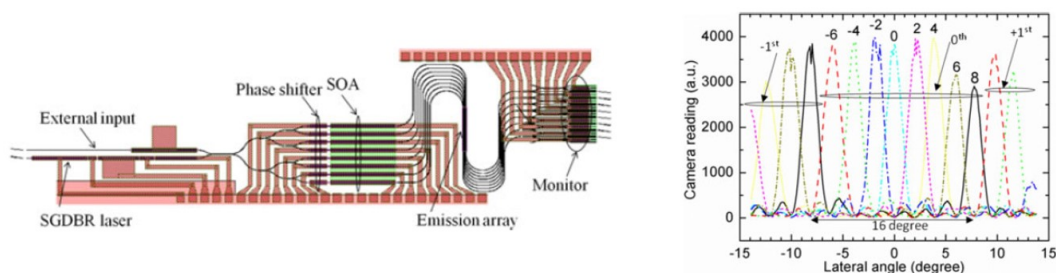


Fig.1.8 InP 2D Phased Array scanning device[21].

1.2.4 InP による光フェーズドアレイ

InP をはじめとする III-V 族直接遷移型半導体では、Si 技術でも用いられたキャリア注入効果のみならず、バンドフィリング効果による屈折率変化も観測することができる。バンドフィリング効果ではバンドギャップが等価的に高くなるため、扱っている光での（すなわち、現在見ているエネルギー）での吸収係数が下がる。

Acoleyen らによってなされた 2 次元偏向の素子を、InP によって実現したものが [21] に報告されている。ここでは Sampled-Grating DBR レーザ (SGDBR) を集積したデバイスの例を紹介する。図 1.8 に示したデバイスは、フェーズドアレイへの入射口に SGDBR レーザも集積することが可能である。また、この研究では出射口の部分の後に受光素子を置き、あらかじめ位相変化による偏向方向の目的角において、必要な電流を算出することも行っており、非常に素子としては完成されたものとなっている。波長による偏向方向への偏向の自由度が非常に高く、位相変化による方向も制御した上での高速な 2 次元偏向が可能となった。

1.2.5 光フェーズドアレイにおける変調方式

光フェーズドアレイでは、導波路の屈折率を変化させるための変調方式がいくつか存在する。そのうちの 1 つとして先に述べた熱光学効果が挙げられるが、そのほかに存在する変調の原理を簡潔に以下にまとめる。

自由キャリアプラズマ効果 バンド内の自由キャリア吸収により屈折率が下がる効果 [22].

バンドフィリング効果 キャリア注入によって、伝導体の底が電子で埋められてバンドギャップが等価的に大きくなり、吸収波長がシフトする変化 (図 1.9(a))[23].

フランツ・ケルディッシュ効果 波動関数のしみ出しにより等価的なバンドギャップが小さくなる (図 1.9(b))[24].

量子閉じ込めシュタルク効果 電界印加による波動関数の移動で等価的なバンドギャップが小さくなる効果 (図 1.9(c))[25].

1.3 光垂直カプラ

2 次元の光スキャニングについて、スキャニングを行う面について述べる。一般に前節で述べた方式は素子 (光の伝搬する平面) に対して平行な面上にスポット形成を行う。すなわち、光を

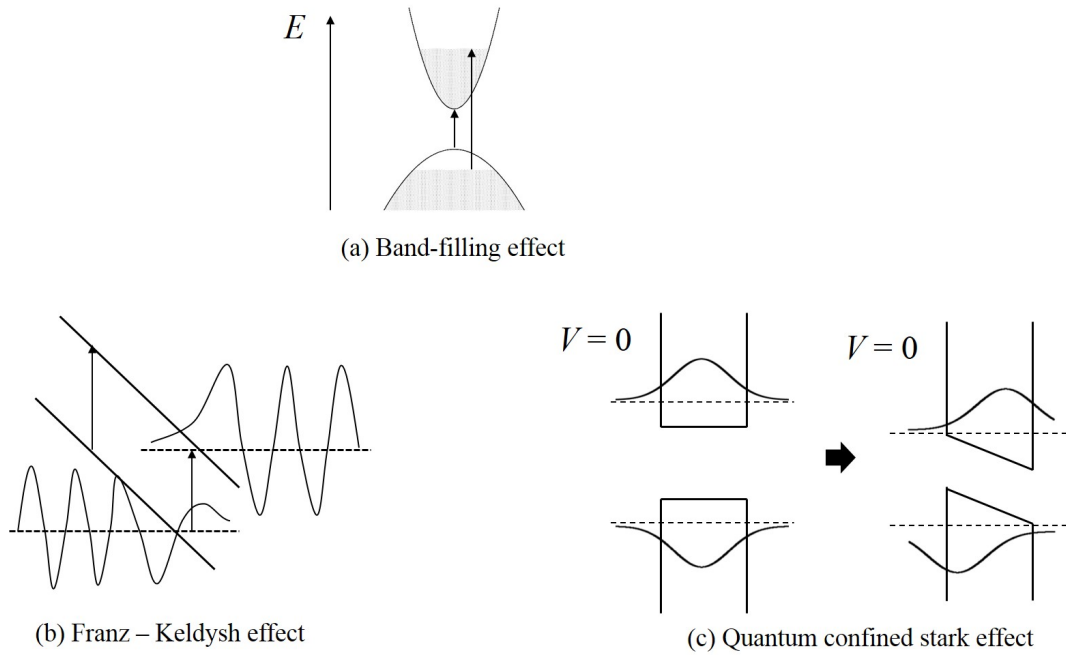


Fig.1.9 Types of modulating refractive index.

素子から垂直に取り出す方法が主体となっている。近年では、変調素子とは別に 3 次元導波路積載構造をもったチップを用意し、それらを連結させることで素子の面に対し垂直な平面上でスキューニングを行う取り組みも報告されている [26]。前者については、光を垂直に取り出すために光垂直カプラを作製することになるが、これには大きく 2 種類が存在する。

まずは、回折格子である。これにはも述べたように多くのデバイスに集積されており、電磁界解析を行うにあたっての定式化の手法も報告されている [27]。しかし、このデバイスでは垂直な方向に取り出す際にはチップの片面のみに光を取り出すということが難しく、両面に光が取り出されてしまう。また、取り出し効率が最大となる方向について波長依存性が存在すること、また作動中の熱などの効果により回折格子の格子間隔のずれが発生するため、安定した動作の確保が難しいという問題点がある。

そのほかにも、斜め面に光導波路を加工してミラーの働きをさせることにより、垂直カプラを実現する試みが [28, 29] に報告されている。この光垂直カプラでは回折格子のときに発生した両面に光が取り出される問題を解決しやすく、効率のよい光取り出しが可能となっている。また、安定動作も可能である。しかし、回折格子では存在する数値解析前の定式化があまりされていない。また、この構造を実現するための半導体プロセスにも課題点が存在する。

図 1.10 および図 1.11 に示した斜め反射型光垂直カプラでは、反応性イオンエッチングや集束イオンビームエッチングでこの構造を実現している。前者では電気力線をシミュレートし、チャンバー内部にアルミ治具を計算結果に沿って配置することでカプラの実現がされている。これを産業レベルで実現することを考えると、チャンバー内部に半導体ウェハを傾けて配置することになる。このときに、傾いたウェハの上部と下部でエッチングが均等に行われるかといった課題点や、ウェハを傾けておくためのチャンバーの体積も拡大が必要となっている。他にも、ポリマー型導波路に対してフォトリソグラフィを斜めに行いエッチングを行うことで斜め面を確保する試みもある [30] が、これも体積の大きな容器の中でリソグラフィを行う必要がある。

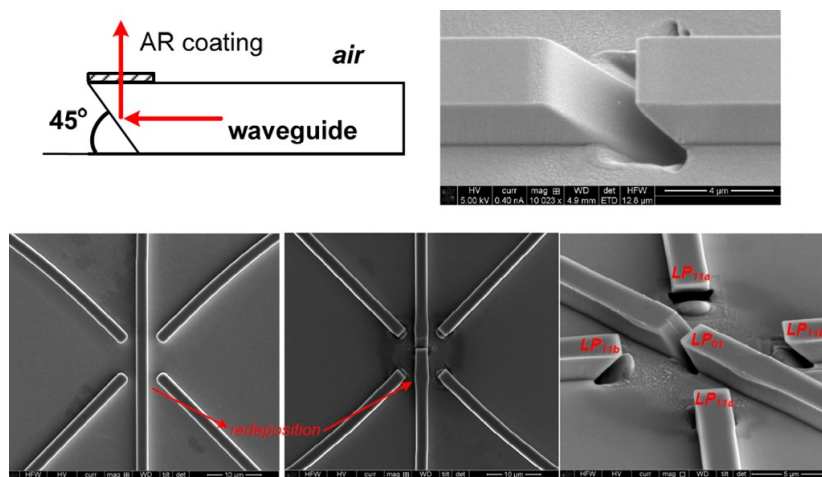


Fig.1.10 Vertical optical coupler by Focused Ion Beam(FIB) etching[28].

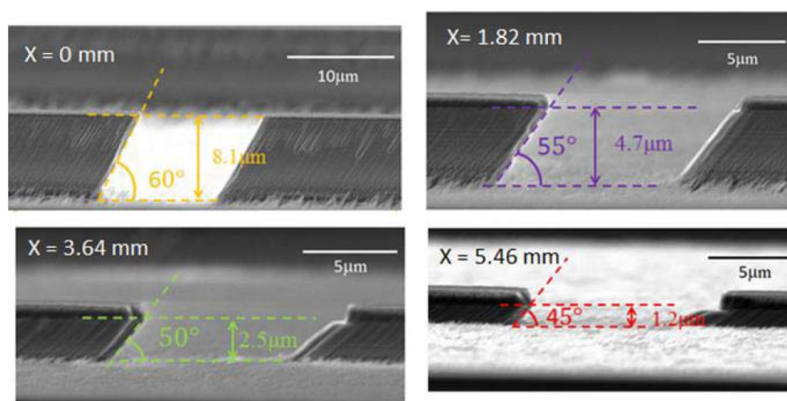


Fig.1.11 Vertical optical coupler by 2 jig[29]

1.4 本研究の目的

本研究は、チップ面に対して垂直方向へ光を出射する2次元光フェーズドアレイ光集積素子の実現を目標としたものである。当研究室にて作製ノウハウおよび検証技術が確立されている低消費電力および高速スキャンングを可能とした光フェーズドアレイ技術について、広帯域かつ大規模なスキャンング技術への応用へ向け、異方性ウェットエッチングプロセスにより得られる構造を光垂直カプラとして集積し、光スキャンングを行うことを目標とする。そのために、大規模2次元光フェーズドアレイ素子の具体的な構造を考案し、その動作特性についてシミュレーションを行う。

1.5 本報告書の構成

本章では光スキャンングにおける各スキャンング方法をまとめ、その中の1つとして光フェーズドアレイを述べた。第2章では、フェーズドアレイ光集積素子を作製するうえでの電磁界解析の基本原則、および光フェーズドアレイの解析に用いられる空間光学系について述べる。第3章

では、実際に 2 次元裏面出射型光フェーズドアレイの設計をシミュレーションを交えながら行い、その動作特性およびサイズについての議論を行う。第 4 章ではその 2 次元光フェーズドアレイを作製するにあたり必須となる光垂直カプラの集積のために、まず 1 次元へ集積した形での光フェーズドアレイの作製プロセスについて述べる。本研究室において明確な条件出しが未だ行われず、本研究の中で新たに行ったものについてはその条件出しについて記載する。その後、試作した 1 次元光フェーズドアレイの評価について第 5 章でまとめ、最後に第 6 章で結論および今後の課題を述べる。

第 2 章

原理

本章では、光フェーズドアレイを扱うにあたり必要となる電磁波の伝搬理論、およびその数値的解析法を [31] にまとめられた定式化の手法をもとに述べる。参考文献については各節ごとに説明に長けたものをとっているが、文献によって数式や物理量の捉え方が異なることが多い。そのため、参考文献にある表式とは少し係数などで異なる部分も生じていることに注意されたい。

2.1 電磁界の基本原則

まず、電磁界の基本原則について [31] をもとに議論を進める。

2.1.1 マクスウェル方程式

電磁波は電界 \mathbf{E} 、磁界 \mathbf{H} のベクトルを用いたマクスウェル方程式に従う。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.4)$$

ここで、 \mathbf{J} は電流密度、 ρ は電荷密度である。一般に、誘電率 ε 、透磁率 μ に対して

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.6)$$

という関係式で電束密度 \mathbf{D} 、磁束密度 \mathbf{B} が得られる。また、真空中の誘電率 ε_0 、透磁率 μ_0 に対して上の誘電率や透磁率の比を各々比誘電率 ε_r 、比透磁率 μ_r と呼び、これらにより媒質の屈折率を

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (2.7)$$

として得ることができる。ここで、非磁性物質では $\mu_r = 1$ としてよいので、以降 $n = \sqrt{\epsilon_r}$ とする。ここで式より

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.8)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.9)$$

これらの式は \mathbf{E} , \mathbf{H} が置き換わっただけの形をしているので統一して

$$\nabla^2 \mathbf{U} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.10)$$

という形で表すことにしよう。これは波動方程式と呼ばれる。さて、この式の解 \mathbf{U} に対して

$$\mathbf{U} = U(\mathbf{r}) \exp(2j\pi f t) \quad (2.11)$$

の形で与えられると仮定する。ここで、実際に観測される電界や磁界に相当する \mathbf{U} を \mathbf{u} で表すことにすると

$$\mathbf{u} = \text{Re}[\mathbf{U}] \quad (2.12)$$

すなわち実部をとることとなる。さて、この解の形を想定すると

$$\nabla^2 \mathbf{U} + (k^2 - 2j\pi f \mu_0 \sigma) \mathbf{U} = 0 \quad (2.13)$$

であり、ここで

$$k = 2\pi f \sqrt{\epsilon \mu_0} \equiv k_0 n \quad (2.14)$$

$$k_0 = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (2.15)$$

である。媒質が無損失の場合にはこの式は

$$(\nabla^2 + k^2) \mathbf{U} = 0 \quad (2.16)$$

となるが、これはヘルムホルツ方程式と呼ばれる。光学領域では一般的に $\sigma = 0$ として計算するので、今後はこのヘルムホルツ方程式を解析することとなる。

2.1.2 平面波の伝搬と伝搬定数

伝搬する光を解析するための最も扱いやすい方法は伝搬方向に対して等位相面が垂直になっている平面波を考えることである。平面波は光学の領域では伝搬方向を z 軸にとる。前節で扱った $2\pi f$ を角周波数 ω とし、 \mathbf{E} , \mathbf{H} は z に対して $\exp(-jk_z z)$ の項に比例した z 依存性をもつと

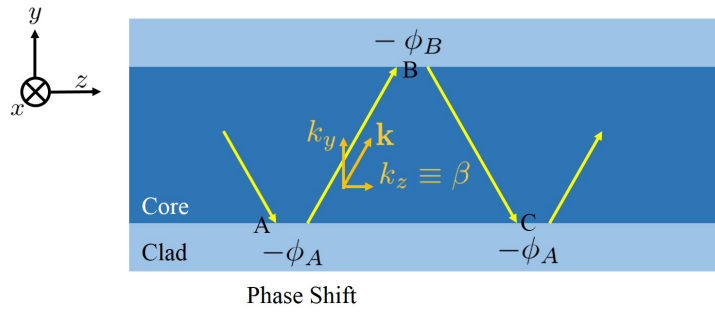


Fig.2.1 The model of light propagating in waveguide.

する. このとき k_z を伝搬定数と呼び, $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ とできるので

$$jk_z E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (2.17)$$

$$jk_z E_x = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.18)$$

$$H_z = 0 \quad (2.19)$$

$$jk_z H_y = j\omega\epsilon E_x \quad (2.20)$$

$$-jk_z H_x = j\omega\epsilon E_y \quad (2.21)$$

$$E_z = 0 \quad (2.22)$$

である.

光の等位相面が伝搬する速度は位相速度 (v_p) と呼ばれ,

$$v_p = \frac{\omega}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu_0}} \quad (2.23)$$

であり, 真空中の位相速度は

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \quad (2.24)$$

となり, 光速の値を得る. これに対して光のエネルギーの伝搬速度を群速度として v_g と表す. 群速度は位相速度と比較して, 光短パルス全体が移動する速度に相当する. 光波の伝搬方向に対して位相が 2π 変化する量を波長とよび, λ で与える.

2.1.3 光導波路

光集積回路における光の伝搬には, 光を伝搬させるための道, すなわち導波路が必要となる. 光導波路の簡単な仕組みは, 屈折率差を生み出すことにより高屈折率中の物質に光を「閉じ込める」ことにある. 屈折率の異なる誘電体の境界面に, 屈折率の高いほうから光をある一定の角度より大きい角度で入射させると, 光は全反射をして屈折率の小さいほうへは光が出ないようになる. この現象を利用して光を閉じ込めるものが光導波路である. 屈折率の高い誘電体はコアとよばれ, 屈折率の小さい誘電体はクラッドと呼ばれる.

図 2.1 のように光が伝搬する際に, 点 A から B を経由して C に至る際に y 方向の位相変化量が 2π の整数倍となると, 平面波は y 方向に定在波を形成する. 定在波を形成するので, y 軸方向に一定の分布を持った状態で z 軸方向へ伝搬をする. この伝搬様式をモードとよぶ. ここで,

平面波の電磁界 \mathbf{E} , \mathbf{H} については \mathbf{E} が y - z 面に垂直になる TE 波と y - z 面に平行になる TM 波が存在する. このとき, 幾何的に波数ベクトルにおいて

$$k_z = k_0 n_1 \sin \theta \equiv \beta \quad (2.25)$$

である. この β の物理的な意味を考える. 光は光線光学的には図 2.1 に示したように反射をくり返しながら z 方向に伝搬するが, これが仮に反射をせずに z 方向に直進する場合には光の感じる屈折率は反射をくり返したときのそれとは異なるはずである. このようにして考えると, 別の屈折率が必要となるが

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.26)$$

という形での屈折率を光が感じる, ということになる. この屈折率を等価屈折率とよぶ.

2.2 等価屈折率法

引き続き [31] に基づき解析を進める. 光伝搬の解析方法として, 等価屈折率法が存在する. これは, 図 2.1 に示すように z 軸方向に伝搬する波を考える際の計算手法である. 厳密に 3 次元の空間内での波動方程式を解くことは容易ではない. そこで, y 軸方向に一様な物質を仮定しその内部を伝搬する波を考えることで, 3 次元の波の伝搬を 2 次元で考えることができる.

2.2.1 スラブ層の解析

まず, 半導体の積層構造における屈折率の計算の概要を述べる. 一様な方形光導波路において角周波数 ω , 伝搬定数 β の光波が z 軸方向へ伝搬する場合, その電磁界 \mathbf{e} , \mathbf{h} が

$$\mathbf{e} = \mathbf{E}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.27)$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{H}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.28)$$

$$(2.29)$$

という形で与えられると仮定しよう. 図 2.2 に示すような多層誘電体を考える. このとき, 媒質は x 方向に一様であるとする. このとき $\partial/\partial x = 0$ であるので Maxwell 方程式は

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (2.30)$$

$$-j\beta E_x = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.31)$$

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} - j\omega\mu_0 H_z \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \quad (2.33)$$

$$j\beta H_x = j\omega\epsilon n^2 E_y \quad (2.34)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_z \quad (2.35)$$

と変形できる. この式は $[E_x, H_y, H_z]$ と $[H_x, E_y, E_z]$ の電磁界成分を持つ 2 つの独立な波を表す. 前者が TE 波, 後者が TM 波に対応する. 以降はそれぞれの波について解く方程式が異なる.

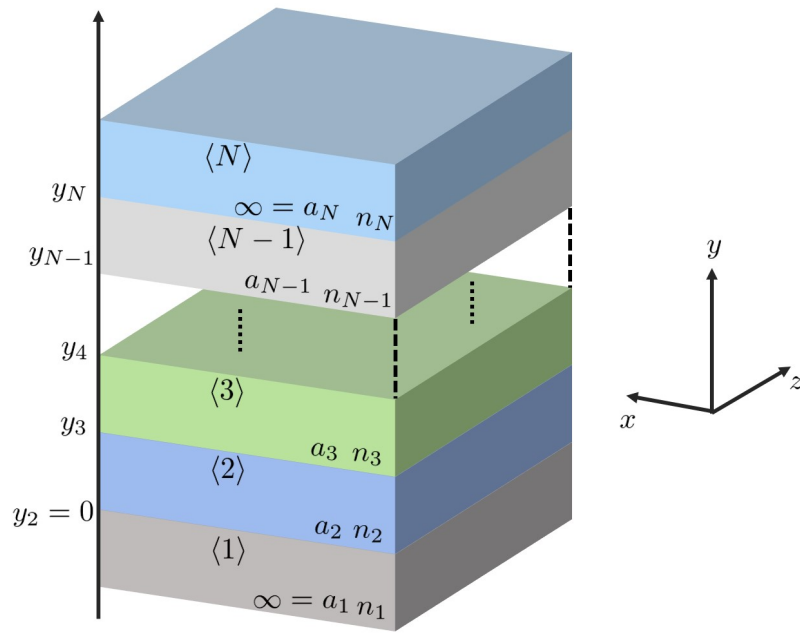


Fig.2.2 2D plane slab waveguide with multi layer.

る。まず TE 波については

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)E_x = 0 \quad (2.36)$$

$$H_y = \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_x \quad (2.37)$$

$$H_z = -\frac{j}{\omega\mu_0} \cdot \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.38)$$

であり，TM 波については

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)H_x = 0 \quad (2.39)$$

$$E_y = -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0 n^2} H_x \quad (2.40)$$

$$E_z = \frac{j}{\omega\varepsilon_0 n^2} \cdot \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.41)$$

である，具体的にはそれぞれの第 1 式の波動方程式を解くことで各波の電磁界が求まる。

図 2.2 において下から数えて k 番目の層を $\langle k \rangle$ と表し，その厚さと屈折率を a_k, n_k として表すことにする。また， $\langle k+1 \rangle$ と $\langle k \rangle$ の層の境となる部分の y 座標を y_{k+1} で表すことにする。このとき， $y_2 = 0, a_1 \rightarrow \infty, a_N \rightarrow \infty$ という仮定を行う。この仮定の下で計算を行うと， $\langle i \rangle$ での電界，磁界における E_{xi}, H_{xi} は

$$E_{xi}, H_{xi} = A_i \exp[-jk_{yi}(y - y_i)] + B_i \exp[jk_{yi}(y - y_i)] \quad (2.42)$$

で与えられる。

ここで, $k_{yi} = \sqrt{k_i^2 - \beta^2}$, $k_i = k_0 n_i$ である. $y = \pm\infty$ での導波光の界分布が収束する条件から, $B_1 = A_N = 0$ である. 次に, 各境界での連続条件から

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} C_{i1} & C_{i2} \\ C_{i3} & C_{i4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} \quad (i = 2, 3, \dots, N-1) \quad (2.43) \\ C_{i1} &= \frac{k_{yi} + k_{yi-1} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(-jk_{yi-1} a_{i-1}) \\ C_{i2} &= \frac{k_{yi} - k_{yi-1} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(jk_{yi-1} a_{i-1}) \\ C_{i3} &= \frac{k_{yi} - k_{yi-1} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(-jk_{yi-1} a_{i-1}) \\ C_{i4} &= \frac{k_{yi} + k_{yi-1} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(jk_{yi-1} a_{i-1}) \end{aligned}$$

$y = y_N$ での境界条件から

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} B_N \\ B_N \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} C_{N1} & C_{N2} \\ C_{N3} & C_{N4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{N-1} \\ B_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{N1} \\ B_{N2} \end{pmatrix} \quad (2.44) \\ C_{N1} &= \exp(-jk_{yN-1} a_{N-1}) \\ C_{N2} &= \exp(jk_{yN-1} a_{N-1}) \\ C_{N3} &= -\frac{k_{yN-1} m_N^2}{k_{yN}} \exp(-jk_{yN-1} a_{N-1}) \\ C_{N4} &= \frac{k_{yN-1} m_N^2}{k_{yN}} \exp(jk_{yN-1} a_{N-1}) \end{aligned}$$

ここで,

$$m_i = \begin{cases} 1 & (\text{TE mode}) \\ \frac{n_i}{n_{i-1}} & (\text{TM mode}) \end{cases}$$

である. (2.44) 式の振幅 B_{N1} , B_{N2} は A_1 のみで表せることに注意すると

$$\begin{pmatrix} B_{N1} \\ B_{N2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_1(\beta) \\ C_2(\beta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_1 \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

となるので, 左辺の各成分の大きさが等しいことより

$$C_1(\beta) - C_2(\beta) = 0 \quad (2.46)$$

となるので, ここから伝搬定数 β を決定することが可能となる.

2.2.2 3次元層構造への応用

光導波路には図 2.3 に示すようにコアを凸状に加工した (a) スラブ導波路, (b) リブ導波路, (c) スラブ導波路のコアも切り込んだリッジ導波路, (d) 上側のクラッドを少し残して光の散乱損を減らすストリップ装荷型導波路, (e) 埋め込み導波路, (f) 2重コア埋め込み導波路などが挙げられる.

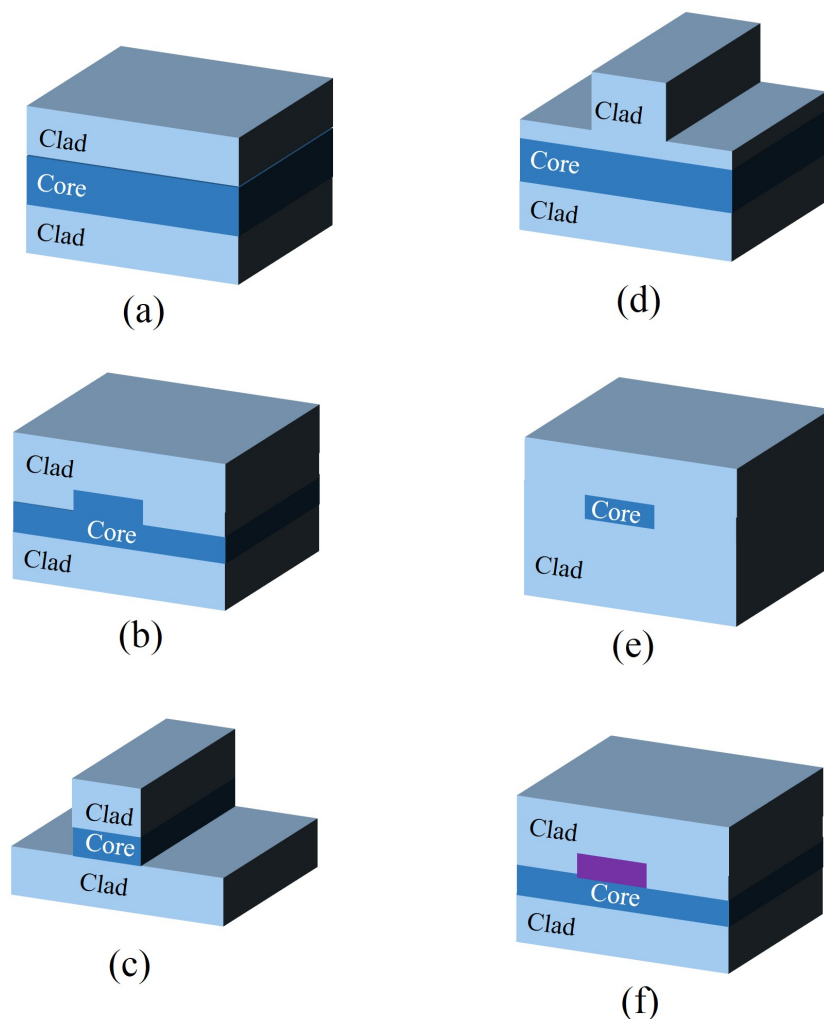


Fig.2.3 The types of waveguide.

ここでは実際に本研究で実証する導波路構造に従い、ストリップ装荷型導波路構造を用いることにしよう。このとき光が感じる方向性は2次元ではなく3次元となる。2.2.1節に述べた方法は一つの方向に対しては常に一様、つまり無限に等しい構造をとるという仮定の下で進んでいる。これを3次元にするためには、導波路を3つ(図形的には2種類)に分けることとなる。各タイプのスラブ層の屈折率を比較し、2種類の屈折率を出す。そうした後は y 方向に一様な構造を仮定することでもう一度2.2.1節の計算により物質自体を伝搬する光が感じる屈折率を計算することができる。これを等価屈折率法とよぶ。なお一般には後述の計算機機能の向上を背景とし、2種類の屈折率を解いた後は2次元のヘルムホルツ方程式を解析的に解く方法がとられている。

2.3 電磁界解析の数値的手法 1:FD-BPM

光波伝搬の解析法として、FD-BPM(Finite Difference Beam Propagation Method, 差分ビーム伝搬法)を採用した[17]。 y 軸方向に一様な (x, z) 2次元空間の単色光の伝搬は、次

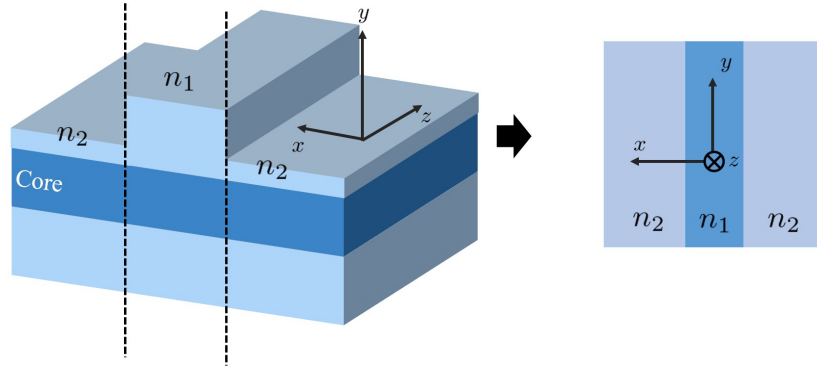


Fig.2.4 The principle of effective index method.

のヘルムホルツ方程式で表される.

$$\frac{\partial^2 E(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, z)}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x, z) E(x, z) = 0 \quad (2.47)$$

この式の解を $E(x, z) = u(x, z) \exp(jk_0 n_0 z)$ とすると,

$$2jk_0 n_0 \frac{\partial u(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial^2 u(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, z)}{\partial z^2} + k_0^2 \{n^2(x, z) - n_0^2\} u(x, z) \quad (2.48)$$

を得る. この式に対して, 伝搬の z 軸方向に対して電界振幅の包絡線の変化が波長オーダーの伝搬に対して緩やかである, すなわち波長程度の距離を伝搬したとしても光が x 軸方向に対してあまり広がらないという過程を行うと

$$\left| \frac{\partial^2 u(x, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k_0 n_0 \frac{\partial u(x, z)}{\partial z} \right| \quad (2.49)$$

という式を用いることができる. この近似を SVA(Slowly Varying Amplitude) 近似という. なお, この近似は光学領域における近軸近似に対応する. これにより得られる

$$2jk_0 n_0 \frac{\partial u(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial^2 u(x, z)}{\partial x^2} + k_0^2 \{n^2(x, z) - n_0^2\} u(x, z) \quad (2.50)$$

をこの解析方法の基本式とし, ここから波数空間での伝搬を考えるフーリエ変換ビーム伝搬法と本項で扱う差分ビーム伝搬法が可能となる.

FD-BPM では, 解析空間を次式で表されるように離散化を行う.

$$u(m\Delta x, l\Delta z) = u_m^l \quad (2.51)$$

$$n(m\Delta x, l\Delta z) = n_m^l \quad (2.52)$$

この離散化に伴い, 以下の式が得られる.

$$-bu_{m+1}^{l+1} + au_m^{l+1} - bu_{m-1}^{l+1} = b_{m+1}^l - cu_m^l + bu_{m-1}^l \quad (2.53)$$

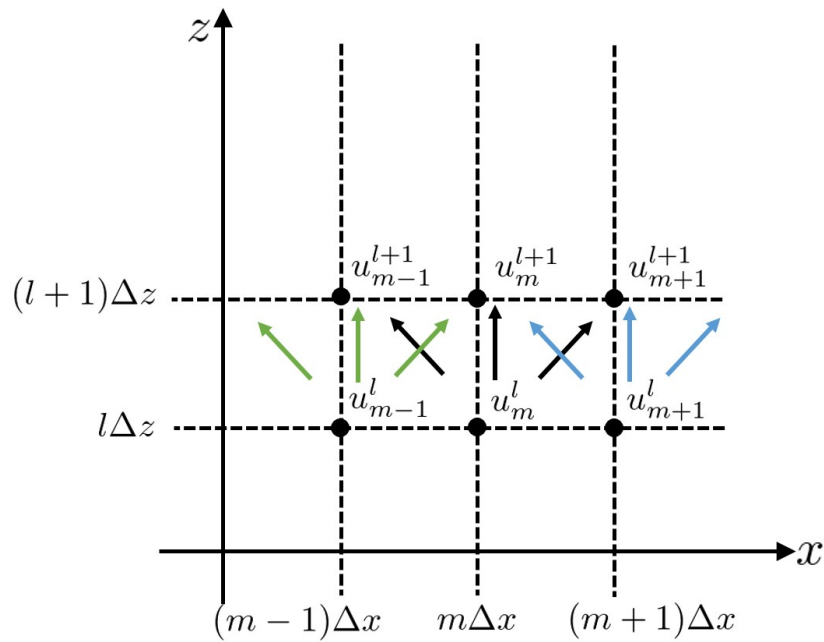


Fig.2.5 The principle of FD-BPM method.

ここで,

$$a = \frac{\Delta z}{(\Delta x)^2} - \frac{k_0^2 \Delta z}{2} \left\{ (n_m^{l+1})^2 - n_0^2 \right\} + 2jk_0 n_0 \quad (2.54)$$

$$b = \frac{\Delta z}{2(\Delta x)^2} \quad (2.55)$$

$$c = \frac{\Delta z}{(\Delta x)^2} - \frac{k_0^2 \Delta z}{2} \left\{ (n_m^l)^2 - n_0^2 \right\} - 2jk_0 n_0 \quad (2.56)$$

である. 図 2.5 に示すように, ある点の電磁界分布はその前の段階の z の 3 隣接点の電磁界分布により算出されるということになる.

(2.53) 式は連立方程式となり, すなわち三重対角行列での式となるため, 解析が可能となる. なお, この計算方法では z 軸方向 (伝搬方向) の隣接する 2 点の距離が Δz のとり方によって異なる. 具体的には, Δz を大きくしていくと計算結果として得られるものは本来の分布を z 軸方向に拡大していったものとなる. そのため, なるべく $\Delta z \rightarrow 0$ の領域での計算を行うことが必要である. また, (2.53) 式における m については両端ではその前の段階の z で 3 隣接点をとりうとすると 2 点しかとることができない. そのため, 境界条件を設定することが必要となる.

FD-BPM では後述の FDTD 法に比較して計算量を減らすためにも 3 次元でのシミュレーションは行われず, 等価屈折率法により算出された屈折率分布を用いて 2 次元的に解析を行うことが多い.

2.4 電磁界解析の数値的手法 2:FDTD 法

電磁界解析において, 電磁界の空間・時間変化をマクスウェル方程式の直接差分化によって求める方法を有限差分時間領域法 (Finite-Difference Time-Domain, FDTD 法) と呼ぶ [32].

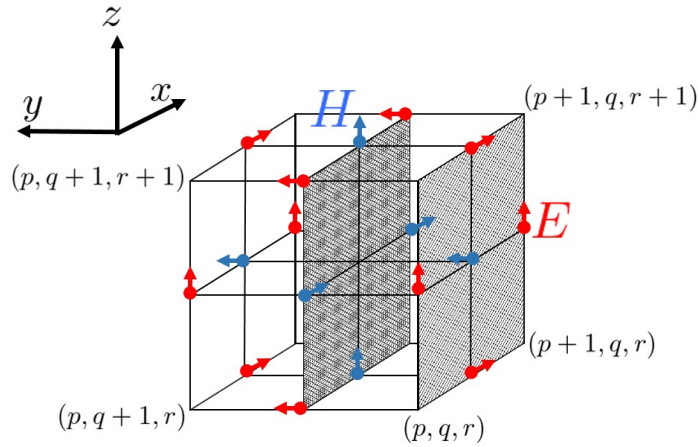


Fig.2.6 The principle of FDTD method.

時空間を

$$x = p\Delta x, y = q\Delta y, z = r\Delta z \quad (p, q, r \text{ は整数}) \quad (2.57)$$

となるように解析空間を $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ の 3 辺により構成される微小立体で分割する。また、時間についても整数 s を用いて

$$t = s\Delta t \quad (2.58)$$

で表す。このようにして、時刻 t における座標 (x, y, z) での電界または磁界ベクトルを $\mathbf{U}^s(p, q, r)$ という形で表記することが可能である。なお、屈折率や比誘電率は $n(p, q, r)$ といったように表す。ここで、 \mathbf{E} に対しては t の指数は整数であり (s の定数倍の式で表せる) \mathbf{H} に対しては s の定数倍 $+\frac{1}{2}$ で表す。これよりマクスウェル方程式を整理すると

$$\mathbf{H}^{s+\frac{1}{2}} = \mathbf{H}^{s-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E}^s \quad (2.59)$$

$$\mathbf{E}^{s+1} = \mathbf{E}^s + \frac{\Delta t}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}^{s+\frac{1}{2}} \quad (2.60)$$

である。これより逐次的に電磁界分布を求めていく方法が FDTD 法である。FD-BPM と同様に、計算領域の境界面での本来は存在しない反射波の影響を減らすためにも、吸収境界条件を用いて電磁界を境界面で強制的に吸収させる方法がとられる。

FDTD 法では、それぞれの座標間隔は $\frac{\lambda}{2}$ 以下、およびクーランの条件式

$$\Delta t \leq \frac{n_{\min}}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\Delta x)^{-2} + (\Delta y)^{-2} + (\Delta z)^{-2}}} \quad (2.61)$$

を満たす必要がある。実際には計算を行う際には座標間隔が $\frac{\lambda}{10}$ 以下に設定されていることが多い。また、入射波源としては TE モードを想定した平面波を入射させたり、パルス波を入射させる。 y 方向に均一な媒質で支配的なものを単一波長で扱うときには前者、周波数特性を検出したい場合には後者を用いる。

2.5 空間中の光伝搬

2.5.1 ガウシアンビーム

ガウシアンビームについては数式で表す際に種々の流儀があるが、ここでは文献 [17] および [33] に沿った表式を行う。再度ヘルムホルツ方程式から進める。2次元平面を伝搬する（すなわち、 y 方向に均一と仮定した）真空中を伝搬する光において、近軸近似の範囲内であるならば (2.16) 式の解として $U(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r}) \exp(-jkz)$ が有効となるので、 $u(\mathbf{r})$ は代入結果である

$$\nabla^2 u + j2k \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.62)$$

を満たす必要がある。ここで近軸近似より $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ であるが、 y 方向に均一なので $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ である。この式の代表的な解として

$$u(\mathbf{r}) = \frac{u_1}{z+C} \exp\left[\frac{-jkx^2}{2(z+C)}\right] \quad (2.63)$$

が得られる。ここで、 u_1, C は複素数としての定数である。 $u(\mathbf{0}) = 1$ となるように定数をとっても一般性は保たれ、このとき $u_1 = C$ である。さて、ここで $C = a - bi$ として計算を行うと \exp の項は

$$\begin{aligned} \exp\left[-\frac{jkx^2}{2(z+a-bi)}\right] &= \exp\left[-\frac{(z+a)ki + bk}{(z+a)^2 + b^2} x^2\right] \\ &= \exp\left[-\frac{kb}{(z+a)^2 + b^2} x^2\right] \exp\left[-\frac{jk(z+a)}{(z+a)^2 + b^2} x^2\right] \end{aligned}$$

であるので z 一定値のもとで $x \rightarrow \infty$ とするとその値が収束しなければならない（有限値関数であるため）ので、この式が（振幅項） \times （位相項）であることに注意すると $b > 0$ である。また、このときに z 軸は $z+a=0$ となるように調整してよく、このことから $a=0$ としても一般性は保たれる。これより、 $C = z_0 j$ (z_0 は正の数、すなわち C は虚部が正の純虚数) としておける。分母に j が存在すると位相項と振幅項の区別がつきにくいいため

$$\frac{1}{z + jz_0} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (2.64)$$

となるように式変形を行い、 $R(z), W(z)$ を定める。これらを代入することによって

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{x^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-jkz - jk \frac{x^2}{2R(z)} + j\zeta(z)\right] \quad (2.65)$$

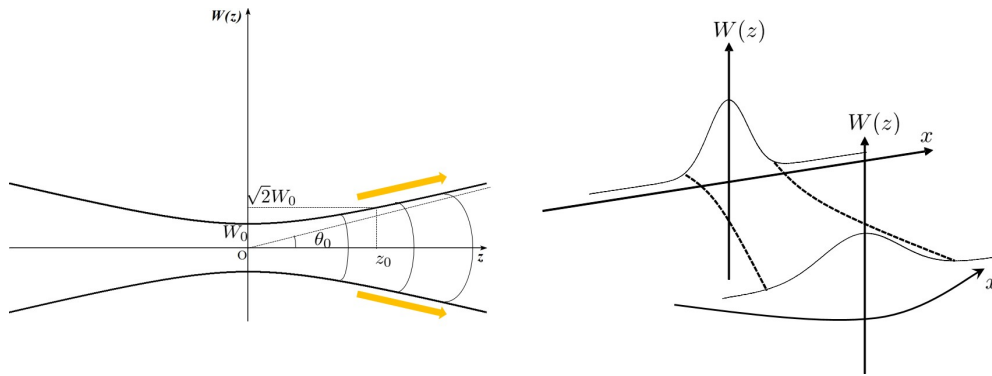


Fig.2.7 (a)The relationship between the Gaussian beam's size and z direction.
(b)The conversion of the coordinate plane.

ただし

$$W(z) = W_0 \left\{ 1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right\} \quad (2.66)$$

$$R(z) = z \left\{ 1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right\} \quad (2.67)$$

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.68)$$

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (2.69)$$

$$A_0 = \frac{A_1}{j z_0} \quad (2.70)$$

である. このときに $z=0$ で $W(z)$ は最小値 W_0 をとるためこの値をウェスト半径とよび, $2W_0$ をスポットサイズとよぶ. この式で与えられるビームをガウシアンビームと呼ぶ.

2.5.2 ガウシアンビームの伝搬理論

$z \gg z_0$ の場合, 式 (2.66) は近似的に $W(z) \simeq \frac{W_0}{z_0} z = \theta_0 z$ とおける. このとき式 (2.69) より発散角度 θ は

$$\frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (2.71)$$

で与えられる. また, ガウスビームの位相は

$$\varphi(x, z) = kz - \zeta(z) + \frac{kx^2}{2R(z)}$$

であるが, この第 3 項が波の等位相面の曲率半径となる. すなわち, $z=0$ で曲率半径 0 , z の増大にともない球面波の波面に近づいていく. そのため, ガウシアンビームは伝搬にともない等位相面が図 2.7 に示すように円筒座標へ変換されて表記されることになる.

この角度広がりによる影響は, 本研究で実証を考えているミラーでの反射での影響が考えられる. 角度に広がりをもつことで, チップ裏面において全反射をして光を取り出すことができないケースがあげられる.

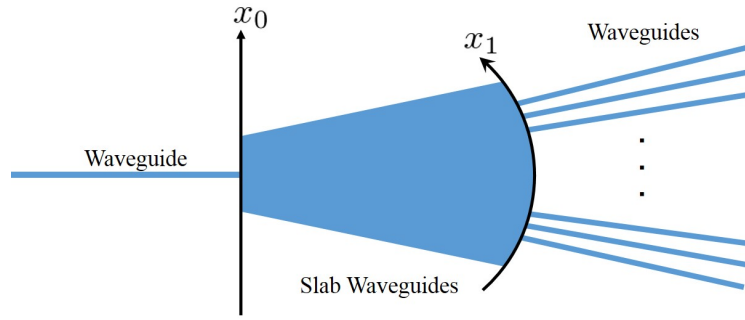


Fig.2.8 The simple model of star coupler.

2.5.3 スターカプラの伝搬理論

先に述べたガウシアンビームの伝搬に伴うビームウェストの拡大を利用した光カプラの 1 つとしてスターカプラが挙げられる. ここでは [34] に従いその原理をまとめる. 図 2.8 に示すように, 円弧の一部をもつ平板導波路 (スラブ導波路) に複数の導波路が接続している. このとき, 入射側の座標軸を x_0 , 出射側の座標軸を x_1 として評価する. 光キャリア周波数 ν_0 , 時間的な振幅変動 $u(t)$ を用いて時刻 t での入射側の強度分布を

$$f_{0,t}(x_0) = u(t)e^{j2\pi\nu_0 t} f_0(x_0) \quad (2.72)$$

として与えらる. このとき, 出射側では

$$f_0(x_1) = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} F\{f_0(x_0)\} \quad (2.73)$$

として出射側の強度分布を得る. ただし, この計算が成立するのは近軸近似の範囲内であり, このスラブ導波路の解析における条件式は入射導波路幅 W に対して

$$L_f \gg \frac{\pi W^2}{4\lambda}$$

であり, 本研究で用いるデバイスではおよそ $W \sim 2.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1550\text{nm}$ であり, 右辺は 0.003mm となる.

2.5.4 MMI カプラ

光を 1 本の導波路から N 本の導波路に分岐させる際に用いられるカプラにはもう 1 つ MMI カプラが存在する. スターカプラではフーリエ変換を基にしているため, 例えば同じ $1 \times N$ 光カプラを考えると中央部と両端に送り出される光にはパワーの差が生じることになる. これに対し MMI カプラでは光を均等に送り出すことができる.

MMI カプラの概要を図 2.9 に示す. MMI カプラはマルチモード導波路の両端にシングルモード導波路が複数個接続された構造をもつ. シングルモードでの入射光はマルチモード導波路部分で高次のモードへと展開される. ここで出射端の導波路の位置を調節することによって, 結像した光を伝搬させることができる.

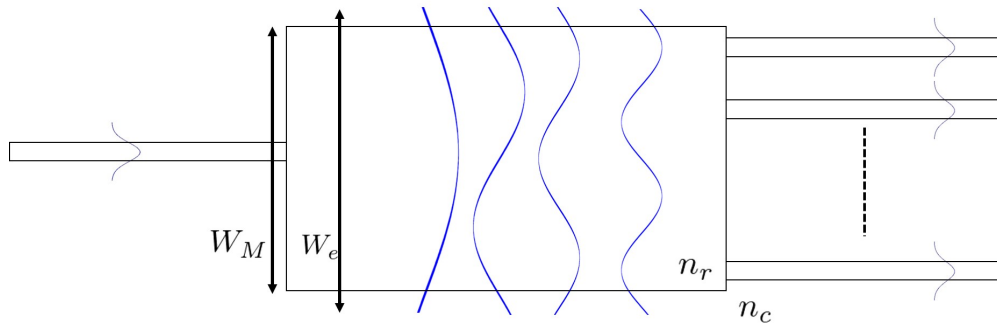


Fig.2.9 The principle of MMI coupler.

以降の計算式は参考文献の [35] および [36] に基づく. W_M はデバイスとしての導波路幅であり, W_e はグース・ヘンシェンシフトを考慮した仮想的な導波路幅である. グース・ヘンシェンシフトにより得られる仮想的な導波路幅はその導波路内を伝搬する光のモードにより異なるが, 屈折率差の大きい閉じ込めが成立する場合にはこの仮想的な導波路幅は基底モードの導波路幅にすべて一致すると仮定する. この幅を統一して W_e と表している. このとき,

$$W_e = W_M + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{2\sigma} (n_r^2 - n_c^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.74)$$

である. TE モードに対して $\sigma = 0$, TM モードに対して $\sigma = 1$ である. この W_e を用いて

$$L_c = \frac{4n_r W_e^2}{3\lambda} \quad (2.75)$$

という量を考えると, $1 \times N$ 光カプラにおける必要なデバイス長さは

$$\frac{3L_c}{4N} \quad (2.76)$$

となる.

2.6 空間光学における回折領域

ここでは, 空間における波動としての光が伝搬とともにどのように変化していくかの概要を [37] に従って述べる. ホイヘンス・フレネルの原理に基づく, 図 2.10 に示すような観測系に対してスクリーン上の観測点 $P(x_0, y_0)$ における回折波の振幅は

$$u_P = \int \frac{A \exp(jkr)}{j\lambda r} dx dy \quad (2.77)$$

で与えられる. ここで, 開口面の開口分布 $f(x, y)$ を用いるとこの式は

$$u_P(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \frac{A \exp(jkr)}{j\lambda r} dx dy \quad (2.78)$$

に変形できる. 通常開口分布の $f(x, y)$ は 0 または 1 をとる関数とされているが, 0 以上 1 以下の実数としても積分は数値解析的には可能となる.

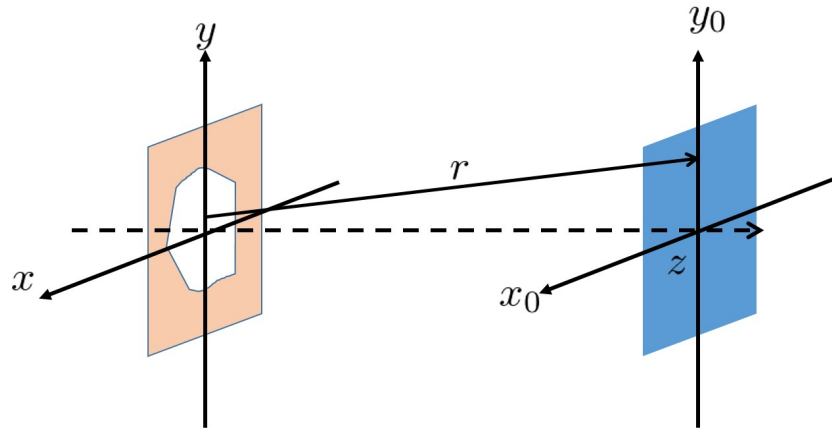


Fig.2.10 The coordinate system for calculation.

2.6.1 フレネル回折・フラウンホーファー回折

(2.77) 式に現れる r は厳密には以下の式で与えられた.

$$r = \sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (2.79)$$

ここで

$$\begin{aligned} r &= z \sqrt{1 + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{z^2}} \\ &= z + \frac{1}{2z} \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\} - \frac{1}{8z^3} \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\}^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.80)$$

であるが、この式において

$$\frac{k}{8z^3} \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\}^2 \ll 1$$

であればこれ以降の項を 0 に収束するとして近似的に無視をしてよい. この条件式は

$$z^3 \gg \frac{\pi}{4\lambda} \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\}^2 \quad (2.81)$$

と変形できる. この近似式が成立する範囲内では

$$u_P(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \frac{A \exp(jkz)}{j\lambda r} \exp\left[\frac{jk}{2z} \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\}\right] dx dy \quad (2.82)$$

として近似できる. このようにして得られる式をフレネル回折式という. さらに r の近似において x^2, y^2 の項を無視すると

$$r = z - \frac{1}{z}(xx_0 + yy_0) + \frac{1}{2R}(x_0^2 + y_0^2) \quad (2.83)$$

であり、この近似が有効となる範囲は

$$z \gg \frac{\pi}{\lambda} (x^2 + y^2) \quad (2.84)$$

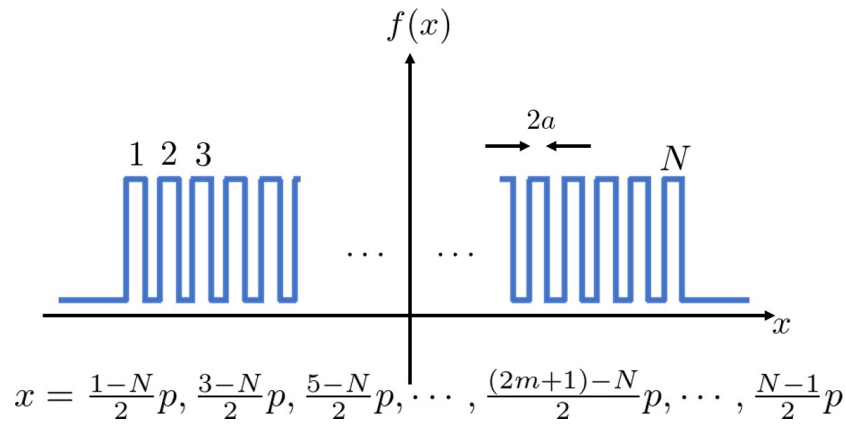


Fig.2.11 The grating window model in Fourier optics.

であり，このときには

$$u_P(x_0, y_0) = \frac{A}{j\lambda z} \exp(jkz) \exp\left\{j\frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right\} \\ \times \iint f(x, y) \exp\left\{-j\frac{k}{2z}(xx_0 + yy_0)\right\} dx dy \quad (2.85)$$

と書ける．ここで

$$\nu_x = \frac{x_0}{\lambda z}, \nu_y = \frac{y_0}{\lambda z} \quad (2.86)$$

とすると

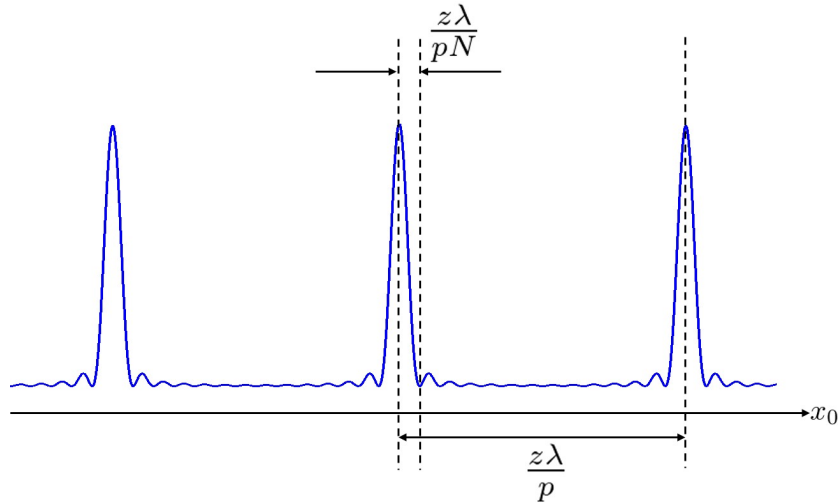
$$u_P(\nu_x, \nu_y) = A' \iint f(x, y) \exp\{-j2\pi(x\nu_x + y\nu_y)\} dx dy \quad (2.87) \\ A' = \frac{A}{j\lambda z} \exp(jkz) \exp\left\{j\frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right\}$$

を得る．この近似が成立する回折をフラウンホーファー回折と呼ぶ．また，これはフーリエ変換の式の形と同一なものとなっている．

2.6.2 回折格子

フーリエ光学の基本的な応用例としては 1 次元回折格子が挙げられる．図 2.11 に示すように，ピッチを p ，開口幅を $2a$ としたスリットが N 個存在する場合に平面波を入射させることを考える．このとき，開口分布 $f(x)$ は

$$f(x) = \begin{cases} 1 & (\text{スリット内部}) \\ 0 & (\text{スリット外部}) \end{cases} \quad (2.88)$$

Fig.2.12 The example of $I(\nu)$.

で与えられる. これにより n 番目のスリットからの回折波の振幅は $m = n - 1$ として

$$\begin{aligned}
 u_n(\nu_x) &= A' \int_{\frac{(2m+1)-N}{2}p-a}^{\frac{(2m+1)-N}{2}p+a} \exp(-2j\pi x\nu_x) dx \\
 &= A' \exp\left[-2j\pi \frac{(2m+1)-N}{2}p\nu_x\right] \int_{-a}^a \exp(-2j\pi x\nu_x) dx \\
 &= A' \exp\left[-2j\pi \frac{(2m+1)-N}{2}p\nu_x\right] \cdot 2a \operatorname{sinc}(2a\nu_x) \\
 &= A' \exp[-j\pi(2m+1-N)p\nu_x] \cdot 2a \operatorname{sinc}(2a\nu_x)
 \end{aligned} \tag{2.89}$$

ここで $A' \exp[-j\pi(1-N)p\nu_x] = A''$ とするとこの式は

$$A'' \exp(-2j\pi m p \nu_x) \cdot 2a \operatorname{sinc}(2a\nu_x)$$

となる. これより全体の回折波は u_n が等比数列になることを利用して

$$\begin{aligned}
 u(\nu_x) &= \sum_{m=0}^{N-1} u_n(\nu_x) \\
 &= A'' u_0(\nu_x) \frac{1 - \exp(-2j\pi p N \nu_x)}{1 - \exp(-2j\pi p \nu_x)}
 \end{aligned} \tag{2.90}$$

このときの強度分布は

$$I(\nu) = (A'')^2 (2a)^2 \operatorname{sinc}^2(2a\nu_x) \left\{ \frac{\sin(\pi p N \nu_x)}{\sin(\pi p \nu_x)} \right\}^2 \tag{2.91}$$

で得られる. この周期性についてプロットを行ったものが図 2.12 にあたる. 遠方の領域では $\frac{\lambda}{p} = \frac{x_0}{z}$ という式に置いて右辺がスキャン角度の \tan^{-1} にあたるので, 回折格子モデルを用いてスキャンを行う際には N および p を決めてしまうとおよそその性能が決定することになる.

第 3 章

設計

本章では、2次元光フェーズドアレイの動作特性のシミュレーションを行う。そのために必要となる解析方法についてここで述べ、また、光垂直カプラを集積するにあたり試作された1次元光フェーズドアレイについて、その具体的な素子の作製方法も述べる。

3.1 2次元光フェーズドアレイ素子の検討

3.1.1 使用する半導体ウェハ

本研究で使用する半導体ウェハの構造を図3.1に示す。この構造でコアおよびクラッドを形成した際の有効屈折率を2.2節に基づいて計算したところ、 $n_c = 3.27$ 、 $n_r = 3.3$ であった。

3.1.2 光フェーズドアレイスキヤニング素子の構成

本研究で検討する光フェーズドアレイスキヤニング素子の概要図を図3.2に示す。光スイッチと同様に光カプラを経て複数の導波路に光が分配される。その後、各導波路に設けられた電極を

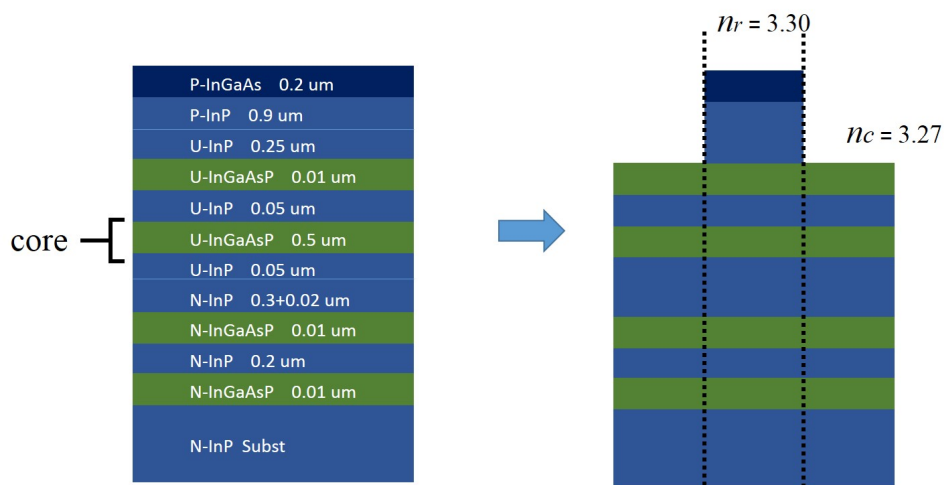


Fig.3.1 The material profile in semiconductor wafer.

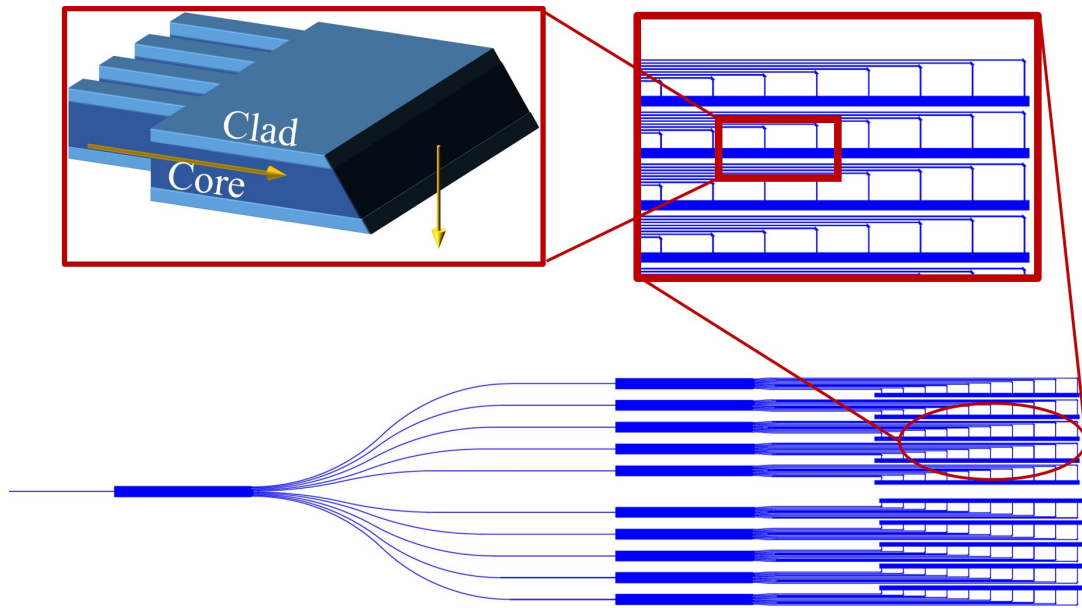


Fig.3.2 The design of 2D Optical scanning device.

通じて電流を流すことにより，変調を行う．最後に，右端の矩形部に入るところで光垂直カプラを経てチップ裏面に光が出射される．

このような光デバイスを作製する際には，導波路の曲げ半径の存在を考慮が必要となる．導波路作成時にはウェットプロセス・ドライプロセスの両者が考えられるが，ウェットプロセスでは 1000 μm 程度，ドライプロセスでも 500 μm 程度までしか導波路の曲げ半径を下げることはできない．そのため，導波路内に全反射ミラーを用いることで具体的には 1 個のミラーにつき 0.7dB までの損失を抑えたとうえで，導波方向を 90 度変換するミラーの集積を行うことでデバイスサイズを小さくすることが考えられる [38]．

3.1.3 FDTD 法による裏面出射パターンの計算

本研究で採用する形の光垂直カプラについては，数値解析を行う上での計算モデルが必要となる．従来の素子でこれらを集積する際には，光線光学として反射方向があらかじめ定まったものとして設計が行われていたが，本研究ではその反射時のモードの影響なども考慮するため，まず数値計算により具体的な電磁界分布の計算を行った．

図 3.3 に FDTD 法でシミュレートした構造の概要図を示した．2.5 μm 導波路から側面での反射を無視できるほど十分に広いスラブ導波路に入射後，5 μm の位置にミラーを設定する．その後，垂直方向に出射される光を 3 点で測定する．このとき，自由空間では 2 つのモニター面を 1.6 μm 間隔で設置し，空間的な広がりを観察した．モニター面 2 つでの強度分布の広がり方の概要を図 3.4 に示した． x 方向および z 方向に対しての広がり，およびピーク位置の遷移の状況を見るために各ピークを含むように断面をとり，その強度分布を図 3.5 および図 3.6 に示した． x 方向に対しては左右対称な強度分布が保持されるためピーク位置の x 方向への移動は発生しないが， z 方向では 1.6 μm の伝搬に対してピーク位置が 0.25 μm 移動発生するので，出射パターンは素子裏面に垂直な方向に対して 8.9° の方向に移動することとなる．45 度で反射をする際には，光線光学で考えると光は素子に対して垂直に取り出されることになるが，強度が最大となる点の

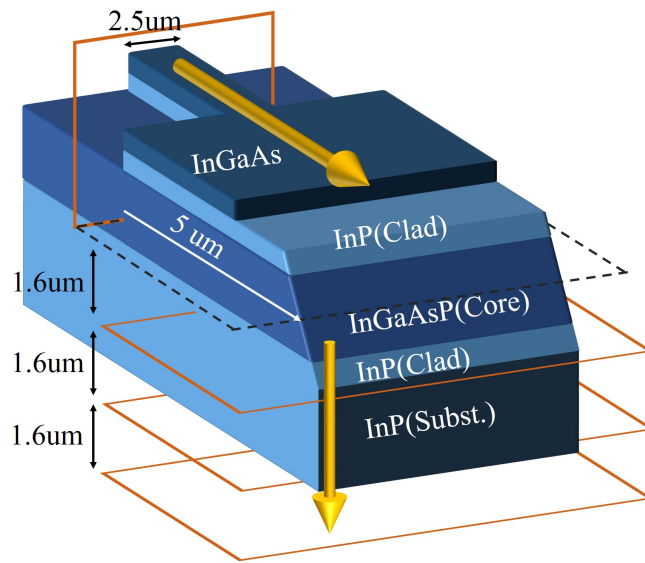


Fig.3.3 The structure of vertical coupler with waveguide.

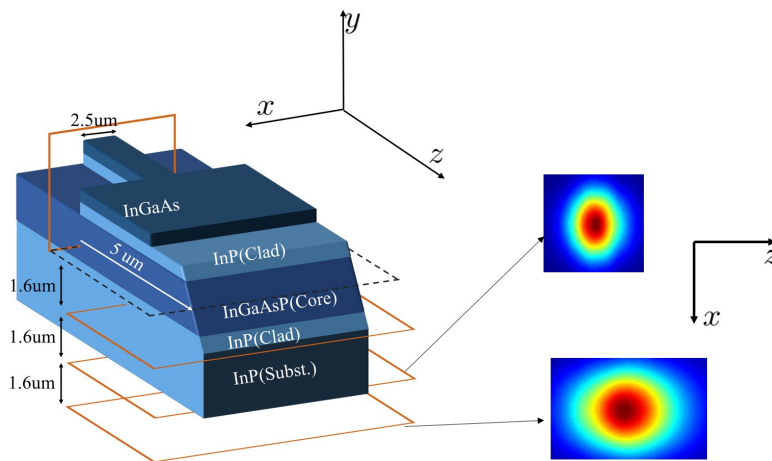


Fig.3.4 The power distribution of 2 monitors.

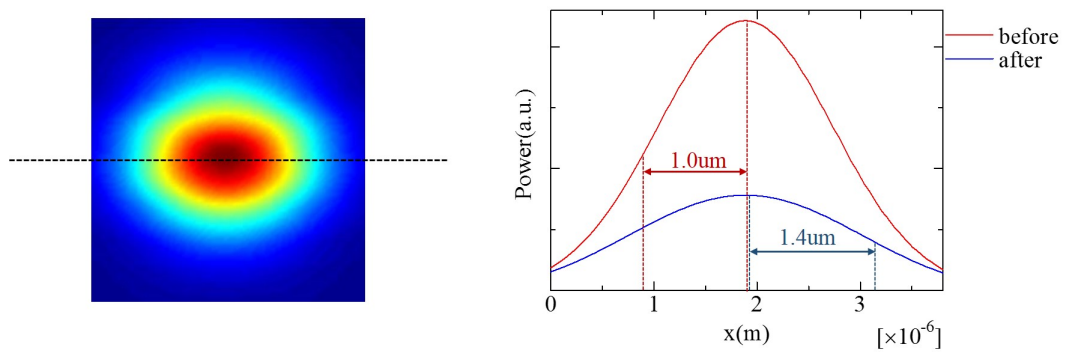


Fig.3.5 The power distribution in x direction with z peak.

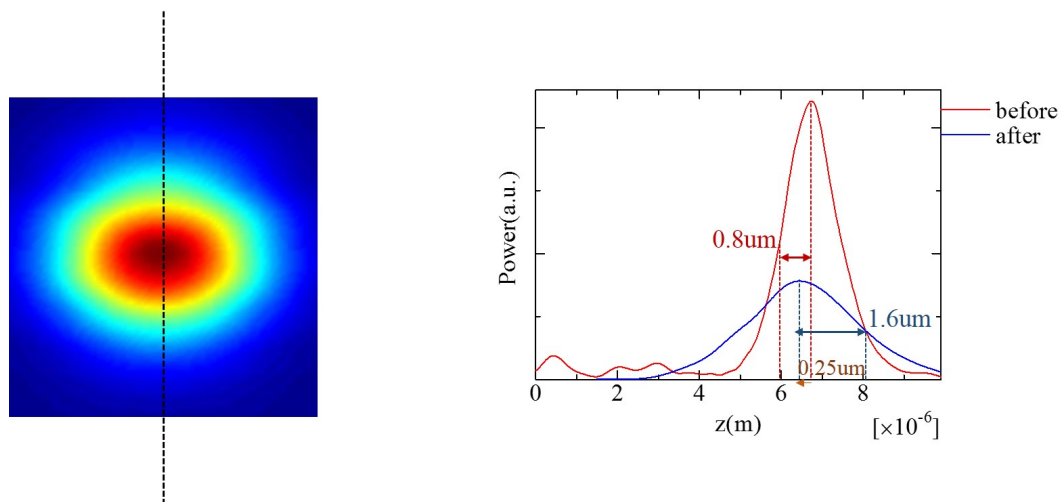
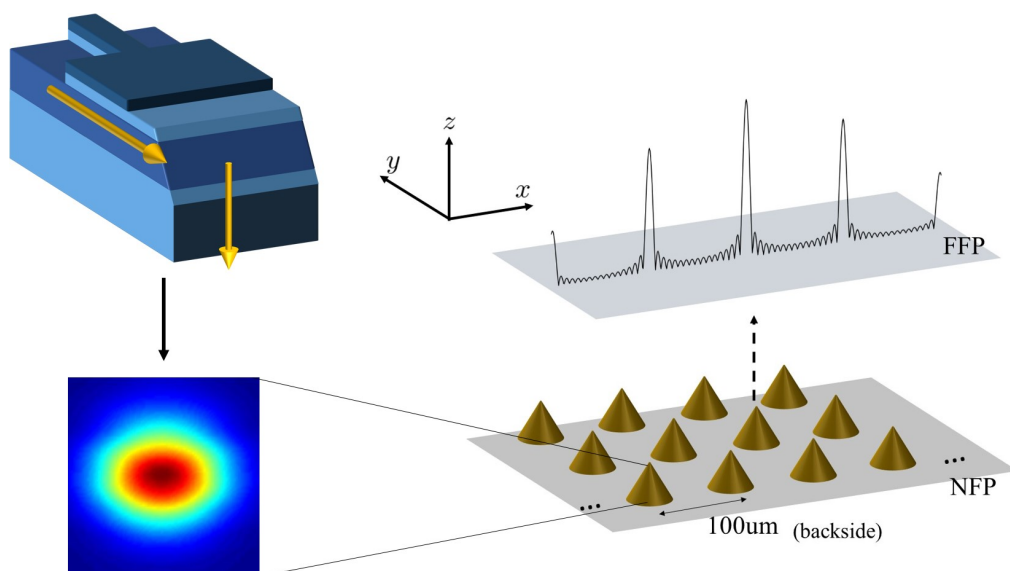
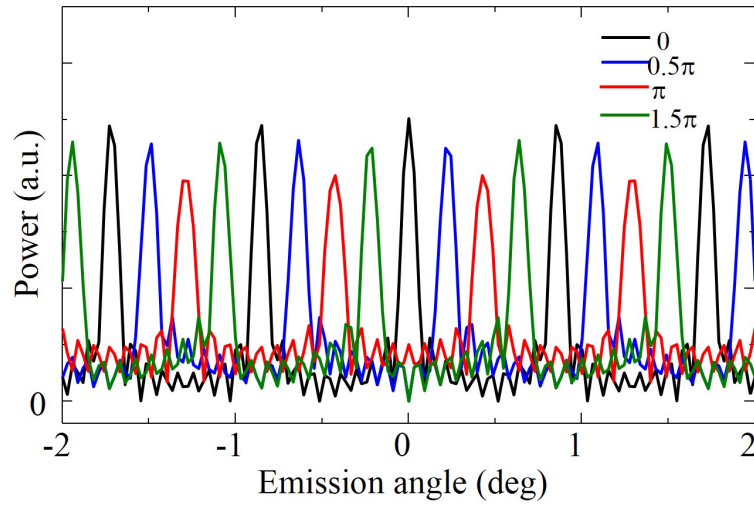
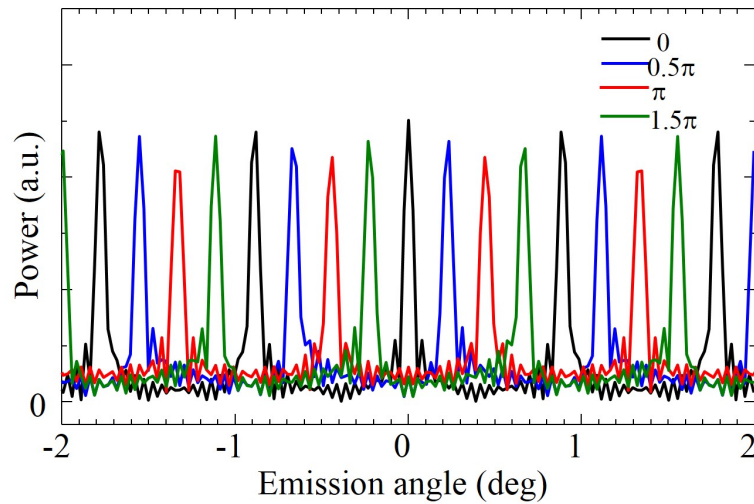
Fig.3.6 The power distribution in z direction with x peak.

Fig.3.7 The method to calculate FFP with Fourier Transform.

軌跡は光は垂直に進行していないことがわかる。これは、導波路構造の観点から光が深さ方向に均一な分布とはなっておらず、すなわちガウシアンビームのような形状から左右(上下)対称でないビームになったため、反射後も左右対称なグラフとはならず、ピーク位置が動いたためであると考えられる。

3.1.4 離散フーリエ変換法による遠視野領域の計算

3.1.3 節で計算された出射パターンを図 3.7 に示すように 2 次元平面上に 1 列に並べ、これをフーリエ変換することにより遠視野領域(以下, Far Field Pattern, FFP と呼ぶことにする)を Mathworks 社の MATLAB を用いて計算した [40]. このときに、離散フーリエ変換を直接計算すると計算量がメッシュ数 N に対して N^2 で現れるが、高速フーリエ変換法により

Fig.3.8 The 10×10 arrays FFP.Fig.3.9 The 16×16 arrays FFP.

$N \log_2 N$ まで減らすことが可能である。また、この高速フーリエ変換法により得られるパターンについては前章で示した回折の原理に存在する z を計算式に含んでいないため、スキャンング角度による強度依存性が示されることとなる。また、図 3.2 に示した型の素子ではその各カプラの縦方向の間隔はその間に含まれる導波路本数の拡大に相関しているため、アレイ数が増えるとサイズも増えることとなる。したがって、アレイ数 $M \times M$ の 2 次元アレイに対しては導波路幅 $\times M$ だけの間隔が少なくとも必要となる。今回は 10×10 、 16×16 で計算を行ったが、それぞれの導波路での結合を避けるためにも 2 次元出射ポート同士の間隔は $100\mu\text{m}$ として計算を行った。なお、光カプラは MMI カプラを想定している。

10×10 、 16×16 のアレイを実装し、各パターンにおいて位相変調を行わせた結果を図 3.8 および図 3.9 に示す。スキャンング角度は前章の回折理論に基づく計算を 2 次元で行い、 0.88° であることを算出した。これは 2 つに共通であるが、半値全幅については 0.10° 、 0.048° を得た。

これらの角度は従来の 1 次元スキヤニングで実証されている 10° 付近の値から見ると小さい値であるが、光学系の設計によりスキヤニング角度をさらに広げることが可能であると考えられる。

3.2 1 次元垂直カプラ集積光フェーズドアレイ素子の検討

前節で計算された 2 次元光フェーズドアレイについては、一度に複数の光垂直カプラを等しく作製する必要が生じる。本研究ではウェットエッチングによりその光垂直カプラを実装するため、まず 1 次元の光フェーズドアレイに同様の光垂直カプラを集積できるか確認を行った。

3.2.1 光カプラの設計

この試作素子では、光カプラとしてスターカプラを用いた。これは、[39]で述べられたように MMI カプラと比較してサイドローブを抑えられるということ、またこれまでの報告例にあるように等しい経路長をもつ複数の光導波路の設計を行うことができるので、電流注入時のオフセット操作をより行いやすくすることを目的とした。2.5.3 節で述べたように、スターカプラでは光が自由空間での伝搬によるビームウエストの拡大を経て複数の導波路に光を入射させるので、スターカプラ末端での光の強度分布は全てにおいて一定ではない。これは、最初に入射した光がシングルモードであるとそれはガウス関数の形となるため、これが自由空間での伝搬をすると (2.73) 式に示したようにフーリエ変換を行うので複数導波路の強度分布もまたガウス関数から得られるものとなる。このときにスラブ導波路の長さが十分でないと、導波路列の外側に位置する導波路に十分なパワーが送り込まれず、長すぎると伝搬損が大きくなり出射光の強度が弱くなる。本研究では $n_c = 3.27$, $n_f = 3.3$, 導波路幅 $2.5\mu\text{m}$, スターカプラ末端の導波路列のピッチ $4\mu\text{m}$ として計算を行い、 $700\mu\text{m}$ で設計することとした。

次に、1 次元での動作を確認するため 3.1.4 節と同様の手法によりスキヤニング角度の計算を行った。図 3.10 に (a) 回折格子モデルにより計算をした遠視野領域の強度分布、(b) スターカプラで 1×17 導波路に分岐させた場合の遠視野領域の強度分布、(c) MMI カプラを仮定して等分配したときの強度分布を示した。これにより、カプラの形状によらずスキヤニング角度は回折格子モデルに一致することがわかる。また、スターカプラを利用した場合には MMI カプラを利用した場合に比べてピークが 2dB 減少するがサイドローブが 4dB 抑えられることも確かめられた。

3.2.2 試作 1 次元素子の設計

ここまでの計算値をもつようにフェーズドアレイにおける各導波路の設計を行う。

まず入射導波路から 17 本の導波路に分かれて一定距離を進むまでの設計を行う [41]。具体的に考える部分を図 3.13 に示した。ここでは、光を 17 本に分ける空間（以降、これをスラブ導波路と呼ぶ）の各導波路までの距離を f 、入射方向に対する各導波路の仰角を $\theta(i)$ 、その後の導波路の曲げ半径、および角度を上から順に $R_1(i)$, $\alpha(i)$ とする ($i = 1, 2, \dots, 17$)。まず、点 P から各導波路末端までの経路長に対して、隣接する導波路との間に ΔL の経路長差をつける。

$$f + R_1(i)\alpha(i) + S_1(i) + S_2(i) = (17 - i)\Delta L + L(17) \quad (3.1)$$

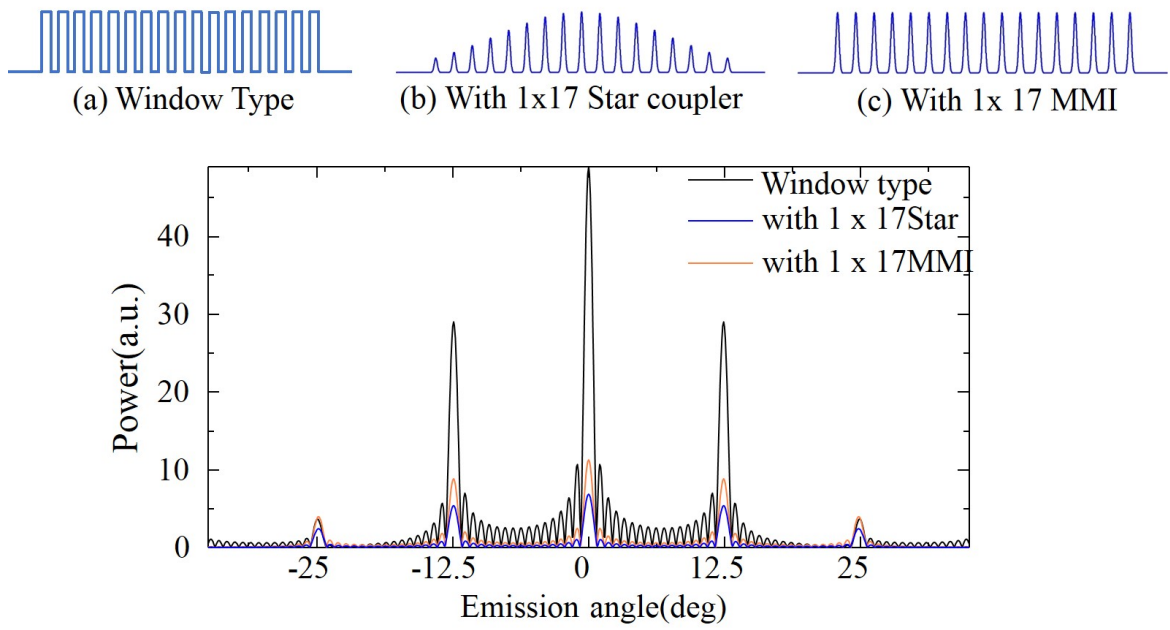


Fig.3.10 3 types of diffraction pattern.

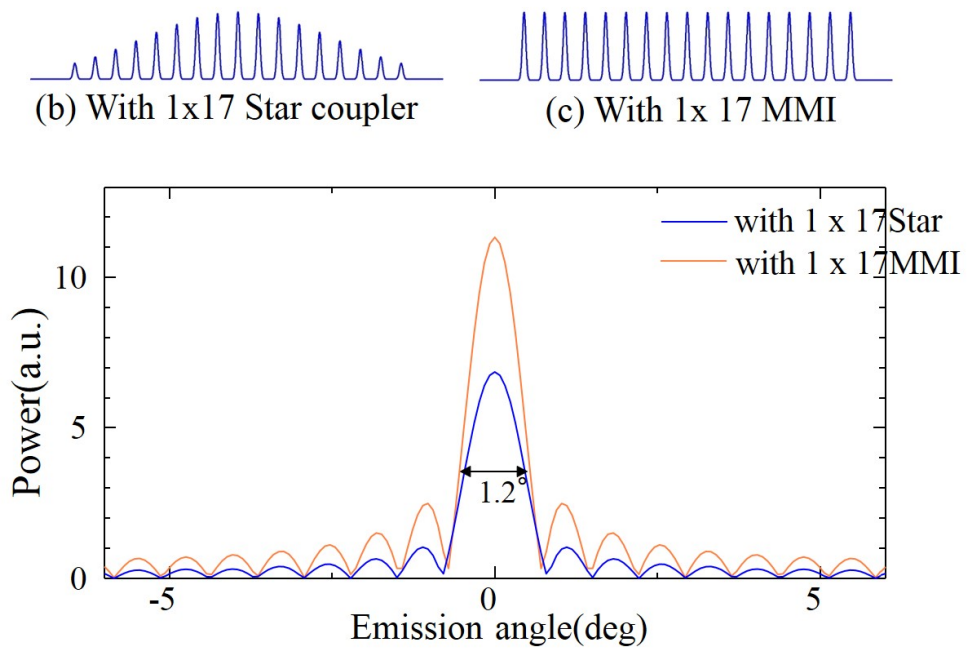


Fig.3.11 Diffraction and power comparison in Star/MMI coupler.

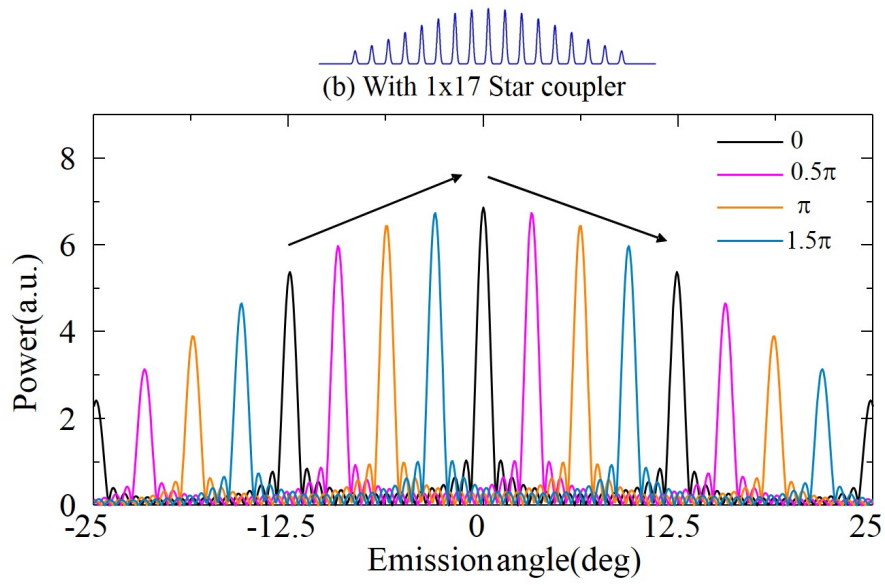


Fig.3.12 The scanning angle test.

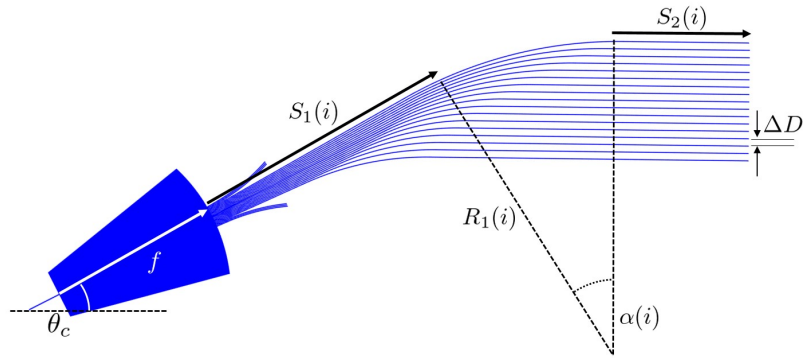


Fig.3.13 The 1st part of phased array scanning device.

である. 次に, 各導波路末端はその伝搬方向に対して垂直に位置していなければならない. したがって

$$(f + S_1(i)) \cos(\alpha(i)) + R_1(i) \sin(\alpha(i)) + S_1(i) = \text{const.} \quad (3.2)$$

また, 隣接導波路は均一なプロセスが行われなければならないので, エッチングの均一性の観点から間隔は一定にしなければならない. 間隔を ΔD とし, y_{17} を定数として

$$(f + S_1(i)) \sin(\alpha(i)) + R_1(i)(1 - \cos \alpha(i)) = (17 - i)\Delta D + y_{17} \quad (3.3)$$

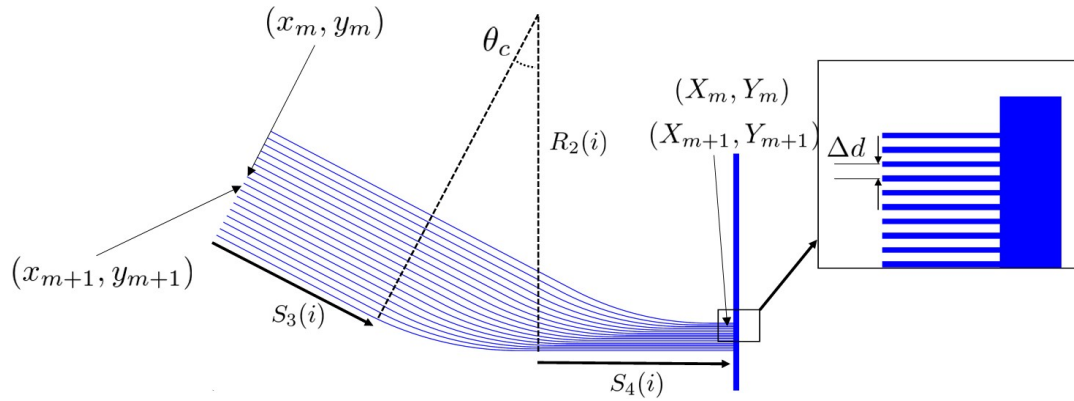


Fig.3.14 The 2nd part of phased array scanning device.

平行導波路から直線状に導波路が伸び円弧の一部を描き，再び直線状の導波路になりスラブ導波路へと入射する．その後，図 3.14 に従い，計算によりシミュレートされたフェーズアレイの平行導波路アレイ部における導波路の間隔，および終端点の座標を利用し各部分のパラメータを算出する．

まず， (x_m, y_m) と (x_{m+1}, y_{m+1}) における光路差が先ほどの ΔL であることより

$$L_2(m) \equiv S_3(m) + R_2(m)\theta + S_4(m) \quad (3.4)$$

$$\Delta L \equiv L_2(m+1) - L_2(m) = \text{const.} \quad (m = 1, 2, \dots, N-1) \quad (3.5)$$

次に， (X_m, Y_m) と (X_{m+1}, Y_{m+1}) の高さの差が Δd で与えられることより

$$Y_m = y_m - S_3(m) \sin \theta_c - R_2(m)(1 - \cos \theta_c) \quad (3.6)$$

$$Y_{m+1} = y_{m+1} - S_3(m+1) \sin \theta_c - R_2(m+1)(1 - \cos \theta_c)$$

$$y_m - y_{m+1} = \Delta D \cos \theta_c \quad (3.7)$$

$$Y_m - Y_{m+1} = \Delta d \quad (3.8)$$

である．そして，デバイスの横方向長さ一定の条件より

$$X_m = x_m + S_3(m) \cos \theta_c + R_2(m) \sin \theta_c + S'_2(m) \quad (3.9)$$

$$X_{m+1} = x_{m+1} + S_3(m+1) \cos \theta_c + R_2(m+1) \sin \theta_c + S_4(m+1)$$

$$X_m - X_{m+1} = 0 \quad (3.10)$$

$$x_m - x_{m+1} = \Delta D \sin \theta_c \quad (3.11)$$

という式が得られる．これらを連立し，前節のようにパラメータを調節することにより各構造のパラメータを得ることができる．

また，ウェハ全体としての変調効果の確認を行うために [42] に示されるような Y 型干渉計を設けた．ただし，ここで純粋な Y 型光カプラを用いると光損失が大きいため，[43] にて提唱された光導波路カプラを設けている．

第 4 章

1 次元試作素子の作製

本章では、前章で述べた光フェーズドアレイ素子の作製について用いられる半導体プロセスを述べ、そのプロセスを利用して作られている試作素子の作製過程をまとめる。

4.1 リソグラフィ

本研究では半導体の表面を μm 単位で加工することが主となる。このためのパターニングを行う技術をリソグラフィとよび、いくつかの露光方式が考えられるが、主に光デバイスの作製において用いられている方式を以下に 2 つ示す。

4.1.1 フォトリソグラフィ

表面に塗布された感光材料に対し、Cr をパターニングしたフォトマスクを介して紫外線を照射する。これにより感光部・非感光部分が存在するのでこれを現像液に一定時間浸すことでその感光の差からパターンを作り出すことが可能である。このときに、表面が純粋に感光材料と密着しにくい場合があるので、感光材料塗布の前に接着助剤を塗布することが多い。本研究ではヘキサメチルジシラザンを主成分とする東京応化工業の OAP を用いている。

感光材料としてのフォトレジストはその粘度から、そのまま放置しても均一に広がることはなく高さの差が表れ感光時の密着性の差を生み、結果としてのパターン粗さを生む。そのため、3000rpm 以上で 1 分程度回転させることによりその膜厚を一定にさせることが必要となる。ただしこのときにサンプル端にはフォトレジストが残り、この部分は中央部分に比較して膜厚が高くなる。

4.1.2 電子線リソグラフィ

電子線リソグラフィ技術は、直接レジストに電子線ビームを当てることでフォトリソグラフィにおける露光と同じ作用をさせ、現像によりパターニングを行う手法である。このリソグラフィでは微細パターンの描画の正確さが利点として挙げられるが、その分大面積のリソグラフィでは時間を要する。今回は最小パターンが $2\mu\text{m}$ であるのでフォトリソグラフィによりパターニングを行うこととした。



Fig.4.1 (a)The isotropy etching. (b)The anisotropy etching.

4.2 ウェットエッチングの概要

本研究で目標とする 2 次元光フェーズドアレイは、光の垂直出射性を必要とする。光集積素子は素子を含む平面上での光の伝搬が基本となっているので、光を取り出す垂直出射カプラの必要性が挙げられる。本研究ではこの垂直カプラをウェットエッチングにて実証する。

4.2.1 ウェットエッチング

エッチング技術にはウェットエッチングおよびドライエッチングが挙げられる。ドライエッチングでは反応性のイオンを素子表面に当てているが、ウェットエッチングでは半導体素子を水溶液に浸すことによりエッチングを行うことができる。このウェットエッチングでの削れ方の大まかな概要が図 4.1 に示されている [44]。(a) ではマスクの下に入り込み、等しい形状でのエッチングが行われている。これを等方性エッチングとよび、通常ウェットエッチングはこのエッチングを指す。(b) では結晶面によってその水溶液に対する反応速度が異なることから特定の結晶面が現れる。このウェットエッチングを結晶異方性エッチングと呼ぶ。

このウェットエッチングについて、反応溶液や温度を変更させ InP ウェハや InP/InGaAsP のダブルヘテロウェハをエッチングしその断面形状を観察する取り組みが [45] によって発表されている。各水溶液に対するウェットエッチングの概要は次節以降に述べるが、この文献の中では $(\bar{1}10)$ 面を見た際に $(0\bar{1}1)$ 面の表出、すなわち 45 度の角度を得る反応水溶液について言及がされている。

InP については、45 度の角度を出すためのウェットエッチング液が他にも言及されているが、例えば $\text{Br}_2 + \text{CH}_3\text{OH}$ 混合溶液もその一つであるがフォトリソマスクに対してはあまり有効ではないという報告例もある [46]。

4.2.2 カプラ作製のための条件出し

まず、文献に沿って InP ウェハのみのエッチングを行う。文献での条件は 20 °C、 $\text{HBr} : \text{HCl} = 2 : 1$ である。この混合比で行ったときの顕微鏡画面を図 4.2 に示す。1 分で 2~3 μm 程度のエッチングが行われ、目視でも判断できる程度のアンダーカットも入っている。

このエッチング後の断面 SEM 像を図 4.3 に示した。HCl の反応性の高さから、エッジの角度が非常に低いものとなっている。

次に、InP/InGaAsP ウェハのエッチングテストウェハとして採用したものの構造を図 4.4 に

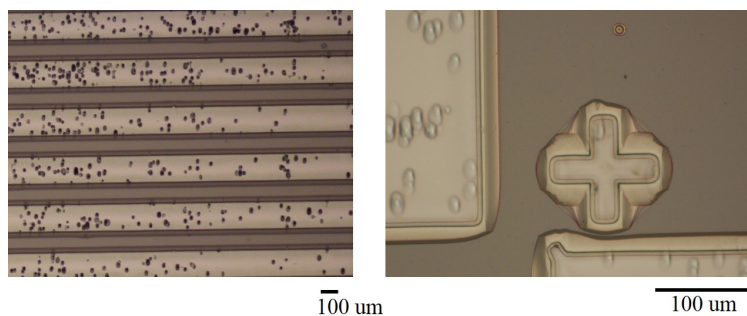


Fig.4.2 The microscope images of test etching of InP.

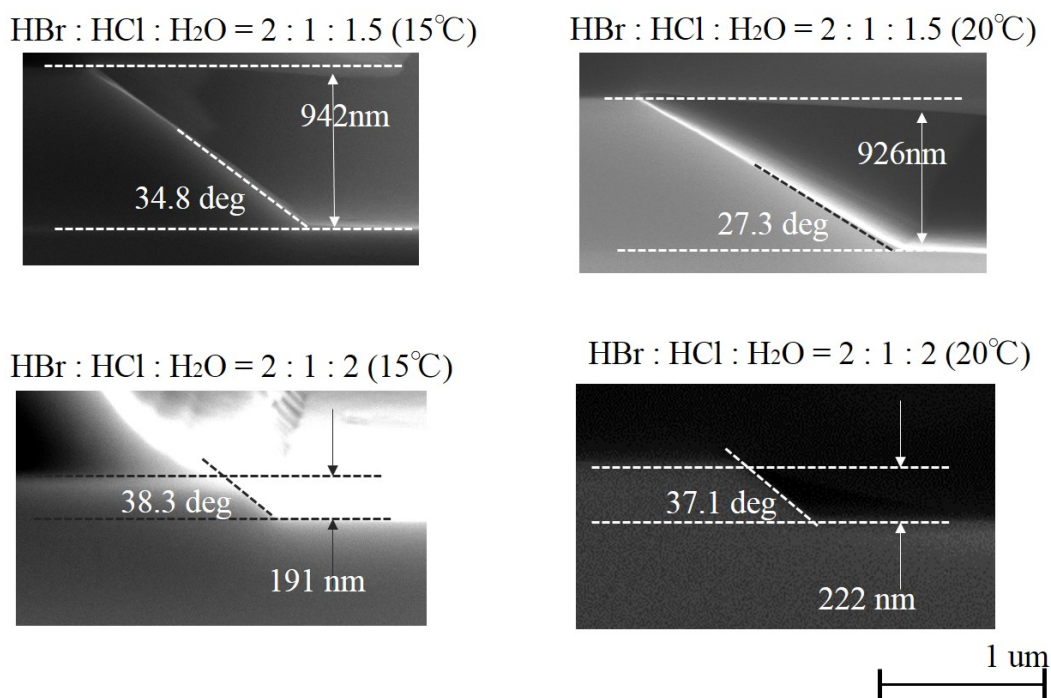


Fig.4.3 The SEM images of test etching of InP.

示す。このウェハでは導波路部分に InGaAsP/InGaAs の量子井戸構造をもったウェハであるが、これは文献では InGaAsP/InP への反応性を述べているが InGaAs への反応性により本研究でのプロセス手順も変動するため、その反応性を確認するためである。InP ウェハでの水を入れないエッチングでの結果は先に示した通りなので、水を一定量加え反応温度を変化させる方法で確認を取った。このときに、結晶面の表出を確認するために図 4.4 右側に示すように複数のエッチングパターンを用意し、パターンに対する断面の角度の確認を行うようにした。

まず、HBr : HCl : H₂O = 2 : 1 : 2, 反応温度 7 度でのエッチングレートを図 4.5 に示した。この表の結果の InGaAs 層に相当する部分でのエッチングレートの低下や InP/InGaAsP 層以前の InGaAs 層に対する反応性の確認より、InP や InGaAsP に比較して InGaAs 層は反応性が低いことが確認された。

次に、断面 SEM 像を確認する。(01 $\bar{1}$) 方向に対して 15° まででは断面のエッジ角度が 45 度付近をとることが判明した。

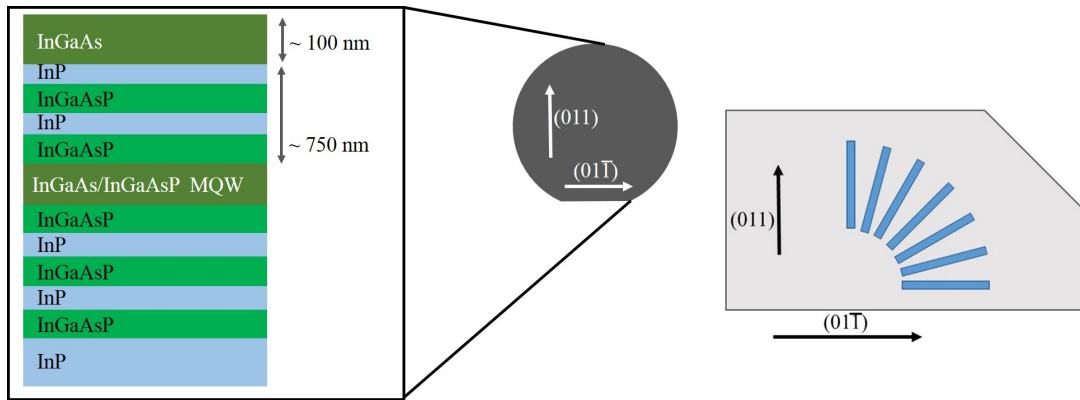


Fig.4.4 The schematic diagrams of test InGaAs/InP/InGaAsP wafer.

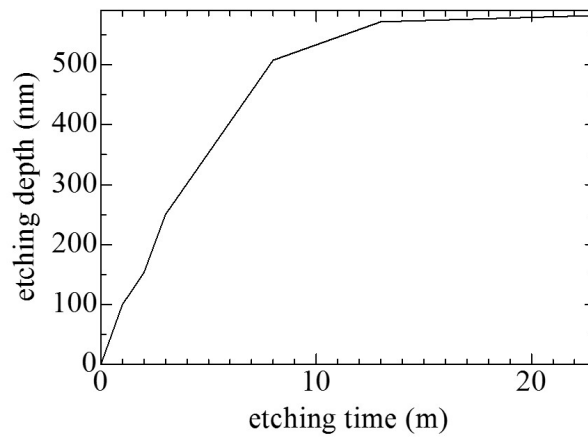


Fig.4.5 The etching rate.

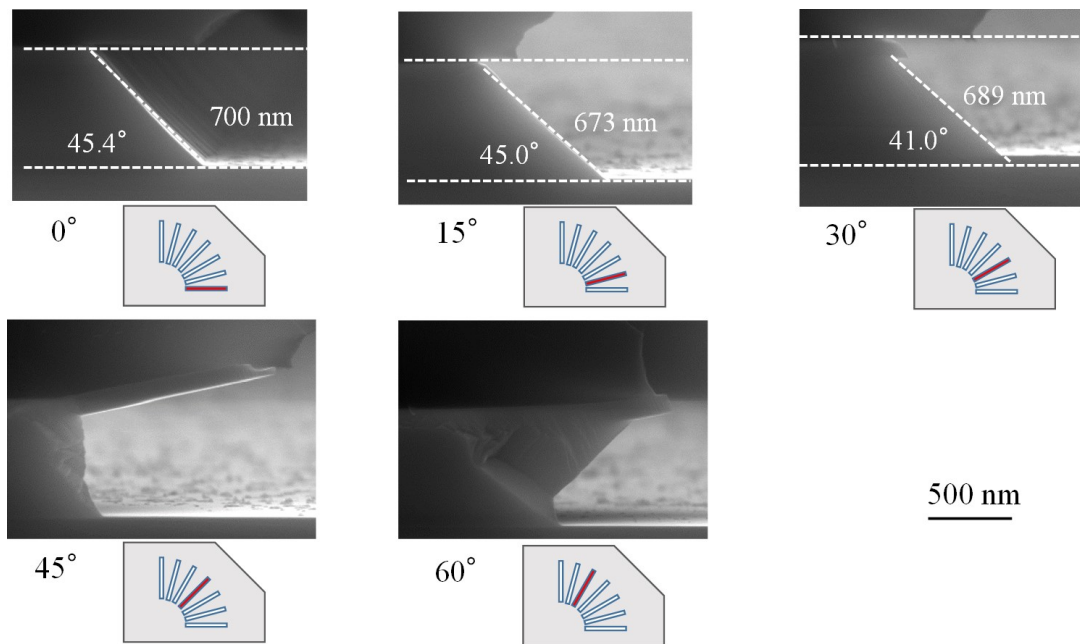


Fig.4.6 The result of etching test wafer with angle profile.

4.2.3 $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$ による InGaAs エッチング

導波路を作成するには、InGaAs 層および InP 層をエッチングする必要がある。InGaAs 層を除去するには、硫酸と過酸化水素を混合した溶液を用いる。ただし、これらのみの溶液を常温で用いると反応速度が急激なものであるため保護膜としてはたらくフォトレジストやその下で保護された InGaAs 層に対しての浸食が生じる。そのため、 $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 1 : 5$ 、反応温度 5 度でのエッチングを短時間行い、InGaAs 層を除去する。

InGaAs 層を除去するにはエッチング面積の大きさが重要となる。例としてネガレジストによりごく一部のエッチングを行うことを考える。フォトマスクを用いたリソグラフィを行うとき、ネガレジストは主にエッチング面積が小さいときに用いられる。しかし、そのエッチング面積の小ささから InGaAs が溶ける部分と溶けない部分が存在する。長時間この液体に浸すと先述のように保護したい部分までエッチングが進んでしまう。すなわち、InGaAs 層のエッチングは反応しやすい部分と反応しにくい部分があるが、いったんエッチングが始まると素早く反応が進む。後述する導波路リソグラフィで用いられるポジ型のレジストを用いるエッチングでは反応面積を広くすることによって反応確率のずれをなくし、均一なエッチングが可能となっている。

4.2.4 臭素系エッチング

コアにあたる InGaAsP 層のエッチングもこのデバイスでは必要となる。InGaAsP 層をエッチングするには、Br 系溶液の使用が挙げられる。HCl と HBr の混合溶液では



での化学平衡が成立している。ここで



の酸解離定数は

$$K_a = \frac{[\text{H}^+][\text{A}^-]}{[\text{HA}]} \quad (4.3)$$

で与えられ、その指標としては

$$\text{p}K_a = -\log_{10} K_a \quad (4.4)$$

が用いられ、この値が小さいほど酸として強力であるとされている。文献 [47] によれば、HCl および HBr の $\text{p}K_a$ はそれぞれ -7.0 、 -9.1 であるので、HBr のほうがより強い酸、すなわち混合溶液では解離しやすいものとなっている。また、HBr については光を当てることによって臭素を遊離することがあり、その際に液体は臭素水を純水でうすめた黄色に近づいていく。

予備実験時に光が当たらないようにして溶液量を過剰にして反応を行うと、エッチングレートについては InP 層と考えられるエッチングを行った後に急激に低下することが確認できる。このあとに、 Br_2 溶液を加えるとエッチングが再開されたことから、反応時には HBr の解離反応が直接的に関与しているのではなく、臭素の適度な遊離反応が必要であることがわかる。

そこで、今回使用したウェハに対して再度条件出しを行ったところ、約 35 分間 $\text{Br}_2 : \text{HBr} : \text{HCl} : \text{H}_2\text{O} = 4 : 40 : 20 : 40$ (いずれも mL、供給律速を避けるためにこの量が必要) でエッチ

ングを行い InP 層を除去，その後 Br_2 水溶液を 6ml 追加して 35 分間エッチングを行うと，穏やかなエッチングを維持しながら 2 μm のエッチングを行うことができた．今回はこの液体をミラー作製用の水溶液として採用する．

4.2.5 $\text{HCl} + \text{H}_3\text{PO}_4$ による InP エッチング

InP のエッチングとしては $\text{HCl}(\text{HNO}_3$ を混合する場合もある) や HBr をベースとしてエッチングする手法が挙げられ [48]，本研究では HCl , H_3PO_4 の混合溶液が用いられる．ここでの混合比は種々で報告例がされているが，当研究室のプロセスでは主に 1 : 3 として室温で反応させて安定させている．ウェットエッチング時のマスクには化学的なマスク（その上に結晶成長されたもの，CVD 法で堆積したもの）や物理的なマスク（蒸着法，スパッタリング法）が挙げられるが，当研究室のプロセスでは導波路エッチングのときにこの工程が生じるが，そのときには InP 層の上に InGaAs 層があるため，これとフォトレジストをあわせてマスクとして機能させている．そのため，エッチングレートが 500nm/min とやや高いものになるが，導波路が削られることは少ない．

4.2.6 臭素系エッチングのマスク

InP および InGaAsP のエッチングを行う際にはマスクが必要となる．そのマスクの種類としては図 4.7 に挙げるように，(a)InP 上に酸化膜のみを残したもの，(b)InP 上の酸化膜の上にさらにフォトレジストを塗布したもの，(c)InGaAs 上にフォトレジストを塗布したもの，(d)InP 上にフォトレジストを塗布したものがあある．このうち (d) は長時間のエッチングでフォトレジストと InP の間に HCl が入り込みエッチングが進行する．また，(a) および (b) では SiO_2 がはがれることが挙げられる．したがって，エッチングを行う際には述べた最小面積を満たすように InGaAs 層を除去し，その隣接部分は InGaAs を残す．このようにすることで入り込みを防ぐことができる．なお，酸化膜としては SiO_2 , Al_2O_3 が考えられる． SiO_2 は比較的扱いやすく耐薬品性の強い酸化膜であるが，密着性をよいものにするためには薄膜堆積前の処理を適切に行わなければならない． Al_2O_3 については，密着性や結晶性は優れているがその反面として後述のリフトオフプロセスには向かない．また，両性酸化物であるので蒸着程度の結晶性では耐薬品性があまり見られない．

4.3 デバイスの作製

前節で述べた各プロセスを基にした本研究でのデバイスの作製方法を図 4.8 に示す．(a) まず，導波路ミラーを作製する部分および n-contact 層を含む部分の p-InGaAs を，フォトレジストを用いてパターンニングを行う．(b)p-InGaAs を $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$ により除去する．(c) フォトレジストをいったん除去し，別のマスクでフォトリソグラフィでパターンニングを行い，臭素系エッチングを行う．(d) フォトレジストを除去し，導波路等のパターンをもつマスクでフォトリソグラフィを行う．(e) $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$ により p-InGaAs を除去し，塩酸系水溶液により InP を除去する．(f) リフトオフ法で SiO_2 を蒸着する．(g), (h)p-contact 部分以外に SiO_2 を蒸着リフトオフ法により堆積する．これにより，導波路構造を含む部分，n-contact 層以外の絶縁が行われる．このあと，電極を蒸着することでデバイスが完成する．

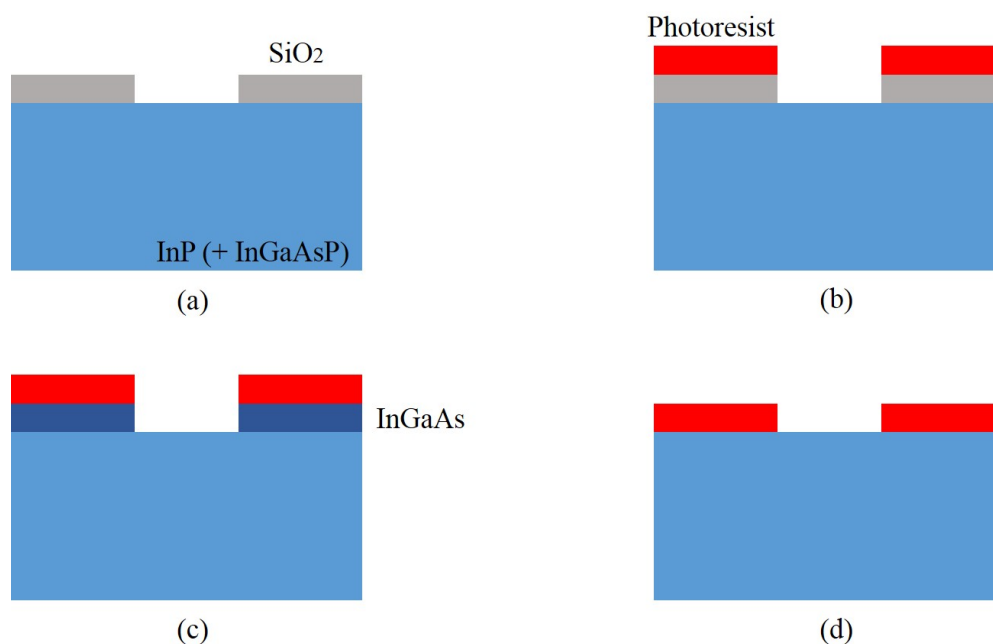


Fig.4.7 The types of masks in wet etching.

4.3.1 ウェハの劈開

用意した 2 インチウェハを、ミラーウェットエッチング時に 45 度の結晶面が出る方向に調整し、8 等分のサイズに分割した。分割の手順として、ウェハの端にメスで傷をつけ、裏面を押すことによりウェハの劈開を行う。

4.3.2 p-InGaAs の除去

露光部分が保持されるネガ型のフォトリソ AZ5214NJ を用いて p-InGaAs を除去する部分のみが露出するようにし、 $\text{H}_2\text{SO}_4 = 8\text{mL}$, $\text{H}_2\text{O}_2 = 8\text{mL}$, $\text{H}_2\text{O} = 40\text{mL}$ の混合溶液 (5 度) に 20 秒浸しエッチングを行う。エッチング後は 2 回純水洗浄を行う。

4.3.3 ミラー層の作製

フォトリソをアセトンに入れ除去し、2-プロパノールおよびエタノールで洗浄し乾燥させる。別に用意したフォトマスクを用いて AZ5214NJ によるパターンニングを行う。その後 120 度で 2 分間ハードベークを行う。臭素系エッチングの反応液については、先に述べた混合比で 35 分間 5 度でウェットエッチングを行う。その後純水リンスを 2 回行い、反応液に Br_2 水溶液 6mL を追加し、さらに 35 分間 5 度でエッチングを行った。この後の純水リンスはその後の導波路リソグラフィに向けた不純物除去のために 4 回行う。この後、フォトリソを除去するためにアセトン、2-プロパノール、エタノールによる洗浄を経て再度ハードベークを行った。

エッチングおよびフォトリソ除去後に表面観察を行った図を 4.11 に示す。p-InGaAs 層が無い部分では HCl および HBr 混合溶液の入り込みが発生しエッチングされている部分が存在す

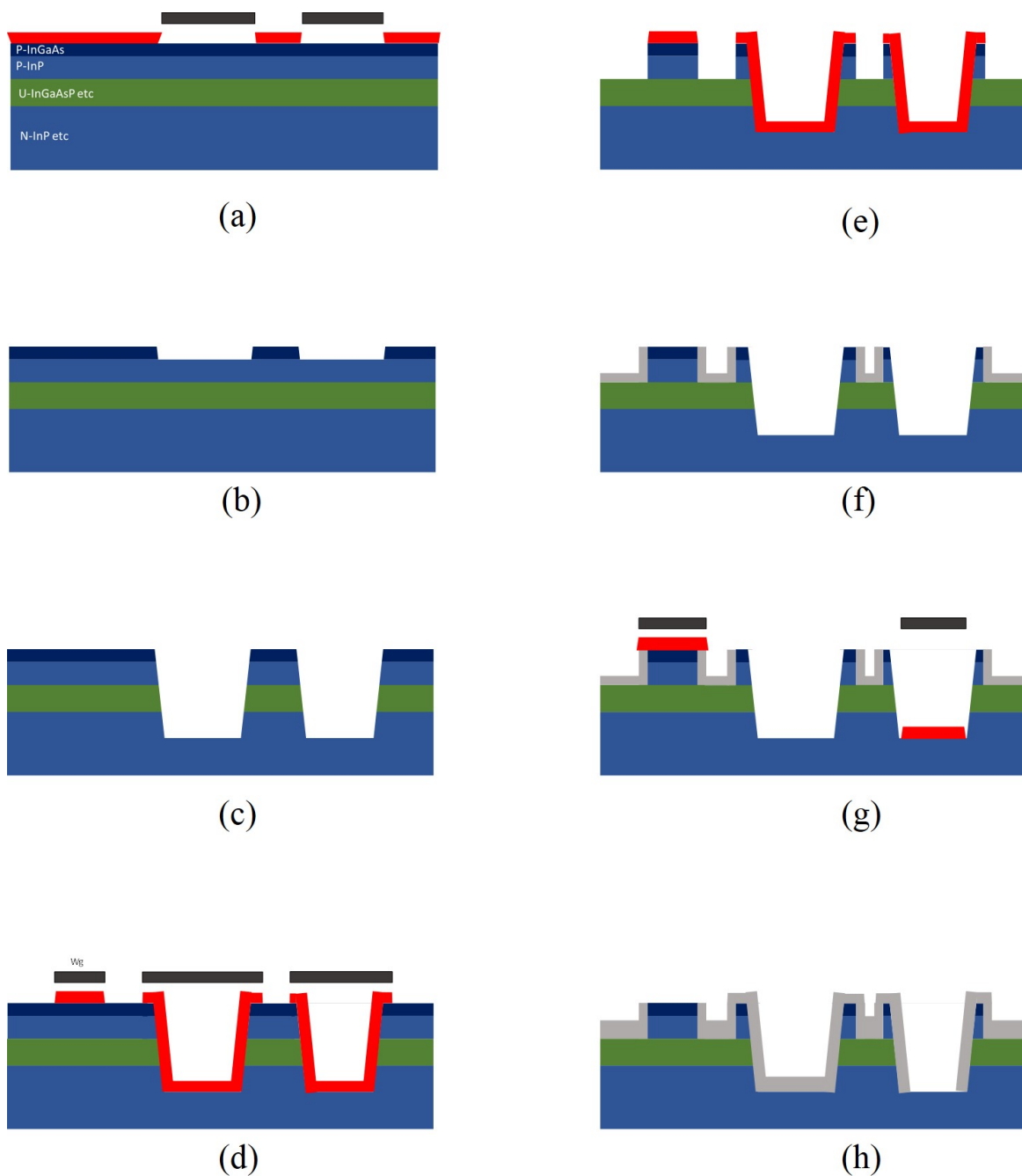


Fig.4.8 The total process chart.

るが、p-InGaAs 層でカバーされている部分についてはエッチングされずに残っていることが分かる。

4.3.4 導波路の作製

導波路パターンを含むフォトマスクを用いて、露光部分が除去されるポジ型のフォトリソレジスト S1805 を回転数 6000rpm、回転時間 40 秒によりスピコートした。これによりフォトリソレジストの厚さは 500um 程度となる。その後、導波路以外の p-InGaAs を除去した。その

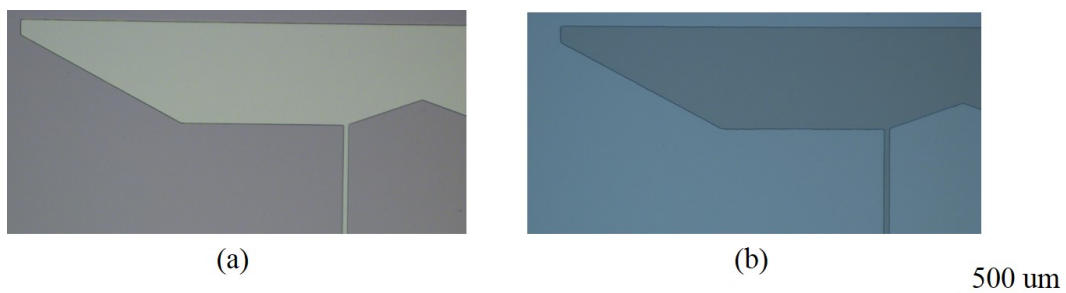


Fig.4.9 (a)After coating AZ5214NJ. (b) After etching p-InGaAs.

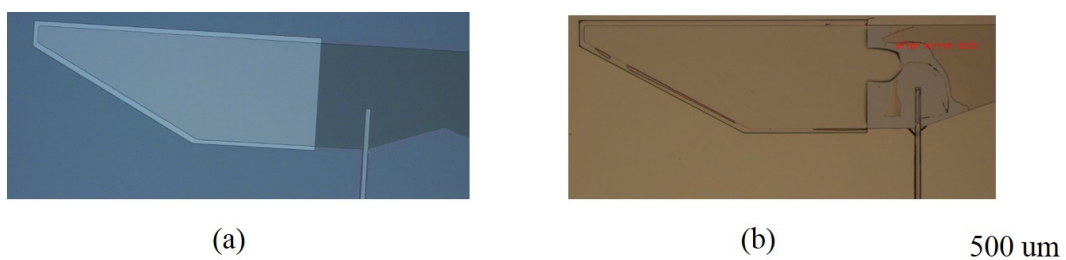


Fig.4.10 (a)After coating AZ5214NJ. (b) After Br-based etching.

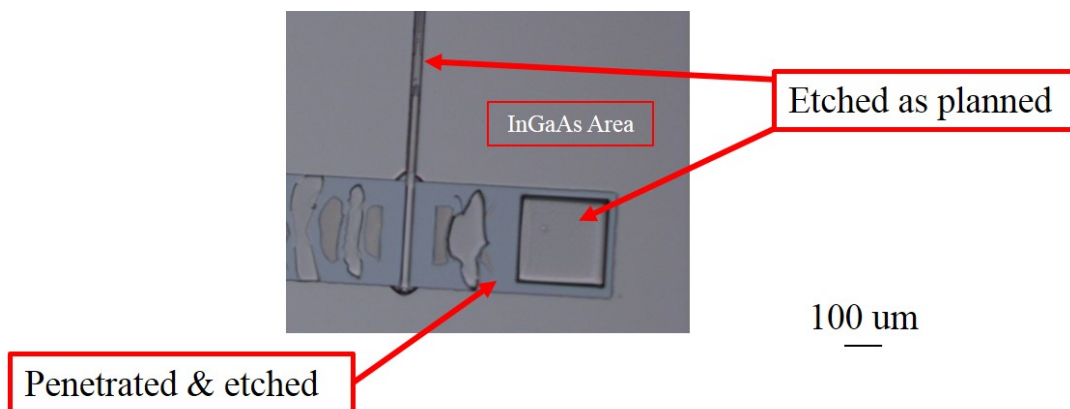


Fig.4.11 Etched pattern after the Br-based etching.

後, $\text{HCl} : \text{H}_3\text{PO}_4 = 20 : 60$ (いずれも mL), 常温でのエッチングを行い InP を除去する. 水を介さないため非常にエッチングレートも高く, その分エッチングのばらつきも大きい. そのため, 30 秒でエッチングを一度止め 2 度の純水リンスを行う, というサイクルを 3 回くり返すことによりエッチングを行う.

4.3.5 SiO_2 の蒸着

フォトリソグラフをつけたままのサンプルに電子ビーム蒸着法により絶縁膜としての SiO_2 を蒸着する. 0.3nm/s のレートで 200nm 蒸着を行った. この時に, サンプルを導波路の方向に対して垂直な向きに前後回転をさせ, 導波路の側壁にも酸化膜が付着するようにした. その後, アセトンを用いたリフトオフによりフォトリソグラフを除去し, 導波路, n-contact, ミラー部以外

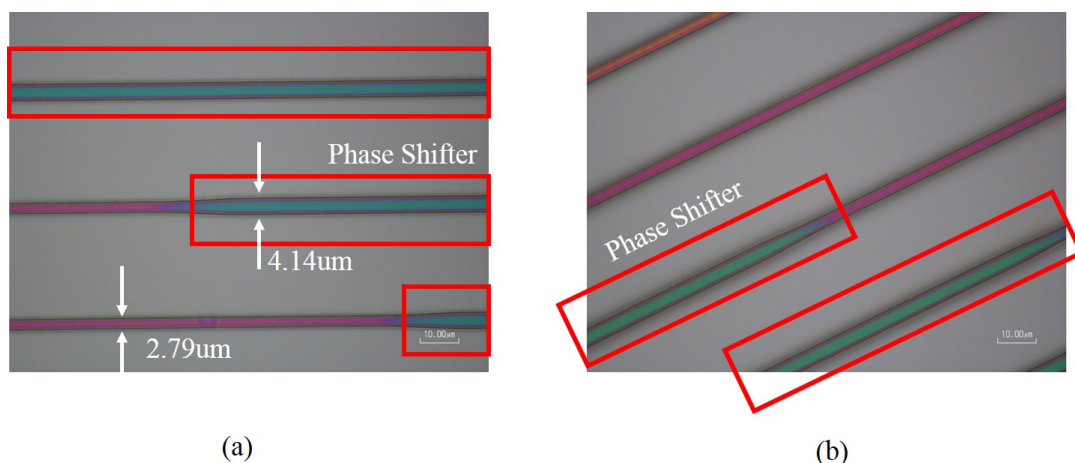


Fig.4.12 (a) After H_2SO_4 etching (b) After $\text{HCl} + \text{H}_3\text{PO}_4$ etching

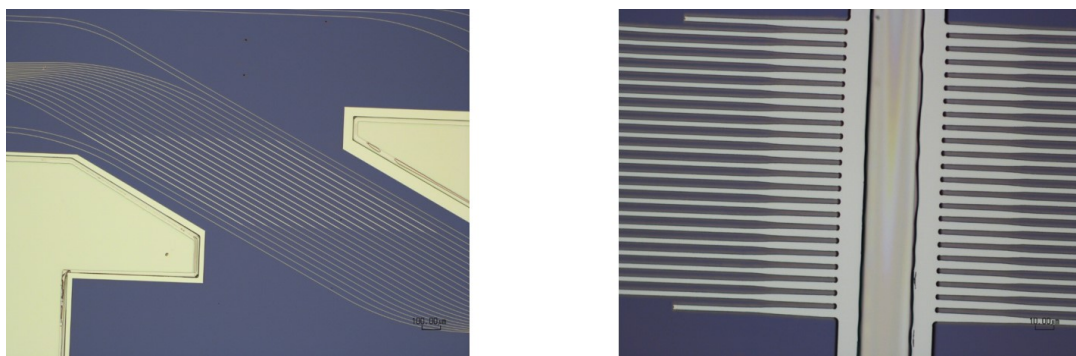


Fig.4.13 After depositing SiO_2

に SiO_2 が堆積されたこととなる。

4.3.6 電極コンタクト

p-contact および n-contact 部分にパターニングがされたフォトマスクを用いてポジ型のフォトリソグラフィを行った。その後、再度 EB 蒸着法により SiO_2 を 200nm 蒸着し、リフトオフを行った。この時に、一部の箇所で図 4.14 に示すようなまだらな模様が観察された。これは、エッチングによる段差やベーキングが不十分だったことに起因する SiO_2 の密着性が不足したことを指す。

4.3.7 Ti/Au 電極の蒸着

ネガ型のフォトリソグラフィ AZ5200NJ を用いてパターニングを行い、Ti/Au を蒸着する。このときに、導波路端面がウェハに対して垂直になっているため電極の断線が生じやすい。そのため、サンプル面を傾けて蒸着する手法をとっている。膜厚は Ti が 40nm × 3 回、Au が 200nm × 2 + 140nm である。Ti については、Au の密着性を高めるために材料として採用されている。

こののちに、電極の導通測定（次章参照）により電極の断線が考えられたため、再度電極の蒸

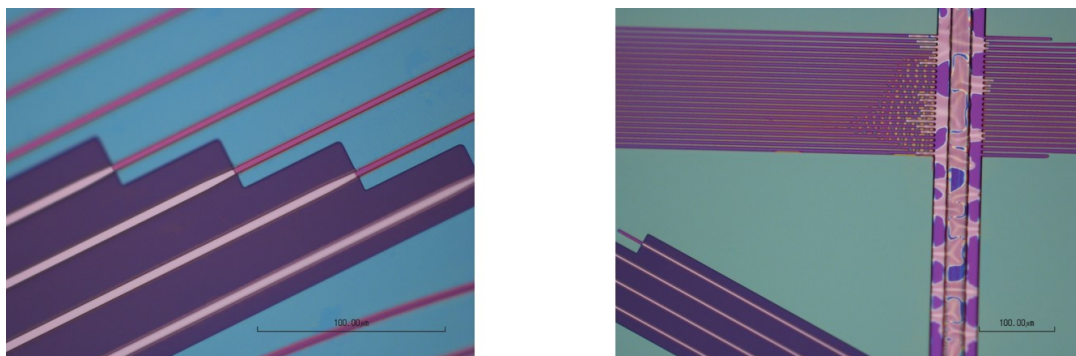
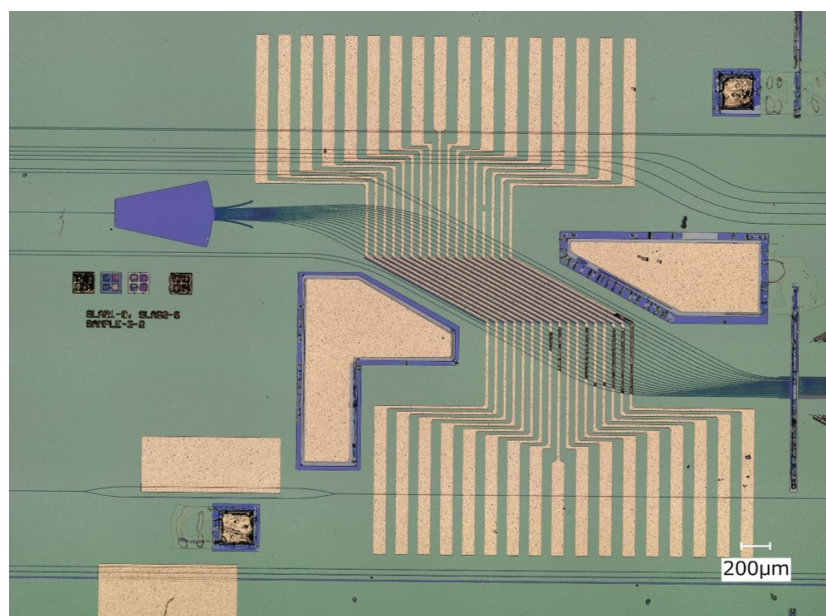
Fig.4.14 After depositing 2nd SiO₂

Fig.4.15 After depositing Ti/Au

着を行った。

上記により作製された試作素子の全体写真を図 4.15 に示す。

第 5 章

測定

本章では、前章で作製された試作素子としての光フェーズドアレイの測定原理・方法、およびその測定結果について述べる。

5.1 測定 1-電流電圧特性

作製したデバイスには電流を流すために電極がつけられているが、本研究で作製するデバイスではデバイス裏面からの光取り出しを行うため、表面にアノードおよびカソード電極が付いていなくてはならない。図 5.1 に本研究で作製したデバイスにおける、各電極が接合している半導体面の型を示した。したがって、ウェットエッチングにおいて表面のみをもちいて IV 特性が得られることを確認しなければならない。今回、半導体パラメータアナライザを用いて図 5.1 に示した 2 つの n 型電極、および裏面の接触ステージを 0V としてそれぞれにおける電流を測定することとした。

まず、第 4 章で述べられたプロセス直後の、フェーズドアレイ上の電極を p-contact として計測したが、このときに電流は流れていなかった。これは斜めの蒸着を踏まえても電極が断線し

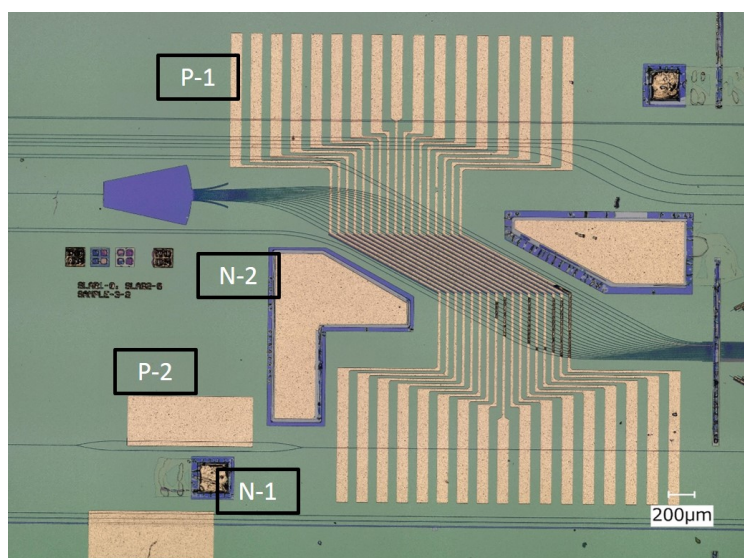


Fig.5.1 the principle of FP measurement.

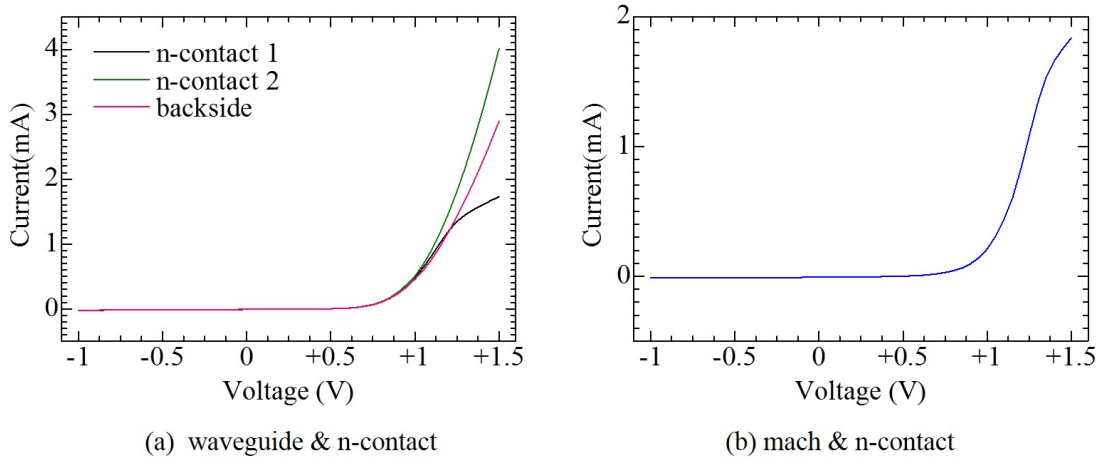


Fig.5.2 IV measurement in 4types electrode.

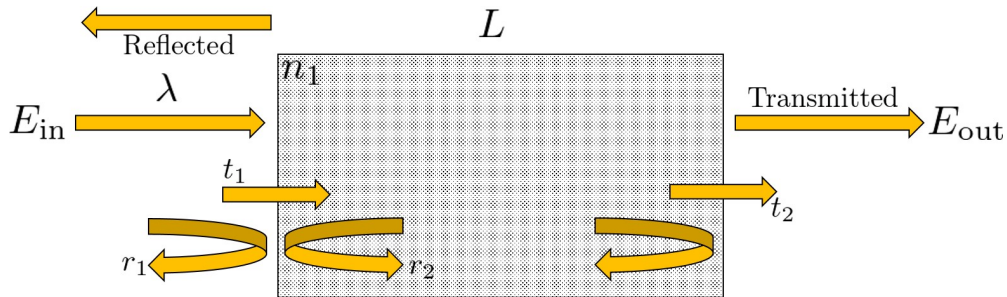


Fig.5.3 the principle of FP measurement.

たためであると考えられる.そこで, 再度パターニングを行い Ti 40nm×3, Au 250nm×3 で蒸着をさらに行い, 直後に 350 度 10 分のアニーリングを行った.結果として, 1 本のみ導波路上の電極が動作し, それ以外についてはリフトオフ時に剥離していた.そこで, その動作した導波路電極と 3 種類の n 層を用いて電流電圧特性を測定した.また, デバイスに設置したマッハ・ツェンダー干渉計の電極も動作したので, その電流電圧特性を測定した.結果を 5.2(a) および (b) に示す.導波路アレイ部では 1.5V において裏面電極により 1.8mA, 2.9mA, 4mA が得られた.

5.2 測定 2-ファブリペロ測定

光強度反射率 R の 2 枚の平面鏡の間が屈折率 n , 媒質長 L の媒質で満たされているとする [31]. この導波路に屈折率 1 の空間から入射角 0 で入射する波長 λ の光のふるまいを考える. 光が空気層から界面へ入射するときの各面での振幅透過率を t_1 , 振幅反射率を r_1 , 逆の向きの振幅透過率 t_2 , 反射率を r_2 として表す.ここで $R = |r_1|^2$ である.この導波路内で端面での多重反射を踏まえた光が右へと透過する.左から出た光は反射光となる.

ここで, 入射光を E_{in} で表すことにする.媒質中での光の減衰は伝搬定数を用いて $\exp(-\alpha L)$

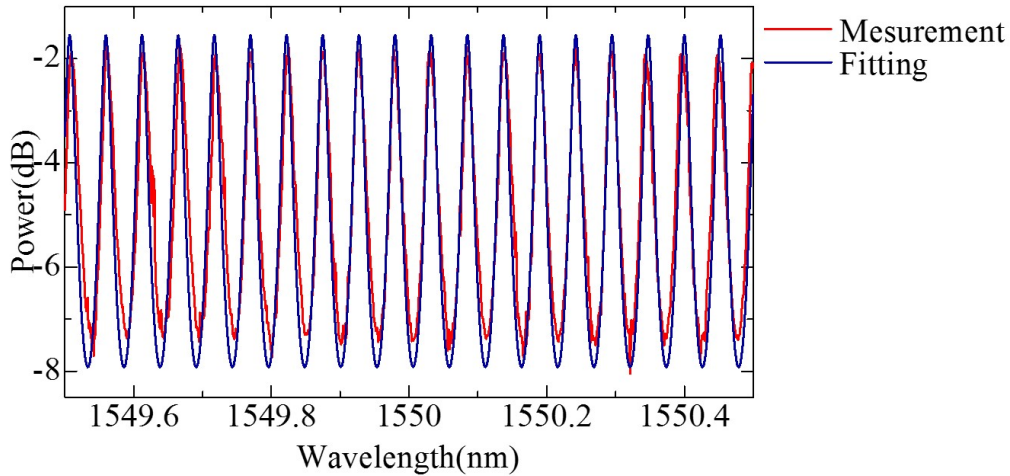


Fig.5.4 The Fabry-Perot measurement (measurement/fitting).

の項で現れる. 透過光は

$$E_{in}t_1t_2 \{ \kappa + (r_2)^2 e^{j\delta} \kappa^3 + (r_2)^4 e^{2j\delta} \kappa^5 + \dots \} \sqrt{\eta_1} \sqrt{\eta_2} \quad (5.1)$$

ここで, $\sqrt{\eta_i}$ はファイバ・素子間の結合効率, κ^2 は $e^{-\alpha L}$, $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2L$ である. これは初項 $E_{in}t_1t_2\kappa$, 公比 $(r_2)^2 e^{j\delta} \kappa^2$ の無限等比級数であるので透過光に対しては

$$E_{out} = \frac{t^2 \kappa}{1 - e^{j\delta} \kappa^2 r^2} \sqrt{\eta_1} \sqrt{\eta_2} E_{in} \quad (5.2)$$

すなわち, 強度比は

$$\begin{aligned} \frac{|I_{out}|}{|I_{in}|} &= \left| \frac{E_{out}}{E_{in}} \right|^2 \\ &= \frac{T^2 e^{-\alpha L}}{(1 - R e^{-\alpha L})^2 + 4 R e^{-\alpha L} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \end{aligned} \quad (5.3)$$

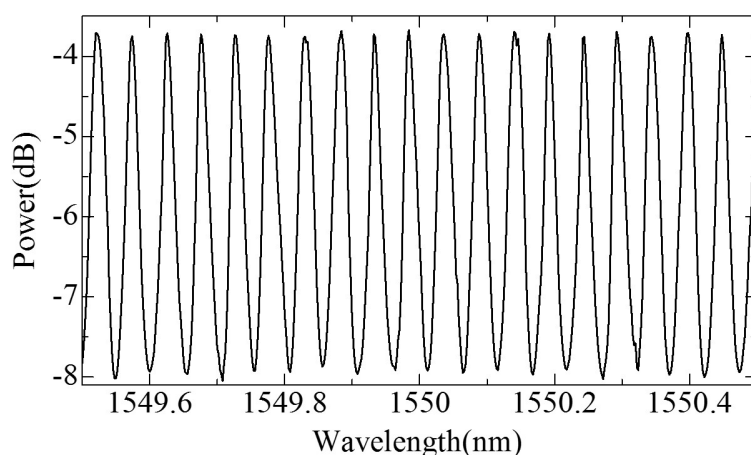
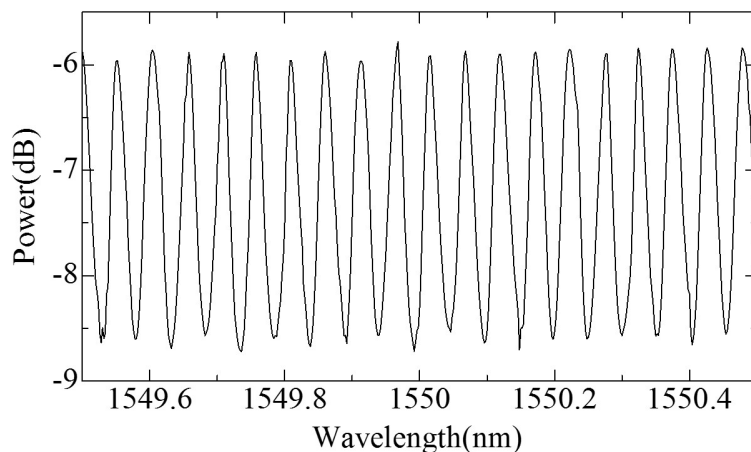
ここで $T = t^2$, $R = r^2$ である. このとき

$$\begin{aligned} \left(\frac{|I_{out}|}{|I_{in}|} \right)_{\max} &= \frac{T^2 e^{-\alpha L}}{(1 - R e^{-\alpha L})^2} \\ \left(\frac{|I_{out}|}{|I_{in}|} \right)_{\min} &= \frac{T^2 e^{-\alpha L}}{(1 + R e^{-\alpha L})^2} \end{aligned}$$

であるので, 最大・最小の強度比を H とすると

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \cdot \frac{\sqrt{H} - 1}{\sqrt{H} + 1} \right) \quad (5.4)$$

であり, ここから屈折率により決まる R を経由して α を求めることが可能となる. 今回は $|r_1| = |r_2| = \frac{n-1}{n+1}$, $|t_1| = |t_2| = \frac{2n}{n+1}$ として n をフィッティングパラメータとして計算した. デバイス長さは 7.08mm となる. フィッティングより $\alpha = -0.033$ (/mm) を得, 伝搬損は

Fig.5.5 the FP measurement with bending radius 1400 μ m.Fig.5.6 the FP measurement with bending radius 1200 μ m.

1.01dB/mm であること、 および有効屈折率が 3.23 となることが算出された。

次に、 曲げ半径を含むダミー導波路でのファブリ・ペロー測定の概要を示す。1200 μ m 以上を曲げ半径とする場合には直線導波路と同一の特性を示すが、1000 μ m、800 μ m では損失が目立つ。

5.2.1 弱導波近似

前節について、 曲げ半径をもつ導波路の計算についてはいくつか報告がある。最も正確なものは曲げ半径を含むすべての部分について屈折率を計算し、 固有値問題に帰着させる手法である [49]。これに比較し厳密さは減少するものの、 解析モデルが座標系の変換によりシンプルになるということ、 およびその解析途中で現れるパラメータの物理的な意味合いを明確に与えられる手法があり、 多くの解析ではこの手法をとっている [50, 51]。

本研究で扱ったデバイスのコアの屈折率は 3.3、 クラッドの屈折率は 3.27 として計算されて

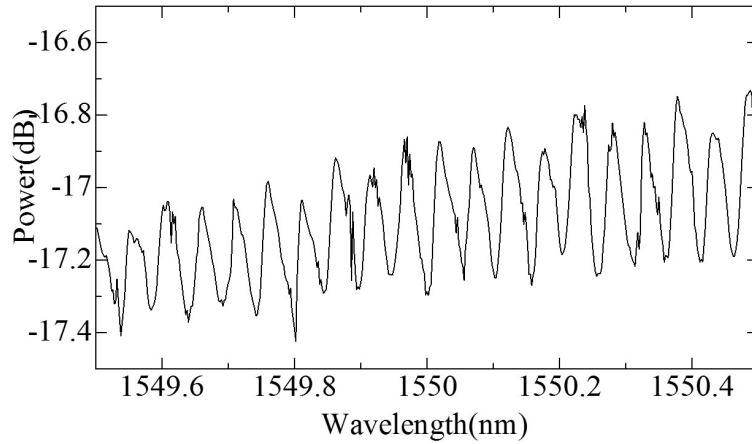


Fig.5.7 the FP measurement with bending radius 1000μm.

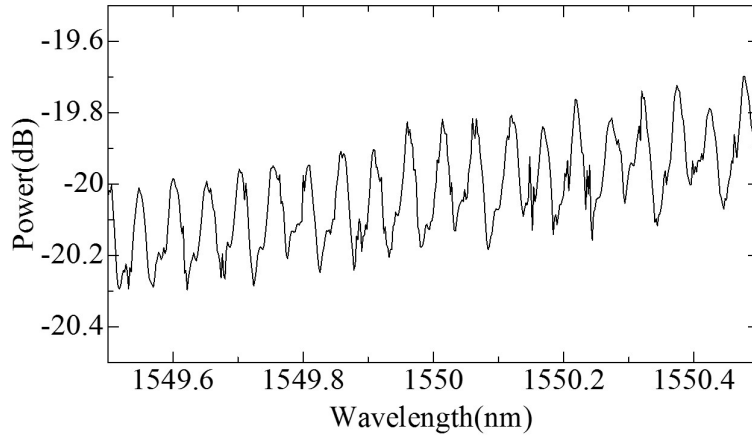


Fig.5.8 the FP measurement with bending radius 800μm.

いるのでこれに基づき以降の議論を進める. このとき比屈折率差は 1 パーセントのため, この条件下では弱導波近似が成立している. この下での導波路近傍の界分布を [49] に従って述べる. 弱導波近似の下では, TE モードを仮定して十分である.

図 5.9(a) になるような構造のもとでは, 伝搬方向を θ 方向にもつ界分布を仮定できる. したがって, $e^{j\nu\theta}$ 型の界分布をもつとする. 波動方程式より

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} E_y + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_y + \left\{ n^2(r) k_0^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right\} E_y = 0 \quad (5.5)$$

である. ここで $E_y = \frac{\phi}{\sqrt{r}}$ とすると (5.5) 式は

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \phi + \left\{ k_0^2 n^2(r) - \frac{\nu^2 - \frac{1}{4}}{r^2} \right\} \phi = 0 \quad (5.6)$$

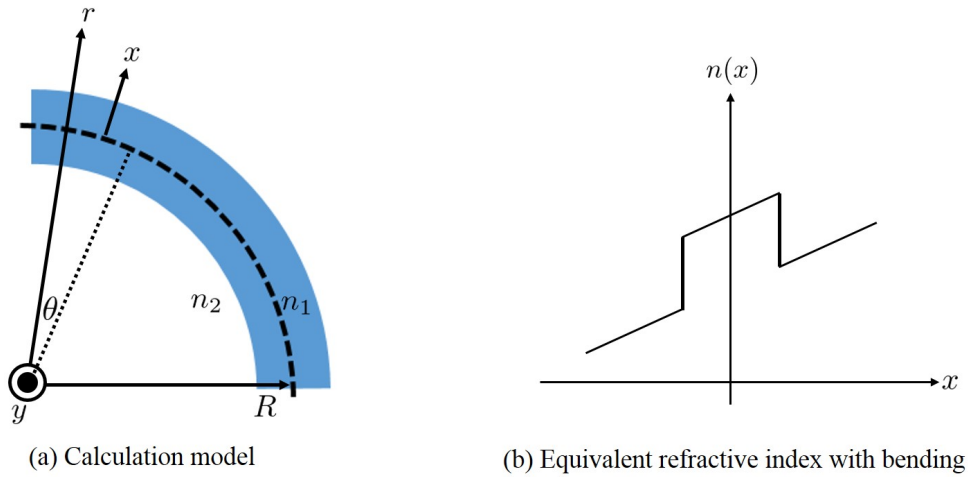


Fig.5.9 The model for calculation of bending loss.

ν はオーダーが $k_0 R$ と同じであることを踏まえると、本研究の測定では $R \simeq 10^{-3}[\text{m}]$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \simeq 2\pi \times 10^6[\text{m}]$ であるので $\nu^2 - \frac{1}{4} \simeq \nu^2$ である. 導波路近傍で $r = R + x$, $\nu = \beta R$ なるようにパラメータを定める. このとき β は導波路中央における伝搬定数となる.

$$\begin{aligned} \frac{\nu^2}{r^2} &= \frac{(\beta R)^2}{(R+x)^2} = \frac{\beta^2}{\left(1 + \frac{x}{R}\right)^2} \\ &\simeq \frac{\beta^2}{1 + \frac{2x}{R}} \simeq \beta^2 \left(1 - \frac{2x}{R}\right) \end{aligned}$$

$\beta \simeq n_1 k_0$ という近似を x の係数のみに施し

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \phi + \left[\left\{ n^2(x) + \frac{2n_1^2 x}{R} \right\} k_0^2 - \beta^2 \right] \phi = 0 \quad (5.7)$$

これより $n(x) \leftrightarrow n(x) \left(1 + \frac{x}{R}\right)$ という変換をすると直線導波路の問題に帰着されるので、以下では図 5.9(b) に示すような屈折率分布をもつような導波路を考えればよい. このとき導波路幅 w として $n_1 - \frac{\beta_0}{k_0}$ が $\frac{n_1 w}{R}$ に対して十分に大きい場合には曲がり導波路の影響は少ない. 一方、オーダーとして同じかあるいはそれよりも小さい場合には電磁界がコア外部に出ていき、放射波となる. 具体的にはモードが屈折率の高いほう、すなわち曲がりの外側に向かう形となる. 具体的には直線導波路に似た形をとるが、クラッド内では

$$E \propto \exp \left[- \int \alpha(x) dx \right]$$

の形で指数的に減少する. ここで、この α は β を含む式であることがわかっており、したがって波長依存性を示す. これより、直線導波路と比較して損失が大きくなりやすいことと、ファブリー・ペロー測定特有の周期的な強度分布が得られにくいことがわかる.

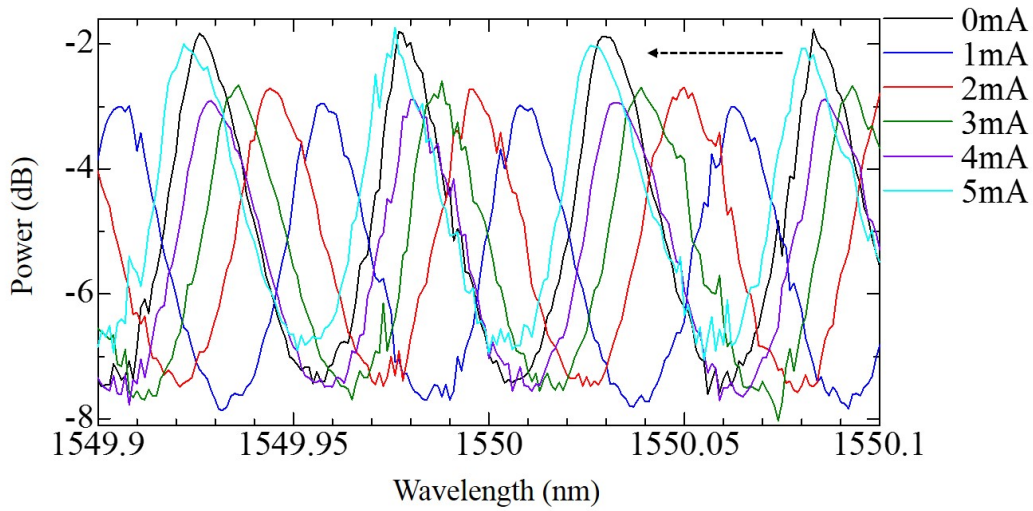


Fig.5.10 The FP measurement with current.

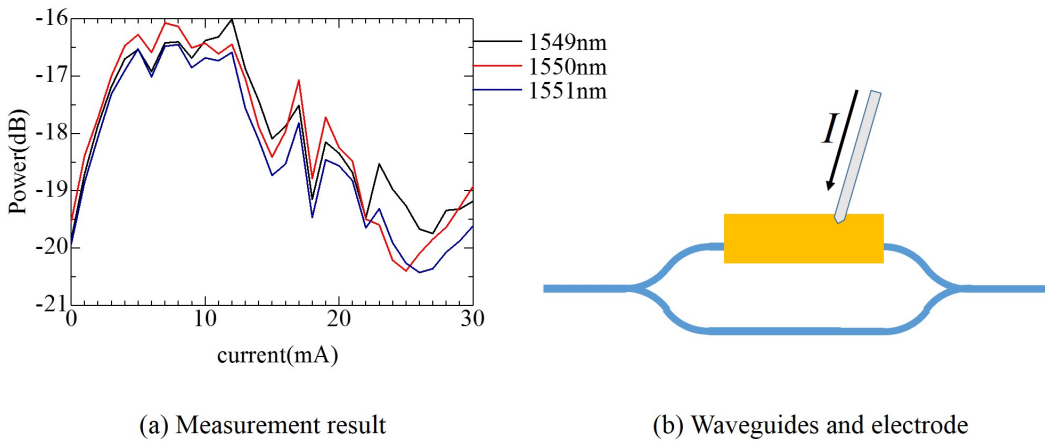


Fig.5.11 Y-branch operation with current.

5.2.2 電流注入時のデバイス動作

まず、ファブリ・ペロー測定用導波路に設けた電極に 0mA から 5mA までの電流を注入した状態で同測定を行った結果を 5.10 に示す。光フェーズドアレイに設けた導波路と同様の導波路幅、変調器長であり、その中で電流注入量は 5mA で 2π の位相変化が見られた。

次に、Y 型光結合器において片方の電極を通じて電流を注入した際の結合光の強度を図 5.11 に示す。波長については 1549nm から 1nm ごとに測定した。図 5.11 に示されるように、5mA までは変調効果が規則的にみられるが、その後は熱効果が支配的となり、変調動作が安定しなくなる。

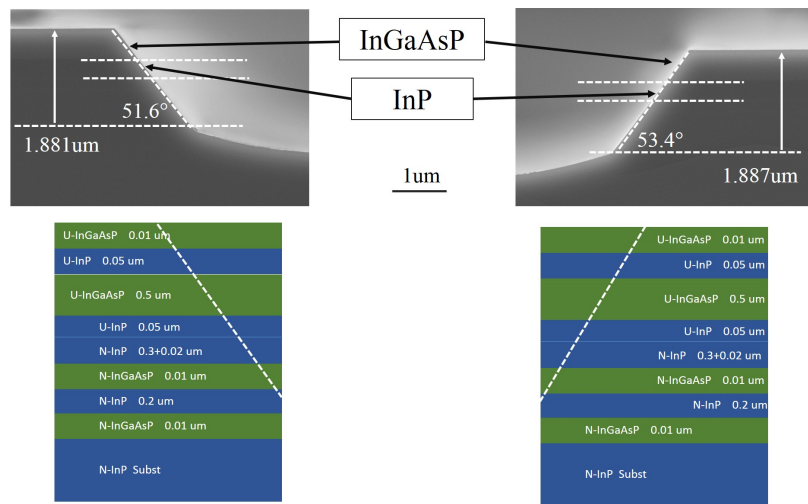


Fig.5.12 The SME image in mirror waveguide.

5.2.3 ミラー断面図構造

デバイス完成後に、ミラー部と同様に設けられたエッチングポイントの断面 SEM 像を観察した。その結果を図 5.12 に示す。導波路エッチングの処理後のためトップ層は導波路エッチング時にエッチストップ層となった InGaAsP となっている。目標となる 2um のエッチングには成功しているが、端面角度が 50 度以上となっている。これはエッチングレート上昇のために初期段階で入れた Br₂ 水溶液 4mL の効果により InP のエッチング面が臭素系溶液で見られやすい 53 度近傍になったためであると考えられる。

第 6 章

結論

6.1 本研究のまとめ

本研究では、高速度応答・広帯域動作が期待される半導体光フェーズドアレイ 2 次元スキヤニング素子の実現に向けて、2 次元素子の具体的なレイアウト考案を行い、そのレイアウトに沿ったシミュレーションをしてスキヤニング角度、半値全幅などを算出してその素子の機能の確認を行った。

そして、本デバイスを実証するためのウェットプロセスを確立するために、臭素系ベースのウェットエッチングの条件出しを行った。これにより、所望のパターンに対する臭素系溶液のみならず硫酸や塩酸系エッチャントの作用をまとめることができ、1 つのデバイスを作製するための最適な条件を求めることが可能となった。

実際のデバイス作製に際しては、条件出しにより確立されたミラー作製プロセスを従来の光フェーズドアレイ作製プロセスに組み込み複数のミラーを含む 2 次元素子を作製するために、1 次元素子での確認を行った。ミラーについては、臭素系溶液の過剰により所望の角度から外れた角度を出しているが、その角度は臭素系溶液で表出しやすい面を指す 53° 付近の値でまとまった。

6.2 今後の課題・展望

本研究で発見された課題点としては、ウェットエッチングプロセスによるものが大きい。ウェットエッチングプロセスについては多くの研究がなされているが、各溶液と半導体結晶の化学的な反応についての化学反応式を用いた定量的な考察は少なく、温度・濃度とエッチングレート・エッチングタイプの相関性を実験的に述べるにとどまっている。したがって、使用される半導体積層構造において異なる構造に対して同一の液体を用いても同様のエッチング、特に結晶異方性については角度の依存性が同様となることは難しくなる。

また、本研究を 2 次元光フェーズドアレイ素子の実現に応用する際には、新たに解決すべき課題点が数点存在する。まず、集積度とデバイスサイズの問題がある。図 3.2 に示された 10×10 での光 2 次元スキヤニング素子を実現することにおいては、使用する光カプラーの問題がある。これについては、1 つとしてスターカプラーを利用した際には 2 次元的なサイズの増大が避けられないということ、2 つめとして 1 次元的なサイズ増大にとどめるために MMI カプラーを利用すると 1×10 MMI カプラーを多段階接続する必要があるが、このときに計 11 個の MMI カプラーを均等

動作させるようにプロセス精度が求められるということが挙げられる。次に、2次元スキャンニングを行うためにはその光出射ポイント数と同数の導波路が求められるということになるが、そのときに導波路をどのように配置するかという問題である。これについては、光カップラを用いて複数の導波路に分けるという方法から導波路の光結合を用いて1本の導波路を中心に据えていく方針が考えられる。

参考文献

- [1] 「次世代自動車を担うレーザーヘッドランプと LiDAR の開発状況」, OPTRONICS,2016(1),pp.53-59
- [2] 左貝潤一,「光エレクトロニクス入門」,森北出版,2014
- [3] 左貝潤一,「光学機器の基礎」,森北出版,2013
- [4] 海嶽尚文,「ガルバノミラー方式電子写真装置」計測と制御,vol.27,no.2,pp.62-65 昭和 63 年
- [5] David M.Rowe, “Developments in holographic-based scanner designs”, *SPIE Conf. Optical Scanning Systems*,3131,1997
- [6] Mehrdad Ketabchi, Mikael Bering, Christhard Deter “Polygonal scanner subsystem for laser display” ,*SPIE Optical Scanning Systems*,3131,1997
- [7] 植木伸明「高速レーザープリンタ用 VCSEL アレイ」,レーザー研究,第 37 卷 9 号,2009
- [8] Koichiro Nakamura, Jun Miyazu, Masahiro Sasaura, Kazu Fujiura, “Wide-angle, low-voltage electro-optic beam deflection based on space-chargecontrolled mode of electrical conduction in $\text{KTA}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ ” ,*Appl. Phys.Lett.* Vol. 89, pp.131115.1-3 ,2006
- [9] 藤浦和夫,小林潤也,「電気光学効果を用いた非メカ式光スキャナー」, OPTRONICS,2015(8),pp.86-90
- [10] 阪口光人,「光変調デバイス」,光学 第 11 卷 第 1 号,pp.88-92,1982
- [11] Olav Solgaard, Asif A. Goldi, Roger T. Howe, Luke P. Lee, Yves-Alain Peter, Hans Zappe, “Optical MEMS: From Micromirrors to Complex Systems” ,*J.IEEE MEMS Vol.23,No.3,pp.517-538, 2014*
- [12] Ke Wang, Ampalavanapillai Nirmalathas, Christina Lim, Efstratios Skafidas, Kamal Alameh, “High-Speed reconfigurable Free-Space Card-to-Card Optical Interconnects” ,*J. IEEE. Photon.* Vol.4, No.5, pp.1407-1419, 2012
- [13] W. H. Wee , J.B. Pendry, “Super phase array” ,*New Journal of Physics*.vol.12,2012
- [14] R. A. Meyer, “Optical Beam Steering Using a Multichannel Lithium Tantalate Crystal” , *Appl Opt.*, Vol.11, No.3,1972
- [15] I. M. Soganci, Takuo Tanemura, Yoshiaki Nakano, “Integrated 1×8 Optical Phased-Array Switch With Low Polarization Sensitivity for Broadband Optical Packet Switching” ,*J. IEEE Photon.*,vol. 1, no. 2,pp.80-87,2009
- [16] Karel Van Acoleyen, Wim Bogaerts, Jana Jagerska, Nicolas Le Thomas, Romuald Houdre, Roel Baets, “Off-chip beam steering with a one-dimensional optical phased array on silicon-on-insulator” ,*Opt. Lett.*,vol.34, no.9, pp.1477-1479, 2009
- [17] 的場修 編著,尾松孝茂,岩本敏,来海暁 著,「光エレクトロニクス」,オーム社,2013
- [18] J. Sun, E. Timurdogan, A. Yaacobi, E. S. Hosseini, M. R. Watts, “Large-scale nanophotonic

- phased array”, *Nature*, vol. 493, Issue. 7431, pp. 195-199, 2013
- [19] Byung-Wook Yoo, Mischa Megens, Trevor Chan, Tianbo Sun Weijian Yang, Connie J. Chang-Hasnain, David A. Horsley, Ming C.Wu, “Optical phased array using high contrast gratings for two dimensional beamforming and beamsteering” , *Opt.Express.*, Vol.21, No.10, 2013
- [20] Behrooz Abiri, Firooz Aflatouni, Angad Rekhi, Ali Hajimiri, “Electronic Two-dimensional Beam Steering for Integrated Optical Phased Arrays” , *OFC 2014 & OSC 2014*
- [21] Weihua Guo, Pietro R.A.Binetti, Chad Althouse, Milan L.Masanovic,Huub P.M.M.Ambrosius, Leif A.Johansson, Larry A.Coldren, “Two-Dimensional Optical Beam Steering With InP-Based Photonic Integrated Circuits”, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 19,no.4 , 2013
- [22] C.H.Henry,R.A.Logan,K.A.Bertness , “Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers”, *J.Appl.Phys*, vol.52,no.7,pp.4457-4461
- [23] Brian R. Bennett, Richard A. Soref, Jesus A. Del Alamo, “Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP,GaAs,and InGaAsP”,*IEEE. J.Quantum Electron.*,vol.26,No.1,1990
- [24] Amnon Yariv, Pochi Yeh 著, 多田邦雄, 神谷武志 監訳, 「光エレクトロニクス 展開編」, 丸善出版,2014
- [25] Paul W.Juodawlakis, Frederick J. O’Donnel, Robert J.Bailey, Jason J. Plant, Kevin G.Ray, Douglas C.Oakley,Antonio Napoleone, Michael R.Watts, Gary E.Betts, “InGaAsP/InP quantum-well electrorefractive modulators with sub-volt V_{π} ”*SPIE.*,5435,2004
- [26] Binbin Guan, Chuan Qin, Ryan P. Scott, Burcu Ercan, Nicolas K.Fontaine, Tiehui Su, S.J.B.Yoo, “Hybrid 3D Photonic Integrated Circuit for Optical Phased Array Beam Steering”,*CLEO 2015, STu2F*
- [27] L.L.Hope, “Theory of Optical Grating Couplers”,*Opt. Commun.*vol. 5,No.3,pp.179-182,1972
- [28] H.Chen, R.Uden, C.Okonkwo, T.Koonen,“Compact spatial multiplexers for mode division multiplexing”,*Optics Exp.*, vol.22, issue 26,pp. 31582-31594 ,2014
- [29] Sunghan Choi, Akio Higo, Masaru Zaitsu, Myung-Joon Kwack, Masakazu Sugiyama, Hiroshi Toshiyoshi, Yoshiaki Nakano, “Development of a vertical optical coupler using a slanted etching of InP/InGaAsP waveguide”,*IEICE Electron. Exp.*, vol. 10, issue.6 pp.1-8,2013
- [30] Fengtao Wang, Fuhan Liu, Ali A dibi, “45 Degree Polymer Micromirror Integration for Board-Level Three-Dimensional Optical Interconnects”, *Optics. Exp.*,vol.17,No.13,pp.10514-10521,2009
- [31] 池上徹彦 監修, 土屋治彦, 三上修 編著, 「半導体フォトニクス光学」, コロナ社,1995
- [32] 左貝潤一, 「光導波路の電磁界数値解析法」, 森北出版,2015
- [33] Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich 著, 尾崎義治, 朝倉利光 訳, 「基本 光工学 1」 森北出版,2006
- [34] Pascual Munõz,Daniel Pastor,Jose Capmany, “Modeling and Design of Arrayed Waveguide Gratings”,*J.Lightwave Technol.*,vol.20,No.4,pp.661-674,2002
- [35] 藪哲郎 著, 山内潤治 監修, 「光導波路解析入門」, 森北出版,2007
- [36] Lucas B. Soldano and Erik C. M. Pennings, “Optical Multi-Mode Interference Devices Based on Self-Imaging : Principles and Applications”, *J.Lightwave Technol.*,vol. 13, no. 4,pp.615-627,1995.
- [37] 谷田貝豊彦, 「光学ライブラリー 4 光とフーリエ変換」, 朝倉書店,2012

- [38] Doo Gun Kim, Cem Oztyrk, Jae Hyuk Shin, Jong Chang Yi, Nadir Dagli, “Self-aligned total internal reflection mirrors with very loss”, *2004 OSA/IPR 2004 IThG5*
- [39] K.V.Acoleyen, K.Komorowska, W.Bogaerts, R.baets, “One-Dimensional Off-Chip Beam Steering and Shaping Using Optical Phased Arrays on Silicon-on-Insulator”, *J. Lightwave Technol.*, vol.29,no.23,3500-3505,2011
- [40] <http://jp.mathworks.com/help/matlab/ref/fft2.html>
- [41] Takuo Tanemura, Yoshiaki Nakano, “Design and scalability analysis of optical phased-array $1 \times N$ switch on planar lightwave circuit”, *IEICE. Electron. Express.*, vol.5,No.16,pp.603-609,2008
- [42] Yoshiro Ohmachi, Juichi Noda, “Electro-optic light modulator with branched ridge waveguide”, *Appl. Phys. Lett.*, vol.27,No.10,pp.544-546,1975
- [43] H.P.Chan, S.Y.Cheng and P.S.Chung, “Low loss wide-angle symmetric Y-branch waveguide”, *Electron. Lett.* vol.32,No.7,pp.652-654,1996
- [44] (株) アルバック 著, 「よくわかる真空技術」, 日本実業出版社, 2007
- [45] Sadao Adachi, Yoshio Noguchi, Hitoshi Kawaguchi, “Chemical Etching of InGaAsP/InP DH Wafer”, *J.Electrochem.Soc.*, vol. 129, no.5, pp.1053-1062, 1982.
- [46] P.Bönsch, D.Wüllner, T. Schrimpf, A.Schlachetzki, “Ultrasooth V-Grooves in InP by Two-Step Wet Chemical Etching”, *J.Electrochem. Soc.*, vol.145,No.4, pp.1273-1276,1998
- [47] F.A. コットン, G. ウィルキンソン著, 中原勝儼 訳, “無機化学 上 第4版”, 培風館, pp.229, 1987
- [48] Sadao Adachi, Hitoshi Kawaguchi, “Chemical Etching Characteristics of (001)InP”, *J.Electrochem.Soc.*, vol. 128, no.6, pp.1342-1349, 1981.
- [49] 川上彰二郎 「光導波路」, 朝倉書店, 1980
- [50] Arun Kumar, R.L.Gallawa, “Bending-induced loss in dual-mode rectangular waveguides”, *Optics. Lett.* vol.19,No.10,pp.707-709,1994
- [51] K. Thyagarajan, M.R. Shenoy, A.K.Ghatak, “Accurate numerical method for the calculation of bending loss in optical waveguides using a matrix approach”, *Optics. Lett.*, vol.12,No.4,pp.296-298,1987

本研究に関する学会発表

- (1) 福田 将治, 小松 憲人, 種村 拓夫, 中野 義昭, 「InP 垂直結合型 2 次元光フェーズドアレイスキヤニング素子の設計」, 2016 年第 63 回応用物理学会春期学術講演会, 口頭講演 (投稿済み)

付録 A

離散フーリエ変換の概要

例として1変数の関数から1変数の離散信号への応用を考える. 位置 x における光強度を $u(x)$ として表すことにすると, プログラミングにおいては考えるべき光の強度分布をサンプリング周期 X ごとに読み取り

$$\cdots, u(-X), u(0), u(X), u(2X), \cdots, u(mX), \cdots \quad (m \text{ は整数})$$

の信号列を考え, この信号列を新たに $u_s(x)$ として考える. このときに $u_s(x)$ は $x \neq mX$ 時には0であるが, $x = mX$ 時にはデルタ関数を用いて考える. デルタ関数 $\delta(x)$ は

$$\delta(x) = \begin{cases} 0 & (x \neq 0) \\ \infty & (x = 0) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \delta(x) dx = 1 \quad (\text{A.2})$$

であり, その性質から a を定数としたときに

$$\int_{-\infty}^{\infty} af(x)\delta(x - x_0)dx = af(x_0) \quad (\text{A.3})$$

を得ることができる関数である. これを用いて

$$u_s(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} u(mX)\delta(x - mX) \quad (\text{A.4})$$

と定義すると

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} u_s(x) dx &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} u(mX)\delta(x - mX) \right\} dx \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{u(mX)\delta(x - mX)\} dx \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} u(mX) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

これより, $\sum_{m=-\infty}^{\infty} |u(mX)|$ が有限値に収束すると $u_s(x)$ のフーリエ変換が存在する. これを $U_s(\nu)$ とすると

$$\begin{aligned} U_s(\nu) &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} u(mX) \delta(x - mX) \right\} \exp(-j2\pi\nu x) dx \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} u(mX) \exp(-j2m\pi\nu X) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

これは周波数 ν の周期関数であり, その周期は $\frac{1}{X}$ となる. 再度ここで元信号 $u(x)$ とそのフーリエ変換 $U(\nu)$, サンプル信号 $u_s(x)$ とそのフーリエ変換 $U_s(\nu)$ の関連性について考える. 信号を観測するための点の数は有限であるので,

$$U_s(\nu) = \sum_{m=0}^{N-1} u(mX) \exp(-j2m\pi\nu X) \quad (\text{A.7})$$

で表わすことにする. 標本化定理より標本化間隔は $\frac{1}{NX}$ の間隔でとればよい. これより

$$U\left(\frac{l}{NT}\right) = \sum_{m=0}^{N-1} u(mX) \exp\left(-\frac{j2\pi\nu lm}{N}\right) \quad (l = 0, 1, 2, \dots, N-1) \quad (\text{A.8})$$

となる. これを $u(mX)$ の離散フーリエ変換とよぶ. プログラミングでは u を mX ではなく m の関数として考え, U を $\frac{l}{NX}$ ではなく l の関数と考えることにして

$$U(l) = \sum_{m=0}^{N-1} u(m) W^{lm} \quad (\text{A.9})$$

ただし

$$W = \exp\left(-\frac{j2\pi}{N}\right) \quad (\text{A.10})$$

として計算する.

参考文献

- (A-1) 森下巖, 小畑秀文, 「信号処理」, コロナ社, 1982
- (A-2) 谷田貝豊彦, 「光学ライブラリー4 光とフーリエ変換」, 朝倉書店, 2012

謝辞

本研究を進めるにあたり、大変多くの方からの支援・ご協力を賜りました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

指導教官である中野義昭教授からは、研究室ミーティングにて研究内容の本質的な部分を鋭く見抜いていただき、非常に熱心な指導を賜りました。予定が合わなかった際にも後日個人面談という形で時間を割いていただき、進捗の確認をしていただきました。また、研究の指導と同じくらいの濃い密度で私自身の個人的な相談にも乗っていただきました。素晴らしい研究環境と併せて、この2年間の研究を滞りなく遂行することができました。

また、種村拓夫准教授からは光集積回路グループのミーティングや1-on-1ミーティングでの進捗報告などを通じて本研究の最大のトピックとなる光フェーズドアレイの原理、そして測定系の光学について不勉強であった私にも懇切丁寧な指導をしていただき、執筆する上で非常に多くのアドバイスをいただきました。

そして杉山正和准教授には半導体プロセスについての化学方面の知識を1から聞いてしまうこともありましたが、それでもどのような内容にも時間を割いて原理からの説明、そしてそのトピックを理解するためのアドバイスや参考文献などを教示いただき、その後の調査を行う上での大切な基盤をつくることができました。

渡辺健太郎講師からは、駒場キャンパスのクリーンルーム内の装置についての適切な使用方法や本郷に移転後の装置管理についての指導をいただきました。また、10月から新たに技術補佐員として当研究室に来ていただきました加藤豪作氏には、ウェットエッチングプロセスについて豊富な経験を通じ実験のアドバイスをさせていただきました。

中野・杉山・種村研究室のメンバーにもミーティング内外でお世話になりました。先輩方からは分野の垣根を超えて半導体プロセスについてのアドバイスをいただきました。同期である鈴木健太郎氏、千枝航氏、川端祐斗氏、山下大之氏、鈴木道洋氏、Zhan Wenhui氏、カズィ・モヒユディン・アタルディン氏との2年間は非常に有意義なものであり、研究生活の大きな支えとなりました。また、光集積回路グループの後輩である小松憲人氏や小林竜馬氏からの質問は本質を突く鋭いものであり、この修士論文を書く上で欠かすことのできない要素を気付かせてくれるものでした。

研究室OBである財津優氏、沖本拓也氏、綾田雅文氏には駒場時代のプロセスの指導、本郷に引っ越してからの研究環境の整備において大変お世話になりました。

本研究はこれらの方々のお力を借りることなしには成立しないものでした。最後となりましたが、ここまでの学生生活をあらゆる面で支えてくれた家族に心からの感謝を送ります。

2016年2月4日

福田 将治