

平成28年度 修士論文

高速イメージング応用に向けた
InP 光集積フェーズドアレイに関する研究

Research on integrated InP optical phased array
for high-speed imaging applications

2017年2月3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

37-156464 小松 憲人

Abstract

光ビーム偏向素子は LIDAR(light detection and ranging) などのイメージング分野で広く利用されているが、現在実用されているのは機械式がほとんどである。そのため、振動やほこりに強く、高速な非機械式ビーム偏向素子が求められている。光集積フェーズドアレイはその候補の一つであり、100 MHz 以上の高速動作やレーザ、増幅器の集積を可能とするなど様々な利点を持つため研究が進められている。

本研究では、光集積フェーズドアレイによって実用的な高速イメージングを行うことを目指して研究を行った。光フェーズドアレイによるイメージングではビーム形成のためのキャリブレーションが必要であること、温度に対して不安定であることが課題である。そこで、本論文ではキャリブレーションの問題を解決するために、ビームの代わりにランダムなパターンを形成してイメージングを行う手法を導入した。この手法はゴーストイメージングと呼ばれ LC-SLM(liquid crystal spatial light modulator) などで実証が行われているが、光フェーズドアレイで用いるのは初めてである。

まず、スターカプラを使用した光集積フェーズドアレイが作り出す FFP の解析的な表現を与え、それを用いてイメージングの数値計算を行った。数値計算によって、十分な測定回数 N を取れば、提案手法は従来のビーム掃引による方法と同等のコントラストおよび解像度が得られることが示された。その後、導波路数 $M = 25$ および $M = 100$ の 2 種類の InP 光集積フェーズドアレイ素子を設計、作製してイメージングの実証を行った。素子の設計においては、素子が作り出す FFP(far field pattern) の解析結果に基づいてパラメータを設定したほか、曲線部分のレイアウトでは研究室で初めて微分幾何的な手法を導入してより一般的な設計を可能とした。また、測定系の構築では光集積フェーズドアレイの観測に適した光学系の設計や受光部分の増幅器、APD(avalanche photodiode) 駆動回路の設計、作製などを行ってきた。

$M = 25$ 光フェーズドアレイ素子はウェットエッチングにより導波路が広がることを考慮していない設計だったため、導波路間の強度差が非常に大きくなり、実効的には中心の 10 本程度の導波路しか機能しなかった。しかし、 $400\text{ }\mu\text{m}$ 長の位相シフタについて 6 mA で 2π の位相シフトが起こるなど良好な特性を示し、解像可能点数 8 点のビーム形成が行えた。さらに、パターン切り替え速度 $1\text{ }\mu\text{s}$ で行ったイメージング実験では従来の手法、新手法ともに 8 ビットのバイナリパターンを読み取ることに成功した。新手法で得られた画像は従来の手法と遜色なく、ゴーストイメージングを用いた新手法の有用性が実証された。また、これまで行われてきたゴーストイメージングのパターン切り替え周波数は SLM では 60 Hz 、DMD(digital micromirror device) でも 1.4 kHz 程度であったため、従来よりも 3 桁程度高速なゴーストイメージングを実証したことになる。

$M = 100$ 光フェーズドアレイ素子では導波路の広がりを抑えるためにドライエッチングを採用し、素子のフットプリントを抑えるために 2 段構成のスターカプラを導入した。結果として $M = 25$ 素子から規模は 4 倍になっているものの素子サイズは $7\text{ mm}\times 5\text{ mm}$ と小さく収まった。 $M = 100$ という規模はこれまで InP 系材料を用いて作製された空間出射型光フェーズドアレイとしては最大である。作製した素子の位相シフタはプラズマエッチングのダメージなどにより $M = 25$ のときよりも多少悪化していたが動作し、ビーム形成の評価では 8.88° の FSR 内で解像点数 80 点得られることが示された。また、イメージングにおいては新手法を用いて 40 点以上に相当する解像度のイメージングに成功した。さらに応答速度に関しても 7.7 ns 以下の応答を示していることが確認された。空間出射型光フェーズドアレイで 10 ns 以下の応答を正確に確認したのは今回が初めてである。イメージング結果はコントラストの優れない例も見られたが、検出した光信号が弱

いことや照明パターンのランダム性が不十分であることなどが原因として考えられ、これらは損失を考慮した素子設計や測定系の改良により改善できるものと思われる。

これらの素子の作製，評価では，初めて新手法のイメージングを実証したのみならず，InP 系材料では最大規模の素子の作製に成功した点，10 ns 以下の応答を初めて正確に観測した点など，光集積フェーズドアレイ素子の研究としても意義深いものであると考えている。

現在までに作製されている光フェーズドアレイ素子が持つもう一つの問題点としては，出力光強度が小さいことがある．作製した $M = 25$, $M = 100$ フェーズドアレイ素子でも受光強度は 100 nW オーダであったのに対し，LIDAR などのイメージングを想定すると 100 mW~1 W オーダの出力強度が求められる．そのため，本研究では光集積フェーズドアレイ素子に SOA(semiconductor optical amplifier) を集積し，高出力動作を目指した試作を行った．SOA の活性層として素子の全領域に InGaAsP/InGaAsP 多重量子井戸を導入し，作製に当たっては二層配線などいくつかのプロセス技術を開発した．作製した素子では SOA が想定通りに動作しなかったため入力光を増幅することはできず，その原因は作製時のプラズマプロセスで量子井戸層がダメージを受けたものと推測している．一方，位相シフトなどの光フェーズドアレイ部分は正常に動作し，解像点数 21 のビーム形成と，ビームスキャンニングによるバイナリパターンの読み取りに成功した．これは量子井戸活性層を導入した素子での初めてのイメージング実証である．この素子構成で SOA 部分を適切に設計，作製することにより，100 mW~1 W オーダの高出力光集積フェーズドアレイが作製され，より鮮明なイメージングや遠く離れた物体のイメージングが可能になるものと信じている．

目次

第 1 章	序論	1
1.1	光ビーム偏向素子の利用	1
1.2	光ビーム偏向素子の現状	2
1.3	光集積フェーズドアレイ	4
1.3.1	光集積フェーズドアレイの課題	8
1.4	新しいイメージング手法	9
1.4.1	ゴーストイメージング	9
1.4.2	圧縮センシング	10
1.5	光集積フェーズドアレイとゴーストイメージング	11
1.6	本研究の目的	12
1.7	本論文の構成	13
第 2 章	原理	14
2.1	光導波路	14
2.1.1	多層スラブ光導波路中の伝搬	14
2.1.2	等価屈折率法	18
2.2	半導体中の位相シフト原理	18
2.2.1	クラマース・クローニツヒの関係式	18
2.2.2	熱光学効果	20
2.2.3	キャリア効果	20
2.2.4	電界光学効果	21
2.3	光フェーズドアレイによるビーム偏向	22
2.4	ゴーストイメージング	24
2.4.1	反復法 (iterative method)	25
2.4.2	逆行列法 (inversion method)	25
2.5	圧縮センシング	26
2.5.1	信号の圧縮	26
2.5.2	定式化	26
2.5.3	再構成可能条件	27
2.5.4	再構成手法	29
第 3 章	設計, 原理検証のための解析	30
3.1	光フェーズドアレイ素子の設計	30
3.1.1	スターカプラ, 出力部	30
3.1.2	導波路レイアウト	34
3.2	光フェーズドアレイによるゴーストイメージング	37
3.2.1	ビーム走査によるイメージングとの比較	38
3.2.2	逆行列法の解像可能点数	38
3.2.3	反復法と逆行列法の比較	40

第 4 章	半導体プロセス技術	44
4.1	プラズマ	44
4.2	成膜プロセス	46
4.2.1	スピンコーティング	46
4.2.2	真空蒸着	47
4.2.3	スパッタリング	48
4.2.4	プラズマ CVD	49
4.3	リソグラフィ	49
4.3.1	フォトリソグラフィ	50
4.3.2	リフトオフ	51
4.4	エッチング	52
4.4.1	ウェットエッチング	52
4.4.2	ドライエッチング	53
4.4.3	エッチバックプロセス	55
4.5	ワイヤボンディング	56
4.6	計測技術	57
4.6.1	触針式段差計	57
4.6.2	エリプソメータ	57
4.6.3	水晶振動子型膜厚計	58
4.6.4	走査型電子顕微鏡	59
第 5 章	$M = 25$ 光集積フェーズドアレイ素子	60
5.1	設計	60
5.1.1	導波路構造の解析	60
5.1.2	素子のレイアウト	61
5.2	素子の作製	66
5.2.1	導波路形成	67
5.2.2	パッシベーション	68
5.2.3	電極形成	68
5.2.4	素子の実装	71
5.3	測定系の構成	73
5.3.1	レンズ光学系の基礎理論	73
5.3.2	光学系	75
5.3.3	ドライバ回路	78
5.3.4	PD 用増幅器の設計	78
5.4	評価	80
5.4.1	電流電圧特性	80
5.4.2	位相シフト特性	81
5.4.3	NFP, FFP の観測	82
5.4.4	イメージング	84
5.4.5	応答速度	85
5.5	まとめ	86

第 6 章	$M = 100$ 光集積フェーズドアレイ	88
6.1	設計	88
6.1.1	エッチング深さの設計	88
6.1.2	素子のレイアウト	90
6.2	素子の作製	94
6.2.1	導波路形成	95
6.2.2	コンタクトオープン	96
6.2.3	電極形成, 実装	97
6.3	測定系の改良	101
6.3.1	光学系の改良	101
6.3.2	APD 受光回路の設計	102
6.4	評価	105
6.4.1	電流電圧特性	105
6.4.2	位相シフト特性	105
6.4.3	NFP, FFP の観測	106
6.4.4	ゴーストイメージング	107
6.4.5	応答速度	110
6.5	まとめ	110
第 7 章	増幅器集積光フェーズドアレイ	112
7.1	増幅器集積の意義	112
7.2	設計	113
7.2.1	増幅器	113
7.2.2	素子のレイアウト	114
7.3	素子の作製	116
7.3.1	導波路形成	117
7.3.2	コンタクトオープン	117
7.3.3	電極形成	118
7.4	評価	122
7.4.1	電流電圧特性	122
7.4.2	増幅特性	122
7.4.3	FFP 観測, イメージング	125
7.5	まとめ	127
第 8 章	結論	128
付 録 A	一般逆行列	130
付 録 B	様々な条件下でのゴーストイメージング	132
B.1	一部の位相シフタが動作しない場合	132
B.2	位相シフト範囲に制限を加えた場合	134
B.3	位相シフト量を離散化した場合	134
B.4	複数導波路にまたがる位相シフタ	134
B.5	導波路間隔をランダムにした場合	137

付 録 C 作製プロセスの詳細条件	138
C.1 装置一覧	138
C.2 スピンコーティング, フォトリソグラフィ	138
C.3 PECVD	139
C.4 ドライエッチング	139
C.5 近赤外線加熱装置 (RTA)	140
C.6 ワイヤボンディング	141
参考文献	142
本研究に関わる発表	149
謝辞	150

第1章 序論

本研究で扱う光フェーズドアレイ (OPA, optical phased array) とは、フェーズドアレイ方式によって光領域の電磁波の波面を動的に形成するデバイスである。フェーズドアレイは元々電波領域、あるいは超音波で用いられてきた技術であり、電波領域では軍事レーダ、気象観測、無線通信、超音波では医療診断などに広く使用されている。微細加工技術の発展により波長の短い光領域でもフェーズドアレイを作製することが可能となり、光フェーズドアレイとして研究が盛んに行われている。

光フェーズドアレイは光ビーム偏向素子の一分類であるとされている。しかし、ほかのビーム偏向素子が1つのビームの方向を変えることしかできないのに対し、光フェーズドアレイはビームに限らず様々な波面を形成できる点でより幅広い可能性を持っている。本章では、ビーム偏向素子の現状とともに、光フェーズドアレイの研究動向、またフェーズドアレイが適用可能な新しいイメージング手法の研究動向を紹介し、本研究の目的を述べる。

1.1 光ビーム偏向素子の利用

光ビームの伝搬方向を動的に制御する光ビーム偏向素子は、レーザ光を用いる様々な応用の中で必要不可欠なものである。その中で自動運転車に使用される車載 LIDAR(light detection and ranging) は近年特に注目されている応用分野である。LIDAR とはレーダにおける電波をレーザ光に置き換えたもので、波長の短さから高解像度の観測が可能であるほか、レーダと同様にパルス光を発射して返ってくるまでの時間を測定する time-of-flight 法により距離情報も把握することができる。自動運転車においては周囲の状況を三次元的に把握することが欠かせない。LIDAR と併せてミリ波レーダやカメラも使用されるが、ミリ波は空間分解能を上げることが難しく、カメラでは原理的に距離情報を直接取得することができない。そのため、高い空間分解能で距離も測定することができる LIDAR は自動運転車に欠かせないものとされており、Google[1] を始めほとんどの企業で採用されている。車載以外では、大気中のエアロゾルによる散乱を利用した大気観測などにも LIDAR は使用されている [2]。

また、顕微鏡やバイオセンシングなどの領域でも使用されている。高コントラストで3次元像を得ることができるレーザ共焦点顕微鏡ではレーザ光あるいはサンプルの位置を走査することが不可欠で、多くの場合ビーム偏向素子によりレーザ光を走査している。

以上は光フェーズドアレイの光センシング領域への利用であるが、センシング以外でもレーザプリンタの感光、レーザ加工機、バーコードリーダなど民生、産業用の様々な装置で利用されている。また、今後の潜在的な応用先にはレーザ光無線通信が考えられている。無線通信の帯域が逼迫しつつある中、レーザ光を使用することで更なる大容量化を可能とするほか、光軸から外れた空間に信号が漏れないため秘匿性の高い通信を行えるとして研究が行われている [3]。ほとんどの場合無線通信の対象は固定ではないため、ビーム偏向素子により動的に光軸を調整する必要がある。

1.2 光ビーム偏向素子の現状

現在実用化され広く利用されている光ビーム偏向素子には、ポリゴンミラー、ガルバノミラー、MEMS(micro-electro-mechanical systems) ミラー、音響光学偏向素子、液晶による空間光変調器 (SLM, spatial light modulator) などがある。これらの素子の現状についてまとめるとともに、ビーム偏向素子の最近の動向を紹介する。

ポリゴンミラー

円周上に複数のミラーを配置した多面鏡をポリゴンミラーと呼ぶ。このポリゴンミラーを高速で回転させ、レーザ光を当てることにより光ビームの走査が実現される。一つのミラーにレーザ光が当たっている間に 1 回の走査が起こることから、走査周波数はミラー面数とポリゴンミラーの回転周波数の積で表される。一方、ミラー面数が増えれば一つのミラーに当たっている間のポリゴンミラーの回転角は小さくなり、走査角の範囲は面数に反比例して小さくなる。

ポリゴンミラーは原理上決まった方向に走査を行うだけでランダムアクセスを行うことはできないが、ランダムアクセスが必要でない車載 LIDAR やレーザプリンタの感光などで広く用いられている。走査速度はミラーの回転速度に制限され、実用化レベルでは 40000 rpm 程度を超えると特性や寿命が悪化する [4]。従って、走査周波数の上限は高々数十 kHz である。また、高精度なビーム偏向には精密な回転機構が必要であり、加速度や振動、またほこりなどに弱いという欠点を持つ [5]。

ガルバノミラー

ガルバノミラーはモータの先にミラーを配置した素子で、ポリゴンミラーと同様にモータを回転することでビームを偏向する。ポリゴンミラーと異なるのはミラーにロータリーエンコーダが内蔵されている点で、検出された回転角を用いてモータ出力を制御することによりランダムアクセスが可能となっている。ランダムアクセスが必要なレーザ加工機などで利用されているほか、バイオイメージングなどの研究用途でも幅広く使用される。

ポリゴンミラーとガルバノミラーで基本的な動作原理は同じであり、一定の走査パターンに特化した前者に対しランダムアクセスを可能とした後者の応答速度は遅く、ミリ秒オーダーである。また、機械駆動による欠点も同様である。

MEMS ミラー

MEMS 技術は Si 基板上などにセンサ、アクチュエータなどの微細な機械構造を作成する技術である。近年の電子デバイスの発展に伴い半導体微細加工技術は急速に発達し、その恩恵により様々な実用デバイスが開発されている。その一つが MEMS ミラーであり、Si 基板上に形成した微小なミラーを傾けることによりレーザ光を偏向する。ミラーを傾けるためには静電気力や磁気力などが用いられる。

従来の素子よりも小型、低消費電力で、静電方式による素子ではミラーの共振を利用することで研究レベルでは 70 kHz での走査が実証されている [6]。しかし、数十 V 以上の比較的高電圧が必要となる欠点がある。

また、半導体デバイスの利点を生かして数十万以上の MEMS ミラーを 2 次元アレイ状に配置した素子が実用化されており、DMD(digital micromirror device) と呼ばれる。DMD の各ミラーは

ON, OFF の 2 つの傾きの状態を持ち, ON のときには入射光が外部へ出力される. 従って, ミラーを 1 つの画素に対応づければ任意の表示パターンを形成することが可能であり, プロジェクタで非常に広く用いられている.

音響光学偏向素子

音響光学偏向素子は, 結晶に数十 MHz 以上の超音波を与え, 入射した光ビームを偏向する素子である. 適切な超音波を結晶に入力すると, 超音波は結晶中で定在波を形成する. 音波は媒質のコヒーレントな振動であるため, 結晶中には粗密が発生し, 粗密により屈折率の分布が生じる. この屈折率の分布が回折格子として作用し, 回折格子の格子定数によって入射した光ビームを異なる角度へ回折させることが可能となる.

実用化レベルで $5\ \mu\text{s}$ 程度の高速応答が実現されており, 顕微鏡などで利用されているが, 偏向角は数度に留まる [7].

液晶空間光変調器

液晶空間光変調器 (LC-SLM, liquid crystal spatial light modulator) は, 液晶ディスプレイで用いられるネマティック液晶を 2 次元アレイ上に配置した素子である. ネマティック液晶分子はその場で回転することができ, 電界を印加することにより任意の方向に配向する. そして, 分子の配向方向により屈折率を動的に変化させることができる. 液晶ディスプレイでは分子の配向にねじれを加えることで複屈折を生じさせているが, LC-SLM では平行に配向させて偏光によらない屈折率変化を実現している.

ビーム偏向の原理はフェーズドアレイ方式であり, 任意の位相波面形成が可能なデバイスである. また, 液晶ディスプレイの技術を利用できることから, 1000×1000 を超える非常に大きなアレイが実用化されている. そのため, ビーム偏向のほかにも後述するゴーストイメージングなどのイメージング手法の研究にも盛んに用いられている. しかし, 液晶の配向にはミリ秒オーダーの時間がかかるため, 研究用途が主である.

最近の動向

前節までで述べたように, 産業レベルで広く用いられているのはポリゴンミラー, ガルバノミラーなどの機械式偏向素子である. これらは比較的低速である上に, 機械的駆動のため振動に弱く, ほこりに弱いため車載 LIDAR のような応用には課題がある. また, 機械部品のため比較的大型で高コストであり, 新しい方式のビーム偏向素子が求められていた.

そんな中, 2016 年 1 月の家電見本市 CES (consumer electronics show) で, 米国 Quanergy 社が世界初のソリッドステート LIDAR センサを発売すると発表した. この LIDAR センサは機械駆動部を持たず, フェーズドアレイ方式により 1 秒間で 50 万点のデータを取得すると紹介されているが [9], 具体的な素子材料や動作方式は明らかにされていない.

Quanergy 社による LIDAR は未だ発売されていないものの, 自動運転車を始めとする業界内での関心は高く, 機械式ビーム偏向素子から非機械式への動きは今後ますます強まっていくと予想される.

1.3 光集積フェーズドアレイ

光集積フェーズドアレイは、半導体などの材料上に光導波路構造を用いてフェーズドアレイを集積した素子で、原理検証段階にあるものの高いポテンシャルから次世代のビーム偏向素子として期待されている。

基本的な光集積フェーズドアレイの構造を Fig.1.2 に示す。図中の緑色部分は光導波路、黄色部分は金属配線、電極である。素子の左から入力されたレーザ光は光導波路を伝搬し、スプリッタで M 本に分岐される。分岐されたそれぞれの導波路には位相シフタが取り付けられており、電流注入や電圧印加による各種光学効果で導波路間の相対位相が動的に制御される。最終的に各導波路からの出力は一行に並べられ、自由空間に出力される。出力光はコヒーレントであるため、各導波路からの出力が干渉し合い、特定方向へ伝搬するビームを含む様々なパターンを形成する。

機械駆動部分を持たず信頼性が高いことに加え、キャリア効果などの光学効果を用いれば数 V の駆動電圧でナノ秒オーダーの高速応答を実現できる点が従来の素子に対する明確な利点である。また、材料系によっては光源のレーザや増幅器までモノリシック集積することが可能で、小型かつ低価格な LIDAR センサモジュールなどを実現できると期待されている。

Fig.1.2 は 1 次元フェーズドアレイであり、ビーム偏向やパターン形成は 1 次元方向でしか行えない。2 次元方向のビーム偏向には出力を二次元アレイ上に配置する必要がある、いくつかの方法

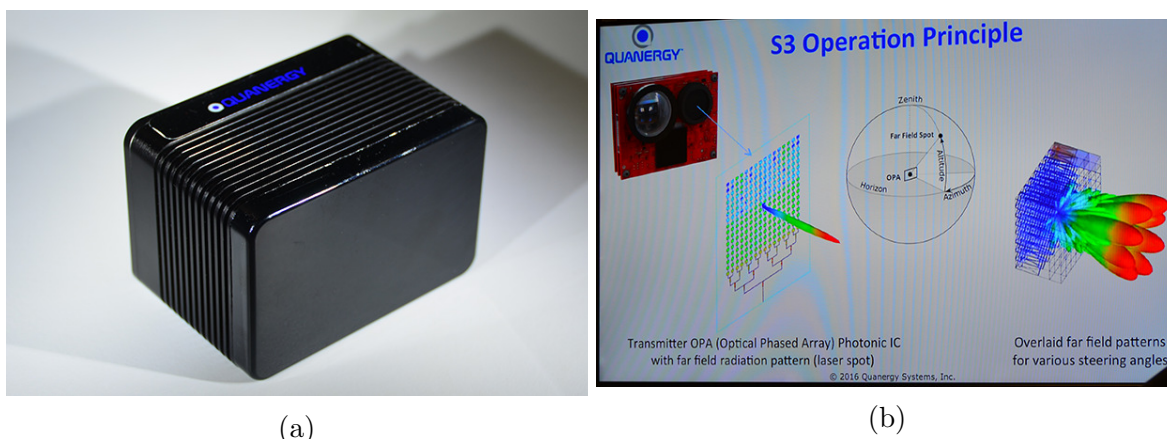


Fig. 1.1: (a) Solid-state LIDAR sensor introduced by Quanergy.
(b) Slide in CES showing the principle of the sensor [8].

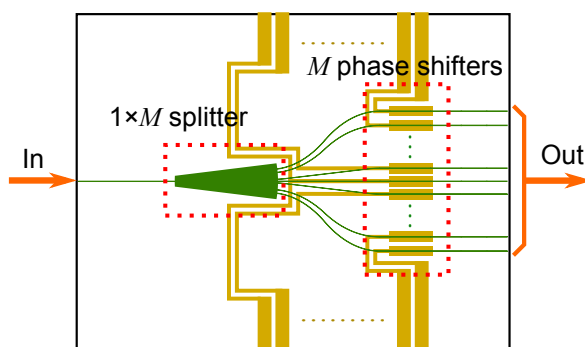


Fig. 1.2: Schematic of optical integrated phased array.

が提案されている。また、材料系としては SiO_2 、 Si 、 InP などについて研究が行われており、それぞれの特徴を研究例とともに紹介する。

SiO₂ 系 (PLC) 光フェーズドアレイ

石英ガラス基板上に光ファイバと同様の構造の光導波路を集積した素子は PLC(planar lightwave circuit) と呼ばれ、AWG(arrayed waveguide grating) による波長合分波器などで使用されている。導波路のコアは Ge を添加した石英ガラスであり、コア・クラッド間の低屈折率差のため曲げに対する損失は大きいが導波路自身の損失は非常に小さい。PLC では材料が絶縁体であるため、電流注入や電界印加による屈折率変化は難しい。そのため、位相シフトにはジュール熱による熱光学効果が用いられる。熱光学効果による位相シフトは比較的低速で、ミリ秒オーダーである。

研究例としては、カリフォルニア大学デービス校の B.Guen らによるハイブリッド集積 2 次元光フェーズドアレイがある [10]。彼らは Fig.1.3 にあるように、光波の分岐、位相シフト部分に PLC、出力部分には 3 次元導波路を使用して 4×4 の 2 次元アレイ出力を実現している。3 次元導波路とはガラス内にフェムト秒レーザを集光し、多光子吸収により局所的に材料を変質して作られる素子であり、商用でも利用されつつある [11]。

Si 系光フェーズドアレイ

Si 系材料を用いた光デバイス研究はシリコンフォトニクスと呼ばれ、成熟したプロセス技術と電子デバイスとの親和性の高さから研究が盛んに行われている。シリコンフォトニクスで一般的なシリコン細線導波路はコアに Si(屈折率 3.5)、クラッドに SiO_2 (屈折率 1.4) を使用している。コアとクラッドの屈折率差が大きいため光の閉じ込めが強く、細い導波路や数 μm の小さい曲げ半径を実現できるため素子の高集積化が可能である。一方、逆に閉じ込めが強いことにより、作製上生じた側壁のラフネスなどの影響を強く受け、導波路自体の損失は比較的大きい。

シリコンフォトニクスでは熱光学効果に加えプラズマ分散効果(自由キャリアプラズマ効果)などのキャリア効果を位相シフトに使用することが可能で、10 GHz を超える変調器が実証されている [12]。また、Ge/SiGe 多重量子井戸を用いることで量子閉じ込めシュタルク効果(QCSE, quantum-confined Stark effect)などの電気光学効果も利用可能だが、CMOS 作製技術との互換性というシリコンフォトニクスの優位性を失うという問題点がある。

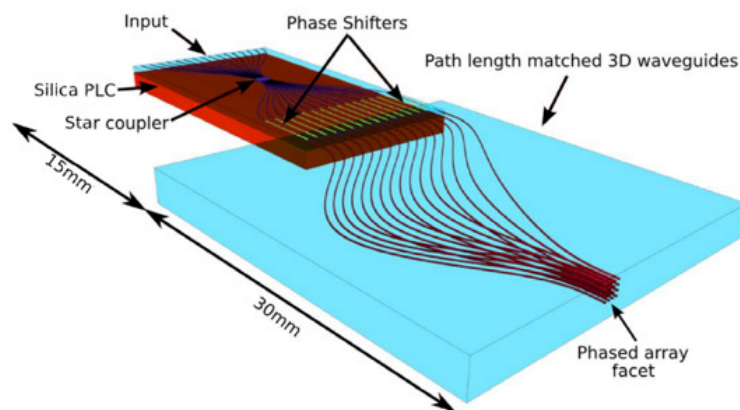


Fig. 1.3: Optical phased array device using PLC and 3-D waveguides [10].

Si 系材料ではゲント大学 [13], マサチューセッツ工科大学 (MIT, Massachusetts institute of technology)[14], 南カリフォルニア大学 [16] など2次元光フェーズドアレイが作製, 実証されている. これらはいずれも熱光学効果により駆動し, キャリア効果によるものは現在のところ発表されていない. また, いずれも出力部は面内方向に2次元配置され, 各導波路からの光を回折格子カプラにより垂直に出射する方式を採用している. MITの素子 (Fig.1.4) のアレイサイズは 8×8 で, $9 \mu\text{m}$ 間隔に配置されている. 電極は行, 列方向にマトリクス状に16本配置されているため各導波路を完全に独立には制御できないものの, 2次元方向への 12° のビーム偏向を実証している. また, MITでは位相シフタの形状を工夫することにより, 2本の位相シフタでビーム偏向を実証した研究もある [15]. 南カリフォルニア大学の素子 (Fig.1.5) はMITと同様に 8×8 の2次元アレイ出力だが, 64本全ての位相シフタを独立に制御でき, さらに出力強度の制御も可能になっている. また, 制御用の電子回路がモノリシックに集積されているなど, シリコンフォトリソの利点が生かされている. 他方, 1次元素子ではIntel社により 1×128 フェーズドアレイの作製が報告されており [17], 私の知る限り最も出力点数の多い光フェーズドアレイである.

なお, 動的に位相を制御できないパッシブフェーズドアレイ素子ではさらに大規模な素子が作製されており, Si 導波路による 64×64 フェーズドアレイ [14] や, Si_3N_4 (窒化ケイ素) による 1×1024 フェーズドアレイ [18] などが発表されている. 後者は導波路が絶縁体の Si_3N_4 で作製されているため可視光が導波できる点でも興味深い.

InP 系光フェーズドアレイ

InP 系の材料は混晶によりバンドギャップを光通信の主要な通信波長である $1.3 \mu\text{m}$, $1.55 \mu\text{m}$ 付近で制御できるため, 光通信用の素子として利用されている. 導波路はInGaAsPなどの4元混晶をコア, InPをクラッドとすることが多く, 光の閉じ込め, 損失ともにPLCとシリコンフォトリソの中間に位置する.

Si との最も大きな違いは直接遷移型半導体である点であり, Si 系では困難なレーザ光源や増幅器 (SOA, semiconductor optical amplifier) のモノリシック集積が可能である. また, キャリア効果でも自由キャリアプラズマ効果に加えバンドフィリング効果が起こるため効率が高く, さらに

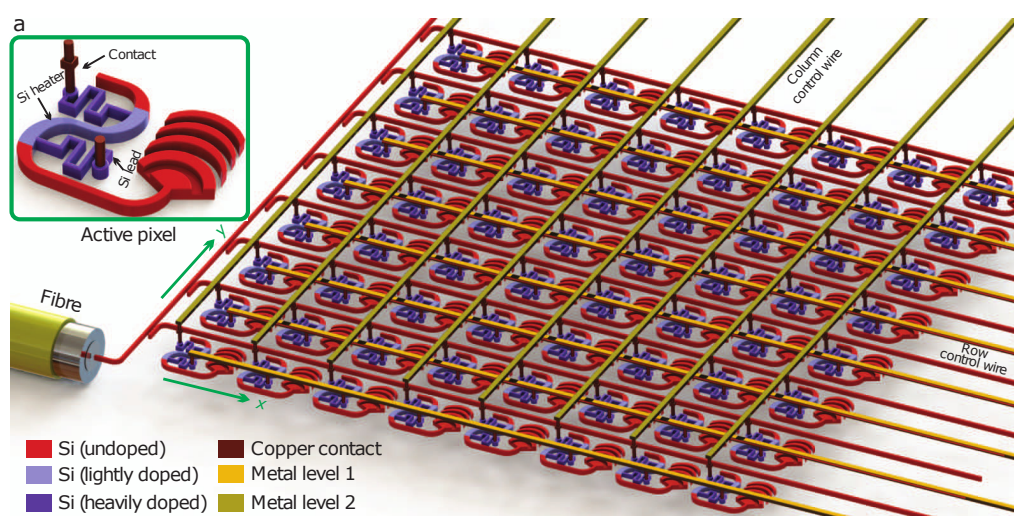


Fig. 1.4: Schematic of 2-D optical phased array by MIT [14].

QCSE などの電気光学効果も使用可能であることなど優れている点が多い。

研究例としてはカリフォルニア大学サンタバーバラ校 (UCSB, University of California Santa Barbara) の W. Guo らによる 2 次元ビーム偏向素子がある [19]。彼らの素子の出力部は 1 次元方向に並んだ導波路で、回折格子により垂直方向に出力される。1 次元方向にはフェーズドアレイ方式でビーム偏向を行い、もう 1 次元方向には、レーザ光の波長を変えることにより回折格子による出射方向を制御してビーム偏向を実現している。位相シフタにはキャリア効果を使用しており、少なくとも $1\ \mu\text{s}$ 以下で応答していることが確認されている。これは測定系により律速されており、実際には $10\ \text{ns}$ オーダで応答するとされている。さらに、波長可変レーザや SOA を集積することにも成功しており、化合物半導体による光フェーズドアレイの優位性を実証している。

また、最近ではレーザや増幅器を InP 系材料で作製し、スプリッタや位相シフタを Si 系材料で作製してハイブリッド集積している光フェーズドアレイも発表されている [21]。こちらも導波路本数 32 の 1 次元フェーズドアレイであり、位相シフタ部はキャリア効果を狙って設計されたものの熱光学効果でしか動作せず応答周波数は $300\ \text{kHz}$ に留まるなど特性としてはまだそれほど優れていないが、ハイブリッド集積という新しい可能性を示した重要な例であると思われる。

なお、InP 系材料による 2 次元アレイは未だ作製されておらず、 1×32 がこれまで実証された最大のアレイサイズである [20]。

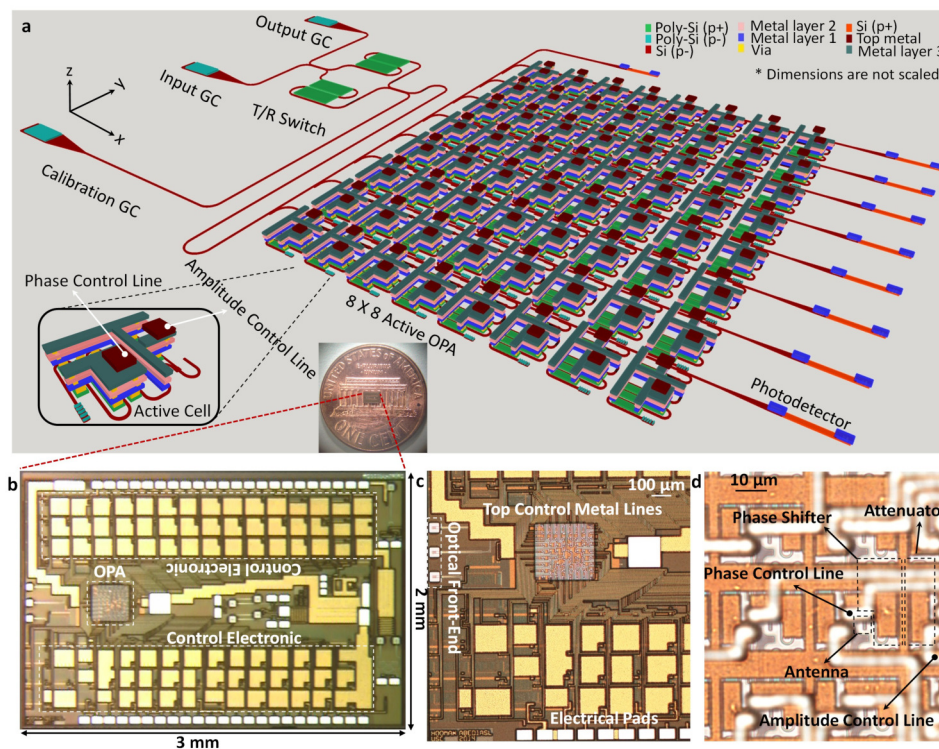


Fig. 1.5: Schematic and photographs of 2-D optical phased array by University of Southern California [16].

材料系のまとめ

SiO₂, Si, InP 系材料について、それぞれが持つ特長と、これまでの研究で実証されている部分を Table.1.1 にまとめる。InP 系材料では光集積フェーズドアレイの長所である高速応答，レーザ，増幅器とのモノリシック集積を全て実現できる．一方，Si 系材料では閉じ込めの強い光導波路により素子の小型化が可能で，電子回路との集積も容易である．InP と Si をハイブリッド集積して双方の利点を活用した光集積フェーズドアレイも試作されつつあり，今後はハイブリッド集積により高集積かつ高性能の素子が登場すると期待される．

1.3.1 光集積フェーズドアレイの課題

様々な利点を持ち，研究が進められている光集積フェーズドアレイであるが，LIDAR などの実用に供するにはいくつかの課題がある．

一つは，解像度の問題である．光集積フェーズドアレイではビームの幅は出力導波路本数に反比例する．すなわち，解像点数は導波路本数に比例し，およそ導波路本数と同等になる．現在の LIDAR センサは，例えば Google カーに使用されている Velodyne 社製 HDL-64E では水平方向の

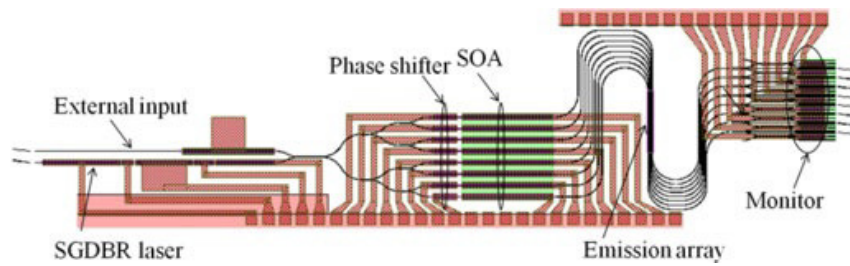


Fig. 1.6: Schematic of 2-D beam steerer integrated with laser by UCSB [19].

SGDBR : sampled-grating distributed Bragg reflector.

Table. 1.1: Comparison table of materials for optical phased arrays and previous works.

Properties with blue cells are demonstrated in previous works. “+” and “-” means available and not available respectively. Red “+” are important advantages.

	SiO ₂ (PLC)	Si	InP
Thermo-optic effect (~ms)	+	+	+
Carrier effect (~ns)	-	+	+
Electro-optic effect (~ps)	-	(+)	+
Laser integration	-	-	+
Amplifier integration	-	-	+
Footprint	Large	Small	Medium
2-D phased array			
Others	3-D waveguide	CMOS-compatible process	

解像点数は 6000 点程度あり [22], これまで実証されたフェーズドアレイ素子の数十倍以上である。しかし、半導体素子の集積性から、実用化を見据えた研究を進めれば 1000 点程度の解像点数を有する素子を作製するのはそれほど困難ではないと考えている。

次に、キャリブレーションの問題がある。光フェーズドアレイでは、光路長が数百 nm 変化しただけでも出力の変化に大きな影響を及ぼす。そのため、必ずしも設計値通りの位相でビームが出力されるとは限らず、作製によるばらつきも大きくなると予想される。さらに、実用上では広い温度範囲で動作する必要があるが、温度の変化は確実に光路長を変化させ、出力ビームに影響を及ぼす。以上の理由により、作製された光フェーズドアレイには各温度について任意の方向にビーム形成を行えるように、各位相シフトに与える入力のカリブレーション作業が必要になると思われる。素子の導波路本数が増えれば解像点数は比例して増えるため、キャリブレーションで設定しなければならない入力値は導波路本数の二乗に比例する。そのため、大規模になればなるほど大きな問題となるはずである。

最後に、出力ビーム強度の問題がある。作製された光フェーズドアレイ素子からの出力パワーについて言及した論文は見られないが、積極的な増幅を行っていないことから 1 mW 未満の出力であると予想される。前述の LIDAR センサ HDL-64E はパルス駆動であるがピークパワーは 60 W に達しており [23], LIDAR として使用するには半導体素子としては高出力な 1 W オーダの出力が必要であるとされる [24]。それでも、 $1.5\mu\text{m}$ 帯で 1.5 W を達成した InP 系光集積デバイスも報告されていることから、増幅器を含めて適切に設計することで実現は可能であると思われる [25]。

1.4 新しいイメージング手法

前節までは LIDAR などに用いるビーム偏向素子としての光フェーズドアレイに着目してきたが、近年ではビーム偏向、スキャニングによらない、ゴーストイメージングと呼ばれる手法が注目されつつある。また、イメージングを始めとする様々な技術で使用可能で、非常に研究が盛んな圧縮センシングという分野がある。ゴーストイメージングと圧縮センシングは相性の良い技術で、これらを組み合わせた研究も盛んに行われている。本節ではこれら新しいイメージング手法と研究動向を紹介する。

1.4.1 ゴーストイメージング

従来の走査型イメージングではビームの位置を走査し、物体からの透過光や反射光を観測してビーム位置の物体の情報を取得する。一方、ゴーストイメージングでは、ビームの代わりに物体全体にランダムなパターンを照射し、透過あるいは反射光の合計パワーを取得する。照射パターンを様々に変化させて測定を行い、照射パターンと取得したパワーから計算を行うことで物体の画像を再構成する。

ゴーストイメージングは、量子もつれ状態の光子によって初めて実証されたことから本質的に量子論的な現象であると考えられていた [26]。しかし、後になって古典論的な照明でも実現されることが分かり、現在ではレーザ光を散乱媒質に通してできるスペックルパターンが照明として用いられている。また、散乱媒質を SLM [27] や DMD [28] などの素子に置き換えた方法も用いられており、こちらは素子への入力から照明パターンを計算できるため、照明パターンを取得するカメラが必要でない利点がある。散乱媒質および SLM を使用したゴーストイメージングの系を Fig.1.7(a), (b) に示す。また、DMD を使用して取得された画像を Fig.1.8 に示す。

ゴーストイメージングはLIDARでも使用することができ、3次元のイメージングも実証されている [29]。この研究では2次元方向にランダムパターンを持つパルスを発射し、反射して返ってくる時間方向の信号を複数取得している。そして、これら进行处理することにより3次元画像を再構成している [30]。

基本的なゴーストイメージングでは、再構成画像の画素数の10倍以上の回数の測定が必要となる。測定速度は散乱媒質を用いる場合はカメラのフレームレート、SLMやDMDを使用した場合はその応答速度に律速される。実験における測定速度も毎秒60回や、速いものでも1440回 [28] に留まっており、1回の画像取得に秒オーダ以上の時間がかかっている。より高速なイメージングを行うためには、測定を高速化するか、より少ない測定回数で画像を再構成するかが必要となる。光フェーズドアレイのような高速素子で照明パターンを作り出せば、これまでよりも何桁も速い速度で画像取得を行えるようになる。しかし、そのような素子はまだ研究段階で、ゴーストイメージングに利用した例はない。代わりに再構成アルゴリズムや照明パターンを改善することで測定回数を減らす研究は非常に盛んに行われており、そこで用いられるのが圧縮センシングである。

1.4.2 圧縮センシング

圧縮センシングとは、自然界の信号が持つ圧縮可能性に着目し、従来よりも少ない測定回数で信号を再構成する数学的手法である。2005年前後に E. J. Candès, T. Tao, D. L. Donoho らによ

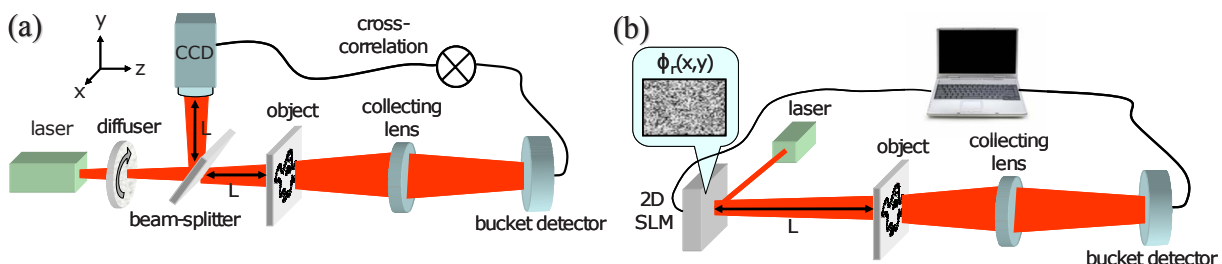


Fig. 1.7: Setups for ghost imaging using (a) diffuser and (b) SLM [27].



Fig. 1.8: Image example acquired in ghost imaging with DMD [28]. Three images acquired through color filters are overlaid to make a color image.

て数学的理論付けがなされ [31][32], それ以降イメージングを中心とした様々な領域で応用研究がなされている. イメージングにおける圧縮センシングでは同じ測定回数でより精細な画像を, また同じ画質の画像を少ない測定回数で取得できるため, 測定に時間がかかる, あるいは高解像度化に制限がある用途で研究が進んでいる.

前者の例としては核磁気共鳴画像法 (MRI, magnetic resonance imaging) [33] や超解像顕微鏡の一つである STORM(stochastic optical reconstruction microscopy) [34] など, 後者では InGaAs などによる赤外線カメラ [35] やレーダ [36] などが報告されている. 特に MRI に関してはハードウェアを変更することなくソフトウェアの変更だけで圧縮センシングを適用することが可能で, 従来の高速化手法よりも優れた画像が得られることが医師により客観的に確認された報告もあり [37], 臨床応用に近づきつつある. また, イメージング以外でも, 未知のキャリア周波数の信号をナイキスト周波数未満のサンプリングで復号する Xampling [38] と呼ばれる手法が発表されているなど, 高い可能性を持った技術である.

通常のカメラのようなピクセルベースのイメージングではハードウェアに工夫を加えないと圧縮センシングを適用できないが, 様々な画素の情報が混ざった信号の系列を測定するイメージングでは再構成アルゴリズムの変更のみで適用が可能で, 親和性が高い. ゴーストイメージングも各画素の情報が入り交じった信号を取得するため圧縮センシングを導入しやすく, 測定回数を減らすために数々の研究で使用されている. 例えば, DMD を使用したゴーストイメージングでは画素数未満の測定回数で従来の方法より優れた画像を再構成している [28] (Fig.1.9). また, ランダムなパターンではなく圧縮センシングに適した構造化された照明パターンを照射し, 画素数の 12.5%~25%の測定回数で鮮明な画像を取得した報告もある [39].

1.5 光集積フェーズドアレイとゴーストイメージング

1.3.1 節で述べたように, 実用的な場面で光集積フェーズドアレイを使用していくためには, 作製によるばらつきや温度についてのキャリブレーションの問題が残っている. イメージング応用でこの問題を解決する一つの方法として, 本研究ではゴーストイメージングの手法を利用することを提案する.

Fig.1.10 にイメージング系の模式図を示す. フェーズドアレイの位相シフタを適切に制御してビームを形成する代わりに, ランダムな入力を与えて位相シフトを起こす. これにより, 遠視野 (far field) では導波路同士の干渉によりランダムなスペックルパターンが生じる. このパターンはビームスプリッタにより分配され, 片方はカメラにより観測され, もう片方は観測対象に照射される. 対象を透過, あるいは反射した光パワーが光検出器により観測され, カメラのパターンと

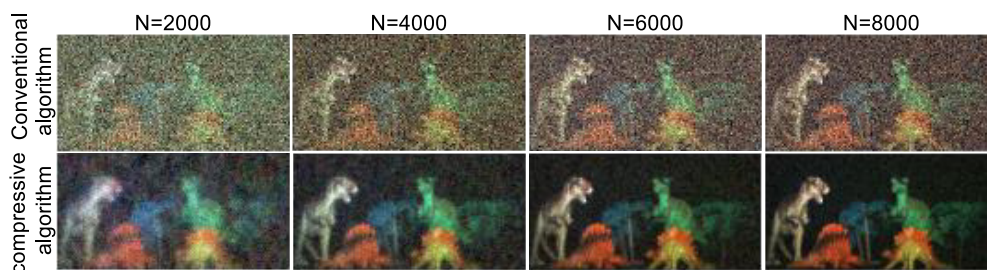


Fig. 1.9: Comparison of $128 \times 64 = 8192$ pixel image using conventional algorithm and compressed sensing [28]. N : number of measurements.

光検出器の観測値から画像を再構成する。

このイメージング系では、各方向へビームを形成するためのキャリブレーションが必要ない。また、カメラによりパターンを観測しているため温度などによるパターンの変化にも対応することができる。全てのパターンをカメラで観測しながらイメージングを行うと速度はカメラのフレームレートに律速されてしまうが、温度変化などの擾乱は照明パターンの切り替えに比べて十分遅いことから、適当な間隔でカメラによるパターンの観測を行い、そうでない場合は高速にパターンを切り替えることで光集積フェーズドアレイの高速性を生かしてイメージングが行える。また、光フェーズドアレイはランダムなパターンを生成できれば良いため、素子構造や制御回路の簡略化が期待できるほか、一部の位相シフタが故障している場合にも影響を小さくできる可能性がある。

他方、ゴーストイメージングの立場から見れば、光集積フェーズドアレイを導入することで従来よりも3桁以上高速なイメージングが可能となる。また、光集積フェーズドアレイの動作原理はSLMなどと同様であるため圧縮センシングのアルゴリズムを使用してさらに高効率化することもできる。

1.6 本研究の目的

本研究は、現状の光集積フェーズドアレイが持つ課題を解決し、実用的な高速イメージングの実現を目指すものである。その中でも特にキャリブレーションのコスト、温度に対する不安定性の問題を解決するために、ランダムな照明パターンを用いるゴーストイメージングの手法を取り入れ、新手法による光フェーズドアレイの実証を目的とする。また同時に、光フェーズドアレイ素子の側面からも研究を進め、InP 光フェーズドアレイの大規模化による解像度の向上、増幅器の集積による高出力化を目指す。

具体的には、数値計算を通してイメージング性能を確認した後、導波路数 $M = 25$ の素子を作製して新手法のイメージングの実証を行う。さらに、InP 系の素子では最大規模である $M = 100$ の素子を作製し、より実用に近い高解像度、高速なイメージングを行う。また、高出力化を達成するために増幅器をモノリシック集積した素子も設計、作製し、増幅特性やフェーズドアレイ素子としての特性を評価する。

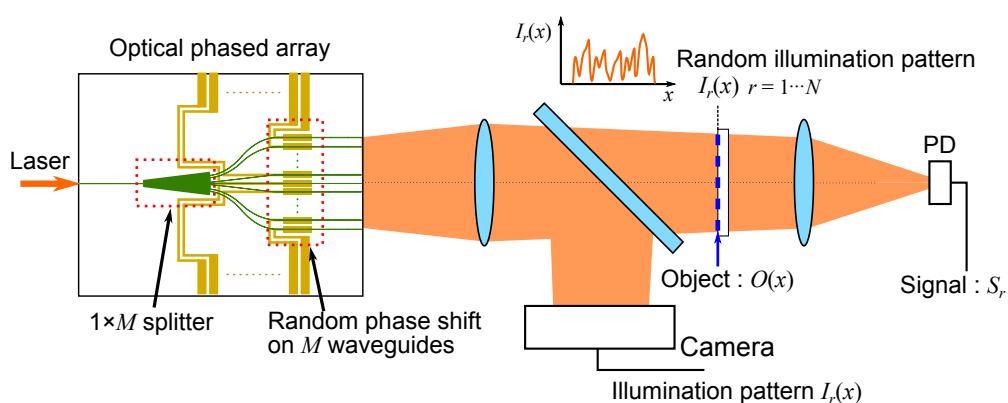


Fig. 1.10: Schematic of optical-phased-array imaging system using ghost imaging. PD : photodetector.

1.7 本論文の構成

本論文は，以下のように構成されている．初めに，本章では序論として研究背景や先行研究，光集積フェーズドアレイ素子の課題と新しいイメージング手法の提案を行った．第2章ではフェーズドアレイ素子の動作原理とともにイメージング手法の原理について述べる．第3章では設計パラメータによる素子の出力特性の解析，および新手法のイメージング特性の確認のために行った数値解析について述べる．第4章では素子の作製で使用した半導体プロセス技術について解説する．第5章，第6章はそれぞれ $M = 25$, $M = 100$ 光集積フェーズドアレイの設計，作製，評価および新手法によるイメージングの実証について述べている．第7章は高出力化を目指し，増幅器を集積した素子の設計，作製および評価について述べる．最後に，第8章では研究のまとめと今後の展望を述べて本論文の結論とする．

第2章 原理

2.1 光導波路

光波を閉じ込め伝搬する光導波路は，半導体光デバイスの最も基礎となる構造である．光導波路は，屈折率 n_1 のコアの周りを屈折率 n_2 のクラッド ($n_1 > n_2$) が取り囲む構造を取っている．

屈折率差がある誘電体界面に角度 θ で入射するとき，

$$\theta \geq \theta_c = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1}$$

を満たすと全反射が起こる．この全反射を繰り返してコアの中を光が伝搬していくのが光導波路の定性的な原理である．

本節ではマクスウェル方程式に基づき光導波路中の光の伝搬を記述し，光デバイスの設計に重要な伝搬定数，等価屈折率の計算手法について述べる [40]．

2.1.1 多層スラブ光導波路中の伝搬

Fig.2.1 に示す N 層のスラブ光導波路を考える．一般の構造を考えているが，実際には N 層中の何層かが屈折率が高いコア，その周りがクラッドという構造を取っており，光は y 方向に閉じ込められながら z 方向に伝搬していくとする．このとき，光線光学的にはコア，クラッド界面で全反射して一往復したときに位相が一致して y 方向に定在波を形成している必要がある．従って，導波路中の光線の角度は一定の条件を満たさなければならない．この条件を満たして安定して伝搬する光波をモードと呼び，各モードに対して伝搬定数 β を一対一に対応づける．伝搬定数は，導波路中での伝搬をあたかも自由空間中の平面波であると見たときの実効的な波数であり，導波路中の電磁界 $\tilde{\mathbf{e}}, \tilde{\mathbf{h}}$ は

$$\tilde{\mathbf{e}}(r, t) = \mathbf{E}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.1)$$

$$\tilde{\mathbf{h}}(r, t) = \mathbf{H}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.2)$$

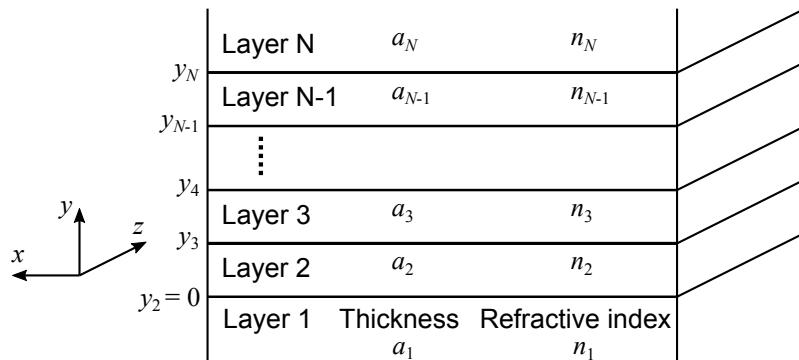


Fig. 2.1: Multilayer slab waveguide.

と表される．ここで r は位置ベクトル， ω は電磁波の角周波数である．また，自由空間中では媒質中の波数と真空中の波数 $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ (ϵ_0 , μ_0 はそれぞれ真空中の誘電率，透磁率) の比は屈折率となることから，

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.3)$$

は等価屈折率と呼ばれ，導波路の実効的な屈折率としてデバイス設計で非常に頻繁に使用される．さて，マクスウェル方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.7)$$

と線形媒質の関係式

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.8)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.9)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.10)$$

について， $\mu = \mu_0$ となる材料のみを考えると屈折率と誘電率の間には

$$\epsilon = n^2 \epsilon_0 \quad (2.11)$$

の関係式が成り立っており，さらに $\sigma = 0$ となる無損失媒質を考える．このとき (2.4), (2.5) 式は次のようになる．

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\epsilon_0 n^2 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.13)$$

(2.1), (2.2) 式をそれぞれ (2.12), (2.13) 式に代入すると，次の 6 式が得られる．

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (2.14)$$

$$-j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \quad (2.17)$$

$$-j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_y \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_z \quad (2.19)$$

さらに，スラブ光導波路は x 方向に一様であるため， $\partial/\partial x = 0$ と置くことができ，(2.15)～(2.19) 式は次の 2 組の数式に分けられる．

$$-j\beta E_x = -j\omega\mu_0 H_y, \quad -\frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z, \quad \frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x, \quad -j\beta H_x = j\omega\varepsilon_0 n^2 E_y, \quad -\frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \quad (2.21)$$

ここで (2.20) 式は $[E_x, H_y, H_z]$ 成分, (2.21) 式は $[H_x, E_y, E_z]$ 成分のみを含んでおり, 互いに独立している. そのため, それぞれの式を満たす波動は独立に存在でき, 前者の成分を TE(transverse electric) 波, 光波の成分を TM(transverse magnetic) 波という. TE, TM の名称は, それぞれ進行方向 z に対して電界, 磁界が垂直であることによる. また, TE 波, TM 波のみを含むモードをそれぞれ TE, TM モードと呼ぶ. TE 波については, (2.20) 式を変形して次の成分間の関係が得られる.

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2) E_x = 0 \quad (2.22)$$

$$H_y = \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_x \quad (2.23)$$

$$H_z = -\frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.24)$$

TM 波についても (2.21) 式から同様に次の関係が得られる.

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2) H_x = 0 \quad (2.25)$$

$$E_y = -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0 n^2} H_z \quad (2.26)$$

$$E_z = \frac{j}{\omega\varepsilon_0 n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.27)$$

(2.22)~(2.27) 式を見ると, 波動方程式 (2.22) を $E_x(y)$ について, (2.25) を $H_x(y)$ について解けば全ての電磁界分布が計算できることが分かる. 従って, Fig.2.1 の構造についてこれらの波動方程式を解いていく.

多層スラブ光導波路の i 層目における E_x, H_x をそれぞれ E_{xi}, H_{xi} と表現し, 定数 A_i, B_i を持った以下の形の一般解を考える.

$$\left. \begin{array}{l} E_{xi} \\ H_{xi} \end{array} \right\} = A_i \exp[-jk_{yi}(y - y_i)] + B_i \exp[jk_{yi}(y - y_i)] \quad (2.28)$$

ここで k_{yi} は i 層目での y 方向の波数で, i 層目の波数 $k_i = k_0 n_i$ を用いて次のように書ける.

$$k_{yi} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta^2} & (\beta \leq k_i) \\ j\sqrt{\beta^2 - k_i^2} & (\beta > k_i) \end{cases} \quad (2.29)$$

また, y_i は i 層目と $i-1$ 層目の界面の y であるが, 便宜上 $y_1 = y_2 = 0$ とする.

まず, 1 層目と N 層目の厚さが無限大である ($a_1 = a_N = \infty$) とすると, $y = \pm\infty$ で電磁界が収束するために, $\beta > k_1, k_N$ かつ $B_1 = A_N = 0$ が必要となる. 次に, 媒質の境界面における電磁界の境界条件

- 電界の接線成分が連続
- 磁界の接線成分が連続

から, TE, TM 波それぞれについて次の条件が加えられる.

$$E_{xi}(y_i) = E_{xi-1}(y_i), \quad H_{zi}(y_i) = H_{zi-1}(y_i) \quad (\text{TE}) \quad (2.30)$$

$$H_{xi}(y_i) = H_{xi-1}(y_i), \quad E_{zi}(y_i) = E_{zi-1}(y_i) \quad (\text{TM}) \quad (2.31)$$

この条件より, (2.24), (2.27), (2.28) 式を利用すると $i = 2, \dots, N-1$ について以下の関係式が得られる.

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{i1} & C_{i2} \\ C_{i3} & C_{i4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (i = 2, \dots, N-1) \quad (2.32)$$

$$C_{i1} = \frac{k_{yi} + k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp(-jk_{yi-1}a_{i-1})$$

$$C_{i2} = \frac{k_{yi} - k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp(jk_{yi-1}a_{i-1})$$

$$C_{i3} = \frac{k_{yi} - k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp(-jk_{yi-1}a_{i-1})$$

$$C_{i4} = \frac{k_{yi} + k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp(jk_{yi-1}a_{i-1})$$

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

また, $i = N$ については $A_N = 0$ である関係から B_N に関する式が 2 つ得られ, それぞれにおける B_N を B_{N1} , B_{N2} と書き直すと以下ようになる.

$$\begin{bmatrix} B_{N1} \\ B_{N2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{N1} & C_{N2} \\ C_{N3} & C_{N4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{N-1} \\ B_{N-1} \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

$$C_{N1} = \exp(-jk_{yN-1}a_{N-1})$$

$$C_{N2} = \exp(-jk_{yN-1}a_{N-1})$$

$$C_{N3} = -\frac{k_{yN-1}m_N^2}{k_{yN}} \exp(-jk_{yN-1}a_{N-1})$$

$$C_{N4} = \frac{k_{yN-1}m_N^2}{k_{yN}} \exp(jk_{yN-1}a_{N-1})$$

$$m_N = \begin{cases} 1 & (\text{TE}) \\ \frac{n_N}{n_{N-1}} & (\text{TM}) \end{cases}$$

(2.32), (2.33) 式より, 次のように B_{N1} , B_{N2} は A_1 と β の関数 $C_1(\beta)$, $C_2(\beta)$ のみで表現される.

$$\begin{bmatrix} B_{N1} \\ B_{N2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{N1} & C_{N2} \\ C_{N3} & C_{N4} \end{bmatrix} \dots \begin{bmatrix} C_{21} & C_{22} \\ C_{23} & C_{24} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ 0 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} C_1(\beta)A_1 \\ C_2(\beta)A_1 \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

元々 B_{N1} と B_{N2} は同一のものであったから, (2.34) 式を満たすためには

$$C_1(\beta) = C_2(\beta) \quad (2.35)$$

でなければならない. これが伝搬定数 β を決定する固有値方程式であり, これを解くことで伝搬定数, 等価屈折率を計算することができる.

2.1.2 等価屈折率法

前節のスラブ光導波路では x 方向の一様性から電磁界分布が TE 成分と TM 成分に分かれて独立に考えることができたが、 x 方向に構造のある 3 次元光導波路におけるモードは一般に全ての電界成分を持つハイブリッドモードである。しかし、これらのモードは $[E_x, H_y]$ を主成分とする TE-like モードと $[H_x, E_y]$ を主成分とする TM-like モードに分けることができる。これらを単に TE, TM モードと呼ぶことも多く、本論文でも今後そのように呼称する。

一般の 3 次元光導波路の厳密解を得るには有限要素法などの計算機解析が必要となるが、いくつかの便利な近似計算法が提案され、広く使われている。その一つが等価屈折率法である。

Fig.2.2 に示すリッジ型光導波路構造を考える。リッジ型光導波路は半導体光デバイスで一般的に用いられる構造で、 y 方向には屈折率 n_1 のコア層、 x 方向にはクラッド層の厚い (I) 領域に光が閉じ込められる。(II) 領域のクラッド層はエッチングにより一部取り除かれており、屈折率 n_4 の層は空気もしくは SiO_2 などのパッシベーション層である。等価屈折率法では、 x 方向と y 方向の光の閉じこめを独立して考える。初めに、(I)、(II) 領域の層構造についてそれぞれスラブ光導波路解析を行い、等価屈折率 $n_{\text{eff(I)}}$ および $n_{\text{eff(II)}}$ を得る。そして、 x 方向に関しては屈折率 $n_{\text{eff(I)}}$ の (I) 領域がコア、 $n_{\text{eff(II)}}$ の (II) 領域がクラッドのスラブ導波路構造であると等価的に考え、再びスラブ光導波路解析を行う。こうして得られた伝搬定数、等価屈折率を 3 次元導波路のパラメータとする。注意すべき点は、 y 方向について解析するときと x 方向について解析するときで座標系が 90° 回転している点である。そのため、TE-like モードについて解析する場合は y 方向では TE モード、 x 方向では TM モードとして、TM-like モードとして解析するときは y 方向では TM モード、 x 方向では TE モードとして解析する必要がある。

2.2 半導体中の位相シフト原理

2.2.1 クラマース・クローニツヒの関係式

半導体素子では熱やキャリア、電界などの様々な要因により屈折率が変化し、これらはそれぞれ熱光学効果、キャリア効果、電界光学効果と呼ばれる。これらの屈折率変化を利用して位相シフタや変調器が実現されている。多くの光学効果は外部要因により実効的なバンドギャップが変化し、吸収スペクトルが変化することで屈折率スペクトルが変化すると理解される。光の吸収とは、フォトンが物質中の電子と相互作用し、電子にエネルギーを渡すことによって起こる。一方、屈折の起源はフォトンと電子が相互作用を起こし、共振してフォトンの位相が遅れることによる。従って、光の吸収と屈折は同一の原理によるもので、密接な関係を持っている。

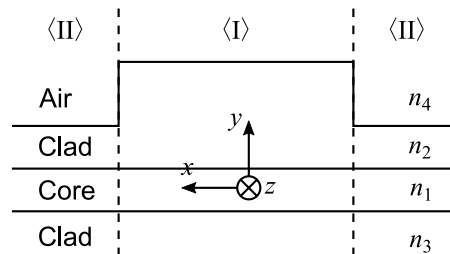


Fig. 2.2: Ridge waveguide structure.

線形系の周波数応答 $H(\omega)$ についての実部 $R(\omega)$ と虚部 $X(\omega)$ を関連づける式として、クラマース・クローニツヒの関係 (KKR, Kramers–Kronig relations)

$$R(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (2.36)$$

$$X(\omega) = -\frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (2.37)$$

が存在する．ここで $\mathcal{P} \int$ は $\omega = \omega'$ となる点を除いたコーシーの主値積分である．屈折率や吸収の起源となる電界 \mathbf{E} に対する電子分極 \mathbf{P} は、複素電気感受率 χ を用いて次のように表現される．

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (2.38)$$

この式から分かるように $\chi(\omega)$ は線形系の周波数応答を表しているから、 χ の実部 χ' と虚部 χ'' の間には KKR が成り立つ．

一方、光波の z 方向への伝搬は複素屈折率 n_c を用いて次のように表される．

$$E(z, t) = A \exp \left[j \left(\frac{n_c \omega}{c} + \omega t \right) \right] \quad (2.39)$$

$n_c = n - j\kappa$ とすると複素屈折率の虚部 κ は減衰を表し、吸収係数 α を用いると次のような形となる．

$$E(z, t) = A \exp \left(j \frac{n\omega}{c} \right) \exp \left(-\frac{\alpha}{2} z \right) \quad (2.40)$$

ここで $\alpha = 2\kappa\omega/c$ [m^{-1}] であり、1 m 伝搬したときに強度が $e^{-\alpha}$ となる．

複素屈折率と複素電気感受率には次の関係がある．

$$n_s = \sqrt{1 + \chi} \quad (2.41)$$

χ が $\Delta\chi$ 変化したときの n_s の変化量を Δn_s とすると、テイラー展開によって次のように表現できる．

$$\begin{aligned} \Delta n_s &= \left(\sqrt{1 + \chi} + \frac{\Delta\chi}{2\sqrt{1 + \chi}} - \frac{\Delta\chi^2}{8\sqrt{1 + \chi}^3} + \dots \right) - \sqrt{1 + \chi} \\ &= \frac{\Delta\chi}{2n_s} - \frac{\Delta\chi^2}{8n_s^3} + \dots \end{aligned} \quad (2.42)$$

従って、 $\Delta\chi \ll n_s$ であれば Δn_s と $\Delta\chi$ は線形な関係となるため、屈折率の変化量 Δn と吸収係数の変化量 $\Delta\alpha$ にも近似的に KKR が成り立っている．具体的には次の表式となる．

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} \mathcal{P} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2.43)$$

通常屈折率変化を考える領域は光吸収が少ない、エネルギーがバンドギャップ未満の領域である．バンドギャップ変化で吸収係数の変化が大きいのはバンドギャップ付近であるから、(2.43) 式では $\omega < \omega'$ の領域が寄与する．従って、バンドギャップ付近の吸収係数変化と位相シフト領域での屈折率変化は同じ方向に起こる．バンドギャップが縮小すると吸収係数は増大するため、屈折率も大きくなる．逆に、バンドギャップが拡大すると吸収係数は縮小し、屈折率は小さくなる．

2.2.2 熱光学効果

熱光学効果は、媒質の温度の上昇により屈折率が増大する現象であり、結晶の格子定数が増大することによって起こる。結晶中の原子間ポテンシャルと原子間距離の関係の一例を Fig.2.3 に示す。距離が短い領域ではパウリの排除律により急速にポテンシャルが増大するのに対し、距離が大きくなる方向では結合エネルギーを超えるエネルギーを与えれば無限遠へ飛び出せる、非対称な構造をしている。従って、このポテンシャル内で原子にエネルギーを与えると、原子間平均距離は増大していくことが分かる。これが熱膨張の物理的起源であり、温度が上昇すると格子定数は増大する。

バンドギャップは結晶中の原子の相互作用により生じるため、格子定数が小さいほどバンドギャップは大きくなる。それゆえ、ダイヤモンドなど原子番号が小さい材料はバンドギャップが大きく、InSb など原子番号が大きいとバンドギャップは小さくなる。温度の上昇により格子定数は大きくなるため、バンドギャップは小さくなり、KKR により屈折率は大きくなる方向に変化する。

バンドギャップ E_g の温度依存性を記述する式としては、Varshni による経験式

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.44)$$

が知られている [41]。ここで温度 T は絶対温度、 α , β はフィッティングパラメータで、いくつかの例を Table.2.1 に挙げる。

2.2.3 キャリア効果

キャリア効果は、半導体内のキャリア密度が変化することで起こる屈折率変化の総称で、バンドフィリング効果、自由キャリアプラズマ効果、バンドギャップ収縮効果などを含む [42]。バンド

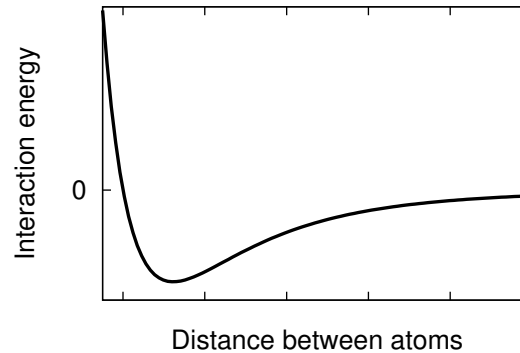


Fig. 2.3: Potential energy between two atoms.

Table. 2.1: Values of the parameters in Varshni's equation [41].

Material	$E_g(0)$ [eV]	α [$\times 10^{-4} \text{K}^{-1}$]	β [K]
Si	1.1557	7.021	1108
GaAs	1.5216	8.871	572
InP	1.4206	4.906	327

フィリング効果では、キャリア密度が高くなることで伝導帯下端の準位が埋まり、それ以上励起できなくなることから実効的にバンドギャップが広がる。自由キャリアプラズマ効果はシリコンフォトニクス領域ではプラズマ分散効果とも呼ばれ、伝導帯の電子が増えることで、伝導帯内の光吸収遷移が増えて吸光スペクトルが変化する。また、バンドギャップ収縮効果ではキャリア、ホール密度が高くなることで通常は無視されているキャリア間のクーロン相互作用が無視できなくなり、結果としてバンドギャップが狭まる。

InPにおけるキャリア効果による屈折率スペクトル変化の計算結果を Fig.2.4 に示す。原理から分かるように、バンドフィリング効果とバンドギャップ収縮効果ではバンドギャップ付近の吸収スペクトルが大きく変化するため屈折率スペクトルもバンドギャップ付近で大きく変わる。一方、自由キャリアプラズマ効果は吸収のスペクトル依存性が大きくないため、屈折率変化のスペクトルも平坦となっている。キャリアの増大に伴い、バンドギャップ収縮効果は屈折率を上げる方向、バンドフィリング効果と自由キャリアプラズマ効果は下げる方向に働くが、合計としては後者が支配的になり屈折率は低下する。なお、Si では間接遷移半導体であるためバンドギャップ変化の影響が小さく、自由キャリアプラズマ効果が支配的となる。

キャリア効果により位相シフトを行う場合には、ダブルヘテロ構造に電流を流し、キャリアを注入する方法と、逆バイアスを印加してキャリアを引き抜く方法がある。キャリア注入では、注入されたキャリア密度が元に戻るためにはキャリアが再結合する必要がある、この再結合寿命が応答速度を律速する。キャリア注入による応答速度は数 ns オーダとされている。キャリア引き抜きでは pn 接合面の容量と抵抗による CR 時定数が応答速度となり、キャリア注入よりも高速に動作する。一方、達成可能なキャリア密度の変化量はキャリア注入の方が大きく、また印加電圧も順バイアス動作のキャリア注入の方が小さい。

2.2.4 電界光学効果

電界光学効果にはポッケルス効果、フランツ・ケルディッシュ効果、量子閉じこめシュタルク効果 (QCSE, quantum-confined Stark effect) などがあるが、特に効率の高い QCSE について簡単に説明する。QCSE は、量子井戸構造に電界を加えたときに吸収端が長波長側にシフトすることで屈折率変化が起こる。量子井戸構造に電界を加えたときのバンド構造、波動関数を Fig.2.5(a) に示

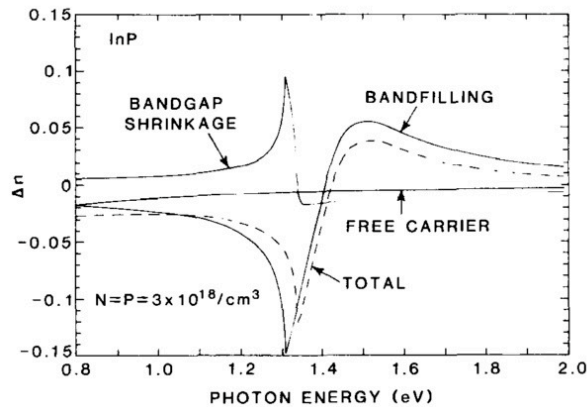


Fig. 2.4: Calculated refractive index change on InP caused by carrier effect [42]. Electron and hole densities are $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Bandgap energy of InP is 1.34eV.

す。電界を加えたとき、電子と正孔の波動関数はそれぞれエネルギーの低くなるように量子井戸の端に偏り、電界を加えたときよりも基底準位間のエネルギーギャップは小さくなる。これによって実効的にバンドギャップは縮小し、屈折率は大きくなる方向に動く。

電界光学効果はキャリア引き抜きと同様に CR 時定数が応答速度を律速し、適切に設計すれば 10 ps オーダの応答が可能である。

2.3 光フェーズドアレイによるビーム偏向

出力位置に対して線形に位相をシフトすると、光フェーズドアレイから出力された波面は回折により特定の方向へ伝搬していくビームとなる。

光波の回折は十分離れた領域ではフラウンホーファ回折により議論される。Fig.2.6 のように導波路の出力方向を z とし、出力端を $z = 0$ とする。 $z = 0$, Z の面における複素振幅をそれぞれ

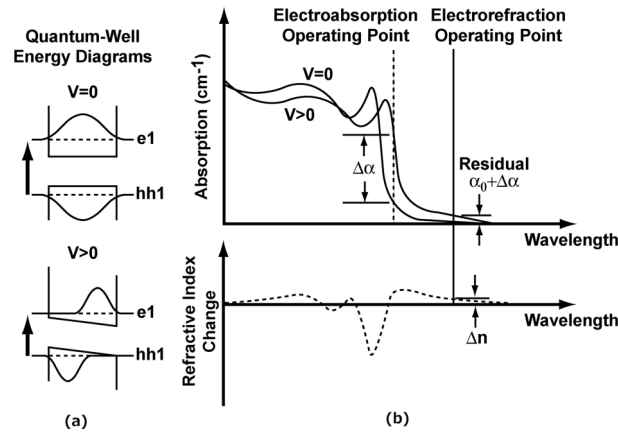


Fig. 2.5: (a) Band structures and wave functions with and without electric field in a quantum well. (b) Change of absorption and refractive index spectra caused by QCSE [43].

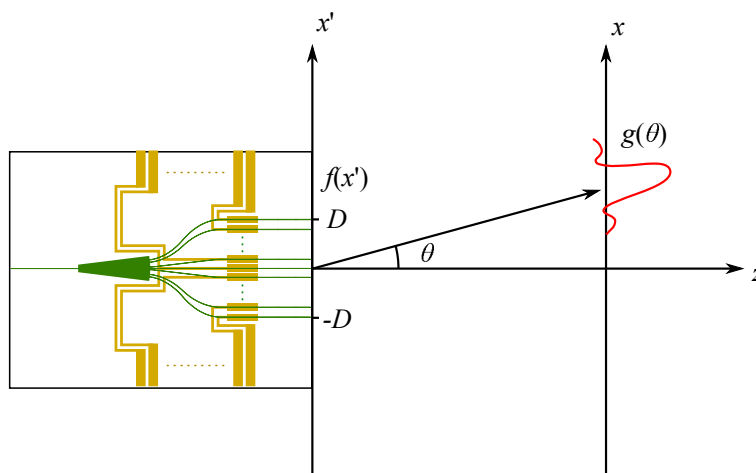


Fig. 2.6: Coordinate system for Fraunhofer diffraction.

$f(x', y')$, $g(x, y)$ とすると, Z が十分大きいとき $g(x, y)$ は以下のように表される [44].

$$g(x, y) = \frac{j}{\lambda Z} \exp\left(-j\frac{\pi(x^2 + y^2)}{\lambda Z}\right) \iint_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \exp\left(j2\pi\frac{xx' + yy'}{\lambda Z}\right) dx' dy' \quad (2.45)$$

ここで $z = 0$, Z の面はそれぞれ近視野 (near field), 遠視野 (far field), また $f(x', y')$, $g(x, y)$ はそれぞれ近視野像 (NFP, near field pattern), 遠視野像 (FFP, far field pattern) と呼ばれる. (2.45) 式の積分部分を見ると, フーリエ変換の形となっており, フーリエ変換 $F(x)$ を

$$F(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \exp[j2\pi(xx' + yy')] dx' dy' \quad (2.46)$$

と定義したとき,

$$g(x, y) \propto \mathcal{F}\left(f(x', y'), \left\{\frac{x'}{\lambda Z}, \frac{y'}{\lambda Z}\right\}\right) \quad (2.47)$$

と書ける. ここで $\mathcal{F}(f(x_1), x_2)$ は $f(x_1)$ の変数 x_2 に関するフーリエ変換を表す.

簡単のため x' 方向に出力導波路が並んでいる 1 次元フェーズドアレイを考える. また, 原点から見た角度である $\theta \approx x/Z$ を用いると, FFP の強度分布は次のようになる.

$$|g(\theta)|^2 \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(x') \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda}\theta x'\right) dx' \right|^2 \quad (2.48)$$

次に, $f(x')$ について考える. Fig.2.6 のように, $|x'| \leq D$ の範囲に十分狭い間隔で導波路の出射端が配置されているとする. そして, 位相シフトにより, 位置 x' の導波路の相対位相 $\phi(x')$ は

$$\phi(x') = \gamma x' \quad (2.49)$$

と傾き γ で線形に変化しているとする. ここで位相は 2π で折り返すことができるため, 位相シフトは 2π の範囲だけ位相シフトを行えばよい. このとき,

$$f(x') = \exp(-j\gamma x') \text{rect}(2D) \quad (2.50)$$

$$\text{rect}(x) \equiv \begin{cases} 1 & (|x| < 1/2) \\ 0 & (|x| \geq 1/2) \end{cases}$$

と書けるから, (2.48) 式に代入して計算すると以下のようなになる.

$$\begin{aligned} |g(\theta)|^2 &\propto \left| \int_{-D}^D \exp\left[j\left(\frac{2\pi}{\lambda}\theta - \gamma\right)x'\right] dx' \right|^2 \\ &= \text{sinc}^2\left[\frac{2\pi D}{\lambda}\left(\theta - \frac{\gamma\lambda}{2\pi}\right)\right] \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\text{sinc}(x) \equiv \frac{\sin x}{x}$$

(2.51) 式から, FFP は $\theta = \gamma\lambda/(2\pi)$ を中心とする sinc 関数となり, γ を変えることで任意の方向を向いたビームを形成できることが分かる. (2.51) 式によるピークをメインローブと呼ぶ.

一方, 実際には導波路は離散的に配置されており, x' 軸上の位相分布は階段状になっている. この影響で $g(\theta)$ にはグレーティングローブと呼ばれる高次回折光が生じ, 実質的に利用できる θ の範囲には制限が生じる. 自由にピークを動かさ, かつグレーティングローブが存在しない領域幅は FSR(free spectral range) と呼ばれる. 1 次のグレーティングローブでは, メインローブと比較し

て隣り合う導波路で位相が 2π だけ異なっている．出射端の導波路間隔を Δd とすると，隣り合う導波路の位相が 2π ずれるのに必要な γ は $\gamma_{2\pi} = 2\pi/\Delta d$ である．このときのピーク位置を (2.51) 式に基づいて計算することで，グレーティングローブの間隔，すなわち FSR 幅 θ_{FSR} は次のように表される．

$$\theta_{\text{FSR}} = \frac{\lambda}{\Delta d} \quad (2.52)$$

また，(2.51) 式から，ビーム幅 W は D に反比例していることが分かる．従って，解像可能点数に当たる FSR とビーム幅の比は

$$\frac{\text{FSR}}{W} \propto \frac{\lambda D}{d} \quad (2.53)$$

となる． $2D/d$ は導波路本数 M であるから，解像可能点数は導波路間隔にはよらず導波路本数のみになっており，実際は導波路本数程度となる．

2.4 ゴーストイメージング

本節では，SLM や光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングについて，方法と画像再構成の原理を解説する [27][28]．Fig.2.7 に示す透過型の 1 次元イメージング系を考える．光フェーズドアレイでは M 個の位相シフタにランダムな入力を与え， N 個の入力パターンを作る．この入力パターンのインデックスを r で表す．出力端から一定距離離れた面では，干渉によりランダムな強度パターン $I_r(x)$ が形成される．この面は必ずしも遠視野である必要はないが，本研究では $I_r(x)$ は FFP であるとする．図では $I_r(x)$ はカメラにより観測されているが，再現性の高い SLM などを使用している場合は素子への入力パターンからフラウンホーファ回折などにより直接 $I_r(x)$ を計算することもできる．この場合はカメラは必要ない．

さて，観測対象の物体は強度透過率分布 $O(x)$ を持っており，遠視野面に配置される．そして，物体を透過した光は集光され，単一のフォトディテクタで検出される．このフォトディテクタは透過した全ての光子をとらえることからある程度の大きさを持ち，bucket detector と呼ばれる．この測定によりフォトディテクタから得られる信号 S_r は，

$$S_r = \int I_r(x)O(x)dx \quad (2.54)$$

と表される．

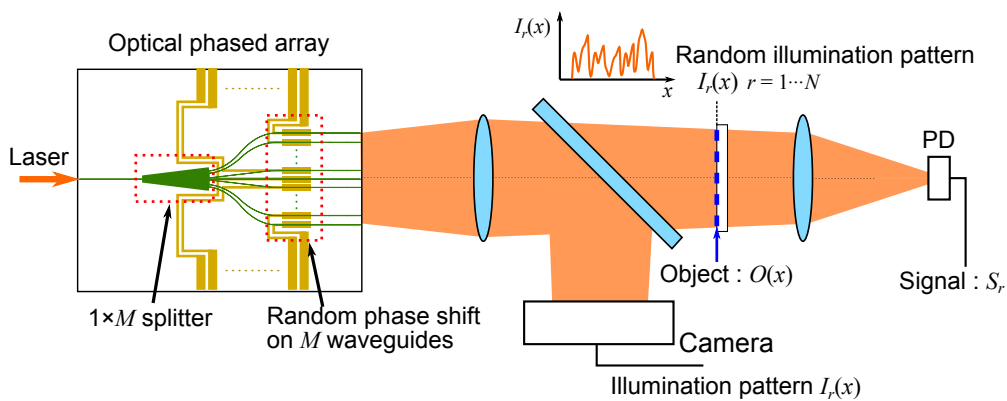


Fig. 2.7: Imaging system of ghost imaging.

こうして得られた $I_r(x)$, S_r ($r = 1, \dots, N$) を用いて $O(x)$ が再構成されるが、その方法には大きく分けて2つの方法がある。

2.4.1 反復法 (iterative method)

反復法では、以下の式に従って再構成画像 $\hat{O}(x)$ を計算する。

$$\hat{O}(x) = \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_r - \langle S \rangle) I_r(x) \quad (2.55)$$

ここで $\langle S \rangle$ は複数の測定における S_r の平均値を表す。(2.55) 式で元の $O(x)$ を再構成できることを示すために、 S_r と $I_r(x)$ を平均成分 \bar{S} , $\bar{I}(x)$ と平均からの変動成分 ΔS_r , $\Delta I_r(x)$ に分解して考える。入力をランダムに取れば、 $\langle \Delta S \rangle = \langle \Delta I(x) \rangle = 0$ となっている。これらを (2.55) 式に代入して計算すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \hat{O}(x) &= \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N [\Delta S_r (\bar{I}(x) + \Delta I_r(x))] \\ &= \bar{I} \langle \Delta S \rangle + \langle \Delta S \Delta I(x) \rangle = \langle \Delta S \Delta I(x) \rangle \end{aligned} \quad (2.56)$$

(2.56) 式より、反復法では複数の測定における S と $I(x)$ の相関を取っていることが分かる。 $O(x) = 0$ であるとき、点 x に当たっている光は透過せず S に影響を及ぼすことはないため、 S と $I(x)$ の相関は0となる。逆に $O(x) = 1$ のとき、点 x に当たる光は透過し、 S に寄与するため相関は0より大きくなる。従って、(2.55) 式により $O(x)$ を復元できたことになる。 S は点 x 以外の点からの光も含まれるが、ランダムであるため十分多く取って平均化すれば影響を小さくすることができる。

反復法は取得した信号を重み付け平均しているだけであり、後述する逆行列法に比べ計算量は非常に少ない。また、計算上は x のサンプル点数や測定回数 N の大きさには制限がない。実際の解像点数は $I(x)$ のスペックルの大きさによって決まり、出力部分の開口幅に反比例することが知られている [27]。2.3 節で考えたビームもスペックルの一つであるから、ビームスキニングによる画像取得と解像度は同程度といえる。

また、測定回数を増やすと再構成画像の鮮明度は向上する。鮮明度の指標として SNR(signal-to-noise ratio) を

$$\text{SNR}(x) \equiv \frac{\langle \hat{O}(x) \rangle^2}{\langle \Delta \hat{O}^2(x) \rangle} \quad (2.57)$$

と定義する [45]。ここで $\langle \hat{O}(x) \rangle$ は複数の画像再構成に渡る平均、 $\langle \Delta \hat{O}^2(x) \rangle$ は分散である。再構成画像のピクセル数を N_0 としたとき、SNR は N/N_0 に比例することが知られている [27]。

反復法では測定中に光源の強度が変化すると特性が悪化することが分かっているが、照明全体の強度をフォトディテクタで取得し、(2.55) 式に強度変化の要素を取り入れて補正する方法が提案されている [46]。

2.4.2 逆行列法 (inversion method)

逆行列法では、まず x を L 点 x_1, \dots, x_L に離散化する。そして、 N 回の測定を行って (2.54) 式に基づいて測定値を並べると、次の行列による関係式が得られる。

$$IO = S \quad (2.58)$$

$$I = \begin{bmatrix} I_1(x_1) & \cdots & I_1(x_L) \\ \vdots & & \vdots \\ I_N(x_1) & \cdots & I_N(x_L) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{O} = \begin{bmatrix} O(x_1) \\ \vdots \\ O(x_L) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 \\ \vdots \\ S_N \end{bmatrix}$$

I は N 行 L 列の行列であるため、 $N = L$ で I が正則であれば

$$\mathbf{O} = I^{-1} \mathbf{S} \quad (2.59)$$

と逆行列を掛けることにより \mathbf{O} を逆算することができる。反復法では N を増加させることでノイズ成分を徐々に減らすことができるが、逆行列法を用いると測定ノイズが存在しない理想的な状況では再構成された \mathbf{O} は完全に原画像に一致する。

次に、 $N = L$ ではないより一般の状況を考える。 $N > L$ のとき、連立方程式として考えると方程式の数が未知数の数よりも多いことになる。このような場合は一般には全ての方程式を満たす解は存在しないが、最小二乗法により方程式からのずれを最小化した $\hat{\mathbf{O}}$ がもっともらしい解であるといえる。最小二乗解を計算する便利な方法として、 \mathbf{S} に左から Moore-Penrose の一般逆行列 I^+ を掛ける方法が知られており、詳細を付録に記載した。逆に $N < L$ の場合は、方程式を満たす解が無数に存在することになるため、一般には無数の解のうちどれが原画像か判断できず、画像を再構成することはできない。しかし、自然界で取得される画像が持つ圧縮可能性という特性を用いることで画像を絞り込むことが可能で、その技術を圧縮センシングと呼ぶ。

2.5 圧縮センシング

本節では、(2.58) 式を題材に、 $N < L$ の場合に圧縮センシングを使えばなぜ、どのように \mathbf{O} を推定しうるかを説明していく。

2.5.1 信号の圧縮

経験的に、画像や音声など、自然界の信号のほとんどは圧縮可能であることが知られている。それゆえ、我々はそれほど劣化を気にすることなく JPEG 形式の画像や MP3 形式の音声を利用することができる。圧縮可能であるとは、信号をある基底に変換することによりスパースに表現できるということで、スパースに表現された信号をハフマン符号などで符号化することでデータ量を小さくすることができる。ここでスパースであるとは、ベクトル \mathbf{x} の多くの要素が 0 であることを指し、その指標としてベクトル中の非ゼロ要素数であるスパースリティ p を使用する。

すなわち、圧縮可能であるとはスパース表現が可能であると言い換えることができ、圧縮センシングはそのスパース性を利用する。具体的な表現基底としては、画像では JPEG に使用される離散コサイン変換、JPEG2000 に使用される離散ウェーブレット変換などが存在する。例としてウェーブレット基底で表現された画像を Fig.2.8 に示す。元の画像と比べて多くの要素が灰色になっており、スパースに表現されていることが分かる。

2.5.2 定式化

(2.58) の \mathbf{O} を行列 T で基底変換し、元の信号が p -スパース、つまりスパースリティが p のベクトル \mathbf{O}_t で表されたとする。すなわち

$$\mathbf{S} = IT^{-1} \mathbf{O}_t.$$

さらに, $IT^{-1} \equiv A$ と定義すると

$$A\mathbf{O}_t = \mathbf{S} \quad (2.60)$$

と (2.58) 式と同様の形で表される. ここで A は測定方法と表現基底を決めれば一意に定まる.

自然界の信号は十分スパースであるということを仮定すれば, \mathbf{O}_t の再構成問題は, (2.58) 式を満たし, かつスパースリティが最小の \mathbf{O}_t を見つける問題であると言い換えることができる. これを最適化問題の形に書き下したものが以下の式であり, l_0 最小化問題と呼ばれる.

$$\min \|\mathbf{O}_t\|_0 \quad \text{subject to } \mathbf{S} = A\mathbf{O}_t \quad (2.61)$$

$\|\mathbf{O}_t\|_0$ は \mathbf{O}_t の l_0 ノルムといい, \mathbf{O}_t のスパースリティと同じ定義である. 原理的には $N \geq p$ であれば l_0 最小化問題は解くことができるが, どの要素が非ゼロであるかという組み合わせ問題であり, NP-hard であることが知られている. そのため現実的な時間で解くことは困難である.

圧縮センシングでは, 容易に解けるように l_0 最小化問題 (2.61) を緩和した l_1 最小化問題を考える.

$$\min \|\mathbf{O}_t\|_1 \quad \text{subject to } \mathbf{S} = A\mathbf{O}_t \quad (2.62)$$

ここで $\|\mathbf{O}_t\|_1 \equiv \sum_r O_{tr}$ であり, 線形計画問題となるため簡単に解ける.

しかし, 現実には再構成を行うとなると (2.62) では不十分である. なぜなら, 実際の信号は圧縮可能ではあるものの完全にスパースに表現できるわけではなく, また測定時のノイズも考慮する必要があるためである. 従って, (2.62) の問題をさらに緩和した次の問題が実際に考えるべき問題である.

$$\min \|\mathbf{O}_t\|_1 \quad \text{subject to } \|\mathbf{S} - A\mathbf{O}_t\|_2 \leq \epsilon \quad (2.63)$$

$\|\mathbf{O}_t\|_2$ は通常のユークリッドノルム $\sqrt{\sum_r O_{tr}^2}$ であり, パラメータ ϵ はスパース表現したときの誤差と測定ノイズの許容範囲を規定している.

2.5.3 再構成可能条件

圧縮センシングの理論で最も重要なのは, 前節で定式化した問題 (2.61), (2.62), (2.63) がどのような条件下で正しく \mathbf{x} を再構成できるかという部分である. l_0 最小化問題 (2.61) に戻り, どのような条件が必要かを考える.

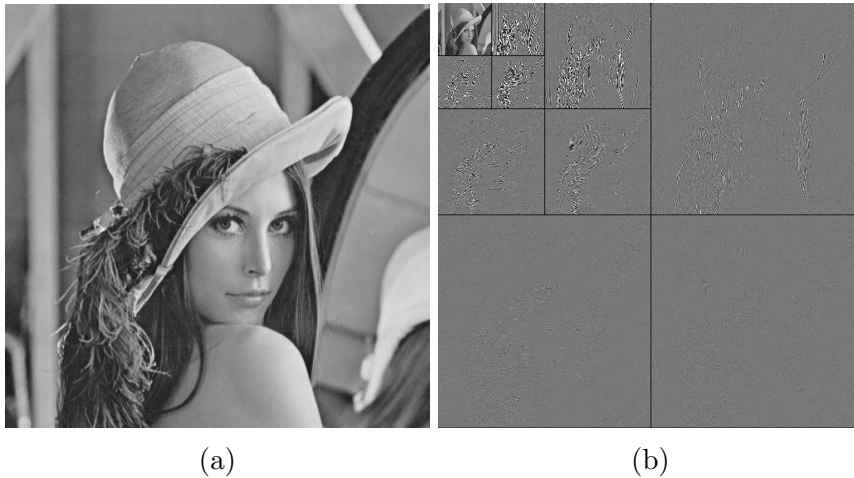


Fig. 2.8: Lenna images (a) before and (b) after discrete wavelet transform[47].

再構成可能であるためには、 p -スパースな \mathbf{O}_t で $\mathbf{S} = \mathbf{A}\mathbf{O}_t$ を満たすものが一意に定まる必要がある。例えば \mathbf{A} を列ベクトル $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \dots, \mathbf{a}_L$ に分解したとき、 $\mathbf{a}_m = \mathbf{a}_n$ ($1 \leq m < n \leq L$) が成り立っているとすると、対応する \mathbf{O}_t の成分 O_{tm} と O_{tn} を入れ替えても $\mathbf{A}\mathbf{O}_t$ の値は変わらないため、解が一意に定まらない。この例から、再構成可能であるためには \mathbf{A} を構成する列ベクトル間の独立性が高いことが必要だと類推できる。正方行列で列ベクトル間の独立性が最も高いのはユニタリ行列であることから、行列 \mathbf{A} がユニタリ行列にどのくらい近いのかという指標が再構成可能条件を示す指標となり得る。このような指標のうち広く使用されているものには2種類あり、1つは Candès と Tao による restricted isometry property(RIP) [48]、もう1つは Donoho らによるコヒーレンス [49] である。

Restricted isometry property

スパースリティが p 以下である全てのベクトル \mathbf{x} について

$$(1 - \delta_p)\|\mathbf{x}\|_2^2 \leq \|\mathbf{A}\mathbf{x}\|_2^2 \leq (1 + \delta_p)\|\mathbf{x}\|_2^2$$

が成り立っているとき、行列 \mathbf{A} は δ_p をパラメータとして p 階の RIP を持っているという。パラメータ δ_p は restricted isometry constant(RIC) と呼ばれる。

これは行列 \mathbf{A} をスパースなベクトル \mathbf{x} に作用させたとき、どの程度ベクトルのノルムを変化させ得るかをパラメータ δ_p で表現したものである。ユニタリ行列は常に等長変換であり、 p によらず $\delta_p = 0$ の RIP を持っていることから分かるように、 δ_p が小さい \mathbf{A} ほど再構成に適している。

最小化問題 (2.61), (2.62), (2.63) を解いて元の \mathbf{S}_p が再構成できるための \mathbf{A} の条件は、RIP を使用して [31] で初めて与えられ、その後 [50] でより簡単な形が示された。それは次のようになる。

- $\delta_{2p} < 1$ であるとき、 l_0 最小化問題 (2.61) は p -スパースな解を一意に持つ。
- $\delta_{2p} < \sqrt{2} - 1$ であるとき、 l_1 最小化問題 (2.62) の解は緩和前の l_0 最小化問題と同じである。
- 現実の再構成問題 (2.63) では、 $\delta_{2p} < \sqrt{2} - 1$ かつ測定時のノイズのノルムが ϵ 以下であるとき、最適化によって得られた信号 $\hat{\mathbf{O}}_t$ と本来の信号 \mathbf{O}_t のずれは、以下の式で与えられる。

$$\|\hat{\mathbf{O}}_t - \mathbf{O}_t\|_2 \leq C_0 \frac{\|\mathbf{O}_t - \mathbf{O}_{t[p]}\|_1}{\sqrt{p}} + C_1 \epsilon \quad (2.64)$$

ここで $\mathbf{O}_{t[p]}$ は \mathbf{O}_t の要素のうち大きいものから p 個を取り、残りは0としたベクトルを表す。また、 C_0, C_1 はそれぞれ以下の式で表される定数である。

$$C_0 = 2 \frac{1 + (\sqrt{2} - 1)\delta_{2p}}{1 - (\sqrt{2} + 1)\delta_{2p}}, \quad C_1 = \frac{4\sqrt{1 + \delta_{2p}}}{1 - (\sqrt{2} + 1)\delta_{2p}} \quad (2.65)$$

(2.64) 式の第1項は元の信号を p -スパースに表現したときに生じるエラーの成分、第2項は測定ノイズの成分に対応し、それらの線形和に再構成エラーが抑えられることを表している。

RIP に基づく理論では具体的にどのような行列 \mathbf{A} が再構成可能条件 $\delta_{2p} < \sqrt{2} - 1$ を満たすかがよく調べられており、具体的には次のようなものが挙げられる [51]。

- 要素 $\pm 1/\sqrt{L}$ がランダムに配置された行列で、

$$p \leq C \cdot \frac{N}{\log(L/N)}$$

を満たす測定数 N を取ったもの。

- 周波数空間上でランダムにサンプリングしたときの測定行列で,

$$p \leq C \cdot \frac{N}{(\log L)^6}$$

を満たす測定数 N を取ったもの.

ここで C は N/L の関数で与えられるが, 近似的に測定数 N は p に比例する程度取ればよい. 経験的に, イメージングでは $2p$ から $5p$ 程度の測定数を取れば十分であることが知られている [52]. ゴーストイメージングにおける I は周波数空間上でランダムにサンプルして作られるため, 測定方法に特別な工夫を加えることなく圧縮センシングを行える.

コヒーレンス

コヒーレンス $\mu(A)$ は, 正方行列 $A^T A$ の非対角成分のうち最大のものと定義される. ユニタリ行列では $A^T = A^{-1}$ となることから $A^T A$ は単位行列となり, $\mu(A) = 0$ である. このことから分かるように, コヒーレンスが小さいほど再構成に適した行列 A であるといえる.

コヒーレンスを指標として使用した理論では, 再構成可能条件とエラーの上限は以下のように与えられる.

- $p \leq [\mu(A)^{-1} + 1]/4$ を満たす p -スパースなシグナルは, ノイズのノルムが ϵ 以下であれば再構成することができ, そのエラーは

$$\|\hat{O}_t - O_t\|_2^2 \leq \frac{4\epsilon^2}{1 - \mu(A)(4p - 1)}$$

を満たす.

RIP に比べてコヒーレンスが優れている点としては, RIP の δ_p を A から計算するのは困難であるのに対し, コヒーレンスでは簡単に $\mu(A)$ を計算できるというものがある.

2.5.4 再構成手法

l_1 最小化問題 (2.63) は l_2 ノルムを含んでいるため非線形計画問題であるが, その中では簡単なクラスである凸計画問題に属す. しかし, 特にイメージング分野では問題のサイズが非常に大きくなり, 例えば 1000×1000 の画像では A は $10^6 \times 10^6$ となる. これほど大きい行列では逆行列を解くといった複雑な演算は行えないため, 効率の良い手法を用いる必要がある.

一般の最適化問題には大きく分けて 2 種類の解法が存在する. 1 つはアルゴリズムで, 必ず最適解が得られることが保証されているが比較的時間がかかる方法, もう 1 つはヒューリスティクスで, アルゴリズムより高速であるが必ずしも最適解は得られない方法である. 圧縮センシングでは様々な再構成手法が提案されているが, アルゴリズムでは射影勾配法 (Gradient Projection) [53], ヒューリスティクスでは Orthogonal Matching Pursuit (OMP) [54] などが使用される. OMP は高速に近似解を求めることが可能で, ミリ秒オーダーの時間で画像再構成を行っている報告もある [55]. しかし, 最適解ではないため画質は劣っている. 実用化を見据えた高画質な方法では再構成に数十分オーダーの時間がかかっており [37], 高画質かつ高速な方法が求められている.

第3章 設計，原理検証のための解析

本章では，一般的な原理を踏まえて，本研究での素子に共通する設計や，原理検証のために行った解析についてまとめる．

3.1 光フェーズドアレイ素子の設計

3.1.1 スターカプラ，出力部

2.3節ではフェーズドアレイ素子から出力された光が任意の方向にビームを形成する基本的な原理を述べた．本節では，出力導波路間に生じる強度差や出力導波路モードなどを含めて解析を行い，FFPの解析式を導出する．

光フェーズドアレイ素子中の導波路の分岐には，MMI(multi-mode interference)カプラやスターカプラなどが使用されるが，本研究では作製誤差に対する耐性が大きいスターカプラを使用した．スターカプラはスラブ導波路に入出力導波路が接続された構造をしており，入力光は面内方向の閉じこめがないためスラブ導波路内で広がり，出力の複数の導波路に分岐される．スターカプラ内部は自由伝搬であるから，フラウンホーファ回折で記述できる．原理から分かるように，入力光はスラブ導波路内で均一には広がらないため原理的に出力導波路間では強度差が生じる．

解析に用いる座標系および素子のパラメータを Fig.3.1 に示す．スターカプラ入力面，出力面，素子出力面 (近視野面) および遠視野面の座標をそれぞれ x_0 , x_1 , x_2 , x_3 と定義し，それぞれの面での複素振幅を $g_0(x_0)$, $g_1(x_1)$, $g_2(x_2)$, $g_3(x_3)$ とする．2.3節では十分離れた面での角度分布を FFP としていたが，ここからは凸レンズにより形成された FFP を考える．焦点距離 f の凸レンズ

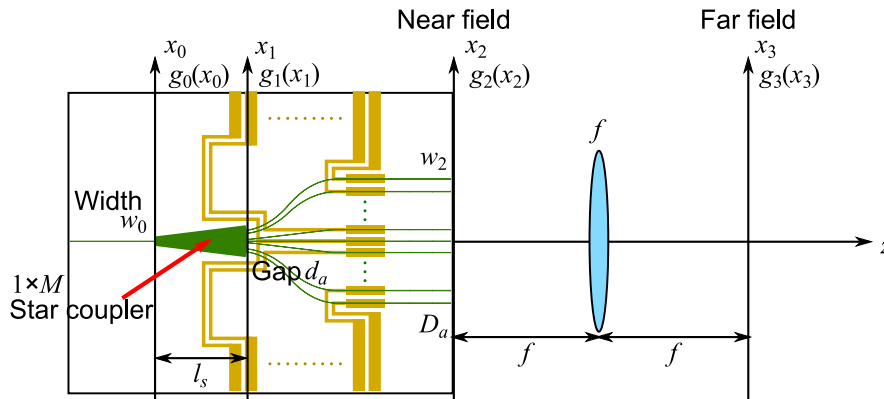


Fig. 3.1: Coordinate and parameter definition for FFP calculation.

を近視野面から f の位置に置くと、レンズの先 f の位置に FFP が現れ、次の関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned} g_3(x_3) &= \frac{j}{\lambda f} \exp\left(-j\frac{\pi(x^2+y^2)}{\lambda f}\right) \iint_{-\infty}^{\infty} g_2(x_2) \exp\left(j2\pi\frac{x_2x_3}{\lambda f}\right) dx_2 \\ &\propto \mathcal{F}\left(g_2(x_2), \frac{x_2}{\lambda f}\right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

これを (2.45), (2.47) 式と比べると、距離 Z がそのまま f に置き換わった式となっている。

実際の導波路モードは三角関数であるが、解析をしやすいするためにガウス関数

$$\exp\left[-\left(\frac{x}{w}\right)^2\right]$$

で近似する。ここで w は実効的な導波路幅を表し、解析ではスターカプラ入出力部を w_0 、素子出力部を w_2 とする。また、導波路本数は M とし、スターカプラ出力部および素子出力部の導波路間隔をそれぞれ d_a 、 D_a とする。スターカプラの長さは l_s 、スラブ導波路の等価屈折率を n_{eff} とする。

以降、式全体にかかる係数は適宜省略しながら解析を行う。まず、スターカプラ入力部は導波路が 1 本だけであるから、

$$g_0(x_0) = \exp\left[-\left(\frac{x_0}{w_0}\right)^2\right] \quad (3.2)$$

である。フーリエ変換の公式

$$\mathcal{F}\left(\exp\left[-\left(\frac{x}{w}\right)^2\right], x\right) = w\sqrt{\pi} \exp[-(\pi w X)^2]$$

を使用することにより、スターカプラ出力部の導波路に入る直前の分布 $g_{-1}(x_1)$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} g_{-1}(x_1) &= \mathcal{F}\left(\exp\left[-\left(\frac{x_0}{w_0}\right)^2\right], \frac{x_0 n_{\text{eff}}}{\lambda l_s}\right) \\ &= \mathcal{F}\left(\exp\left[-\left(\frac{x_0 n_{\text{eff}}}{\lambda l_s} / \frac{w_0 n_{\text{eff}}}{\lambda l_s}\right)^2\right], \frac{x_0 n_{\text{eff}}}{\lambda l_s}\right) \\ &= \exp\left[-\left(\frac{\pi n_{\text{eff}} w_0}{\lambda l_s} x_1\right)^2\right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

$g_1(x_1)$ は $g_{-1}(x_1)$ の導波路と結合した成分であるから、以下のように書くことができる。

$$g_1(x_1) = \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\pi n_{\text{eff}} w_0}{\lambda l_s} x_1\right)^2\right] \cdot \text{rect}\left(\frac{x_1}{(M-1)d_a}\right) \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x_1 - m d_a) \right\} * \exp\left[-\left(\frac{x_1}{w_0}\right)^2\right] \quad (3.4)$$

ここで $*$ はたたみ込み積分、 $\delta(x)$ はデルタ関数である。4つの項は順に全体の包絡線 (g_{-1})、導波路が存在する領域、導波路の中心位置、そして出力導波路のモードを表している。(3.3) 式から、ビームの広がり w_0 が小さいほど大きいことが分かる。また、当然ながらスターカプラの長さ l_s を大きくすれば広い領域で均一な出力が得られるが、導波路に結合せず損失になる部分が多くなる。

フェーズドアレイ素子の出力 $g_2(x_2)$ では、(3.4) 式の導波路間隔が変わるため、導波路モードを表す最終項以外は

$$x_2 = \frac{D_a}{d_a} x_1, \quad (3.5)$$

最終項は $x_2 = x_1$ となる．さらに，位相シフトの項が加わる．2.3 節と同様に，相対位相 $\phi(x_2)$ を

$$\phi(x_2) = \gamma x_2$$

とした場合は， $g_2(x_2)$ は次のようになる．

$$g_2(x_2) = \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\pi n_{\text{eff}} w_0 d_a}{\lambda l_s D_a} x_2 \right)^2 \right] \cdot \text{rect} \left(\frac{x_2}{(M-1)D_a} \right) \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x_2 - mD_a) \cdot e^{-j\gamma x_2} \right\} \\ * \exp \left[- \left(\frac{x_2}{w_0} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

このとき，FFP $g_3(x_3)$ は (3.6) 式を (3.1) 式に従ってフーリエ変換すれば良い．フーリエ変換によって積はたたみ込み積分，たたみ込み積分は積に変換される．また，フーリエ変換の公式

$$\mathcal{F}(\text{rect}(ax), x) = \frac{1}{|a|} \text{sinc} \frac{X}{a} \quad (3.7)$$

$$\mathcal{F} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x - md), x \right) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left(X - \frac{m}{d} \right) \quad (3.8)$$

$$\mathcal{F}(e^{-j2\pi ax} f(x), x) = F(X - a) \quad (3.9)$$

を (3.1) 式に合ったフーリエ変換に書き換えると，次のようになる．

$$\mathcal{F} \left(\text{rect}(ax), \frac{x}{\lambda f} \right) = \frac{1}{|a\lambda f|} \text{sinc} \frac{X}{a\lambda f} \quad (3.10)$$

$$\mathcal{F} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x - md), \frac{x}{\lambda f} \right) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left(X - m \frac{\lambda f}{d} \right) \quad (3.11)$$

$$\mathcal{F} \left(e^{-j2\pi ax} f(x), \frac{x}{\lambda f} \right) = F \left(\frac{X}{\lambda f} - a \right) \quad (3.12)$$

これらを用いて， $g_3(x_3)$ は以下のように計算される．

$$g_3(x_3) = \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\lambda l_s D_a}{n_{\text{eff}} w_0 d_a} \right)^2 \left(\frac{x_3}{\lambda f} - \frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 \right] * \text{sinc} \left[(M-1)D_a \left(\frac{x_3}{\lambda f} - \frac{\gamma}{2\pi} \right) \right] * \right. \\ \left. \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[x_3 - \lambda f \left(\frac{m}{D_a} + \frac{\gamma}{2\pi} \right) \right] \right\} \cdot \exp \left[- \left(\frac{\pi w_2}{\lambda f} x_3 \right)^2 \right] \quad (3.13)$$

(3.13) 式の第 2 項がピークの形状を表しており，第 3 項のデルタ関数列がたたみ込まれることでグレーティングローブの繰り返しパターンが現れる．第 1 項は，導波路間の強度の不均一性によって生じるピーク形状の歪みを表している．第 1 項のガウス関数は幅が $1/l_s$ に比例していることから，スターカブラの長さが短い場合は強度の不均一性が大きくなり，それにより実効的なピーク幅が大きくなることが分かる．そして，第 4 項は 1 本の導波路が作る FFP であり，パターン全体の包絡線にあたる．

(3.4) 式に基づいて計算したスターカブラ直後の強度分布 $|g_1(x_1)|^2$ ，(3.13) 式に基づいて計算した FFP の強度分布 $|g_3(x_3)|^2$ の一例を Fig.3.2 に示す．Fig.3.2(c) の FFP が計算されたメインローブ，Ideal は (3.13) 式第 2 項にあたる導波路間の強度差がない理想的な場合のメインローブ，Distortion は導波路間強度差による影響の第 1 項の成分である．この計算例では両端の導波路の強度は中央の

44%となっており、強度差の影響でメインローブの半値全幅 (FWHM, full width half maximum) が 0.98° から 1.09° に広がっている. FSR は 8.88° であるため、解像可能点数は 8 点と計算される. また、FSR 端の強度は中央の 93%で、メインローブのエネルギーは全体の 30%となっている.

また、FFP の解析から分かる光フェーズドアレイ素子の設計の指針を以下に示す.

スターカプラ 導波路間の強度を均一にするためには、入力導波路幅 w_0 や出力導波路間隔 d_a をできる限り小さくし、スターカプラ長 l_s を大きく取る. ただし、 l_s を大きくすることは素子サイズの増大をもたらし、また強度の均一性はスターカプラでの損失とトレードオフの関係にある.

出力端 出力端間隔 D_a を小さくすると FSR が大きくなるがビーム幅も同時に広がり、解像可能点

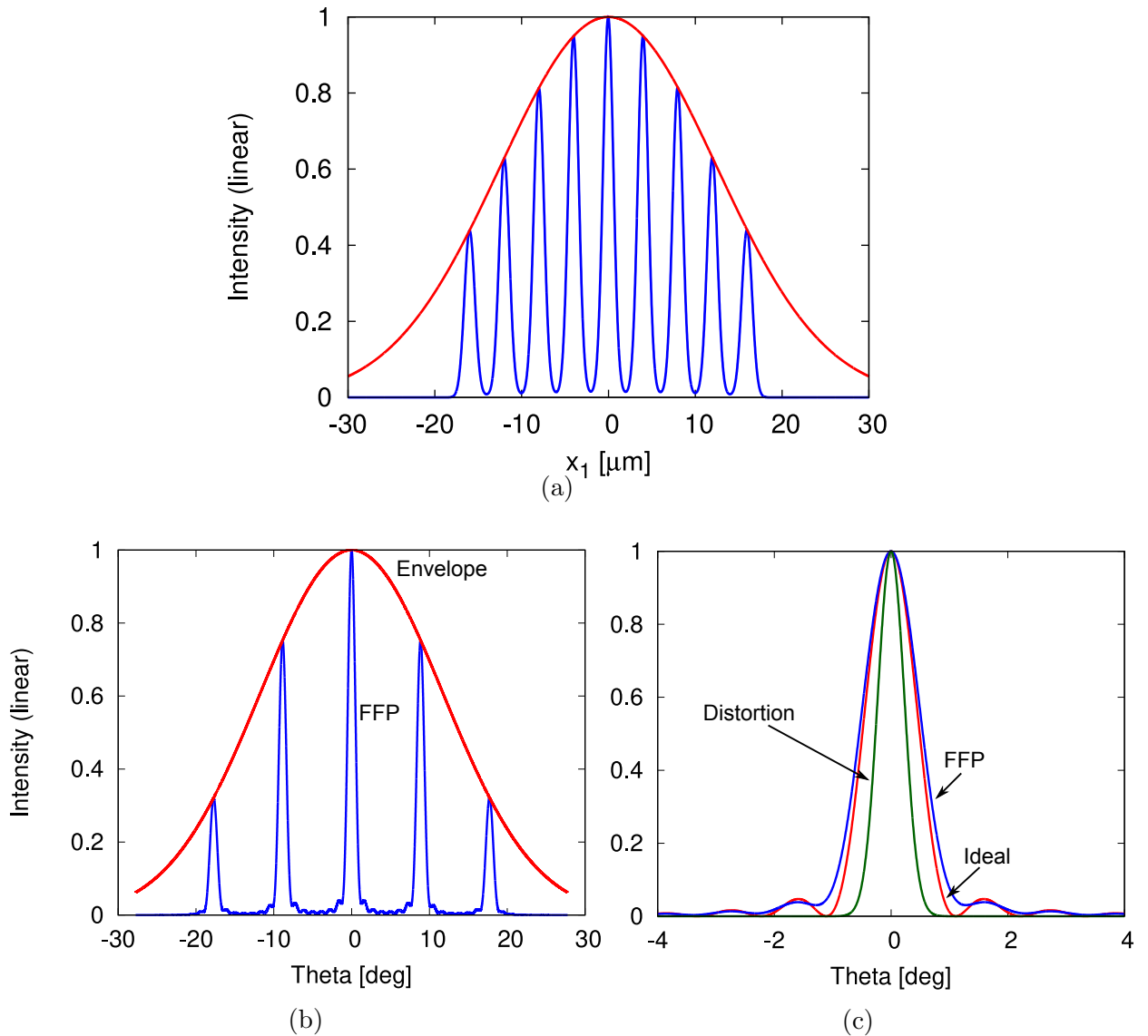


Fig. 3.2: (a) Intensity distribution just after star coupler $|g_1(x_1)|^2$, (b) FFP pattern $|g_3(x_3)|^2$, and (c) mainlobe of the FFP pattern. $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 3.294$, $M = 9$, $l_s = 200 \mu\text{m}$, $d_a = 4 \mu\text{m}$, $D_a = 10 \mu\text{m}$, $w_0 = w_2 = 2 \mu\text{m}$, $\gamma = 0$.

数は導波路数 M のみで決まる．出力導波路幅 w_2 を大きくするとパターン全体の広がり小さくなり，全体に占めるメインローブのエネルギーが大きくなる．一方，FSR 内での強度の均一性は悪化する．

位相シフトで任意に位相を変化させた場合の表式も導出しておく． m ($-M/2 \leq m \leq M/2$) 番目の導波路の相対位相が ϕ_m であるとする，出力端の分布 $g_2(x_2)$ を次のように表現できる．

$$g_2(x_2) = \exp \left[- \left(\frac{\pi n_{\text{eff}} w_0 d_a}{\lambda l_s D_a} x_2 \right)^2 \right] \cdot \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}} \exp \left[- \left(\frac{x_2 - m D_a}{w_2} \right)^2 - j \phi_m \right] \quad (3.14)$$

ここで第1項は導波路間の強度分布，第2項は各導波路の位相を含めたモードとなっている．(3.14) 式をフーリエ変換することによって FFP $g_3(x_3)$ は以下の表式となる．

$$g_3(x_3) = \exp \left[- \left(\frac{l_s D_a}{n_{\text{eff}} w_0 d_a f} x_3 \right)^2 \right] * \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}} \exp \left[- \left(\frac{\pi w_2}{\lambda f} x_3 \right)^2 \right] \exp \left[-j \left(\frac{2\pi m D_a}{\lambda f} x_3 + \phi_m \right) \right] \quad (3.15)$$

たたみ込み積分の左側は導波路間の強度の不均一性による成分， \sum 内の1つ目，2つ目の項はそれぞれ各導波路の作る FFP の強度，位相成分である．

3.1.2 導波路レイアウト

光フェーズドアレイ素子では，スターカプラ，位相シフトが導波路によって結ばれ，設定された間隔で出力される．このような素子を作るには，導波路に曲率を設けた曲げ導波路構造が使用される．曲げ導波路で最も簡単なのは複数の直線と円弧を接続したものであり，広く用いられている．円弧の導波路は円筒座標系を用いて解析することができ，半径 R の導波路における x 方向(導波路断面の面内方向)の等価的な屈折率分布 $n_{\text{bend}}(x)$ は

$$n_{\text{bend}}(x) = n_{\text{str}}(x) \left(1 + \frac{x}{R} \right) \quad (3.16)$$

と表せることが知られている [56]．(3.16) 式から分かるように曲げ導波路内では閉じこめが弱くなり光が伝搬できなくなる場合があるほか，直線導波路とはモード形状が異なるため接続部分で損失が生じる．そのため，損失を小さくするために円弧の曲率をできる限り小さくするほか，モード形状に合うように接続部分の導波路をシフトする方法，曲率が連続的に変化するような緩和曲線を使用する方法 [57] などが用いられている．

円弧と直線による曲げ導波路の設計は，三角比など初等的な幾何で行うことができる [58]．しかし，この方法では接続順序や制約条件が異なると一から考え直さなければならず，また導波路の長さなどを考慮したときには解析が煩雑になる．

そのため，本研究では微分幾何的な表現によるより一般的な方法を導入する．はじめに，Fig.3.3(a) に示すような，1つの円弧からなる導波路を考える．円弧の始点を $(0,0)$ ，終点を (x_1, y_1) とし，それぞれの向いている角度を θ_0, θ_1 とする．また，円弧の半径は R である．この導波路を，弧長パラメータ s と角度 θ を用いて表現すると，Fig.3.3(b) のようになる． $d\theta/ds$ は曲率を表し，円弧は常に曲率 $1/R$ であることから， $s - \theta$ 空間上では円弧は傾き $1/R$ の線分として表現される．そして，始点を $s = 0$ とすると終点の s は円弧の長さ L となっている．

さて、 $s - \theta$ 空間上の関数 $\theta(s)$ ($0 \leq s \leq L$) と $(0, 0)$ から (X, Y) までの $x - y$ 空間上の曲線の間には次の関係が成り立っている。

$$X = \int_0^L \cos(\theta(s)) ds \quad (3.17)$$

$$Y = \int_0^L \sin(\theta(s)) ds \quad (3.18)$$

この関係から、関数 $\theta(s)$ の形を決定すれば始点、終点の座標などの設計に必要なパラメータを全て機械的に計算することができる。Fig.3.3 の例では、 $[\theta_0, \theta_1, R]$ を決定すれば $\theta(s)$ が一つに定まる。従って、円弧 1 つからなる導波路の自由度は 3 であるといえる。このことから、例えば「始点、終点の角度と終点の y 座標が決まっている」という条件では円弧 1 つの導波路で設計が行える（ただし特殊な条件では解が存在しない）。具体的には、 R を変数とした関数 $\theta(s, R)$ を定義し、 R についての方程式

$$y_0 = \int_0^L \sin(\theta(s, R)) ds \quad (3.19)$$

を数値的に解けばよい。

より一般的な場合を考察するために、2 つの円弧（半径 R_1, R_2 ）と 1 つの線分（長さ S ）からなる導波路を Fig.3.4 に示す。 $s - \theta$ 空間で考えると、この導波路の自由度は $[\theta_0, \theta_1, \theta_2, R_1, R_2, S]$ の 6 である。また、一般に導波路に円弧を 1 つ加えると $[\theta, R]$ の 2 自由度が加わり、線分を 1 つ加えると S の 1 自由度が加わることが分かる。従って、 N_a 本の円弧と N_s 本の線分からなる導波路の自由度 F は

$$F = 2N_a + N_s + 1 \quad (3.20)$$

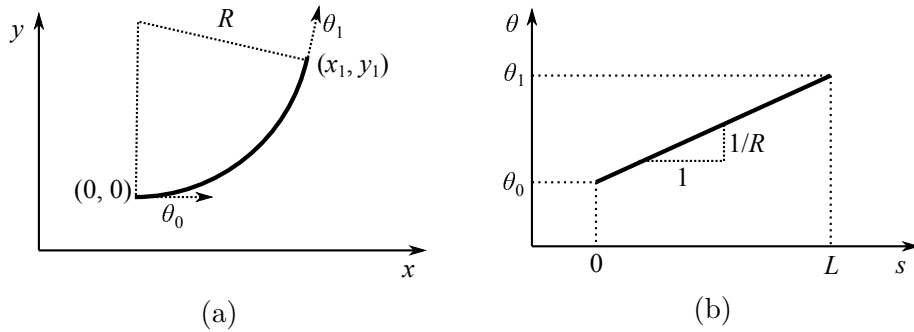


Fig. 3.3: Waveguide consists of one arc in (a) $x - y$ and (b) $s - \theta$ space.

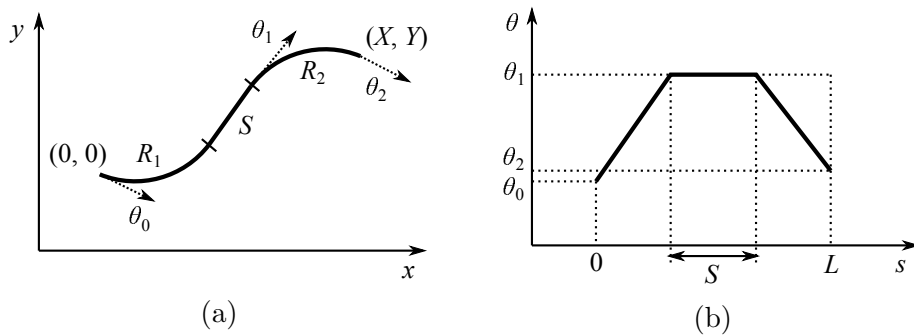


Fig. 3.4: Waveguide consists of two arcs and one straight in (a) $x - y$ and (b) $s - \theta$ space.

と表現できる．例えば，始点，終点の角度に加え円弧の半径と終点の X, Y 座標が決まっている場合は制約が5つであるから2つの円弧で設計することができる．加えて導波路の長さが指定されている場合は，2つの円弧と1つの線分で設計することができる．このように弧長パラメータを使用することで，様々な制約下での導波路設計を (3.19) 式のような簡潔な方程式で記述できるようになり，労力を削減することができる．

弧長パラメータによる方法では円弧に限らず任意の曲線を用いた設計が可能となる．本研究では一部にクロソイド曲線を用いた導波路を導入した．クロソイド曲線は s に対して線形に曲率が変化する曲線であり，直線，円弧結合部分のモードのずれを解消できることから低損失導波路に使用された例がある [59]．変分法による解析によると，モード結合による損失を最小化する導波路形状は

$$\theta'''(s) = 0 \quad (3.21)$$

すなわち曲率の変化率が一定の曲線であると報告されており [60]，これはクロソイド曲線に他ならない．

指定された半径の2つの円弧を用いると，終点の X, Y 座標が決まっている導波路を設計することができた．ここでは円弧による導波路の曲率変化を滑らかにした，Fig.3.5 の形の導波路を考える．この導波路は3つのクロソイド曲線 $\theta_\alpha(s)$, $\theta_\beta(s)$, $\theta_\gamma(s)$ を含んでおり，曲率が線形に変化する特性から $s - \theta$ 空間では放物線として表される．それぞれのクロソイド曲線の始点，終点の s, θ , 曲率半径 R の値を $s_n, s_{n+1}, \theta_n, \theta_{n+1}, R_n, R_{n+1}$ ($n = 1, 2, 3$) としている．また，全てのクロソイド曲線は s に対する曲率変化率 $|d\chi|$ を持っているとする．まず， $\theta_\alpha(s)$ に関して考えると，3つの境界条件

$$\theta''_\alpha = d\chi, \quad \theta'_\alpha(L_0) = \frac{1}{R_0}, \quad \theta_\alpha(L_0) = \theta_0$$

を用いると関数形が一意に定まり，

$$\theta_\alpha(s) = \frac{d\chi}{2} \left(s - L_0 + \frac{1}{d\chi R_0} \right)^2 + \theta_0 - \frac{1}{2d\chi R_0^2} \quad (L_0 \leq s \leq L_1) \quad (3.22)$$

と表現できる．また， $\theta'_\alpha(L_1) = 1/R_1$ であることから

$$L_1 = L_0 + \frac{1}{d\chi} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0} \right) \quad (3.23)$$

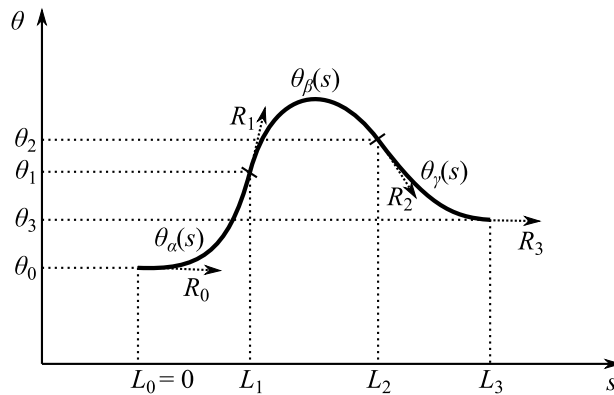


Fig. 3.5: Waveguide consists of three clothoid curves in $s - \theta$ space.

さらに

$$\theta_1 = \theta_\alpha(L_1) = \theta_0 + \frac{1}{2d\chi} \left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_0^2} \right) \quad (3.24)$$

と計算できる．(3.22)～(3.24) 式は添え字を付け替えることによりそのまま $\theta_\beta(s)$, $\theta_\gamma(s)$ にも適用できる．ただし， $\theta_\beta(s)$ は曲率の変化率が逆向きであるため $d\chi \rightarrow -d\chi$ となる．

さて， $L_0 = 0$ とすればここまでの議論で $\theta(s)$ を定義するための独立変数は $[\theta_0, R_0, R_1, R_2, R_3, d\chi]$ の6つである．まず，クロソイド曲線の前後は直線であることを想定しているため $R_0 = R_3 = \infty$ とする．また，実際は始点と終点の θ ，すなわち θ_0, θ_3 が定められていることから，

$$\theta_3 = \theta_0 + \frac{1}{2d\chi} \left(\frac{1}{R_3^2} - \frac{1}{R_0^2} + \frac{2}{R_1^2} - \frac{2}{R_2^2} \right) \quad (3.25)$$

を用いて例えば R_2 を θ_3 の従属変数と置き換える．これにより独立変数は $[\theta_0, \theta_3, R_1, d\chi]$ となった．半径 R の円弧2つで導波路を設計したときには曲率の符号が逆転する θ である θ_1 を含めて $[\theta_0, \theta_2, \theta_1, R]$ が独立変数となるため，両者の自由度は等しい．従って，(3.22)～(3.25) 式を用いて2つの円弧からなる導波路をクロソイド曲線に書き換えることが可能である．ただし，実際に数値計算を行うと円弧では解が存在するがクロソイド曲線では解のない境界条件も存在し，そのような場合にはクロソイド曲線の接続方法を変える必要がある．

3.2 光フェーズドアレイによるゴーストイメージング

本節では，光フェーズドアレイを用いて1次元のゴーストイメージングを行った場合の特性について，数値計算を行った結果をまとめる．

数値計算では，以下の手順によって，ゴーストイメージングによる画像を計算した．

共通部分

1. 観測対象 $O(x)$ は光フェーズドアレイのFSR全体で各点で透過率が1か0のバイナリパターンとする．FSR外の全ての点の透過率は0とする．
2. M 本の導波路の位相を $0 \sim 2\pi$ のランダムな値に設定する．
3. (3.15) に基づいて $\text{FFP}g_3(x)$ を計算する．これより照明パターン $I(x) = |g_3(x)|^2$ が得られる．
4. 測定値 $S = \sum I(x)O(x)$ を計算する．
5. N 回の測定を繰り返し， $S_r, I_r(x)$ ($1 \leq r \leq N$) を得る．

ここで $O(x), I(x)$ は十分細かくサンプリングしている．

反復法

6. N 個の測定値 S_r から平均 $\langle S \rangle$ を計算する．
7. 重み付け平均

$$\hat{O}(x) = \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_r - \langle S \rangle) I_r(x)$$

を計算して再構成画像 $\hat{O}(x)$ を得る．

逆行列法

6. $I_r(x)$ を x について L 点のデータになるようにサンプリングし直し, I_{rl} ($1 \leq l \leq L$) とする. これらを用いて行列 I を作る. 本研究では最小二乗法で解くことを想定し, $L < N$ とした. また, S_r から列ベクトル S を作る.
7. $IO = S$ を満たす最小二乗解 \hat{O} を計算し, L 点の再構成画像とする.

最小二乗解の計算には Mathwork 社の数値解析ソフトウェア MATLAB の `mldivide` 関数を使用した. この関数は行列の形状に応じて最も効率の良い方法を選択して最小二乗解の計算を行う.

3.2.1 ビーム走査によるイメージングとの比較

初めに, 従来の方法であるビーム走査によって得られる画像と反復法による画像の比較を行った. ビーム走査によるイメージング画像は, 次のように計算を行った.

1. ある点 x_p がビームの中心になるように (3.13) 式の γ を設定する. 具体的には $\gamma = 2\pi x_p / (\lambda f)$ である.
2. (3.13) 式から FFP $g_3(x)$ を計算し, $I(x) = |g_3(x)|^2$ とする.
3. パターンを透過したエネルギー $S = \sum I(x)O(x)$ を計算し, 再構成画像の点 x_p における値 $\hat{O}_{\text{scan}}(x_p)$ とする.
4. FSR 全体にわたって x_p を十分細かくサンプリングし, $\hat{O}_{\text{scan}}(x)$ を得る.

ここでは, 導波路間の強度差の影響を無視できるように, スターカプラ長 l_s は十分大きくした. また, 特に指定のない場合は FFP における FSR 内の強度変化を無視するために, 出力導波路間隔 D_a を十分大きくした. パターンは FSR で規格化されているため, この条件下で重要なパラメータは導波路本数 M のみである.

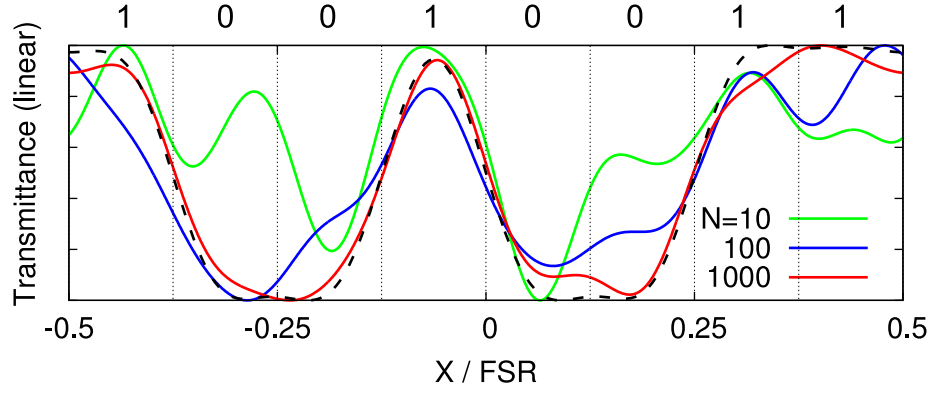
観測対象 $O(x)$ を 8 ビットのパターン “10010011” とし, $M = 10$ の素子で計算を行った結果を Fig.3.6(a) に示す. ゴーストイメージングでは測定回数 N が少ないと良好な像が得られないが, 増やしていくとビームスキニングの場合と結果が一致してくることが分かる. また, 立ち上がり部分から解像可能点数はどちらの手法でも同等であることが確認された. 導波路本数を $M = 100$ に増やし, パターンも “10010011” を 10 回繰り返したものにした場合の結果は Fig.3.6(b) のようになった. いずれの手法でも導波路本数に比例して解像可能点数が増加していることが分かる.

FSR 内で照明の強度差が生じている場合についても計算を行った. Fig.3.6(b) と同じパターンについてのイメージング結果の一例を Fig.3.7 に示す. 透過率が高い領域では従来手法とゴーストイメージングで同じ包絡線に沿っているが, ゴーストイメージングでは透過率が低い領域も少し影響を受けている. しかし, コントラストが多少悪化する程度で大きな影響はないことが分かる.

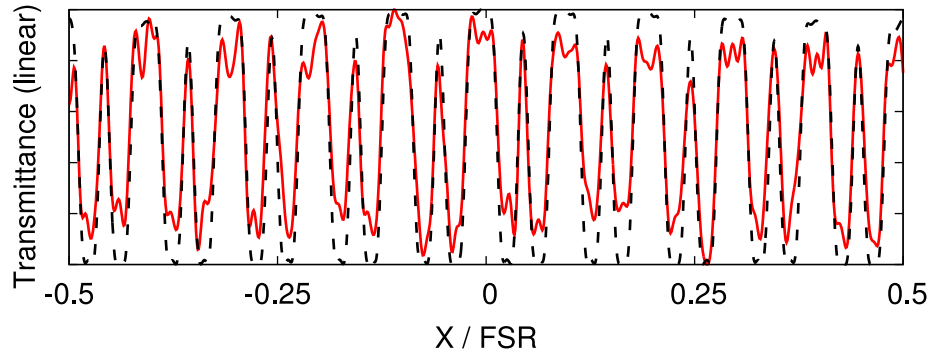
3.2.2 逆行列法の解像可能点数

逆行列法では再構成画像のサンプル点 L は自由に設定することができ, $L < N$ を満たしていれば最小二乗法で再構成することができる. この表現に基づくと N を大きくすればいくらかでも高解像度の画像が構成できる様に思われるが, それは正しくない. 正確には, 最小二乗法で再構成するためには照明の作る $N \times L$ 行列 I のランクが L でなければならない. これは, 正方行列 A によ

る連立方程式 $Ax = y$ で A が正則でないと同様である。従って、逆行列法における解像可能点数は I が持ちうるランクの大きさによって制限される。 I のランクは照明パターンが作る空間の次元とも言い換えることが可能で、照明を作るフェーズドアレイの特性によって決まる。導波路本数 M によって I の最大ランクがどう変化するかを計算した結果を Fig.3.8 に示す。各



(a)



(b)

Fig. 3.6: Reconstructed image using conventional beam scanning (broken line) and ghost imaging (solid line). (a) $M = 10$, $O(x) = \text{"10010011"}$. (b) $M = 100$, $N = 2000$, $O(x) = (\text{"10010011"} \text{ repeating 10 times})$.

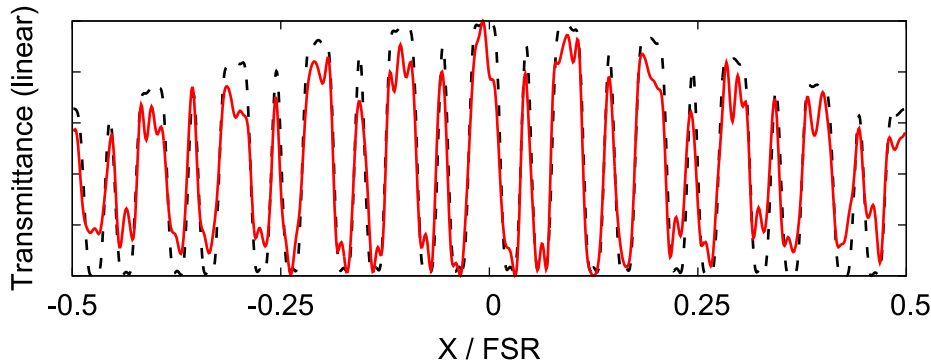


Fig. 3.7: Reconstructed image with power variance of illumination. Broken line : conventional method, solid line : ghost imaging. $M = 100$, $N = 2000$.

M について十分大きい値として $N = 3000$, $L = 1000$ で I を計算し, ランクの計算を行った. 数値計算における厳密なランクの計算は不可能だが, MATLAB の rank 関数を使用し, 一定の許容誤差よりも大きい特異値 (正方行列の固有値を非正方行列に拡張した概念) の数をランクとしている. 計算の結果, 正確に

$$\text{rank}(I) = 2M - 1 \quad (3.26)$$

となる結果が得られた. 数学的意味は正確には分かっていないが, この結果から逆行列法における解像可能点数の限界は $2M - 1$ であることが分かった.

3.2.3 反復法と逆行列法の比較

初めに, 反復法と逆行列法による画像の比較を行うための指標として SNR の定義を行う. 反復法について扱った論文では (2.57) 式で示したように複数の測定における変動成分をノイズとして各 x について SNR の定義を行っている. 本論文での数値計算では現画像との誤差に注目して, バイナリ画像 $O(x)$ について再構成して得られた画像 $\hat{O}(x)$ についての SNR を次のように定義した.

$$\begin{aligned} \text{SNR} &\equiv \frac{(\hat{O}_1 - \hat{O}_0)^2/4}{\langle \Delta \hat{O}_{\text{noise}}^2(x) \rangle} \\ \hat{O}_{\text{noise}}(x) &= \hat{O}(x) - \hat{O}_{\text{signal}}(x) \\ \hat{O}_{\text{signal}}(x) &= \begin{cases} \hat{O}_1 & (O(x) = 1) \\ \hat{O}_0 & (O(x) = 0) \end{cases} \end{aligned} \quad (3.27)$$

ここで \hat{O}_1 , \hat{O}_0 はそれぞれ $O(x) = 1$, 0 なる領域についての $\hat{O}(x)$ の平均値である. SNR の分母は \hat{O}_{noise} の分散であり, 分子は $O(x)$ の 1 と 0 の割合が等しい場合の分散になっている. $\hat{O}(x)$, $\hat{O}_{\text{signal}}(x)$, $\hat{O}_{\text{noise}}(x)$ の一例を Fig.3.9 に示す.

逆行列法では連立方程式を解いていることから, 原理的には元画像 $O(x)$ を L 点でサンプリングし直したものと全く同じ画像が得られる. しかし, 実際には測定時のノイズ, すなわち S のノイ

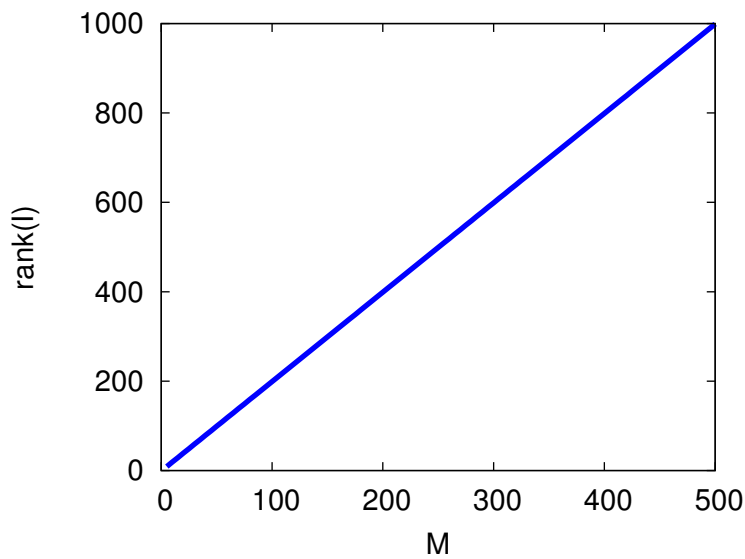


Fig. 3.8: Maximum rank of illumination matrix I depending on number of waveguide M .

ズ成分により全く同じ画像は得られず、再構成の SNR は悪化する。反復法、逆行列法の測定ノイズに対する影響を確かめるために、計算でも S にノイズを付加することにした。具体的には、測定ノイズが $100S_{\text{noise}}\%$ とした場合、測定値の平均に比例して $S_{\text{noise}}/2 \times \langle S \rangle$ を標準偏差とする正規分布乱数を S に付加した。 $S_{\text{noise}} = 10\%$ とした場合の反復法、逆行列法による再構成画像の一例 Fig.3.10 に示す。逆行列法において $M = 25$, $N = 48$ であるから、 N は最小二乗法で再構成可能なほぼ最大値を取っている。反復法では解像点数は M と同程度だが、逆行列法ではより多くのサンプル数をとれるため立ち上がりが急峻になっていることが分かる。ただし、SNR を比べると反復法が 7.32, 逆行列法が 6.12 となっており反復法の方が優れている。

反復法と逆行列法について、SNR の N , S_{noise} 依存性を計算した結果を Fig.3.11 に示す。逆行列法のサンプル数は $M = 25$ と $M = 100$ についてそれぞれ $L = 40, 190$ とし、 $N = L + 1$ を最小の N として計算を行った。また、SNR はランダムな照明パターンにより比較的大きくばらつくため、それぞれの条件で 10 回計算を行い平均値を取った。観測対象のパターンは Fig.3.10 と同じ、10 ビットのバイナリパターン (“1001101010”) である。反復法に関しては、測定ノイズの大きさによらず N が小さいうちは急速に SNR が向上し、徐々に飽和していくという傾向が見られた。最終的に飽和するのは、解像度の限界により SNR の最大値が制限されるからである。逆行列法の $S_{\text{noise}} = 0\%$ の値がその限界を示しており、原理通り $N > L$ であれば常に完全な再構成が行えていることが分かる。反復法と逆行列法の SNR を比較すると、ノイズが小さい領域では逆行列

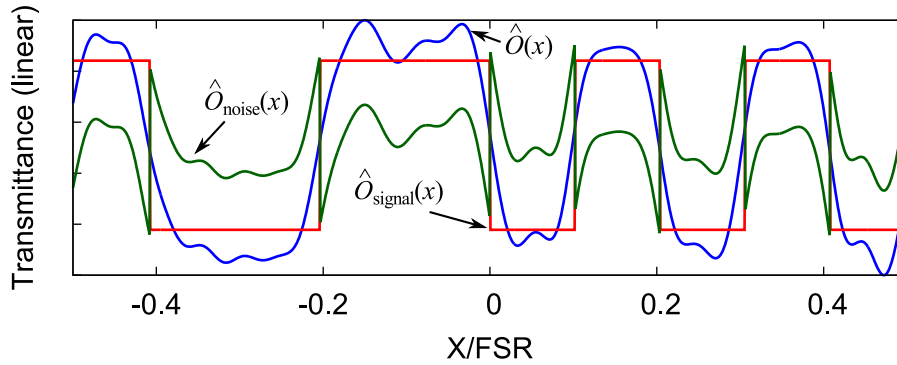


Fig. 3.9: Signal and noise parts of $\hat{O}(x)$ in definition of Eq.(3.28). SNR is 7.32.

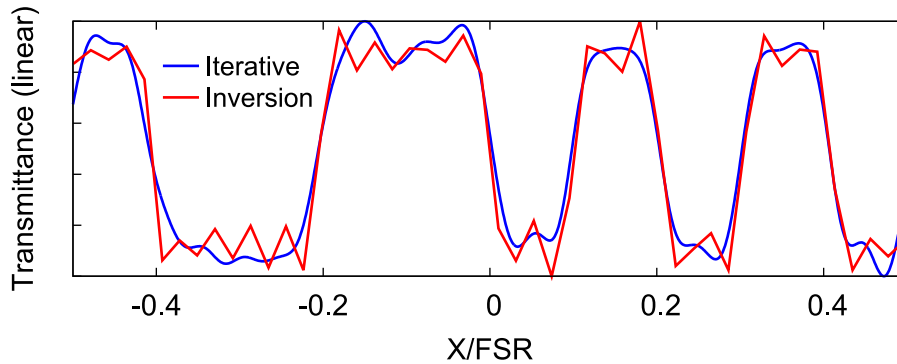


Fig. 3.10: Example of image reconstructed by iterative and inversion method.

$M = 25$, $N = 2500$, $S_{\text{noise}} = 10\%$, $L = 48$ (for inversion method). SNR is 7.32 and 6.12, respectively.

法の方が優れているが、ノイズが大きくなると反復法が優れていることが分かる。逆行列法では M が大きくなると特にノイズの影響が大きくなることが分かる。

Fig.3.11 では逆行列法については L を固定して特性を評価したが、 L を変化させると SNR にどのような変化があるかについても計算を行った。その結果を Fig.3.12 に示す。 $M = 100$ とし、測定回数を十分大きくした場合として、 $N = 100L$ で計算を行った。 S_{noise} が小さい場合は L に対してほぼ線形に SNR が向上していくことが分かる。これは L が増加することにより解像度が向上しているためである。一方、 L が限界値 199 に近くなると、SNR は悪化していく。そして、 S_{noise} が大きくなると SNR が減少し始める L は小さくなっていくことが分かる。この原因としては、次の仮説が考えられる。照明パターンが形成できる次元は $2M - 1$ であるが、必ずしも $2M - 1$ 個のベクトルが直交しているとは限らない。中には、ベクトル間の角度が非常に小さい、ほとんど線形従属に近いベクトルも存在するだろう。 L が小さい場合は、直交性の高いベクトルの作る、広がりの大きい次元を使用するため、ノイズへの耐性が高い。しかし、 L を大きくすると広がりの小さい次元の成分も使用する必要があるため、ノイズの影響が大きくなる。

なお、ゴーストイメージングのシミュレーションはほかにもいくつかの条件で行っており、付録にまとめてある。

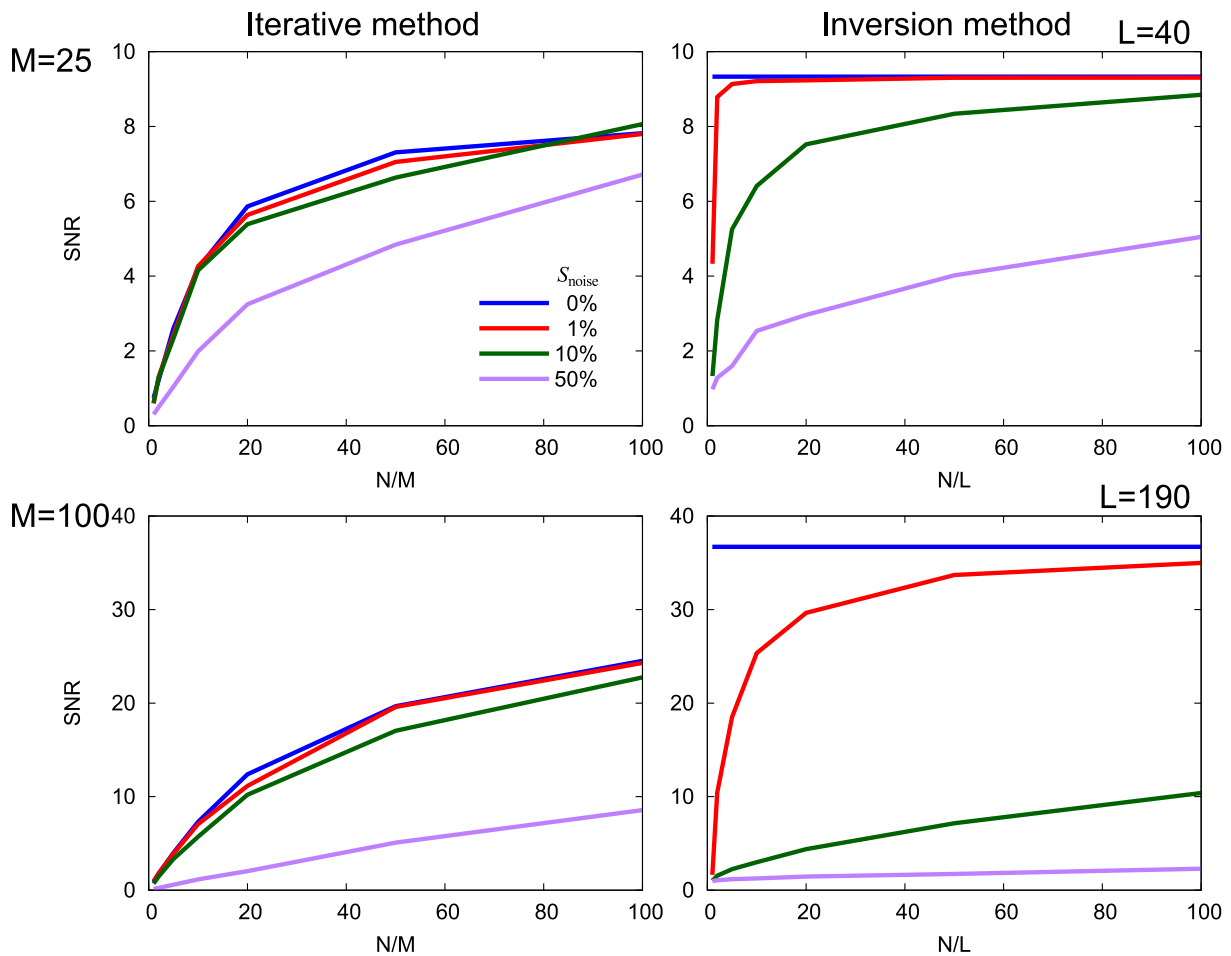


Fig. 3.11: Calculated SNR depending on N (normalized by M or L) and S_{noise} . $L = 40$ and 190 for $M = 25$ and 100, respectively.

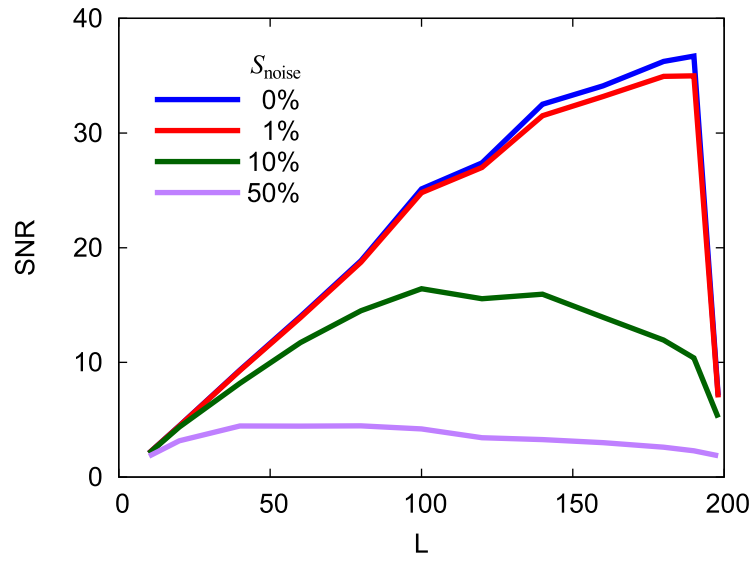


Fig. 3.12: Calculated SNR by inversion method for different L and S_{noise} .
 $M = 100$, $N = 100L$.

第4章 半導体プロセス技術

本章では，光集積フェーズドアレイ素子の作成に用いた半導体プロセスの原理，特性について解説する．

4.1 プラズマ

半導体プロセスでは，ドライエッチング，スパッタリング，化学気相成長 (CVD, chemical vapor deposition) など様々な場面でプラズマが利用される [61]．ここでいうプラズマとは電子やイオンの密度が中性分子や原子の密度に比べて十分小さい弱電離プラズマであり，核融合などに用いる強電離プラズマとは異なる．プラズマは最も単純には平行平板に電界を加えることで原子が電子と陽イオンに分離，加速されることで生じるが，その過程で中性粒子との衝突が起こる．弱電離プラズマでは衝突は弾性衝突であると近似でき，質量 m_1 の粒子が m_2 の粒子が弾性衝突するときの平均エネルギー損失率 f は

$$f = \frac{2m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (4.1)$$

となることが知られている．(4.1) 式より，中性粒子と質量の近い陽イオンはエネルギー損失が大きく，非常に質量の小さい電子はほとんどエネルギー損失がないことが分かる．従って，プラズマ中では電子が選択的に加速され，電子温度は数万度以上の高温になる一方，分子や原子の温度はほとんど上がらない．従って，プラズマを発生させることで高エネルギー状態でないと生じないイオンや原子などの活性種を低温下で作り出すことが可能となり，この活性種がドライエッチングや CVD で利用される．また同時に，電界に加速された陽イオンは大きな運動エネルギーを持っており，こちらはスパッタリングやドライエッチングで利用されている．

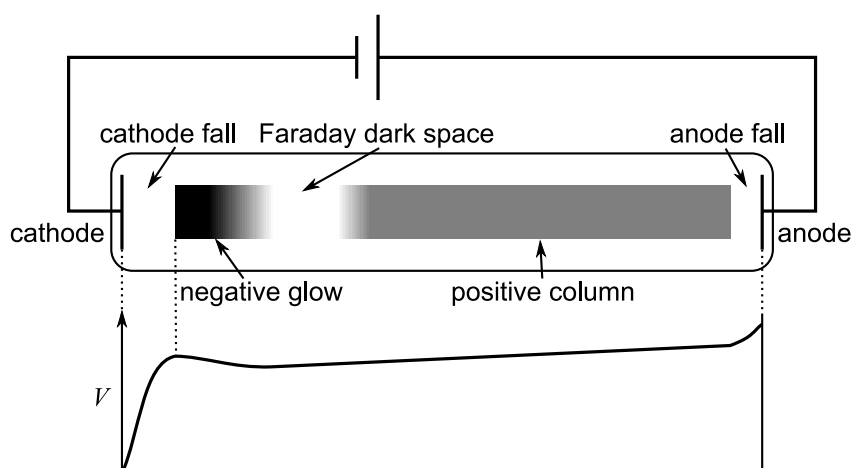


Fig. 4.1: Structure and electrical potential in DC glow discharge. Black regions are bright.

プラズマプロセスでは直流電圧を印加する方法, 10 MHz 程度の高周波電圧を印加する方法などがある. 直流放電では, Fig.4.1 に示すようなグロー放電領域が用いられる. グロー放電の内部には, 陰極から順に陰極降下部 (cathode fall), 負グロー (negative glow), ファラデー暗部 (Faraday dark space), 陽光柱 (positive column), 陽極降下部 (anode fall) と呼ばれる領域がある. この中で陰極降下部に最も強い電界がかかっており, 陽イオン, 電子が生成, 加速される. 陰極に衝突した陽イオンは電極から二次電子をたたき出すため, 継続して電流が流れ続ける. 陰極降下部で生成した電子は負グロー領域で中性粒子と強く相互作用する. プラズマ電子により励起された中性粒子中の電子が基底状態に戻るときの発光により, 負グロー領域は非常に明るくなっている. ファラデー暗部は一時的に電子がエネルギーを失っている領域であるが, 再び加速され, 最も長い領域である陽光柱は電子の加速と衝突によるエネルギー損失が釣り合った領域である. 半導体プロセスで利用される活性種は主に陽光柱で生成される. 直流放電では電子が継続的に陰極から陽極まで流れているため, 間に絶縁物があると放電することができない. そのため, 金属のスパッタリングなどの用途では用いられるものの, プラズマプロセスの主流は次に説明する高周波放電による方法である.

高周波 (RF, radio frequency) 放電では, 一般的には電子は追従できるが陽イオンは追従できない周波数で電圧を印加する. 従って, 電子は RF 電圧に従って応答し, 陽イオンは RF 電圧により作られる平均的な電界に従って応答する. 具体的な周波数としては 13.56 MHz などが用いられる. RF 放電の構造にはいくつかあるが, 最も基本的なのは容量結合型プラズマ (CCP, capacitively coupled plasma) である. CCP 装置の構成, 放電の構造およびプラズマ内の平均電位 V_{avg} を Fig. 4.2 に示す. RF 電極から接地電極の間の空間には, 暗いシース領域とその間のバルクプラズマ部が存在している. 平均電位を見ると RF 電極側のシースで大きく変化しており, この領域で陽イオンを加速してスパッタリングなどの用途に用いることができる. RF 電極とバルクプラズマ部の電位差は自己バイアスと呼ばれ, その発生には RF 側にあるブロッキングコンデンサが重要な役割を担っている. 電極とプラズマの間の電子の行き来はダイオードと同じように考えることができ, 電極の電位がプラズマの電位よりも低い場合は電極からプラズマへほとんど電子が流れない一方, プラズマ電位よりも高くなると急速に電子が流れ出す. 一方, 陽イオンは電極の平均電位がプラズマ電位よりも低い場合にプラズマから電極へ流れ込んでくる. ここでブロッキングコンデンサが存在することにより, RF 電極から流れ出る DC 電流は 0 でなければならない. そのため, 電子

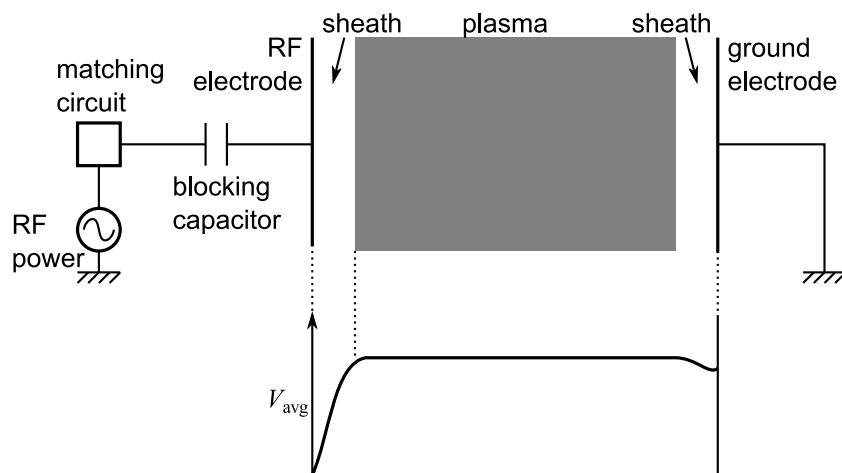


Fig. 4.2: Structure and average electrical potential in CCP.

と陽イオンによる電流収支が釣り合うためには RF 電極の平均電位がプラズマよりも低いことが必要となる。これが自己バイアスの発生の定性的な原理である。

CCP の回路はブロッキングコンデンサを含み、またプラズマの等価回路も抵抗とコンデンサを組み合わせたものとなるため、効率よくエネルギーを注入するためにはインピーダンスマッチングが必要となる。そのため、マッチング回路がついており反射電力が最小化されるように制御される。

CCP での電子の加熱機構としては

- バルクプラズマ部での RF 電界による加速。
- 加速された陽イオンが電極に衝突し、生じた二次電子がシースで加速される。
- RF 電圧によりシース部の幅が振動し、結果として電子にエネルギーが与えられる。

があり、周波数やガス圧によりどれが支配的になるかは変化する。

RF 放電で良く用いられるもう一つの構造は、誘導結合プラズマ (ICP, inductively coupled plasma) である。こちらはチャンバー外にコイルが巻かれた構造となっており、コイルに RF 電圧が印加される。コイルはチャンバー内に磁界の変化を作り出し、誘導起電力が起こって電界を発生させる。この電界により電子が加速され、プラズマを発生させる。ICP は CCP よりも高密度なプラズマを容易に発生できることや、プラズマ発生とは独立して基板にバイアスをかけてイオン加速をコントロールできることから、ドライエッチングを中心に用いられている。

4.2 成膜プロセス

成膜プロセスは基板上に薄膜を形成する半導体プロセスで、フォトレジストの塗布、絶縁膜や電極の形成などに用いられる。多くの種類の成膜プロセスが存在するが、塗布、PVD(physical vapor deposition)、CVD(chemical vapor deposition)などに分類される。塗布は成膜材料を含む溶液を基板上に均一に載せ、溶媒を蒸発させることにより成膜する。PVD は材料に加熱するなどしてエネルギーを与え、それが基板に衝突、固着することで成膜される。CVD は材料元素を含む気体を導入し、高温の基板表面で化学反応を起こして生成物質が成膜される。本研究では、塗布ではスピンのコーティング、PVD では真空蒸着とスパッタリング、CVD ではプラズマ CVD(PECVD, plasma-enhanced CVD)を使用した。

4.2.1 スピンのコーティング

スピンのコーティングは、基板上に載せた液体材料を遠心力により均一に塗布する手法である。対象は液体材料であるため、有機溶媒に溶けたフォトレジストやポリイミドなどの高分子材料、有機半導体材料の薄膜を形成するのに用いられる。均一に塗布された液体材料は加熱により溶媒が除去され、残った溶質が基板上に膜を形成する。膜厚は材料の粘度と回転の速度により決定され、粘度が低いほど、回転速度が速いほど形成された膜は薄くなる。そのため同じ材料を用いても回転速度を調整することで膜厚を制御することができるが、均一な膜質を保った上で変化可能な膜厚の範囲は平均膜厚の数分の 1 から数倍程度でそれほど自由度は高くない。

スピンのコーティングで重要な点に、基板表面と液体材料の親和性がある。多くの材料は有機溶媒に溶けているため、液体材料は疎水性の表面と親和性が高い。一方親水性の表面とは親和性が低く、スピンのコートしても弾いてしまう場合がある。スピンのコーティングを行う基板表面として

は様々な材料が考えられ、必ずしも疎水性になっているとは限らない。そのため、スピンのコーティングに先だってヘキサメチルジシラザン $((\text{CH}_3)_3\text{Si}-\text{NH}-\text{Si}(\text{CH}_3)_3)$ などの物質を基板表面に作用させ、疎水性に改質することがよく行われる。基板表面を改質し、レジストの密着性を向上させる薬品はプライマーと呼ばれる。ヘキサメチルジシラザンは水素原子で終端されている表面をメチル基に置き換え、有機溶媒との親和性を高めている。

また、スピンのコーティングでは常に平坦な塗布ができるとは限らない点に注意する必要がある。導波路などの段差構造がある基板にスピンコートした膜は Fig.4.3 のようになる。導波路のような細いメサ構造では、平坦な部分と比べて膜厚が薄くなる。これは塗布材料の厚さや段差の大きさによっては問題になるが、逆にこの特性を利用して導波路構造を平坦化する方法も用いられている。一方、基板の端付近ではスピンコート後の膜厚が非常に厚くなる。基板の端付近に素子を作製することはあまりないが、フォトレジストの場合は問題となり得る。なぜなら、後述する近接露光ではフォトマスクと基板を密着させるが、一部のフォトレジスト膜厚が非常に厚くなると平坦に密着させられず、アライメントがずれたり基板が割れたりといった問題が起こるためである。これらの問題を回避するために、本研究ではスピンコート後に綿棒を使用して端のフォトレジストを除去した。

4.2.2 真空蒸着

真空蒸着プロセスでは、固体材料を加熱して蒸発させ、蒸発した材料が基板に固着することで成膜がなされる。真空蒸着で加熱される材料は蒸着源と呼ばれる。蒸発して飛び出した粒子はそのエネルギーを失うことなく基板まで届く必要があるため、途中でほかの粒子と衝突することなく弾道的に輸送されなければならない。そのために真空蒸着チャンバー内は高真空に保たれる必要がある。弾道的輸送に必要な真空度は $10^{-2} \sim 10^{-3}$ Pa であり、Au などの材料ではこの程度の真空度で真空蒸着が行える。しかし、Ti などの酸化しやすい材料ではチャンバー中に残留する酸素が基板に固着した原子と反応するのを防ぐため、 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ Pa 以上の真空度が必要となる。また、蒸着源が点である場合は、蒸着源の真上に最も多くの材料が堆積され、そこから離れるに従い堆積される量は少なくなる。この不均一性を低減するためには蒸着源と基板との距離を十分大きくする必要があるが、距離を大きくすると基板以外の部分に蒸着される材料が増え、またチャンバーの大きさが大きくなり真空引きに時間がかかるなどトレードオフの関係がある。

真空蒸着は蒸着源の加熱方法によりいくつかに分類される。最も基本的なのは抵抗加熱型真空蒸着であり、蒸着源をボートなどと呼ばれる容器に入れて容器全体を加熱することで蒸着源を蒸発させる。容器はタングステンなどの高融点金属が用いられるが、それでも融点の高い材料を蒸着するのは難しい。また、蒸着源と合金を作らないように容器の材質を選定することも重要である。

加熱方法を抵抗加熱から電子線による加熱に置き換えたものは電子ビーム (EB, electron beam) 蒸着と呼ばれる。電子ビーム蒸着では電子線の当たった部分のみが局所的に加熱されるため、抵

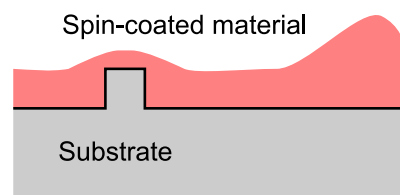


Fig. 4.3: Spin-coated material on a waveguide structure.

抗加熱型では難しい融点の高い材料を蒸着することが可能となる。しかし、熱伝導により容器のハースライナも同時に加熱されるため、抵抗加熱型と同様に適切な高融点材料からなるハースライナを使用する必要がある。ハースライナにはグラファイトやアルミナ、モリブデンなどがよく用いられる。

真空蒸着はスパッタリングと比べて基板に飛来する粒子のエネルギーが低いため、基板への付着力は比較的弱い。しかし、蒸着後の加熱(アニーリング)により改善することができる。また、 SiO_2 などの多くの化合物は原子となって蒸発することが知られており、蒸気圧の違いからそれらが堆積した膜は組成が変化している場合がある。この欠点を軽減する方法として、蒸着材料を少しずつ供給し、瞬間的に蒸発させるフラッシュ蒸着法やパルスレーザを用いたレーザ蒸着法などが存在する。

真空蒸着に特有な点としては、堆積に指向性があることが挙げられる。例えば Fig.4.4(a) のような導波路構造で垂直に蒸着を行うと、導波路側面には堆積されない。また、Fig.4.4(b) のように傾けて蒸着を行った場合は片方の側面のみに堆積され、影となる部分には何も堆積されない。導波路などの段差を覆うためには指向性のある堆積は欠点となるため、複数の角度から蒸着を行う方法が用いられる。一方、真空蒸着の指向性は後述するリフトオフプロセスでは非常に有利に働き、また斜め蒸着により影ができる特性を利用して自己整合プロセスに用いられることもある [62]。

本研究では電子ビーム蒸着を使用し、Cr, Ti, Pt, Au, SiO_2 , Al_2O_3 の蒸着を行った。

4.2.3 スパッタリング

スパッタリングは加速されたイオンを原料(ターゲット)に衝突させ、飛散したターゲットが基板に付着することで成膜を行うプロセスである。粒子がターゲットに衝突することで飛散する現象はスパッタリング現象と呼ばれ、そこから名前が取られた。イオンの加速にはイオン銃を利用する方法もあるが、プラズマを用いる方法が主流である。イオンには不活性な Ar や N が用いられることが多い。プラズマを発生させるため、また堆積した材料の酸化を防ぐため、真空蒸着と同様にチャンバーは高真空に保たれる必要がある。他方、広範囲に均一なプラズマを発生させることはそれほど難しくなく、円盤状のターゲット全面からスパッタリング現象を起こすことができる。そのため、点蒸着源の真空蒸着で問題となったチャンバーの大きさと膜厚の均一性のトレードオフは解決することができる。スパッタリングにより飛散した粒子は真空蒸着よりもエネルギーが大きく、基板への密着性、膜質は良くなるとされる。また、基板には様々な方向から粒子が飛来するため、堆積の指向性はない。

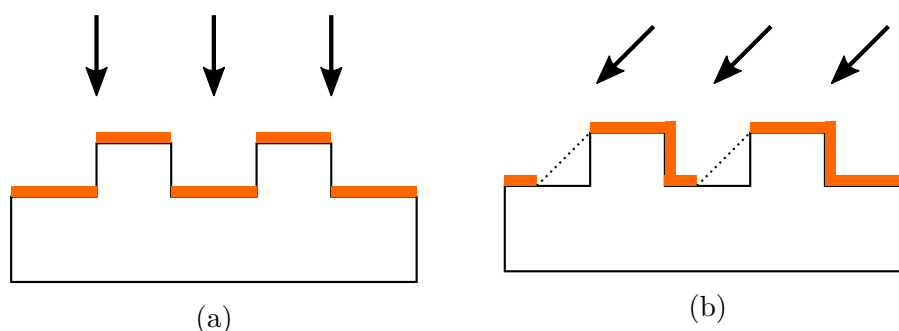


Fig. 4.4: Deposited thin film by (a) vertical evaporation and (b) tilted evaporation.

プラズマによるスパッタリングでは、DC プラズマを使用した DC スパッタリング、RF プラズマを使用した RF スパッタリング、磁界を利用したマグネトロンスパッタリングなどがある。DC スパッタリングでは DC プラズマの陰極降下部でイオンを加速してスパッタリング現象を起こすが、4.1 節で述べたように間に絶縁体を置くことができないため、ターゲットは金属に限られる。RF スパッタリングではシース領域によってイオンが加速され、導体材料、絶縁体材料問わず成膜が行えるため広く用いられている。マグネトロンスパッタリングはターゲット側に磁石を配置し、ローレンツ力により電子をターゲット付近に閉じ込めることでプラズマをターゲット付近に集中させた構造を持つ。これによりスパッタリング速度を向上させるほか、基板へのプラズマの影響を低減させることができる。

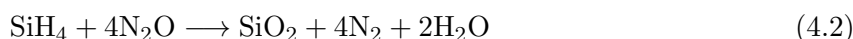
本研究では、DC スパッタリングを用いて Au を、RF スパッタリングを用いて SiO₂ を成膜した。

4.2.4 プラズマ CVD

プラズマ CVD(PECVD) はプラズマを利用することで反応温度を低く抑えた CVD の手法である。CVD では原料ガスが加熱された基板表面で反応するため、1000°C 近くの高温が必要となる。しかし、基板の材料によっては高温に耐えられないものもあり、例えば InP はそのような高温ではリンが抜けていってしまう。しかし、プラズマ中の電子により原料ガスを活性種に変えることで反応性が上がり、より低温で膜成長を行えるようになる。

CVD は原料ガスが届けば表面形状によらず堆積が起こるため、スパッタリングと比べても段差被覆性は高い。他方、適切な原料ガスの組み合わせがないと成膜することができないため、材料の自由度は PVD と比べて低い。

本研究では SiO₂ の成膜にプラズマ CVD を用いた。具体的にはシラン (SiH₄) および亜酸化窒素 (N₂O) を原料ガスとして用い、以下の反応により SiO₂ が堆積される [63]。



なお、本研究で使ったエピタキシャル基板は有機金属材料を使用した CVD である MOCVD(metal organic CVD) により製造されている。

4.3 リソグラフィ

半導体素子を作製するためには基板面内にパターンを形成する必要がある。このパターン形成を行うのがリソグラフィプロセスである。リソグラフィは主にレジストの塗布、露光、現像からなる。レジストは有機化合物で、スピンコートにより塗布される。そして、パターンを形成したい部分が紫外線や電子線により露光され、露光した部分のレジストは化学的に変質する。ここで露光した、すなわち紫外線や電子線が当たった場所の化学的結合が弱くなるレジストをポジレジスト、逆に強くなるレジストをネガレジストと呼ぶ。露光後には基板を現像液に浸け、化学的結合が弱くなった部分を取り除く現像プロセスを行い、基板上にパターンが形成される。

リソグラフィには、露光方法によりフォトリソグラフィ、レーザリソグラフィ、電子線 (EB) リソグラフィなどが存在する。この中でフォトリソグラフィはフォトマスクを使用した一括露光方式のため最もスループットが高く、産業用のリソグラフィはほとんどがこちらである。EB リソグラフィは最も分解能が高く研究用途で用いるほか、フォトリソグラフィ用のフォトマスク製造にも用いる。レーザリソグラフィはフォトリソグラフィと EB リソグラフィの中間的な性質を持ち、フォトマスク無しで比較的高速に露光を行える。

本節では、研究でパターニングに使用したフォトリソグラフィについて解説するとともに、リソグラフィと成膜プロセスを組み合わせることで電極パターンなどを形成できるリフトオフについても説明する。

4.3.1 フォトリソグラフィ

フォトリソグラフィでは光源と基板の間にフォトマスクをはさみ、フォトマスクのパターンを基板に転写する露光方法を使用する。フォトマスクと基板間の位置合わせをするための装置はマスクアライナと呼ばれる。フォトマスクは石英板にCrのパターンが成膜されたバイナリーマスクが一般的だが、最近では解像度を向上させるために光位相を制御する位相シフトマスクなども用いられる。

フォトリソグラフィにはフォトマスクと基板を密着させて露光する近接露光方式と、フォトマスク像を光学系により基板に投影して露光する投影露光方式がある。近接露光方式では光学系が必要ないため装置が簡素で済むが、投影露光方式ではフォトマスクを縮小して投影することができるほか、近接露光方式よりも高解像度でパターニングできる。さらに、フォトマスクと基板を接触させないことからフォトマスクの寿命も延び、産業用途ではほとんどが投影露光方式を採用している [64]。

光源としては伝統的には水銀ランプのg線(436 nm)やi線(365 nm)を用いていたが、波長が短いほど解像度が向上することから現在ではより短波長のエキシマレーザも使用されている。また、さらなる高解像度化を目指して13.5 nmなどの極端紫外線(EUV, extreme ultraviolet)を利用したフォトリソグラフィの研究が進んでいる。

本研究ではバイナリーマスクを用いて近接露光方式によるフォトリソグラフィを行い、最小線幅2 μm のパターニングを行った。作製プロセス中で使用したフォトレジストをTable.4.1に示す。フォトレジストの選定で重要な要素には、ネガ・ポジと厚さがある。ネガ・ポジが反転すると形成されるパターンが反転するが、その変化にはマスクパターンのネガ・ポジを反転することにより対処することができる。ネガ・ポジを決定する時に考慮する点には以下の2つがある。

1. 一般にポジレジストの方がパターン精度が優れている。そのため、導波路パターンなどの細かいパターンではポジレジストを使用した。
2. 同じフォトマスクパターンでネガ、ポジレジストを使用したフォトリソグラフィを行った場合のパターンはFig.4.5に示すような形状となる。これは、フォトマスクパターンの端付近では露光量が少なくなり、ポジレジストでは取り除かれる部分、ネガレジストでは残る部分が表面付近のみになるためである。例えば、後述するリフトオフを行う場合にはFig.4.5(b)のアンダーカット形状の方が望ましいため、ネガレジストが使用される。

Table. 4.1: Photoresists used for fabrication.

Name	Manufacturer	Posi/nega	Typical thickness	Note
S1805	Shipley	Positive	600 nm	
TSMR8900	Tokyo Ohka Kogyo	Positive	1.3 μm	
AZ5214E	Microchemicals	Negative	1.5 μm	Posi/nega available
AZ5200NJ	Microchemicals	Negative	3 μm	Posi/nega available
PW-1230	Toray	Positive	3 μm	Polyimide

厚さに関しては、一般に薄いレジストの方が高精細なパターンを形成することができるが、ドライエッチングなどレジストが削れるプロセスを行う場合には十分厚い必要がある。

Table.4.1 のレジストのうち、AZ5214E と AZ5200NJ はネガ・ポジどちらのレジストとしても使用することができる。具体的には、パターンを露光した段階ではポジレジストとして働き、その後反転ベークと呼ばれるベークと全面露光を行うことでネガ・ポジが反転しネガレジストとして働くようになる。本研究ではこれら 2 種類のレジストは常にネガレジストとして用いた。ほとんどのフォトリソグラフィはエッチングやリフトオフなどによりパターンを無機材料に転写した後は取り除かれることを想定している。しかし、PW-1230 などの感光性ポリイミドはキュア (加熱による硬化) することにより強固な有機膜となり、そのまま薄膜として利用することができる。

フォトリソグラフィの現像では主にアルカリ系溶液が用いられる。その中でもテトラメチルアンモニウムヒドロキシド (TMAH, tetramethylammonium hydroxide, $[(\text{CH}_3)_4\text{N}]^+[\text{OH}]^-$) は金属イオンを含まず加熱により完全に除去できるためよく用いられている。

4.3.2 リフトオフ

リフトオフプロセスはリソグラフィと真空蒸着により様々な無機材料の薄膜パターンを形成する方法で、産業的にはあまり用いられていないが研究レベルではよく用いられる。例として金属をリフトオフする流れを Fig.4.6 に示す。まずリソグラフィでパターンニングをし、その上から真空蒸着を行った後、レジストを除去することによりレジスト上に蒸着された薄膜も同時に取り除き、レジストのない部分のみに金属パターンが形成される。レジストの除去にはアセトンなどの有機溶媒が用いられる。リフトオフプロセスで重要なのは、蒸着後に取り除く部分と残す部分の薄膜が分離していることである。薄膜がレジスト上に完全に覆っていると、有機溶媒が侵入できずレジストの除去が困難になるのに加え、できたとしても繋がっている薄膜を物理的に引き裂くこと

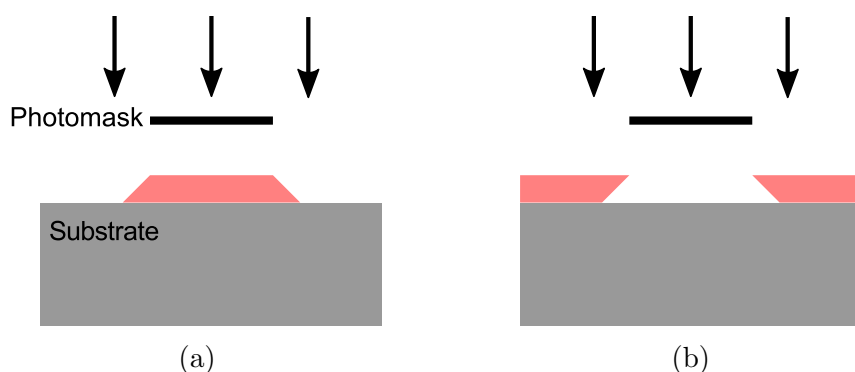


Fig. 4.5: Patterns after photolithography using (a) positive resist and (b) negative resist.

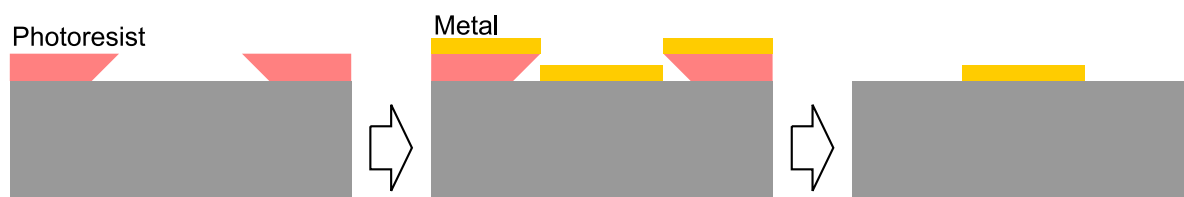


Fig. 4.6: Procedure of metal patterning using lift-off.

になるため良好なパターンは得られない。そのために、リフトオフプロセスではネガレジストを使用してアンダーカットの入ったレジストパターンを形成するのが望ましい。また、確実に分離するためにレジスト膜厚はできるだけ厚い方が望ましい。無機材料の成膜方法は真空蒸着に限られる。なぜなら、スパッタリングなどのほかの方法は指向性がなく、レジスト側面にも成膜されてしまうからである。斜め蒸着も可能であるが、傾きの角度はアンダーカット角よりも小さくなるように注意する必要がある。

4.4 エッチング

エッチングは成膜とは逆に基板上的材料を削り取るプロセスで、材料に対して特異的に削る必要があるため主に化学反応が用いられる。基本的にはフォトリソグラフィなどによって形成されたパターンをマスクとして、マスクの存在しない部分を削り取るにより行われるが、基板表面全体から特定の物質を取り去るプロセスも広義のエッチングに当たる。

エッチングは大きく分けて溶液に浸すウェットエッチングと溶液を使用しないドライエッチングに分けられる。これらにはそれぞれ利点、欠点があり、本研究ではどちらも使用した。産業用途では制御性が高く、廃棄物の処理が容易なドライエッチングを中心に用いられている [61]。

4.4.1 ウェットエッチング

ウェットエッチングは基板をエッチャントと呼ばれる溶液に浸すことで行われる。溶液中のプロセスであるため純粋に化学反応によって基板上的材料が削り取られる。エッチングにより削られたマスクの厚さとエッチング対象の厚さの比を選択比と呼ぶが、ウェットエッチングでは適切にエッチャントとマスクを選択することで無限大に近い選択比を得ることができる。

一方、溶液中のイオン、分子は等方的に運動するため、マスクの下部までエッチングが進むアンダーカットが起こったり、結晶面に沿った方向にエッチングが進んだりといった現象が起こる。例えば、(001)面を基板面とする InP 基板に HCl と H_3PO_4 を用いてストライプパターンをエッチングすると、Fig.4.7 に示すように $[110]$ 方向のストライプは 35° の傾きを持つが、 $[\bar{1}10]$ 方向ではほぼ垂直、あるいは 90° 以上の傾きになることが知られている [65]。このような異方性が存在するため、ウェットエッチングを含む作製プロセスでは基板の結晶方位を考慮する必要がある。ただ、斜め方向の異方性を積極的に利用し、ミラーやレンズを集積した素子が報告されているなど [66]、様々な可能性がある。

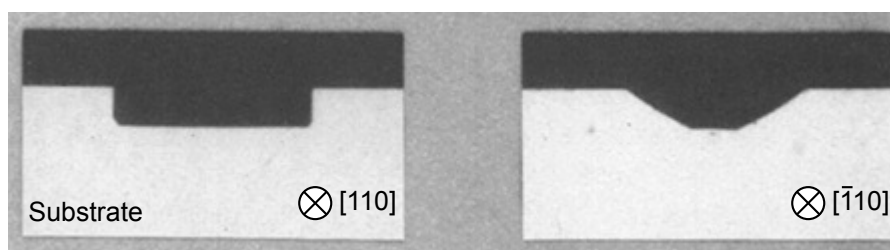


Fig. 4.7: Cross-sectional image of InP with stripes along $[110]$ and $[\bar{1}10]$ direction etched by HCl and H_3PO_4 [65].

本研究でウェットエッチングによりエッチングした物質および使用したエッチャントを Table.4.2 に示す。InP は塩酸、リン酸混合液によりエッチングされるが、硫酸や過酸化水素とは反応しない。逆に、GaAs や InGaAs, InGaAsP は硫酸、過酸化水素混合液でエッチングされるが塩酸やリン酸ではエッチングされない。InP, InGaAs, InGaAsP は格子整合させてエピタキシャル成長を行うことが可能であるため、成長した基板から InP のみ、または InGaAs のみをエッチングすることが容易にできる。また、例えば InP 層内にエッチストップ層として 10nm 程度の InGaAsP を成長することで、正確に決められた厚さだけエッチングすることが可能となる。

Au はヨウ素ヨウ化カリウム溶液内の三ヨウ化物イオン (I_3^-) と反応し、 $[AuI_2]^-$ や $[AuI_4]^-$ となって溶けることが知られている。しかし、同時にヨウ素は GaAs などの化合物半導体材料をエッチングすることが知られており [67]、予備実験でも InGaAs をエッチングすることが確認された。従って、化合物半導体で利用する場合は注意が必要である。同様に、Si 系材料では硝酸と硝酸セリウム (IV) アンモニウム ($Ce(NH_4)_2(NO_3)_6$) により Cr がエッチングされているが、InP 基板上の Cr をエッチングすることはできず、代わりに InP が溶けることが予備実験で確認された。これは、Cr よりも InP の方がイオン化しやすく、InP が溶けて生じた際の電子が Cr に供給されるためであると考えている。ただし、InP と Cr の間に SiO_2 の層があると電子の移動が起こらず Cr はエッチングされ、本研究ではこの構造で Cr のエッチングを行った。

4.4.2 ドライエッチング

溶液を用いず気相で行われるエッチングをドライエッチングと呼ぶが、ほとんどのものはプラズマを用いるためプラズマエッチングとも呼ばれる。最も簡単なドライエッチングはプラズマにより活性種を発生させ、純粋な化学反応によりエッチングを行うものであり、ウェットエッチングの溶液をそのまま気体に置き換えたものともいえる。しかし、プラズマ中ではイオンを加速して衝突させることによるイオンエッチングを同時に利用することができ、化学反応によるラジカルエッチングとイオンエッチングの両方を用いる反応性イオンエッチング (RIE, reactive ion etching) が主流の方法である。RIE では RF プラズマを使用し、RF 電極側に基板を配置する。これにより RF 側シースで加速されたイオンは基板に衝突し、スパッタリング現象によりイオンエッチングが起こる。

RIE におけるエッチング後の形状は、Fig.4.8 に示すようにラジカルエッチングとイオンエッチングのどちらが優勢かによって変化する。ラジカルエッチングが優勢な場合にはウェットエッチングと同様等方的なエッチングが起こり、アンダーカットの入った形状となる。逆にイオンエッチングが優勢の場合はイオン衝突によりマスクも削られていき、結果的にマスクよりも幅の広い逆

Table. 4.2: Etching materials and etchants used for wet etching.

Material to etch	Etchant	Temperature
InP	$HCl + 3H_3PO_4$	R.T.
InGaAs, InGaAsP	$H_2SO_4 + H_2O_2$	5°C
SiO_2	$NH_4HF_2 + NH_4F$ (Buffered HF)	R.T.
Au	$KI + I_2$	50°C
Ti	$NH_4HF_2 + NH_4F$ (Buffered HF)	R.T.
Cr	$HNO_3 + Ce(NH_4)_2(NO_3)_6$	R.T.

さ台形構造となる．RIE ではラジカルエッチングとイオンエッチングのバランスを適切に設定することで垂直なエッチングが可能となり，多くの場合この条件を目標に各種パラメータが調整される．例えば，チャンバー中の圧力を高くすると活性種が増えてラジカルエッチングが促進され，バイアス電圧を大きくした場合にはイオンのエネルギーが増してイオンエッチングが促進される．また，Ar のような不活性なガスを導入することによりラジカルエッチングの寄与を減らし，イオンエッチングの寄与を大きくすることも行われる．CCP では電子の加熱とバイアス電圧を制御するパラメータとしては RF 電源の振幅しかないが，ICP を併用することでプラズマ量とバイアス電圧を独立して制御できるようになる．また，ICP によりプラズマの密度を高めてエッチレートを上げることもできる．

本研究では，研究室内での実績の多い CCP-RIE を使用して Table.4.3 に示す物質のドライエッチングを行った．InP 系材料については，メタン・水素によるエッチングと酸素によるエッチングを交互に繰り返すサイクルエッチングを行った．メタン・水素による化合物半導体のエッチングは MOCVD による成長の逆反応ととらえることができる．MOCVD では III 族元素の材料としてはトリメチルインジウム ($\text{In}(\text{CH}_3)_3$) などの有機金属，V 族元素の材料としてはホスフィン (PH_3) などの水素化物が用いられるが，ドライエッチングでは逆反応として III 族元素にはメタン，V 族元素には水素が作用して結晶を分解する．メタンやエタンなどのプラズマ中には様々な炭化水素が存在しているため，メタン・水素エッチングにより基板の表面には高分子膜が形成される [68]．高分子膜が形成されるとエッチングが進まなくなったり不均一になったりするため，メタン・水素エッチングの間に酸素エッチングを挟み，高分子膜を除去している．また，高分子膜の形成は垂直性の向上にも役立っている．メタン・水素エッチングによる高分子膜形成は段差の側面を含め表面全体に起こるが，酸素エッチングではドライエッチングの異方性を利用して側面以外の膜

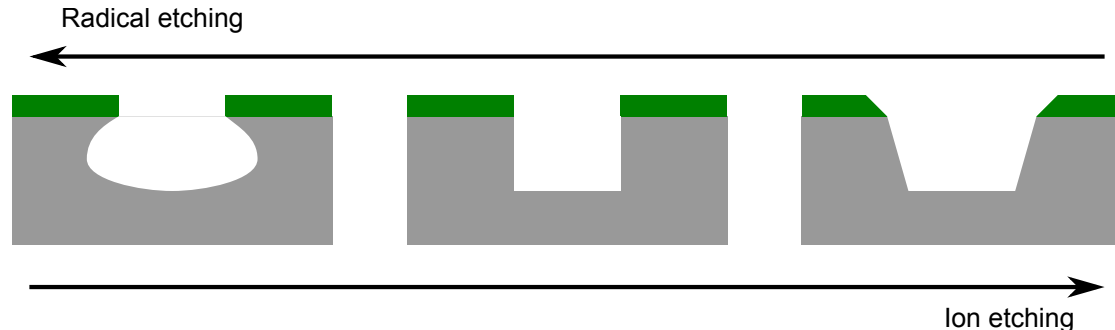


Fig. 4.8: Crosssection after dry etching depending on contributions of radical etching and ion etching.

Table. 4.3: Etching materials and gases used for dry etching.

Material to etch	Gas
InP, InGaAs, InGaAsP	$\text{H}_2 + \text{CH}_4 / \text{O}_2$
SiO_2	$\text{CHF}_3 + \text{Ar}$
Photoresist	O_2
Polyimide	$\text{CHF}_3 + \text{O}_2$
Cr	$\text{CHF}_3 + \text{O}_2$

を取り去ることができる。従って、適切にパラメータを設定することで側面が高分子膜により保護され、より垂直なエッチングが可能となる。このような効果は側壁保護効果と呼ばれ、InP 以外でも MEMS 加工における Bosch プロセスなど、高アスペクト比のエッチングを達成するために用いられている。

レジストやポリイミドなどの有機物をエッチング、除去するプロセスはアッシングとも呼ばれる。アッシングでは主に酸素プラズマが使用されるが、ポリイミドのエッチングの際には酸素のみでは残留物が残り、完全に除去できないという報告がある [69]。これはプライマー中の Si を含む物質が酸素プラズマでエッチングされないためであるとされている。この現象は本研究でも再現し、酸素のみのアッシングでは Fig.4.9 に示すような残留物が残った。CF₄ を加えることで残留物のないアッシングが可能であるという報告から、本研究ではポリイミドのアッシングには酸素と CHF₃ を用いて良好な結果を得た。

Cr のドライエッチングには通常は塩素と酸素のプラズマが使用される。塩素プラズマ、酸素プラズマのみでは Cr はそれぞれ塩化物、酸化物となるが、これらの物質は不揮発性であるためエッチングは起こらない。しかし、塩素と酸素を同時に導入すると揮発性の CrO₂Cl₂ が生じてエッチングが進む [72]。フッ素系のガスを使用して Cr のドライエッチングを行った論文は見られないが、特許にはいくつか記載が見られた [70][71]。本研究では塩素の代わりに CHF₃ を使用してエッチングが起こることを確認し、作製に使用した。

4.4.3 エッチバックプロセス

エッチバックプロセスとは、ポリマーのスピンコーティングとアッシングを利用してコンタクトオープンおよび平坦化を行う手法である。導波路の上面から基板方向へ電流を流したい場合には導波路上面に電極を形成する必要があるが、形成された導波路の上にそのまま金属を成膜すると、導波路側面や周辺部分とも導通がとれてしまい、目標とする部分に電流を集中して流せない。リソグラフィを行い導波路以外の部分に絶縁膜を成膜すれば導波路の上面のみコンタクトを取ることができるが、それには高精度な位置合わせが必要となる。また、ドライエッチングで導波路を形成した場合は垂直な段差を金属配線がまたぐこととなる。斜め蒸着やスパッタリングを利用すれば垂直な段差にも配線を施すことは可能であるが、信頼性の面からできる限り段差が小さい

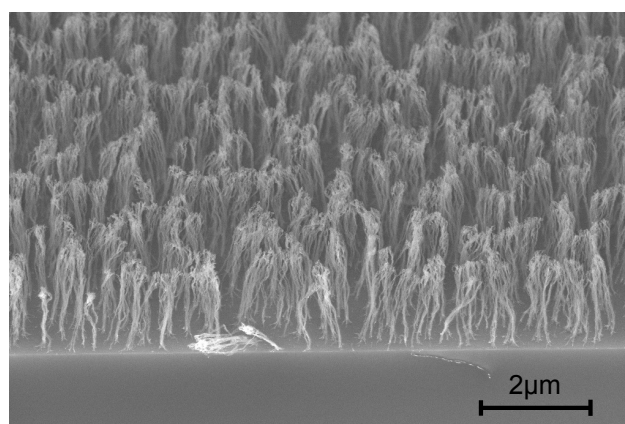


Fig. 4.9: SEM (scanning electron microscope) image of residue after etching polyimide by O₂ ashing.

ことが望ましい。エッチバック法では、導波路の段差を利用することにより導波路上面のみを露出させ、同時に段差の平坦化を行うことができる。

エッチバックプロセスの流れを Fig.4.10 に示す。初めに、導波路構造を含む基板にスピンコーティングによりポリマーを塗布する。塗布されたポリマーは導波路構造のような急峻な段差を平坦化するように働き、導波路上のポリマーの厚さは導波路周辺よりも薄くなる。従って、アッシングにより均一にポリマーを削っていくと導波路の上面が最初に露出し、導波路上面のみをコンタクトオープンすることが可能となる。ポリマーには導波路構造を覆える厚みの膜をスピンコートで塗布できることが重要になるほか、レジストと異なりプロセス後にも残る材料であるため耐久性が求められる。具体的には半導体プロセスでは BCB(benzocyclobutene) が用いられることが多いが [73][74]、LSI 実装基板の作製ではポリイミドを使用している例もある [75]。本研究ではポリイミドを使用した。エッチバックでは、導波路の周りでは導波路上面のみが露出するが、周りに段差構造がない部分では半導体層が露出することがある。そのため、実際には導波路形成後全面に絶縁膜を成膜し、コンタクトオープン後にフォトリソグラフィを行って必要な導波路付近のみの絶縁膜をエッチングする方法がとられる。なお、エッチバック以外の平坦化手法には導波路の側面方向に選択的に結晶成長を行う埋め込み再成長などがある [76]。

4.5 ワイヤボンディング

作製した半導体素子を評価するためには電氣的接続が必要となる。最も単純な方法は素子の電極上にプローブを落とす方法であるが、電極本数が増えると困難になり、プリント基板 (PCB, print circuit board) などの外部インタフェースに接続する必要がある。また、製品にする場合にはパッケージと素子を接続する手段が必要となる。

半導体素子と PCB、パッケージなどを接続する手段としてよく用いられるのがワイヤボンディングである。ワイヤボンディングは数十 μm 程度の太さの金属細線により電極同士を接続する技術で、ワイヤには Au や Al が用いられる。電極とワイヤの接続方法には、直接接続するウェッジボンディングと、放電によりワイヤ先端にボールを形成し、ボールを電極と接続するボールボンディングがある。接続する機構としては熱、超音波、圧力を併用するサーモソニック方式が最もよく使用される。ボールボンディングの方が電極との接触面積が広く信頼性が高い。しかし、Al は表面に酸化膜を形成するため放電によるボール形成が行えず、ウェッジボンディングにしか使えない。また、Au ワイヤによるボンディングは 100°C 以上に加熱して行う必要があるため、熱に弱い素子などではウェッジボンディングを使用すべきである。接続する電極はワイヤと合金を形成できる材料である必要があり、ワイヤと同じ物質であることが望ましい。

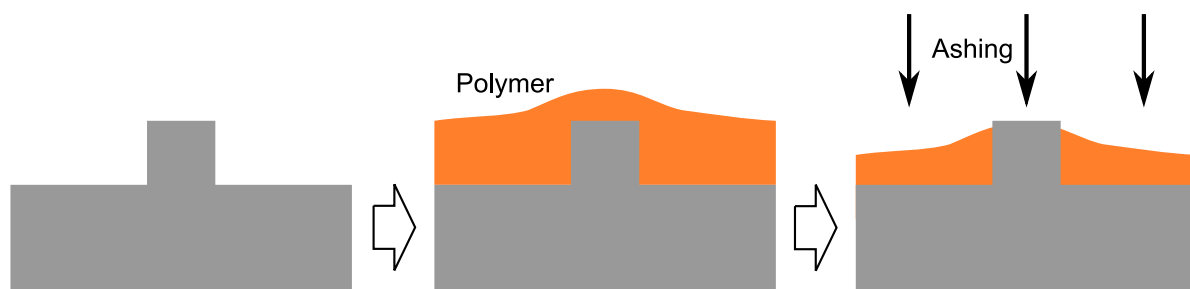


Fig. 4.10: Procedure of etch-back method.

本研究では Au ワイヤによるボールボンディングで作製した素子と PCB の間を接続した．ワイヤボンディングで重要になるパラメータには超音波のパワーと時間がある．ワイヤと電極を接続するためには両者を合金化する必要があるため，ある程度の超音波エネルギーが必要となる．しかし，エネルギーが大きすぎると電極が基板から剥がれてしまい，接続することができない．PCB はパッケージは電極が厚く密着性も良いためあまり注意する必要はないが，作製した素子の電極は壊れやすい場合が多いため注意が必要である．また，電極の密着性が極端に悪く，ワイヤの張力に耐えられない場合にはワイヤボンディングを行うことはできないため，素子の作製では電極の密着性を考慮する必要がある．

4.6 計測技術

半導体素子の作製では，各プロセス段階の評価のために段差や膜厚の計測，また構造の確認などが必要となる．本節では作製プロセス中に利用した計測手法についてまとめる．

4.6.1 触針式段差計

触針式段差計は針を素子表面に接触させながら走査することにより素子表面の高さ分布を計測する装置である．高さ方向の分解能はナノメートルオーダーと高く，エッチングの進み具合や形成した薄膜パターンの厚さを計測するなど幅広い場面で使用した．ただ，水平方向の分解能は針先端の半径によって決まり，マイクロメートルオーダーであるため導波路幅や細い溝の深さなどは正確に計測できない．また，基板全体に成膜を行った場合には段差が生じず膜厚をはかれないため，一部をテープなどでマスキングしたダミー基板にも同時に成膜を行い，段差計で膜厚を計測する方法をとった．

4.6.2 エリプソメータ

エリプソメータは，基板で反射した光の偏光特性から膜厚や屈折率を決定する装置である [77]．Fig.4.11 に示すように空気 (複素屈折率 n_0)，厚さ d の薄膜 (n_1)，基板 (n_2) からなる構造に角度 θ_0

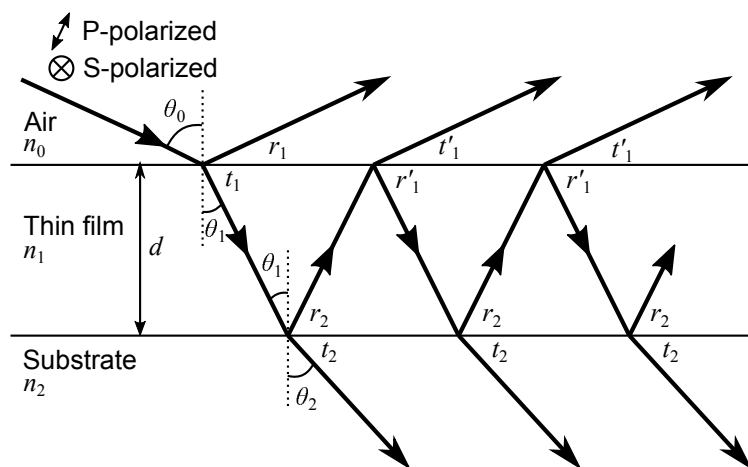


Fig. 4.11: Multiple reflection at thin film.

で光線が入射した場合を考える．フレネルの公式によると，例えば空気から薄膜へ入射する場合の振幅反射率 r_1 ，振幅透過率 t_1 は P, S 偏光についてそれぞれ以下のように書ける．

$$r_{1p} = \frac{n_0 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_0} \quad (4.3)$$

$$t_{1p} = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_0} \quad (4.4)$$

$$r_{1s} = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1} \quad (4.5)$$

$$t_{1s} = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1} \quad (4.6)$$

ここで θ_0 と θ_1 の間にはスネルの公式

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 \quad (4.7)$$

が成り立っている．多重反射を考慮すると，Fig.4.11 における全体の振幅反射率 r および振幅透過率 t は次のようになる．

$$r = \frac{r_1 + r_2 \exp(j\delta)}{1 + r_1 r_2 \exp(j\delta)} \quad (4.8)$$

$$t = \frac{t_1 t_2 \exp(j\delta/2)}{1 + r_1 r_2 \exp(j\delta)} \quad (4.9)$$

$$\delta = \frac{4\pi n_1 d \cos \theta_1}{\lambda} \quad (4.10)$$

(4.3)～(4.10) 式から分かるように，振幅反射率は複素屈折率 n_0 , n_1 , n_2 および膜厚 d の関数である．

エリプソメータでは，一定の角度から S 偏光，P 偏光を含むレーザ光をサンプルに入射し，偏光間の反射率比

$$\tan \Psi = \frac{|r_p|}{|r_s|} \quad (4.11)$$

と位相差

$$\Delta = \delta_p - \delta_s \quad (4.12)$$

を計測する．これにより (4.3)～(4.10) 式から未知のパラメータを逆算することができる．測定値は2つであるから，例えば薄膜の屈折率と膜厚を同時に計算することができる (消衰係数は同時には計算できない)．多層膜の場合も同様にして2つまでの未知のパラメータをフィッティングにより計算することができる．

エリプソメータは基板全体に成膜された膜の厚さを計測するのに適している．原理上知りたいパラメータ以外の全ての層構造を記述する必要があるため，エピタキシャル基板などで行うのは煩雑である．また，導波路などの面内構造があると散乱により正しく計測できない場合がある．そのため，同時に単一組成のダミー基板に成膜を行い，エリプソメータで膜厚を計測した．

4.6.3 水晶振動子型膜厚計

成膜プロセス中に膜厚を計測するためには，水晶振動子を用いることが多い．水晶振動子は固有振動数において急峻なリアクタンスの変化を起こすが，その周波数は振動子の質量に比例して

減少していく．そのため，チャンバー内に設置された水晶振動子に物質が堆積されると固有振動数は徐々に減少していき，減少量から膜厚を計算することができる．本研究では，真空蒸着中に膜厚を計測するために使用した．正確な膜厚の計測には蒸着源の密度などのパラメータに加え，チャンバー内での水晶振動子の位置，基板の違いによる付着係数の違いなども考慮する必要がある．

4.6.4 走査型電子顕微鏡

走査型電子顕微鏡 (SEM, scanning electron microscope) は電子線を収束し，サンプルに当てたときの反射電子や二次電子を観測することにより像を得る顕微鏡である．光線は波長オーダ以下には収束できないため光学顕微鏡の分解能は 100 nm 程度が限界であるが，電子の波長は十分短いナノメートルオーダの物体を観察することができる．電子顕微鏡は電子線を扱うため，真空チャンバー内で観察が行われる．また，光学顕微鏡では焦点距離を適切に合わせれば鮮明な像が得られるが，電子顕微鏡の持つ電子レンズは収差が大きいため，焦点距離に加えて非点収差補正を行う必要がある．

電子顕微鏡ではサンプルの形状に加え，電子への応答の違いにより物質ごとにコントラストがつくため，非常に多くの情報を得ることができる．InP, InGaAs などの層構造も条件が良ければ観測できるがあまり鮮明ではない．そのため，断面構造を観察する場合には特定の層と反応するエッチャントでウェットエッチングを行い，コントラストを向上させることがよく行われる．これはステインエッチングと呼ばれる．例えば InP 系基板では硫酸と過酸化水素のエッチャントに数秒間浸けることで InGaAs や InGaAsP がエッチングされ，層構造を鮮明に観察することができる．また，SiO₂ や有機材料などの絶縁体が存在している場合には電子による帯電を起こし，像がゆがめられるなどの影響が起こる．そのような場合にはサンプル表面にごく薄い金属をスパッタリングなどで成膜し，表面形状を観察する方法が用いられる．

第5章 $M = 25$ 光集積フェーズドアレイ素子

本章では, $M = 25$ の光集積フェーズドアレイ素子の設計, 作製およびイメージングの原理検証について述べる. 素子の動作波長は 1550 nm である.

5.1 設計

5.1.1 導波路構造の解析

素子の作製には, あらかじめ MOCVD によって層構造の成長がなされたエピタキシャル基板を使用した. エピタキシャル基板の層構造を Fig.5.1 に示す. 図中の () 内はドーピング濃度 [cm^{-3}] を表し, U-はアンドープ層である. 表面から基板に向かって電流注入が可能となるように, PIN 構造のドーピングプロファイルとなっている. また, InGaAsP 層の Q1.37 はバンドギャップに対応する波長が 1.37 μm であることを示し, バンドギャップは 0.91 eV となっている. InP のバンドギャップは 1.34 eV であることから分かるように, バンドギャップの大きい InP に小さい InGaAsP が挟まれたダブルヘテロ接合となっており, キャリアの蓄積が可能となっている. 9 層目のハイドープされた InGaAs 層は基板表面に形成される電極とオーミックコンタクトを取るために成長されている. InGaAs のバンドギャップは 0.75 eV (1.65 μm) で 1.55 μm の光を吸収するため, 位相シフト部以外では InGaAs コンタクト層を取り除く必要がある. なお, 全ての層は格子整合しており, 格子整合条件とバンドギャップの情報により, InGaAs および InGaAsP の組成は一意に定まる.

光学的な構造としては, InGaAsP の屈折率はおよそ 3.4, InP は 3.17 であるため, 4 層目の InGaAsP がコア, その両側がクラッドにあたる. 6 層目の非常に薄い InGaAsP はウェットエッチングのエッチストップ層として設けられている. 今回の作製ではウェットエッチングを使用するた

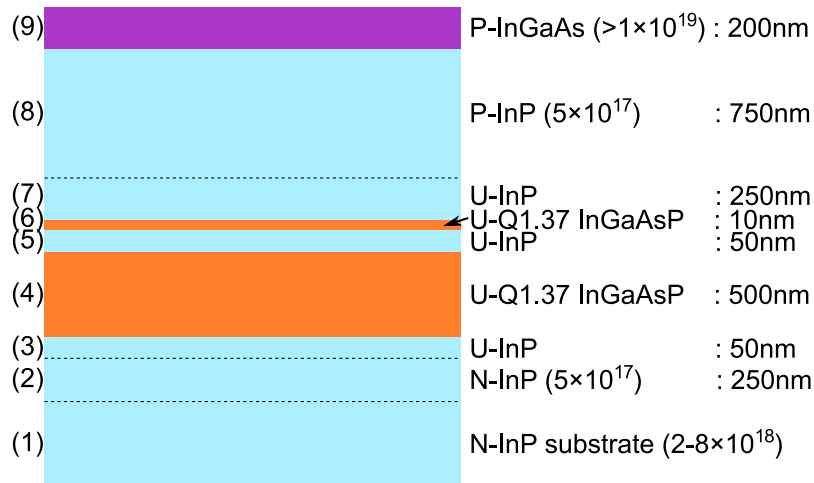


Fig. 5.1: Layer structure of epitaxial wafer used for fabrication. Thickness is not scaled.

め、導波路は7～9層目がエッチングされたリッジ構造となる。2.1.2節で解説した等価屈折率法を用い、この構造の等価屈折率およびモード分布を計算した。まず、TEモードについてコア部分のスラブ光導波路解析を行った結果をFig.5.2に示す。ここでは位相シフトのないパッシブな導波路部分を考えており、最上層にはパッシベーションのための Al_2O_3 (屈折率1.75)が堆積されているとした。等価屈折率は $n_{\text{eff_core}} = 3.300$ であり、単一モードであることが確認された。6層目の直上に Al_2O_3 があるクラッド部分についても解析を行い、等価屈折率 $n_{\text{eff_clad}} = 3.277$ を得た。

導波路幅は、作製で使用した近接露光フォトリソグラフィの精度を考慮して $2\text{ }\mu\text{m}$ とした。等価屈折率法によると幅 $2\text{ }\mu\text{m}$ の導波路では単一モード伝搬し、モードプロファイルは5.3のようになった。等価屈折率はTEモードについて $n_{\text{eff}} = 3.292$ であった。また、強度が $1/e$ となる幅は $1.96\text{ }\mu\text{m}$ となった。この値はFFP計算を行った3.1.1節における導波路幅 w_0 に相当する。

5.1.2 素子のレイアウト

前節で解析した導波路のパラメータを基に、光フェーズドアレイ素子の設計を行った。設計値の一覧をTable.5.1に示す。基本的には導波路幅は $2\text{ }\mu\text{m}$ としたが、位相シフト部分においては確実に電流注入を行うために幅を $3\text{ }\mu\text{m}$ に設定した。また、その先の出力部分も幅は $3\text{ }\mu\text{m}$ である。スターカプラ出力部分の間隔はできるだけ小さい方がスターカプラを小型化できるが、フォトリソ製造時に $2\text{ }\mu\text{m}$ 以上の空隙がないとパターンがつぶれてしまうため、 $4\text{ }\mu\text{m}$ に設定した。位相シフト部分は個別に配線を行う必要があるため、導波路間隔を $30\text{ }\mu\text{m}$ とした。今回は素子サイズを小さく抑えるため、位相シフトの先でピッチを変更することは行わず $30\text{ }\mu\text{m}$ ピッチのまま出力した。

3.1.1節で述べたように、スターカプラ長 l_s は小さすぎると導波路間の強度差が大きくなり、実

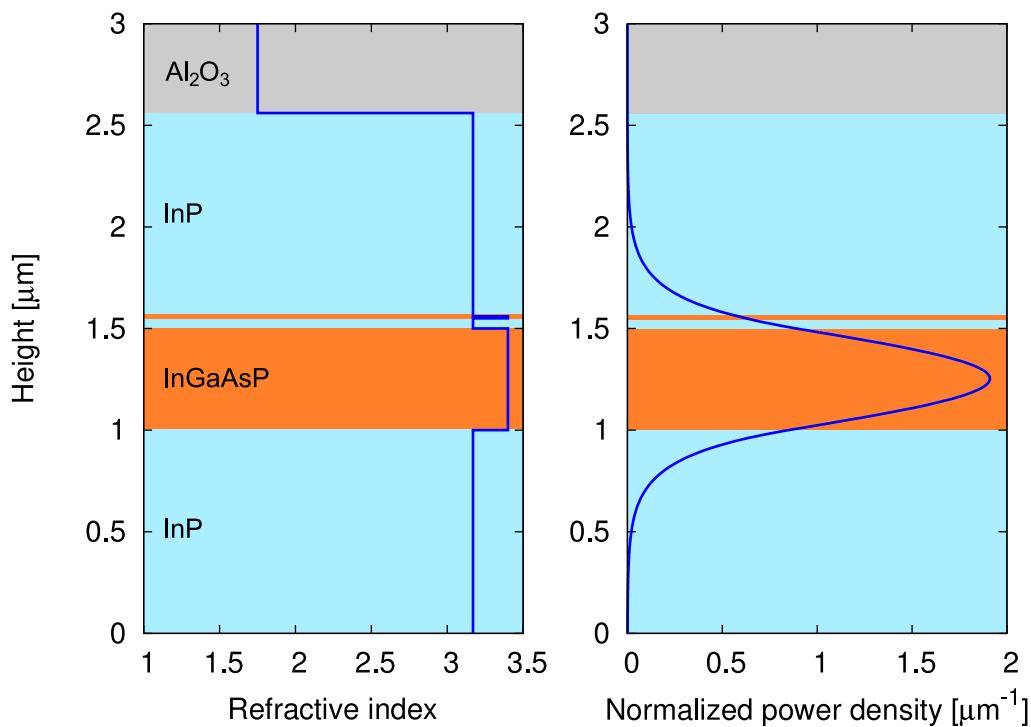


Fig. 5.2: Refractive index and mode profile in slab waveguide for TE mode. $N_{\text{eff_core}} = 3.300$.

効的な導波路本数が減少する．今回は素子サイズとのトレードオフを考慮して $l_s = 800 \mu\text{m}$ とした．しかし，設計，作製後に長さが不十分であることが判明した．この原因は，ウェットエッチングによりできる導波路形状を考慮していなかったことによる．スターカプラの設計に必要な入力導波路モード幅 w_0 は，等価屈折率法に基づいて計算したため Fig.5.4(a) の構造を想定している．しかし，ウェットエッチングでは結晶面によってエッチング形状が変化する．今回は (001) 面を基板面とする基板の上に，HCl と H_3PO_4 により [110] 方向の導波路を形成したため，エッチングは 35°

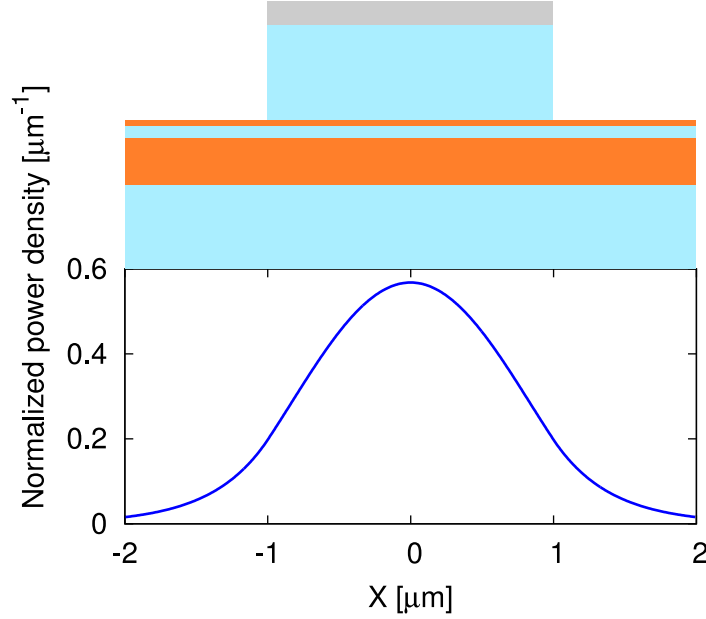


Fig. 5.3: Horizontal mode profile of $2 \mu\text{m}$ -waveguide. $n_{\text{eff}} = 3.292$.

Table. 5.1: Design values for $M = 25$ optical phased array.

Parameter	Value
Number of waveguides M	25
Width of passive waveguides w_0	$2 \mu\text{m}$
Width of waveguides at phase shifter	$3 \mu\text{m}$
Width of waveguides at output w_2	$3 \mu\text{m}$
Pitch between waveguides at output of star coupler d_a	$4 \mu\text{m}$
Pitch between waveguides at phase shifter	$25 \mu\text{m}$
Pitch between waveguides at output of device D_a	$30 \mu\text{m}$
Length of star coupler l_s	$800 \mu\text{m}$
Length of phase shifter	$800 \mu\text{m}$
Minimum radius of bending waveguide	$1000 \mu\text{m}$
Width of electrode pad	$80 \mu\text{m}$
Pitch of electrode pad	$100 \mu\text{m}$
FSR	2.96°
FWHM of beam	0.16°

の面に沿って起こった [65]. 従って, Fig.5.4(b) のように実効的な導波路幅はおよそ $3.6 \mu\text{m}$ 広がる. 入力導波路幅が広がるとスターカプラ内でのビームの広がりは小さくなり, より長いスターカプラ長が必要となる.

Fig.5.5 に, ウェットエッチングによる導波路の広がり を考慮した場合としない場合における, スターカプラ出力部の強度の包絡線および FFP のメインローブの計算結果を示す. 導波路の広がり を考慮した場合については, $w_0 = 5.6 \mu\text{m}$, 出力導波路幅 $w_2 = 6.6 \mu\text{m}$ とした. 当初の設計では端の導波路でも中心の 65% 程度の強度を持っていたが, 導波路の広がり を考慮すると端にはほとんど伝搬せず, 中心の 50% 以上の強度を持つ導波路は 10 本程度に限られることが分かる. これに伴い, FFP のメインローブ半値幅も 0.12° から 0.16° に広がっている. また, 導波路の広がり を考慮した場合の FFP 計算結果を Fig.5.6 に示す. FSR は 2.96° , FSR 内の強度変化は 2%, メインローブのエネルギーは全体の 33% である.

位相シフタの適切な長さを計算により設計するためには様々な物性パラメータが必要となり難しい. そのため, 本研究では研究室内でのフェーズドアレイ型光スイッチにおける位相シフタの

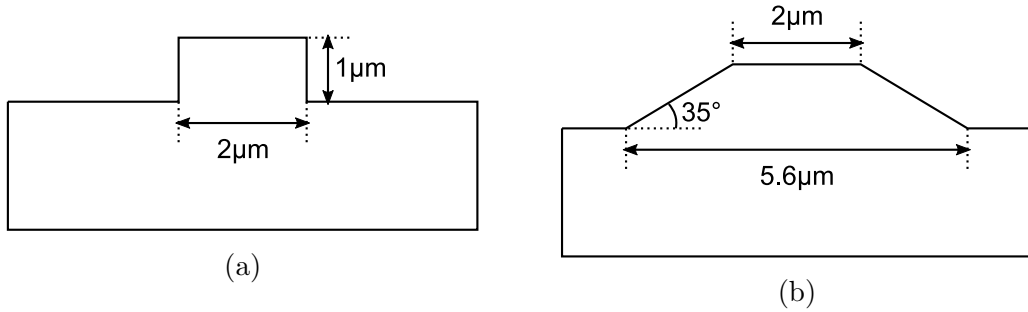


Fig. 5.4: (a) Waveguide shape used for star coupler design.
(b) Actual waveguide shape formed by wet etching.

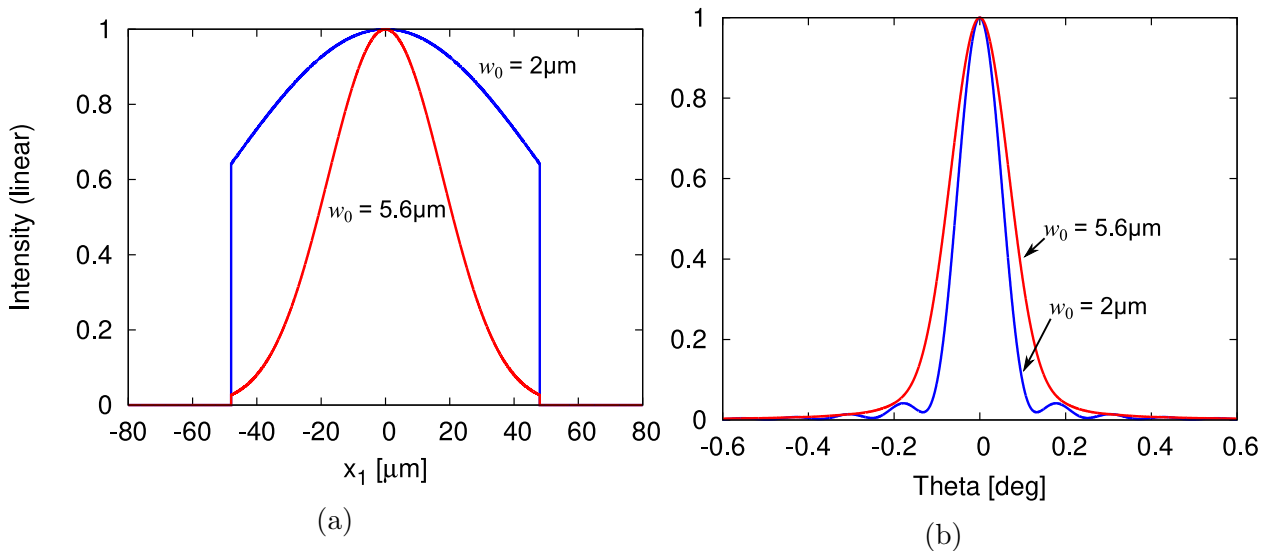


Fig. 5.5: (a) Intensity envelope at output of star coupler $|g_{-1}(x_1)|^2$, and (b) mainlobe of the FFP on the designed device with ($w_0 = 5.6 \mu\text{m}$) and without ($w_0 = 2 \mu\text{m}$) consideration of waveguide widening by wet etching.

実績を考慮し、 $800\text{ }\mu\text{m}$ とした [78]. 曲げ導波路部分は直線と円弧によって構成し、最大曲げ半径は $1000\text{ }\mu\text{m}$ に設定した.

以上の設計に従ってフォトマスクを設計した. フォトマスクは次の 3 枚からなる.

1. 導波路パターン
2. 位相シフト部分を定義するウィンドウパターン
3. 電極パターン

フォトマスクでは、フェーズドアレイ素子本体に加えて、位相シフトの特性を確認するために位相シフト付きのマッハツェンダー干渉計 (MZI, Mach-Zehnder interferometer) や直線導波路を配置した. また、作製プロセスに必要なアライメントマーカおよび SEM による断面観察用のパターンなども配置した. 設計したマスクパターンを Fig.5.7 に示す. 下からウィンドウパターン、電極パターン、導波路パターンの順に重ねてあるため分かりにくいですが、フェーズドアレイ素子部分のウィンドウパターンは大きな長方形となっている. 素子のサイズはおよそ $4\text{ mm}\times 3\text{ mm}$ である.

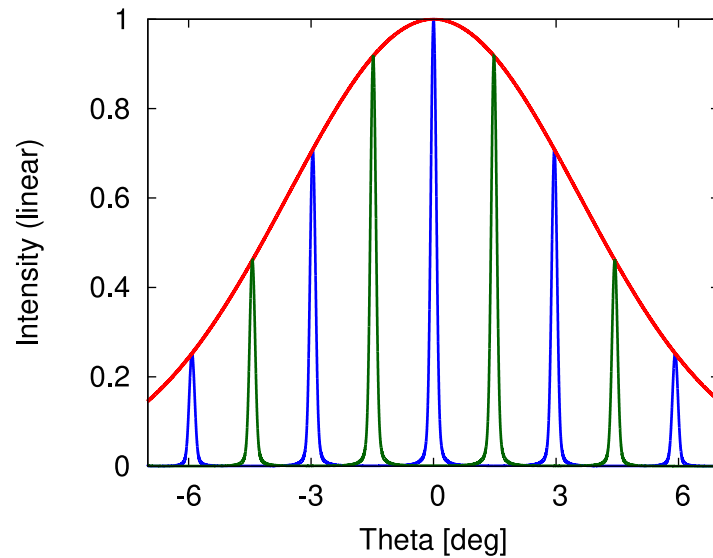


Fig. 5.6: FFP and its envelope of the designed device with consideration of waveguide widening ($w_0 = 5.6\text{ }\mu\text{m}$).

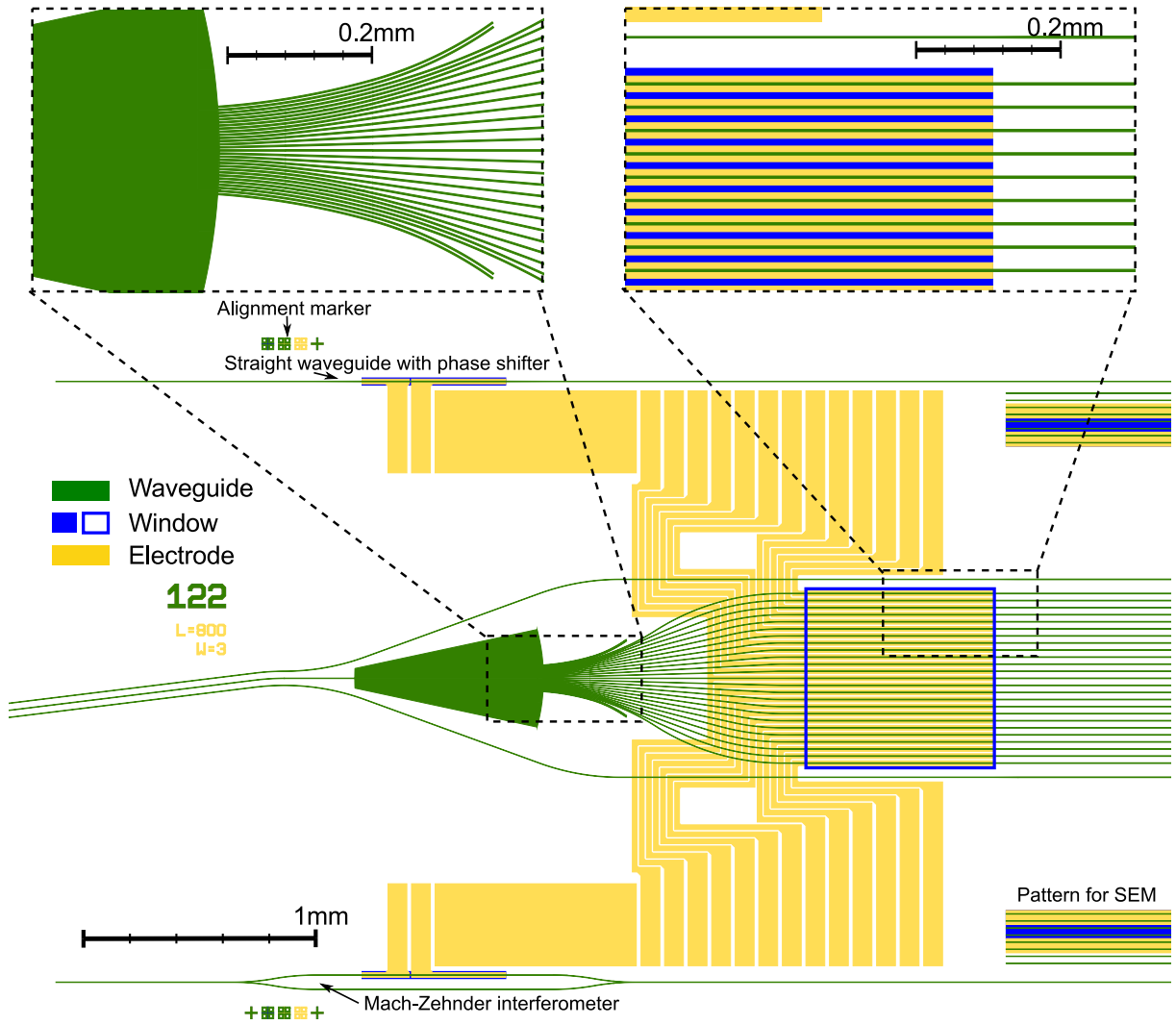


Fig. 5.7: Designed photomask pattern of $M = 25$ optical phased array.

5.2 素子の作製

設計した素子の作製手順を Fig.5.8 に示す．大まかな流れは次のようになっている．

1. 導波路の形成：(a)–(d)
2. 位相シフト以外の部分のパッシベーション：(e)–(l)
3. 電極形成：(k)–(n)

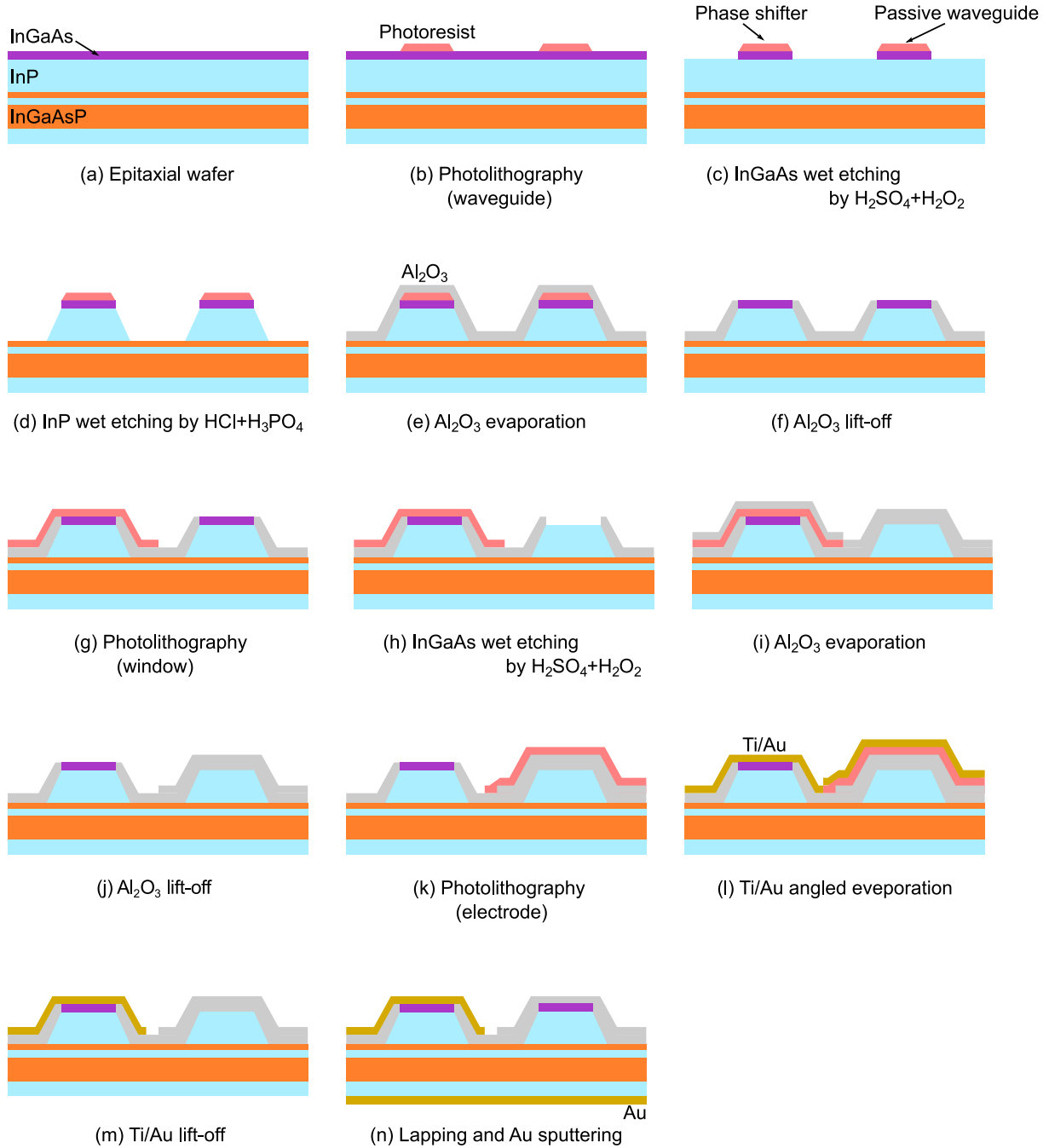


Fig. 5.8: Process chart of $M = 25$ optical phased array.

これから、各手順について具体的に説明していく．なお、装置のパラメータなどの細かい条件は付録にまとめてある．

5.2.1 導波路形成

- (a) 今回の作製では Fig.5.9 に示すように 2 インチエピタキシャル基板を 1/6 に劈開して使用した．劈開はメスでウェハ角に傷をつけ、裏面からピンセットで押しつけることにより行った．
- (b) 導波路パターンのマスクを使用してフォトリソグラフィを行った．幅 $2\text{ }\mu\text{m}$ の導波路パターンが正確に形成できるように、薄いポジレジストである S1805 を使用した．今回はウェットエッチングを行うため基板の向きが重要となる．アンダーカットの入った逆メサ構造になると金属配線を形成するときに断線しやすくなるため、台形型の順メサ構造を選択し、 $[110]$ 方向に導波路パターンができるようにした．最も間隔の狭いスターカップラ出力部分の顕微鏡写真を Fig.5.10 に示す．段差計による厚さは 509 nm であった．
- (c) 硫酸と過酸化水素により InGaAs コンタクト層をエッチングした．ビーカーに 40 mL の純水を入れて冷却槽で 5°C まで冷やし、 96% 硫酸 5 mL 、 30% 過酸化水素 5 mL を順に加えてエッチャントとした．過酸化水素は分解しやすいためエッチングの直前に加える必要がある．エッチングはおおよそ 20 秒 で完了した．InGaAs と InP の反射スペクトルの違いからエッチング中に色が変わるのが分かる．レジスト部分を段差計で計測すると 706 nm になっており、 200 nm の InGaAs 層がエッチングされたことを確認した．
- (d) 塩酸とリン酸により InP クラッドをエッチングした．ビーカーに常温の 35% 塩酸を 10 mL 、 85% リン酸を 30 mL 入れてエッチャントとした． 20 秒 ごとに純水でリンスしながらエッチングを行い、 90 秒 で泡が出なくなり完了した．段差計で導波路部分を計測すると 1700 nm で、エッチストップ層までの InP が 1000 nm エッチングされたことを確認した．

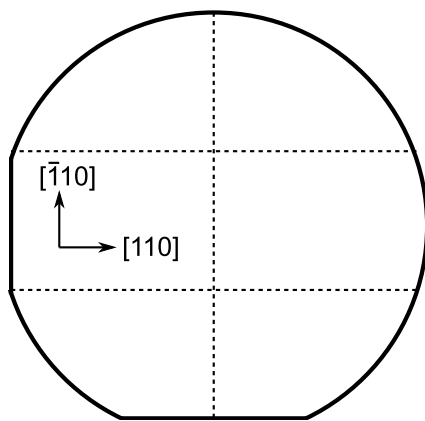


Fig. 5.9: Cleaving pattern of wafer and crystal orientation.

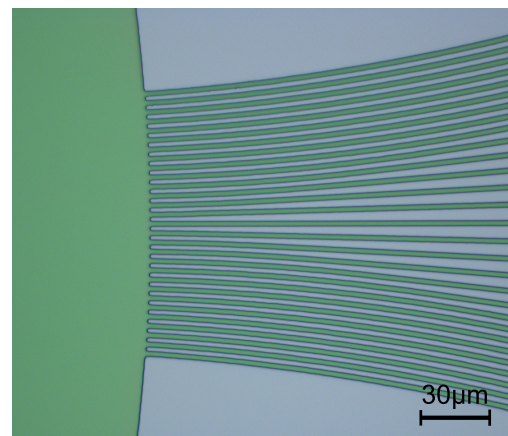


Fig. 5.10: Waveguide pattern at output of star coupler after (b).

5.2.2 パッシベーション

- (e) 電子ビーム蒸着により Al_2O_3 を蒸着した．絶縁膜としては SiO_2 がよく用いられるが，電子ビーム蒸着では Al_2O_3 の方が膜質が良いされているため， Al_2O_3 を用いた．導波路が順メサ構造であるため，斜めからの蒸着は行わなかった．0.1 nm/s の成膜速度で蒸着を行い，水晶振動子膜厚計の読みで 200 nm 堆積した．
- (f) サンプルをアセトンに浸して Al_2O_3 をリフトオフした．リフトオフを行う際にはネガレジストを用いるのが原則であるが， Al_2O_3 の膜厚がそれほど厚くなく，斜め蒸着もしていないためリフトオフが可能である．リフトオフ後の導波路部分の段差は 1024 nm で，およそ 500 nm のレジストと 200 nm の Al_2O_3 が取り除かれていることを確認した．
- (g) 位相シフト部分を定義するウィンドウパターンのフォトリソグラフィを行った．ポジレジストの TSMR8900 を用いた．今後リフトオフを行うため本来はネガレジストが好ましいが，ネガレジストを使用するとマスクがほとんど Cr に覆われたパターンとなり，アライメントがやや難しくなるためポジレジストを使用した．フォトリソグラフィ後の厚さは段差計で 1167 nm と計測された．TSMR8900 は S1805 よりも厚いため，リフトオフも行いやすくなる．
- (h) 導波路の損失を減らすために，位相シフト以外の InGaAs 層を硫酸と過酸化水素によりエッチングした．(c) と同様であるが，エッチングする領域が狭く目視では変化が分からない．30 秒エッチングを行った後の導波路部分の段差は 835 nm で，(f) の段差から InGaAs 層の厚さ 200 nm が減っていることを確認した．
- (i) (e) と同様に Al_2O_3 を電子ビーム蒸着した．0.1 nm/s の成膜速度で蒸着を行い，水晶振動子膜厚計の読みで 200 nm 堆積した．
- (j) (f) と同様に Al_2O_3 のリフトオフを行った．リフトオフ後の段差計の値から，(i) で成膜された Al_2O_3 の膜厚は 160 nm と分かった．

5.2.3 電極形成

- (k) 電極パターンのフォトリソグラフィを行った．電極のリフトオフを確実にを行うため，フォトリソレジストには非常に厚いネガレジストである AZ5200NJ を用いた．リフトオフには十分なアンダーカットが必要だが，アンダーカットが大きすぎるとパターンが壊れてしまうため適切な条件が必要となる．一般に，1 回目の露光時間が短く現像時間が長いほどアンダーカットは大きくなる傾向にある．現像時間を変えた場合の，アンダーカットのほとんどないパターンと大きなアンダーカットの入ったパターンを Fig.5.11 に示す．Fig.5.11(a) はアンダーカットが小さすぎるが，Fig.5.11(b) は $10\mu\text{m}$ のパターンの 2/3 近くまでアンダーカットが入っているため， $10\mu\text{m}$ よりも細かいパターンであると危険である．作製したサンプルでは露光量を 29.0 mW/cm^2 で 0.45 秒，現像時間を 60 秒とした．段差計によるレジストの厚さは 3469 nm であった．
- (l) 電子ビーム蒸着により Ti と Au の電極を形成した．電極としては抵抗率が小さく金線によるワイヤボンディングが可能な Au があれば十分だが，Au は SiO_2 などの絶縁体材料と密着性が良くないことが知られている．Cr や Ti などの酸化物を作りやすい金属は酸化膜，Au のいずれとも密着性が高く，電極の密着性を向上させるために導入される [79]．今回は Ti の薄い層を Au と Al_2O_3 の間に導入している． Al_2O_3 では行わなかったが，電極については確実に

に導通を取るために斜め蒸着を行った。初めに Ti を $\pm 30^\circ$, 0° の順にそれぞれ水晶振動子膜厚計の読みで 10 nm ずつ蒸着した。その後蒸着源を Au に切り替え、同様の角度で 300 nm ずつ堆積した。蒸着レートはそれぞれ 0.05 nm/s と 0.2 nm/s とした。

- (m) 電極を蒸着したサンプルをアセトンに浸し、リフトオフを行った。十分厚いネガレジストである AZ5200 を使用しているため、適切にアンダーカットが入っていれば斜め蒸着を行ってもリフトオフは容易である。リフトオフ後の段差計による電極厚さは 522 nm であった。
- (n) 電流注入を行うためには、基板裏面にも電極を形成する必要がある。まず、これまでの作製プロセスで裏面に付着したレジストなどを取り除くために裏面の研磨を行った。基板をワックスで固定し、 $3\text{ }\mu\text{m}$ 粒径のダイヤモンドスラリーを用い、30 rpm の回転速度で $20\text{ }\mu\text{m}$ ずつ計 $40\text{ }\mu\text{m}$ 研磨した。基板は十分水平に固定しないと一様に研磨が進まないため、注意が必要である。研磨後には、DC スパッタリングにより Au の薄膜を形成した。裏面は十分面積が広く、この先ワイヤボンディングやその他のプロセスを行わないため、密着性や電気的な特性はあまり考慮する必要がなく、簡便性を重視して DC スパッタリングを選択した。成膜時間は 5 分で、膜厚はおよそ 150 nm である。

多くの場合電極を形成した後には定着させるためにアニーリングを行うが、本素子の作製ではアニーリングを行わなかった。なぜなら、アニーリングを行うと Al_2O_3 の層に問題が生じることが分かったためである。Si 基板に Al_2O_3 を蒸着し、(k)~(m) の電極形成プロセスを行った後に 350° で 1 分間アニールをしたサンプルの顕微鏡写真を Fig.5.12 に示す。アニールにより Al_2O_3 層に気泡が発生し、電極層が浮いていることが分かる。この状態でワイヤボンディングを試みたところ、電極が容易にはがれて全く成功しなかった。

なお、作製した素子では試みなかったが、ダミー基板による実験では、 Al_2O_3 蒸着直後に 350°C でアニールすることで、電極形成後にアニールしても問題が生じないという結果が得られた。電子ビーム蒸着によって堆積された Al_2O_3 はアモルファスであるという報告があり [80]、また Al_2O_3 の一つの相である γ -アルミナは吸湿性が高いことが知られている [81]。このことから、蒸着した Al_2O_3 が時間が経つことで吸湿し、アニーリングにより急に水分が蒸発したことで膜質に問題が生じた可能性が考えられる。Ti/Au 電極は InGaAs 層のドーブ濃度が高ければアニーリングしな

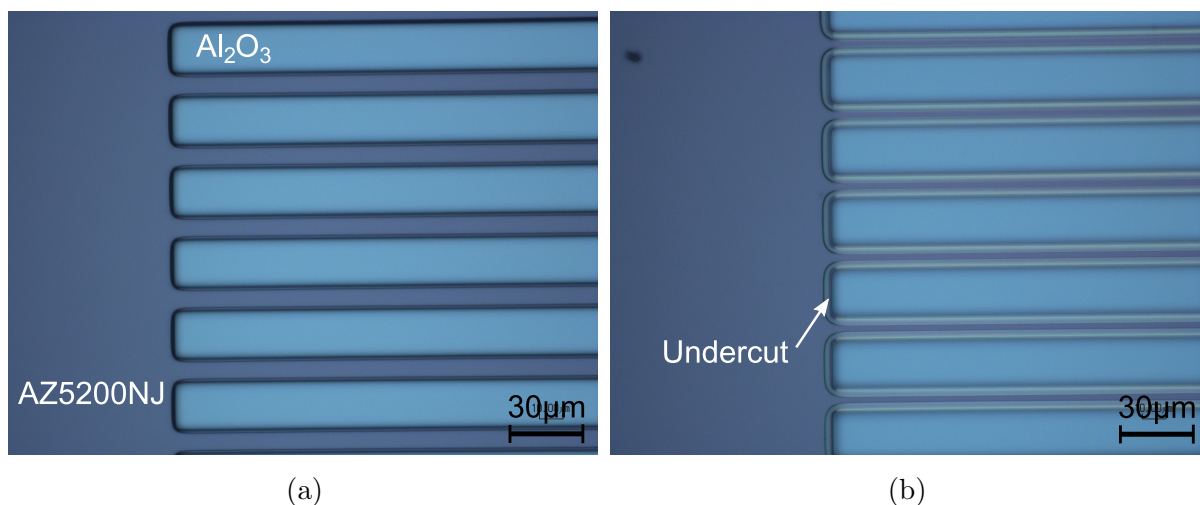


Fig. 5.11: AZ5200NJ pattern for electrode with (a) smaller and (b) larger undercut.

くても十分低いコンタクト抵抗が得られる報告があるため [82], 電気特性には問題がないと考えている。

完成した素子全体の光学顕微鏡写真, SEM 像を Fig.5.13, Fig.5.14 に示す。また, 配線部, 導波路断面などの SEM 像を Fig.5.15 に示す。Fig.5.15(a) は導波路上を通る Ti/Au 配線パターンであり, 斜め蒸着により導波路上でも断線することなく繋がっていることが確認できる。Fig.5.15(b)

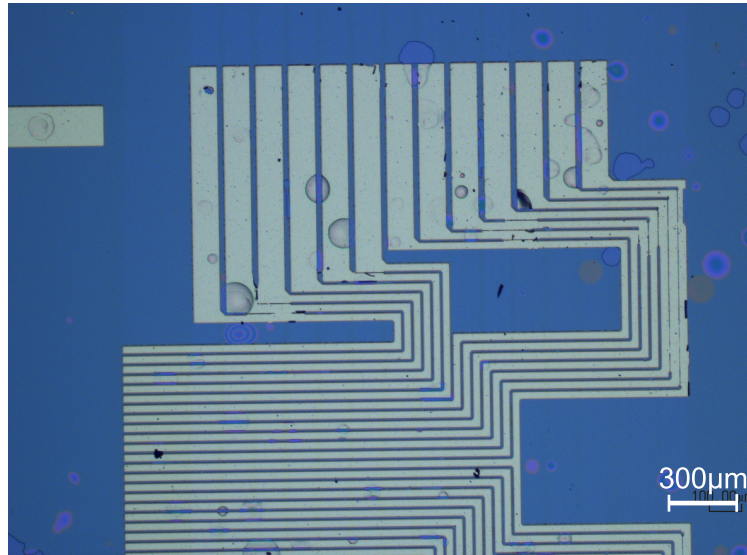


Fig. 5.12: Problem on Al_2O_3 layer after annealing.

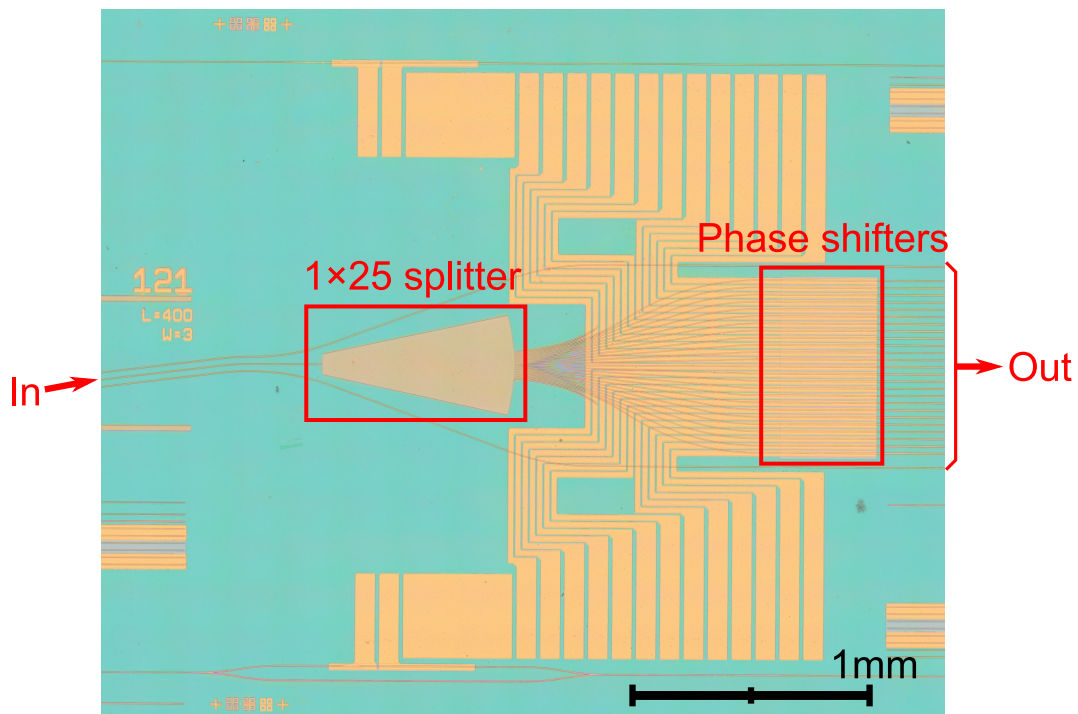


Fig. 5.13: Microscope image of the fabricated device.

はスターカプラ出力部で、 $4\text{ }\mu\text{m}$ ピッチで導波路が形成されていることが分かる。Fig.5.15(c), (d) はそれぞれパッシブ導波路、位相シフタ部分を 80° の傾きで撮影した断面写真である。導波路上面の幅は設計値の $2.0\text{ }\mu\text{m}$ と一致しており、フォトリソグラフィが正確に行えていることを示している。リッジ構造の下端の幅は $5.2\text{ }\mu\text{m}$ であった。また、位相シフタ部分は Ti/Au によるコンタクトがとれており、ほかの領域は Al_2O_3 で絶縁されていることが分かる。ステインエッチングはしていないものの InGaAsP のコア層がうっすらと見える。

5.2.4 素子の実装

ウェハを各素子に劈開し、評価を行うための実装を行った。実装された素子の模式図を Fig.5.16 に示す。素子はチップキャリア上に実装されている。チップキャリアは厚さ 2 mm 程度の AlN 基板上に電極パターンが形成されており、ワイヤボンディングの中継地点となるのと同時に AlN の高い熱伝導率により素子の放熱をする役割を持つ。銅板とチップキャリア、チップキャリアと素子間は導電性ペーストにより接着した。導電性ペーストは銀ナノ粒子を含むエポキシ樹脂系接着剤であり、熱伝導率、電気伝導率が高いため素子からの熱拡散を助けるのと同時に素子裏面とチップキャリアとのコンタクトを取っている。エポキシ樹脂は熱により硬化し、塗布後 120°C で 1 時間加熱することで硬化させた。そして、PCB と銅板を接着剤により接着した後、チップキャリアと素子、PCB とチップキャリア間で Au ワイヤによるワイヤボンディングを行った。チップキャリアー素子間のチップキャリア側および PCB –チップキャリア間の PCB 側はボールボンディングによりワイヤを電極と接続し、もう片方はウェッジボンディングにより接続を行った。PCB 上には 64 の端子とグラウンドが存在しており 2 本の FFC(flexible flat cable) により外部のドライバ回路に接続することができる。作製した素子は両側に電極パッドが並んでいるため、ワイヤボンディングを容易にするため両側に PCB を設置して接続した。実装された素子の写真を Fig.5.17 に示す。

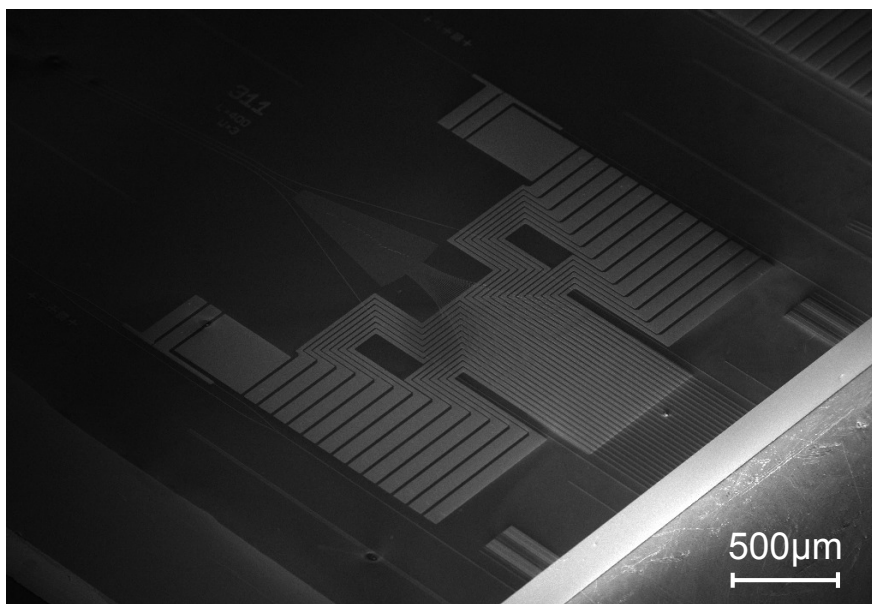
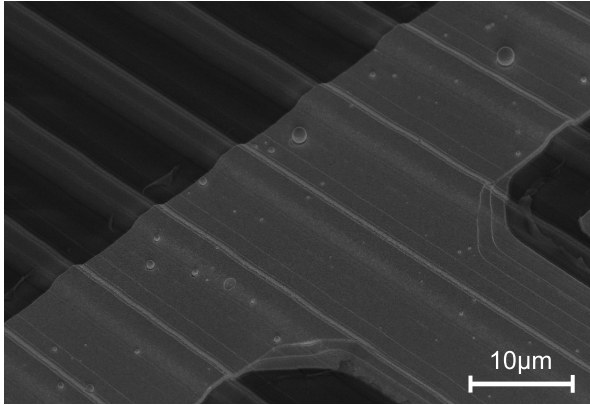
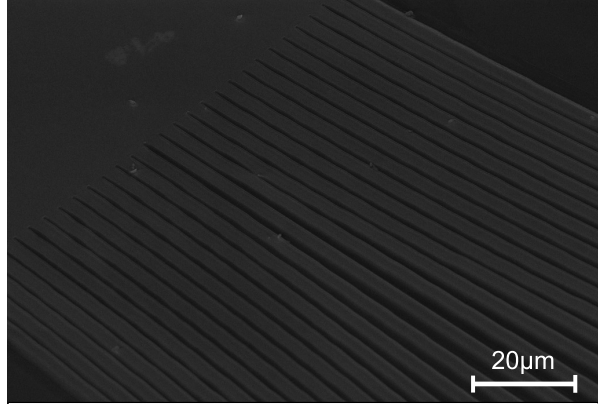


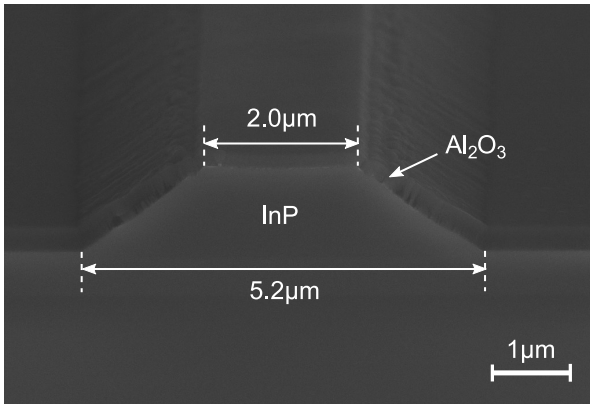
Fig. 5.14: SEM image of the fabricated device.



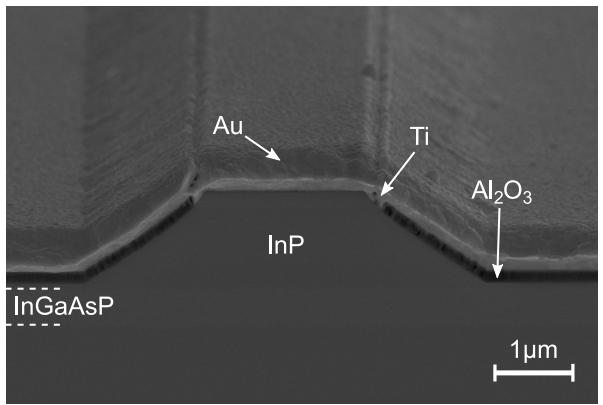
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 5.15: SEM images of the fabricated device. (a) Ti/Au wire on waveguides, (b) output of star coupler, (c) crosssection of passive waveguide, (d) crosssection of phase shifter.

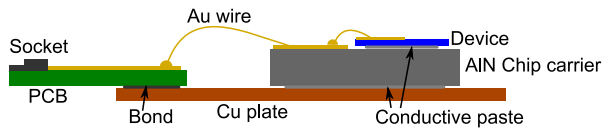


Fig. 5.16: Schematic of mounted device for characterization.

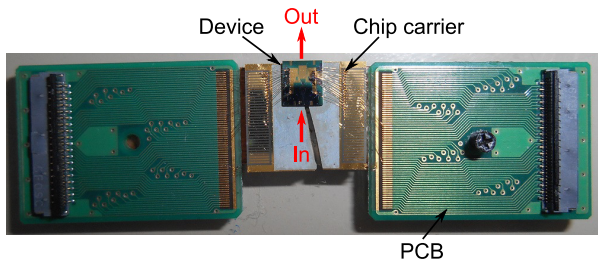


Fig. 5.17: Photograph of mounted device.

5.3 測定系の構成

本節では，作製した素子を評価するための測定系の構成，準備について述べる．初めに，測定系の構成に用いたレンズ光学系の基本的な理論についてまとめ，続いて測定に使用した光学系やドライバ回路について説明する．そして，最後にフォトディテクタ部分の回路設計について述べる．

5.3.1 レンズ光学系の基礎理論

(3.1) 式で，焦点距離 f のレンズの焦点位置の複素振幅が $g_2(x_2)$ であるとき反対側の焦点の複素振幅 $g_3(x_3)$ は

$$g_3(x_3) = \mathcal{F} \left(g_2(x_2), \frac{x_2}{\lambda f} \right) \quad (5.1)$$

となることを示した．では，Fig.5.18 に示すように 2 枚のレンズが置かれている場合， $g_4(x_4)$ と $g_2(x_2)$ の関係はどうなるだろうか．(5.1) 式とフーリエ変換公式

$$\mathcal{F}(f(ax), x) = \frac{1}{|a|} F \left(\frac{X}{a} \right) \quad (5.2)$$

$$\mathcal{F}(F(x), X) = f(-x) \quad (5.3)$$

および変数変換 ($x_2 = \lambda f_1 x'_2$, $x_3 = \lambda f_2 x'_3$) を用いることで $g_4(x_4)$ は次のように計算される．

$$\begin{aligned} g_4(x_4) &= \mathcal{F} [\mathcal{F} (g_2(\lambda f_1 x'_2), x'_2), x'_3] \\ &= \mathcal{F} \left[\frac{1}{\lambda f_1} G_2 \left(\frac{x_3}{f_1 \lambda} \right), x'_3 \right] \\ &= \frac{1}{\lambda f_1} \mathcal{F} \left[G_2 \left(\frac{f_2}{f_1} x'_3 \right), x'_3 \right] \\ &= \frac{1}{\lambda f_2} g_2 \left(-\frac{f_1}{f_2} x_4 \right) \end{aligned} \quad (5.4)$$

ここで

$$G_2 = \mathcal{F}(g_2, x)$$

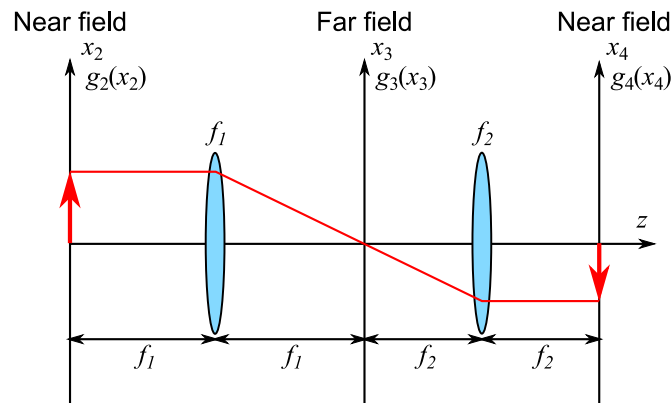


Fig. 5.18: Pattern transformation by two lenses.

である．これにより $g_4(x_4)$ は元の像 $g_2(x_2)$ を f_2/f_1 倍した倒立像であることがわかる．レンズを3枚以上配置した場合も上記の結果を繰り返し用いることで，偶数枚の場合は拡大・縮小されたNFP，奇数枚の場合は拡大・縮小されたFFPが得られる．

ところで，ここまではFig.5.18のようにレンズの中心から焦点までの距離を焦点距離と考えていたが，この関係は薄レンズ近似，すなわち焦点距離よりもレンズの厚さが十分小さいという近似の下でのみ成り立つ．より一般の場合にはレンズには前方，後方に2つの主点と呼ばれる点が存在し，その点から焦点までの距離が焦点距離となる．主点の概念は顕微鏡の対物レンズのような複合レンズでは特に重要となる．

測定系では凸レンズに加え，より短い焦点距離のレンズとして対物レンズを使用した．今日の顕微鏡では，Fig.5.19に示す無限遠補正光学系が主に使用されている．無限遠補正光学系は対物レンズ，結像レンズ，接眼レンズからなり，ある観察点から出た光線は対物レンズと結像レンズの間で平行光となっている．平行光は結像レンズにより集光されて中間像を形成し，観察対象と中間像の比率が対物レンズの倍率となっている．そして，中間像は接眼レンズで虚像に変換され，観察者の目に届く．対物レンズ，結像レンズの焦点距離をそれぞれ f_o , f_i ，対物レンズ倍率を A_o とすると先ほどの議論から

$$A_o = \frac{f_i}{f_o} \quad (5.5)$$

となっている．対物レンズ倍率はレンズに記載されており，結像レンズの焦点距離は顕微鏡の製造者によって決まっているため，(5.5)式により対物レンズの焦点距離を計算できる．結像レンズの焦点距離は，例えばオリンパスでは180 mmとなっている [83]．

そのほかに，測定系ではシリンドリカルレンズを使用した．シリンドリカルレンズは円柱を軸に平行に切断した形状をしており，曲率に異方性があるため異方性のある屈折を起こす．Fig.5.20

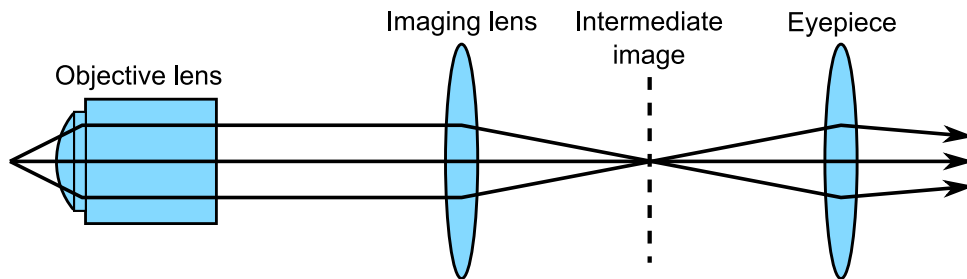


Fig. 5.19: Infinite distance correction optical system for microscope.

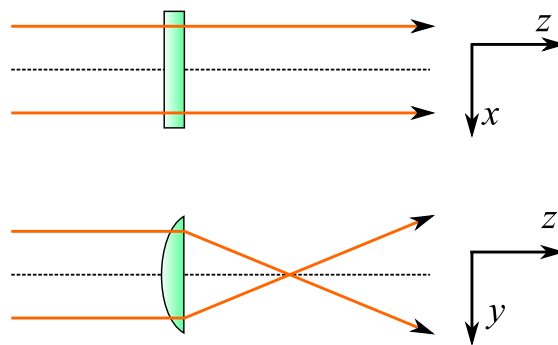


Fig. 5.20: Beam propagation through cylindrical lens.

のように y 方向に曲率を持つように設置した場合, y 方向には光線を屈折しフーリエ変換作用を持つが, x 方向には何も作用しない. シリンドリカルレンズを用いることで, x, y 方向のうち片方が NFP, もう片方が FFP という像を形成することが可能となる.

5.3.2 光学系

作製した素子を用いてイメージングを行ったときの測定系を Fig.5.21(a) に示す. まず, 素子への入力光は外部の半導体レーザ (LD, laser diode) から供給され, テーパーファイバにより入力導波路へ結合した. 光ファイバはシングルモードファイバでもモード径が $10\ \mu\text{m}$ ほどあり, 数 μm の光導波路と直接結合しようとすると大きな損失が生じてしまう. そのため, ファイバ先端をテーパ形状にしたテーパファイバにより結合することが一般的である. テーパー部分はレンズのように働き, 光ファイバからの光を 1 点に集光することができる. 本測定系では, テーパーファイバの焦点は先端から $10\ \mu\text{m}$ 程度の位置にある. 作製した素子の入力は劈開面から 7° 傾いているため, 屈折を考慮して 24° の角度から入力した. また, 素子を載せるステージはペルチェ素子により温度

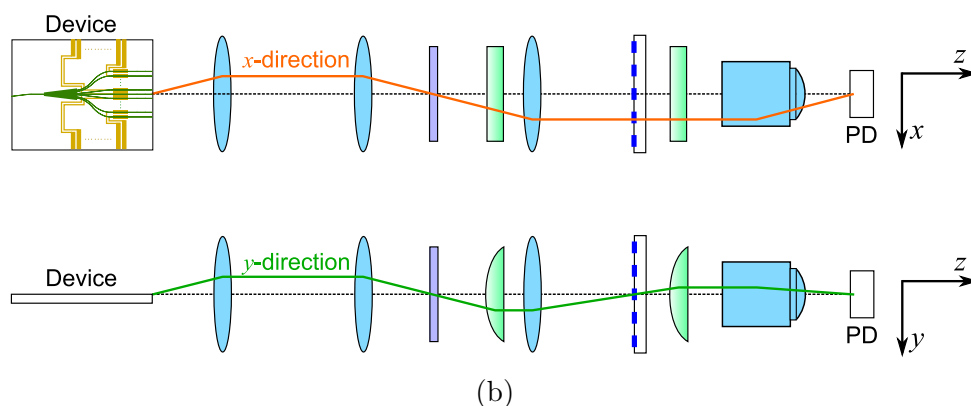
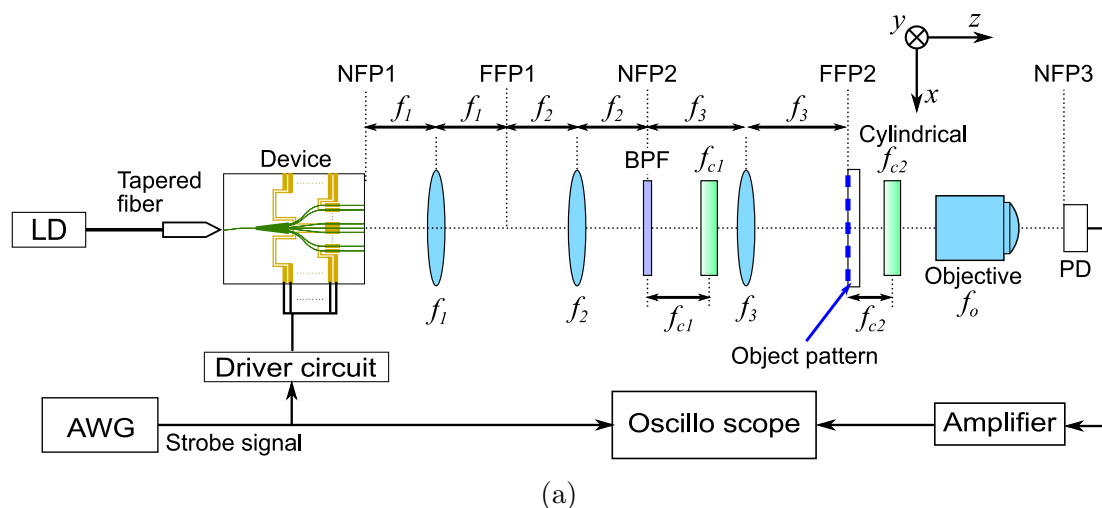


Fig. 5.21: (a) Measurement setup for imaging. LD : laser diode, BPF : band pass filter, AWG : arbitrary waveform generator, PD : photodetector. (b) Beam propagation through lenses in x - and y -direction.

が制御されており、20°C に固定して測定を行った。

フェーズドアレイ素子からの出力は3枚の凸レンズ、2枚のシリンドリカルレンズ、対物レンズからなるレンズ系に入射する。シリンドリカルレンズはいずれも y 方向に曲率を持つように設置されている。 x 方向、 y 方向進む光線がレンズ系でどのように屈折するかを Fig.5.21(b) に示す。 x 方向についてはシリンドリカルレンズは無視でき、 Fig.5.21(a) の NFP1~3 および FFP1~2 は x 方向についての FFP, NFP を表している。 FFP2 にはイメージング対象である透過パターンが設置されており、FFP の観測時にはこの面に InGaAs カメラを設置した。

今回作製した素子は1次元光フェーズドアレイであるから、 x 方向にはフェーズドアレイ動作できるが、 y 方向で見ると点光源でしかない。 そのため、素子からの出力の FFP は Fig.5.22(a) のように縦に伸びた形となる。縦に伸びているとイメージングを行う際に不便であるため、FFP3の手前にシリンドリカルレンズ f_{c1} を配置して y 方向に集光した。従って、FFP2 は x 方向には FFP だが y 方向には NFP であるといえる。

透過パターンの先では対物レンズにより透過光を集光し、フォトディテクタ (PD, photodetector) で受光した。PD のある NFP3 面は x 方向については NFP となるが、透過した全ての光を受光するためにはパターンが十分小さくしなければならない。そのため、通常の凸レンズよりも焦点距離の短い対物レンズを使用してパターンを小さく収めた。また、 y 方向については対物レンズのみでは FFP となり再び縦に広がってしまうため、もう1枚シリンドリカルレンズを加えて NFP となるようにしている。

NFP2 面には $1550 \pm 20\text{nm}$ の波長のみを通すバンドパスフィルタ (BPF, band pass filter) を設置している。InP や InGaAsP は直接遷移半導体であるため、電流を注入するとバンドギャップ付近の波長で発光する。位相シフタへの電流注入により発生する $1.37\text{ }\mu\text{m}$ 付近の光はイメージング時のノイズとなるため、取り除くために BPF を設置した。

Fig.5.23 にレンズ系の写真を示す。レンズ系全体はレールに収められてステージに載せられており、全体の位置を素子に合わせることができる。写真では PD は設置されていないが、PD もレールに固定される。レンズ系のアラインメントは次の手順で行った。

1. シリンドリカルレンズを外し、FFP2 面に InGaAs カメラを設置する。さらに NFP2 面にあ

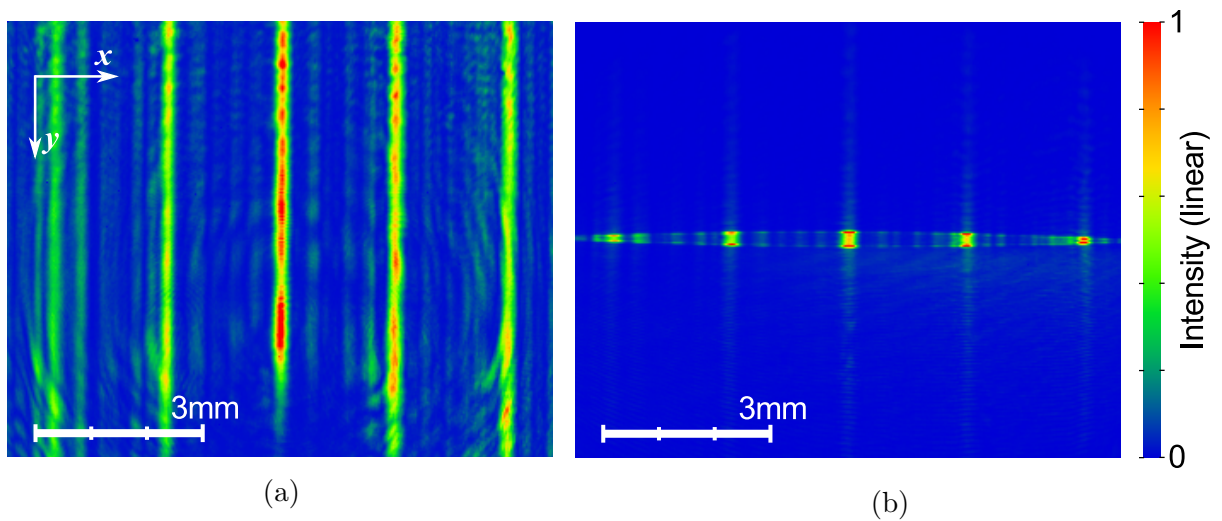


Fig. 5.22: Image by InGaAs camera at FFP2 (a) without cylindrical lens f_{c1} and (b) with f_{c1} . Input light power is not same in (a) and (b).

る BPF を外し，虹彩絞りを設置する．

2. 虹彩絞りを開いて素子からの FFP 形状が見えるようにステージを移動する．
3. 絞りを徐々に閉じていくと FFP にも円形の影が現れる．これは，絞りの像が FFP にできていることになるが，絞りは NFP に存在するため像ができないのが正しい位置となる．ステージの z 軸を調整しながら影ができないように絞りを閉じていくと，絞りの位置とカメラの位置が正しい NFP と FFP の関係になる．
4. 絞りを外して BPF に戻し，シリンダリカルレンズ f_{c1} を取り付ける．FFP が y 方向に十分狭くなるようにシリンダリカルレンズの z 軸位置を調整する．また，シリンダリカルレンズに回転ずれが生じていると FFP がぼやけるため，回転軸を調整する．

使用したレンズの焦点距離は Table.5.2 にまとめた．凸レンズは半径 1 インチのものを使用した．対物レンズはオリンパス製の 10 倍レンズである．ビーム方向 θ と FFP 面での位置 x の関係はレンズの焦点距離 f を用いて

$$x = f \tan^{-1} \theta \quad (5.6)$$

と表現できるため，素子からの出力における 1° は FFP2 面上では

$$f_1 \tan^{-1} \left(\frac{\pi}{180} \right) \times \frac{f_3}{f_2} = 0.665 \text{ mm} \quad (5.7)$$

となる．従って FSR の 2.96° は 1.97 mm に対応する．InGaAs カメラの画素サイズは $30 \mu\text{m}$ 四方で 320×240 ピクセルあるため，撮影領域は $9.6 \text{ mm} \times 7.2 \text{ mm}$ である．このことから，InGaAs カメラではおよそ FSR5 つ分の領域をとらえることができ，測定には十分である．また，NFP3 は NFP1 の 0.47 倍となっており，その幅は $350 \mu\text{m}$ である．今回使用した PD の受光部直径は 1.0 mm であるため，十分受光することができる．

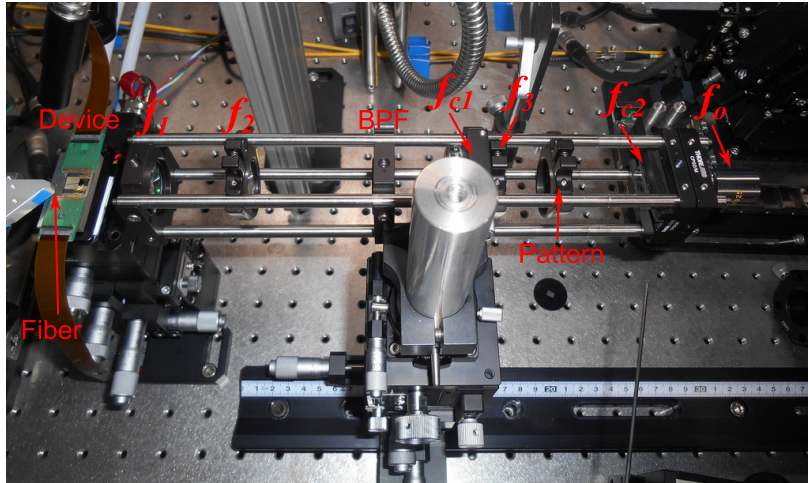


Table. 5.2: Focal lengths of lenses.

Lens	Focal length
f_1	25.4 mm
f_2	40 mm
f_3	60 mm
f_{c1}	50 mm
f_{c2}	12.7 mm
f_o	18 mm

Fig. 5.23: Photograph of measurement system for imaging. PD is not set.

5.3.3 ドライバ回路

フェーズドアレイ素子の電極にはドライバ回路が接続されている。ドライバ回路はFPGA(field-programmable gate array)を用いて構成されており、PCからの指令により出力電圧を制御するほか、外部のトリガに基づき高速に出力パターンを切り替えることが可能である。ドライバ回路には即値モードと通常モードの2種類のモードが存在している。即値モードではPCからのシリアル通信による指令に基づき、各チャネルの出力電圧を3 Vまでの範囲でリアルタイムで制御することができる。通常モードでは外部のトリガ信号に同期して、FPGAのメモリに保存された出力パターンを出力することができる。トリガ信号は100 nsのスタートパルスと10 nsのストローブパルスからなり、スタートパルスを検知するとFPGAメモリ上の最初のアドレスに戻り、ストローブパルスによりアドレスを1つずつ進めていく。FPGAメモリのデータはPCからの通信により読み書きできる。出力信号の切り替え周期、すなわちストローブパルスの間隔は70 nsまで短くできることを予備実験で確認した。また、立ち上がり時間は10 ns以下、各チャネルの最大電流は40 mAである。

スタートパルス、ストローブパルスは任意波形発生器(AWG, arbitrary waveform generator)を使用して生成し、ドライバ回路に入力した。パルス信号は同時にオシロスコープにも入力し、PDからの信号を観測する際の同期信号としても使用した。オシロスコープによる観測で、ストローブ信号の立ち下がりから信号の出力まではおよそ200 nsであることを確認した。

5.3.4 PD用増幅器の設計

PDは光信号を電流に変換する素子である。本測定ではInGaAs PIN ダイオードに逆バイアスを印加し、光吸収により発生した電子を取り出すバイアスフォトディテクタを使用した。PDの単純な等価回路は、Fig.5.24のようにダイオードと光電流 I_{light} を表す電流源、接合容量 C_j からなる。負荷抵抗 R_{load} が接続されたとき、抵抗の両側の電圧 V は

$$V = I_{\text{light}} R_{\text{load}} \quad (5.8)$$

となる。一方、光電流がステップ状に変化した場合には C_j 、 R_{load} がローパスフィルタとして働き、 V の変化の時定数 τ は

$$\tau = 2\pi R_{\text{load}} C_j \quad (5.9)$$

である。(5.8)式と(5.9)式を比べると、高い電圧出力を得るためには R_{load} を大きくする必要がある一方、応答速度を向上させるためには R_{load} が小さければならないことが分かる。従って、PD単体で弱い光信号を広帯域で検出することは難しい。

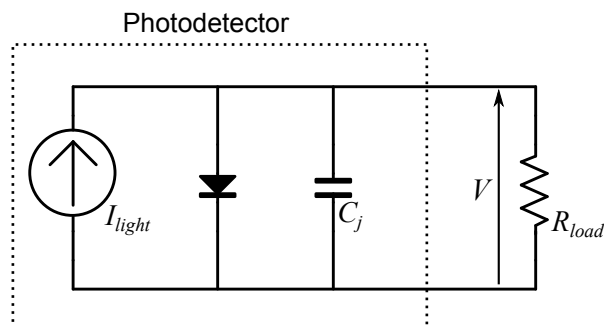


Fig. 5.24: Equivalent circuit of PD.

PD の感度，帯域を改善するためには増幅回路が用いられる．増幅回路にはフィードバック回路内で光電流を電圧に変換するトランスインピーダンス増幅器がよく用いられているが，今回は抵抗により電圧に変換し，電圧増幅器により増幅する構成を採用し，回路を設計した．設計した回路を Fig.5.25 に示す．光電流は抵抗 R1 によって電圧に変換され，オペアンプと抵抗 R2, R3 による非反転増幅器で増幅を行っている．出力電圧 V_{out} は次のように表される．

$$V_{out} = \frac{R_2 + R_3}{R_3} V_{in} = \frac{(R_2 + R_3)R_1}{R_3} I_{light} \quad (5.10)$$

この増幅器を加えた PD の帯域は，電流電圧変換部の時定数と非反転増幅回路の帯域のどちらかに律速される．PD の容量 $C_j = 80$ pF であるから，電流電圧変換部の帯域は

$$\frac{1}{2\pi C_j R_1} = 40 \text{ MHz}$$

である．オペアンプによる増幅回路の帯域 B_{amp} は，オペアンプの特性値の一つである利得帯域幅積 (GBW, gain-bandwidth product) と増幅率 A を用いて次のように書ける．

$$B_{amp} = \frac{GBW}{A} \quad (5.11)$$

今回使用したオペアンプ (Analog devices AD8099) の GBW は 3.8 GHz であり，増幅率は 20 倍であるため， $B_{amp} = 190$ MHz となる．従って，全体の帯域は電流電圧変換部に律速され，設計値としては 40 MHz となることが分かった．

オペアンプに供給する ± 5 V の電源は外部電圧源から供給した．電源部分についている $0.1 \mu\text{F}$ の積層セラミックコンデンサ， $10 \mu\text{F}$ のアルミ電解コンデンサは電源電圧を安定化させるデカップリングキャパシタである．また，出力部についている 50Ω の抵抗 R4 は同軸ケーブルやオシロスコープとインピーダンスマッチングを取るために置かれている．

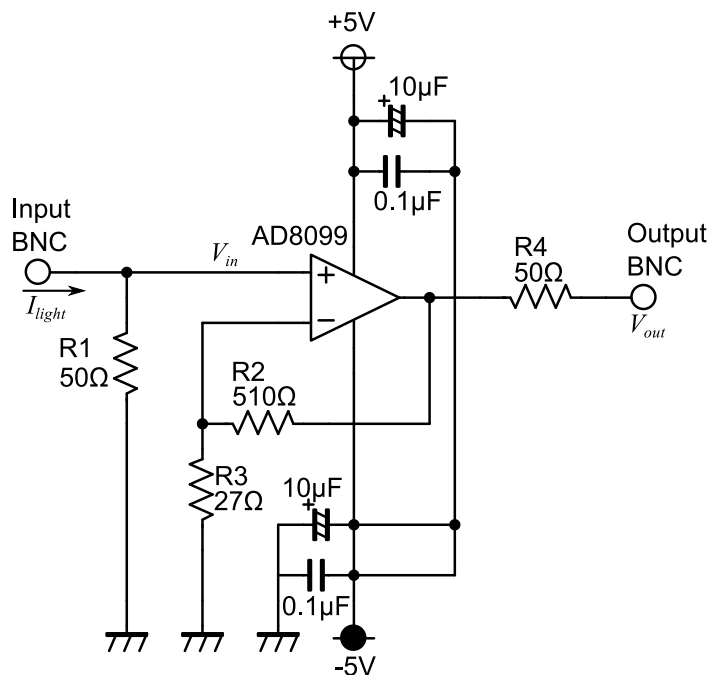


Fig. 5.25: Schematic of designed amplifier for PD.

PCBの作製には切削型基板加工機を使用し、はんだ付けにより回路素子を実装した。完成した増幅器を Fig.5.26 に示す。

LD 光源を LN(lithium niobate) 強度変調器で矩形波に変調し、光ファイバから空間出射して PD で検出することにより、測定系の応答速度を評価した。変調器への入力パターンと PD、増幅器を経てオシロスコープで検出した電圧を Fig.5.27 に示す。立ち上がりから安定するまでの時間はおよそ 100 ns であることが確認された。

5.4 評価

5.4.1 電流電圧特性

初めに、PCB に実装した素子について位相シフタの電流電圧特性を評価した。25 本の位相シフタの電流電圧特性を Fig.5.28 に示す。25 本とも 1 V 付近を閾値とする均一なダイオード特性を持っていることから、電流注入が正常に行われていることが確認された。高電流領域では曲線が 2 つに分かれているが、これは配線の経路が 2 種類あり、配線抵抗成分が異なっているからである。20 mA の点に注目すると、配線が最短のチャンネルの抵抗は 11.1 Ω 、最長のチャンネルの抵抗は 12.7

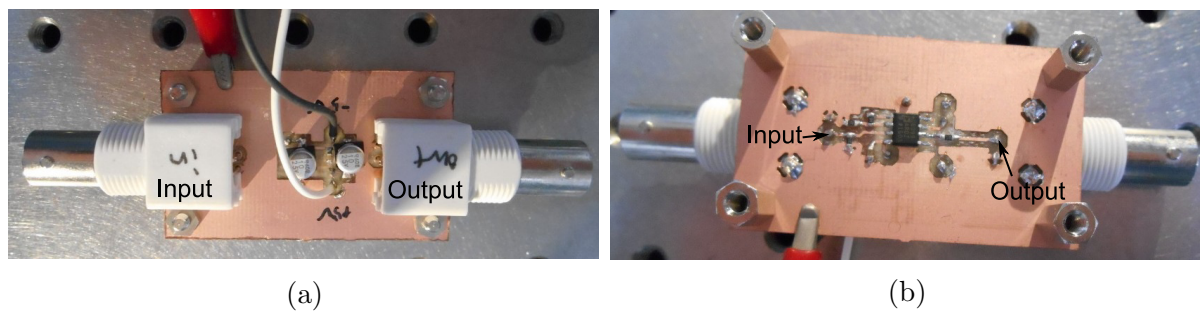


Fig. 5.26: (a) Top and (b) bottom photograph of assembled amplifier for PD.

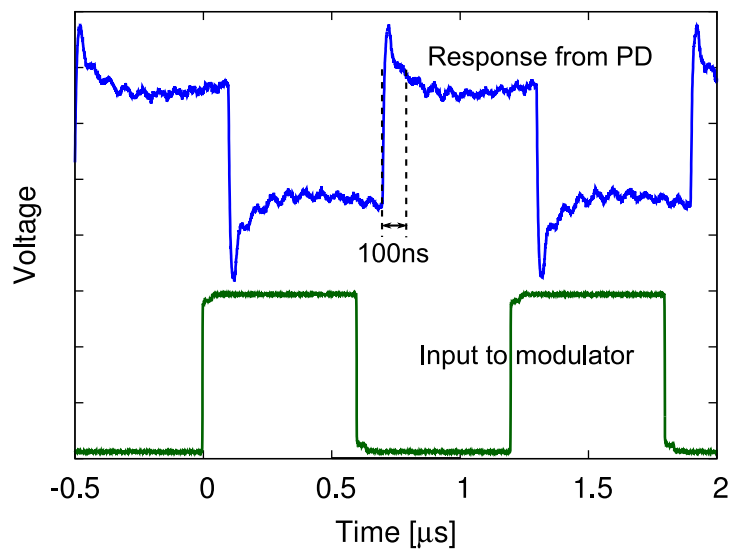


Fig. 5.27: Signal from PD through designed amplifier.

Ω であった．この2チャネルの配線長さの差は $710\ \mu\text{m}$ である．Au の抵抗率 $2.44 \times 10^{-8}\ \Omega\text{m}$ から，幅 $20\ \mu\text{m}$ ，厚さ $500\ \text{nm}$ ，長さ $710\ \mu\text{m}$ の Au 配線の抵抗は $1.7\ \Omega$ と計算され，電流電圧特性から計算された抵抗差 $1.6\ \Omega$ とよく一致している．

5.4.2 位相シフト特性

光フェーズドアレイ素子の隣に作製した MZI を利用して位相シフトの特性を評価した．Fig.5.29 に示すように，MZI は導波路が二手に分かれ，再び合わさった形状をしている．分岐した部分の光路長が等しければ2つの導波路からの光波は強め合っただけでそのまま伝搬するが，半波長ずれていると干渉し，導波路とは結合せずに散逸する．従って，片方の腕に位相シフタを取り付けることで，出力強度を変化させることが可能となる．

作製した素子では MZI の位相シフタ長さは $400\ \mu\text{m}$ ，その他のパラメータは光フェーズドアレイの位相シフタと同様である．MZI の入出力部分にテーパファイバを結合させ，位相シフタへの電流を変化させながら出力強度を観測した結果を Fig.5.30 に示す．出力の極大，極小値から， $1.5\ \text{mA}$ で π ， $6\ \text{mA}$ で 2π の位相シフトが起こっていることが分かる．位相シフタは長いほど効率が良いことが知られているため，フェーズドアレイ素子の位相シフタはこれよりも小さい電流で位相シフトが起こるはずである．

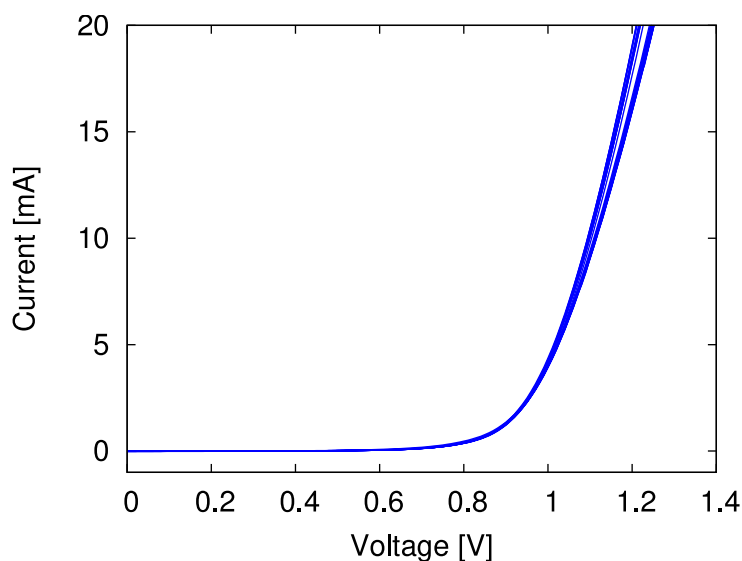


Fig. 5.28: I-V characteristics of 25 phase shifters.

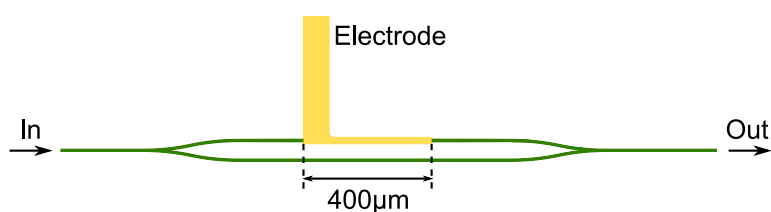


Fig. 5.29: Schematic of MZI with phase shifter.

5.4.3 NFP, FFP の観測

Fig.5.21(a) の FFP2 面に InGaAs カメラを設置し、光フェーズドアレイの作るパターンを観測した。初めに、素子出力部の NFP の観測を行った。これまでの議論では素子出力部がレンズ f_1 の焦点に存在している場合を考えていたが、その位置をずらすことにより全体として FFP2 面に FFP を形成することが可能となる。その大きさなどを議論するのは煩雑であるが、定性的には最も素子に違いレンズ f_1 の焦点距離が短いほど倍率は大きくなる。そのため、レンズ f_1 を焦点距離 1.8 mm の対物レンズ (オリンパス製, 100 倍) に取り替え、シリンドリカルレンズは外して観測を行った。

得られた NFP を Fig.5.31 に示す。設計の節で述べたとおり、ウェットエッチングによって導波路が広がったため導波路間の強度差が非常に大きく、25 本中 10 本程度にしか十分に光が届いていないことが分かった。この結果から、これからの評価では中心の 10 本の導波路に付けられた位相シフタのみを制御して評価を行っていくこととした。これらの導波路をチャンネル 1~10 と呼ぶ。

次に、FFP2 面で FFP が見える元の配置に戻し、シリンドリカルレンズを取り付けて FFP でのビーム形成の評価を行った。作製した素子で出力導波路の長さはそれぞれ異なっているため、位相シフタに電圧を印加しない状態ではばらばらの位相で出力されている。ビームを形成するため

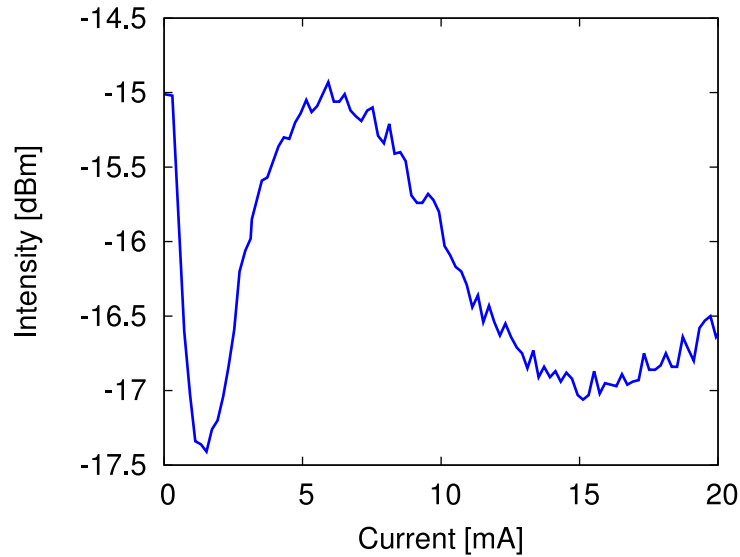


Fig. 5.30: Output power from MZI with 400 μm -long phase shifter.

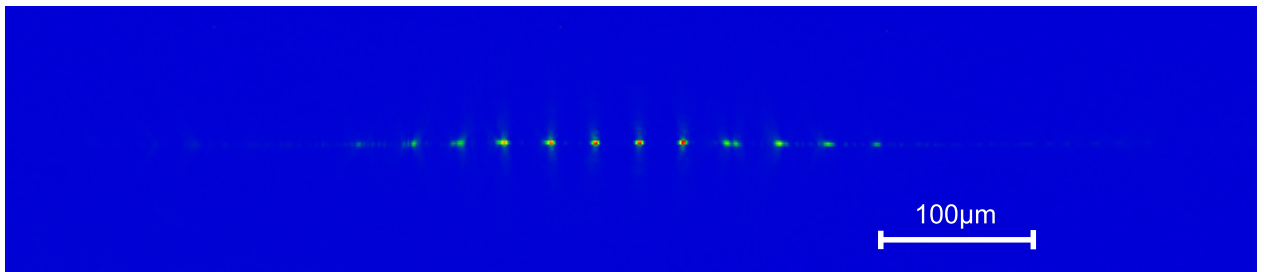


Fig. 5.31: NFP at output of the device. Three images are combined. Scale bar does not show the scale at camera plane, but at output plane.

に、次の手順に従ってキャリブレーションを行った。ビーム形成位置の中心を x_c とする。

1. チャンネル1について、電圧を V_{\min} から V_{\max} まで ΔV 刻みで変化させていく。それぞれの印加電圧における FFP 中の $x = x_c$ の強度をモニターする。
2. $x = x_c$ における強度が最大となった電圧を求め、その電圧をチャンネル1に印加する。
3. チャンネル2～10についても同様に繰り返す。
4. 1.～3. を3回繰り返す。

今回の測定系では FSR は 2.06 mm であり、90 μm 間隔で 23 点を x_c に取り、ビームを形成した。ピークサーチのパラメータは $V_{\min} = 0.7 \text{ V}$, $V_{\max} = 1.2 \text{ V}$, $\Delta V = 0.01 \text{ V}$ であり、全部でおよそ 18000 回の測定を行った。キャリブレーション後のパターンを Fig.5.32 に示す。FSR 全体でビームが形成できていることが分かる。ピークの間が存在しているノイズ成分は、今回制御しなかった導波路から出力される光であると考えられる。4 本のビームについてパターンを y 方向に積分した x 方向プロファイルを図 5.33 に示している。4 本についてのビーム半値幅の平均値は 0.26 mm で、角度に換算すると 0.37° である。ビーム幅と FSR から解像可能点数はおよそ 8 点であった。制御している導波路本数が 10 本であることを考えると妥当な値と言える。

また、ゴーストイメージングの準備としてランダムな入力パターンに対する FFP を 256 種類取得した。FSR 内の x 方向プロファイルを図 5.34 に示す。位相シフタへの入力電圧は 1.0～1.2V の間でランダムに選択した。パターンにはランダムなスペックルパターンが存在しているが、固定成分も存在している。この固定成分は今回制御しなかった導波路から出てくる光であると考えている。ビーム形成、ランダムパターンとともに各位相シフタの最大電流は 18 mA で、全体の消費電力は 120 mW 以下であった。

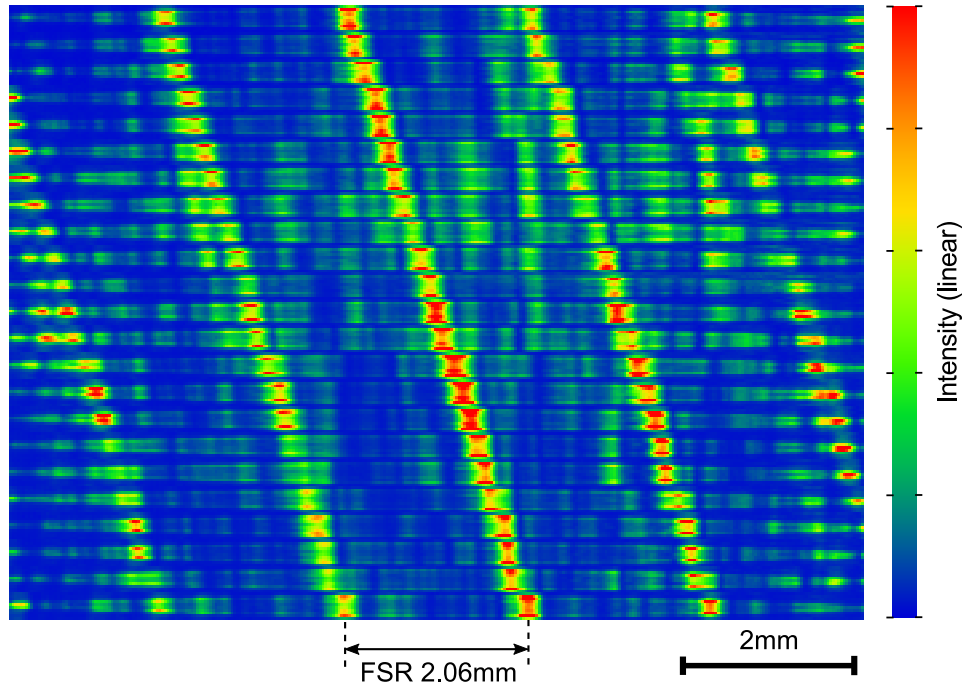


Fig. 5.32: 23 beams over FSR after calibration.

5.4.4 イメージング

ここまで準備した入力パターンを用いて、従来のビーム走査による方法とゴーストイメージングでイメージングを行った。FFP2面に置かれていたカメラを外し、Fig.5.21(a)の測定系を構成した。まずはNFP3面にInGaAsカメラを設置し、パターンが十分小さくなるようにシリンダリカルレンズ f_{c2} 、対物レンズ f_o の位置を調整した。そしてPDを設置し、受光強度が最大になるように x , y , z 方向の位置を調整した。

イメージング対象は板にスリットの空いているバイナリパターンとし、黒いプラスチック板をレーザ加工機で加工することで作製した。写真をFig.5.35に示す。パターンはFSRの大きさと等しい2 mm幅で、透過率分布が“10010011”となるバイナリパターン刻まれている。すなわちス

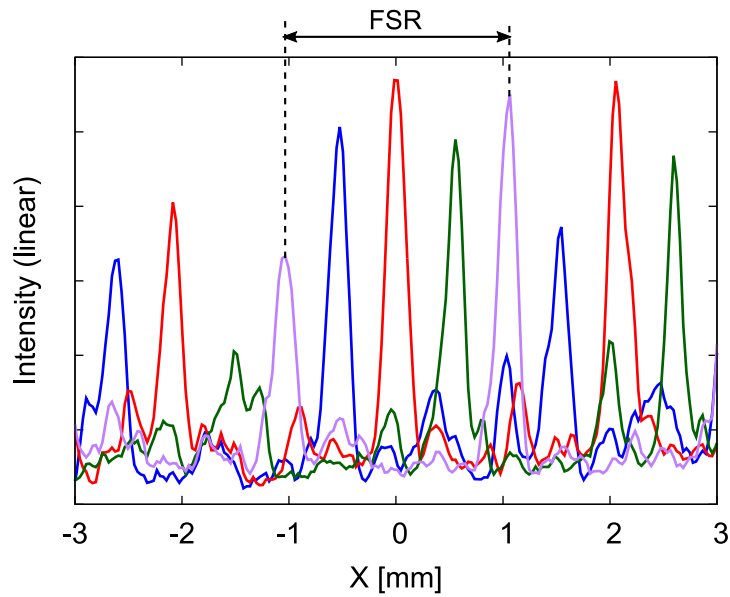


Fig. 5.33: X-profile of 4 beams after calibration.

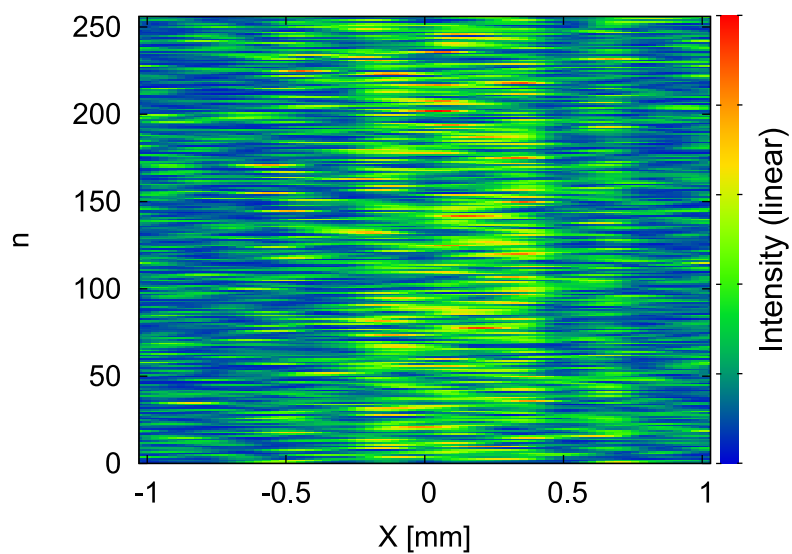


Fig. 5.34: X-profile of acquired FFP with random input between 1.0–1.2V.

リット幅は 0.25 mm と 0.5 mm である．なお，プラスチック板は光学系のレンズマウンタに格納できるように直径 1 インチの円形にカットされている．

従来のイメージングにおいては，ビームの中心が x_c のときの PD の応答を $x = x_c$ の画素値とした．ゴーストイメージングでは事前に取得したパターンのうち 100 種類を使用し，反復法により画像を再構成した．いずれの手法でも入力のカッパ替え周期は $1\ \mu\text{s}$ とした．PD の出力値はオシロスコープで観測し，照明パターンが切り替わって PD が応答する直前の 200 ns の出力を平均化してイメージングに用いた．例として，ゴーストイメージングによる測定中にオシロスコープで観測したドライバ回路へのストロブ信号，PD からの信号および，PD の応答から計算した出力値を Fig.5.36 に示す．

2つの手法によるイメージングの結果を Fig.5.37 に示す．上部のグレースケールパターンは再構成画像の最小値から 20%を明度 0，最大値から 20%を明度 1 としてその間は画像の値と明度が線形になるようにして作成した．いずれの手法でも 8 ビットのパターンをイメージングすることに成功しているが，このパターンではゴーストイメージングの方が鮮明である．これは，制御していない導波路がありビーム形成が不完全であったことが影響していると思われる．

5.4.5 応答速度

最後に，イメージングの測定系を用いて素子の応答速度の評価を行った．スリットパターンを設置したままで 1 つのチャンネルの電圧を 0 V, 0.9 V の間で切り替えたときの PD の応答を Fig.5.38 に示す．立ち上がりに 210 ns 程度かかっていることが分かる．素子がないときでも Fig.5.27 に示したように 100 ns 以上の安定時間がかかっているため，この応答速度が測定系によるものなのか素子の応答速度なのかは判断できない．しかし，素子が遅くとも 200 ns 程度の応答速度を持っていることは確認された．

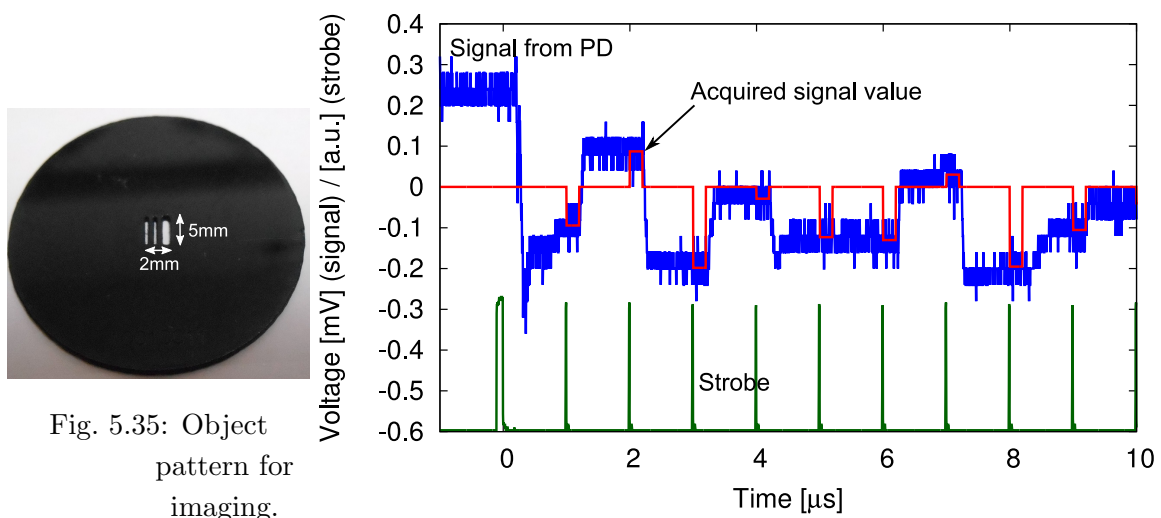


Fig. 5.35: Object pattern for imaging.

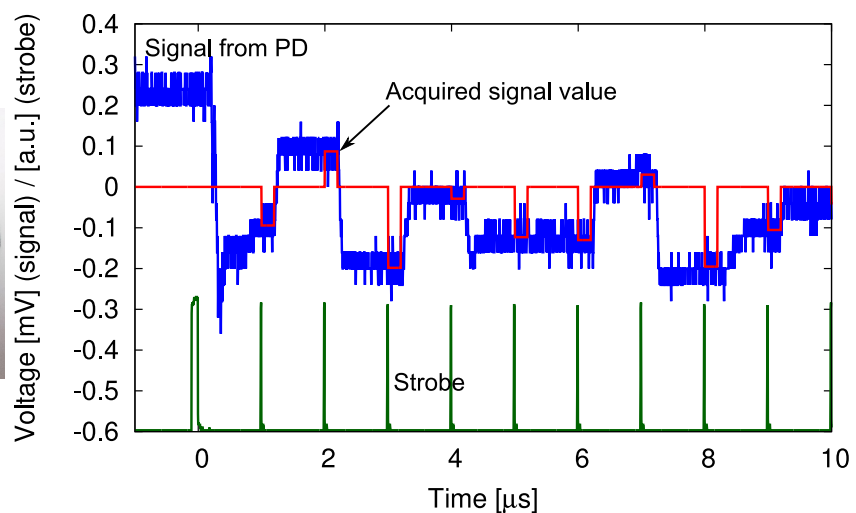


Fig. 5.36: Strobe signal, signal from PD, and acquired value in ghost imaging.

5.5 まとめ

本章では，導波路本数 $M = 25$ の光集積フェーズドアレイ素子を作製し，従来のビーム走査とゴーストイメージングの手法によってイメージングを行った．ウェットエッチングにより導波路が広がることを考慮していない設計だったため，導波路間の強度差が非常に大きくなり，実効的に

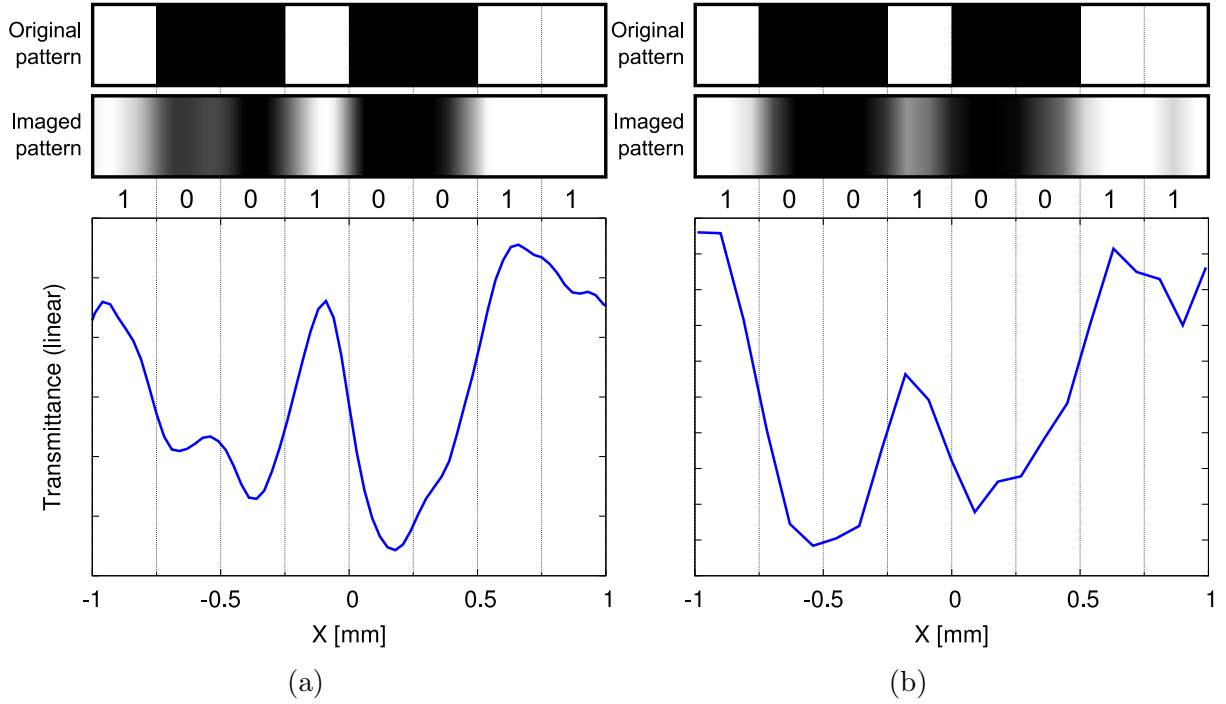


Fig. 5.37: Reconstructed image of binary pattern “10010011” using (a) conventional beam scanning, and (b) ghost imaging.

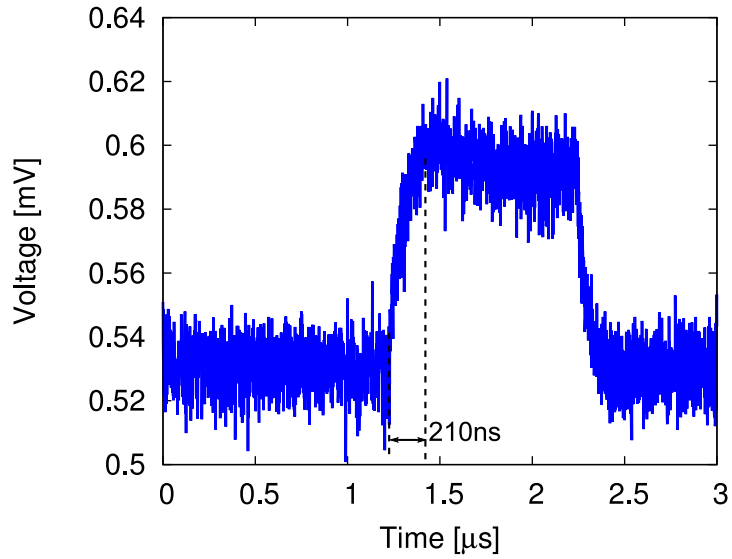


Fig. 5.38: Transient response of the device detected by PD.

は中心の 10 本程度しか動作しなかった．一方，位相シフタは想定通りに動作し， 2.96° の FSR 内の任意の位置に幅 0.37° のビームを形成することができた．解像点数はおよそ 8 となる．パターンの切り替え速度 $1\ \mu\text{s}$ で行ったイメージングにより，従来の手法，ゴーストイメージングともに 8 ビットのバイナリパターンを読み取ることに成功した．ゴーストイメージングで得られた画像は従来の手法と遜色なく，光フェーズドアレイによるゴーストイメージングを初めて実証した．応答速度に関しては測定系に律速されている可能性があるが，作製した素子の応答速度は $200\ \text{ns}$ 以下であることが確認された．

第6章 $M = 100$ 光集積フェーズドアレイ

前章では $M = 25$ の光集積フェーズドアレイを設計，作製しイメージングの実証を行ったが，ウェットエッチングによる導波路の広がり度で実効的な導波路本数は 10 本程度であった．本章では，ドライエッチングを採用し，また設計を最適化することで集積度を上げ，イメージング特性を向上させた $M = 100$ 光集積フェーズドアレイの設計，作製，評価について述べる．

6.1 設計

6.1.1 エッチング深さの設計

本素子の作製でも，Fig.5.1 に示した， $M = 25$ のときと同じ層構造のエピタキシャル基板を使用した．ウェットエッチングではエッチストップ層でエッチングが止まるためこのエピタキシャル基板で形成できる導波路構造は限られているが，ドライエッチングでは導波路のエッチング深さを制御することが可能である．

より深くまでエッチングすると面内のコア，クラッド部分の屈折率差が大きくなり，光の閉じ込めが強くなる．従って，より小さい曲げ半径の導波路構造を伝搬できたり，モード幅が小さくなることによりスターカプラでのビーム広がり角が大きくなったりするため，素子の小型化が可能となる．一方，深くまでエッチングすることによりモードと導波路断面の重なりが大きくなり，断面の凹凸の影響による損失が大きくなるほか，コア層までエッチングすることによる電気特性の悪化が起こりうる．RIE では加速されたイオンが打ち込まれるため，結晶表面に様々な欠陥を作り出す．これが非発光再結合中心となりダブルヘテロ構造内への電子の蓄積を阻害し，誘導放出やキャリア効果の効率を落とすことが知られており，今回作製に用いた CH_4 , H_2 ドライエッチングでも電気特性の悪化が報告されている [84]．

従って，エッチング深さには素子のサイズと特性のトレードオフ関係があり，集積に必要な光の閉じ込めを維持しつつできる限りエッチングを浅くすることが望ましい．適切なエッチング深さを探るために，各エッチング深さについてコア部分，クラッド部分の等価屈折率 $n_{\text{eff_core}}$, $n_{\text{eff_clad}}$ をスラブ光導波路解析により計算した．等価屈折率差 $\Delta n = n_{\text{eff_core}} - n_{\text{eff_clad}}$ とエッチング深さの関係を Fig.6.1 に示す．前回はパッシベーション膜としてアルミナを用いたが，今回は SiO_2 (屈折率 1.5) を用いたため層構造に反映させている．エッチング深さは InGaAsP コア層と上部 InP クラッド層の境界を基準としており，モードは TE モードとした．コア部分の屈折率は 3.30 である．また，等価屈折率法によって幅 $2\text{ }\mu\text{m}$ の導波路のモード幅も併せて計算し，Fig.6.1 にプロットしている．スターカプラでの広がり角はモード幅に反比例することから，一定の強度分散でビームを分岐するために必要なスターカプラ長はモード幅に反比例している．

次に，コア，クラッド間の屈折率差，曲げ半径によって損失がどう変化するかの計算を行った．計算法としては 2 次元有限差分ビーム伝搬法 (2D-FD-BPM, two-dimensional finite differential beam propagation method) を使用した．2D-FD-BPM はビーム $E(x, z)$ が z 方向に伝搬していくと仮定して z 方向に差分化し， n 番目のスライス $E(x, z_n)$ を $E(x, z_{n-1})$ から計算することでビームの伝搬を近似的に計算する手法である．直感的には導波路構造を表現するレンズが z 方向に並

んでいる中をビームが伝搬していくモデルに基づいている。 z 方向に逐次的に計算していくため、反射や 90° 以上の角度で曲がる導波路の計算は正しく行えないが、概ね z 方向に伝搬する緩やかな導波路構造であれば少ない計算量で比較的正確な結果が得られる。2次元シミュレーションであるため、屈折率にはスラブモード解析による等価屈折率を使用する。

計算に用いた導波路パターンを Fig.6.2 に示す。 z 方向に平行な導波路を x 方向に $100\text{ }\mu\text{m}$ シフトさせるパターンとなっており、曲げ部分は2つの半径 R の円弧からなっている。曲げ部分の長さ Z を変化させたパターンについて2D-FD-BPMを適用し、出力部分の導波路内のパワーを計算することでパワー透過率を求めた。導波路幅は $2\text{ }\mu\text{m}$ とした。

Δn を 0.02 から 0.05 まで変化させたときのパワー透過率を Fig.6.3(a) に示した。 Δn が大きくなると R に対する透過率の変化が滑らかでなくなるが、これは基本モード以外のモードが誘起されている影響であり、理想的な透過率は落ち込みのない部分を滑らかに結んだ曲線だと考えている。後述するレイアウトを考慮すると $R = 1000\text{ }\mu\text{m}$ 以下が望まれることから、 $R = 1000\text{ }\mu\text{m}$ で99%程度の透過率を有する $\Delta n = 0.05$ を採用することとした。 Fig.6.1 から、コアを 50 nm エッチングするとおよそ $\Delta n = 0.05$ となるため、これを今回のエッチング深さと決定した。このとき $n_{\text{eff,clad}}$ は 3.247 、 $2\text{ }\mu\text{m}$ 導波路のモード幅は $1.90\text{ }\mu\text{m}$ 、等価屈折率は 3.294 である。

なお、3.1.2 節で述べた方法により、始点と終点を固定したまま円弧をクロソイド曲線に置き換えた導波路についても2D-FD-BPMによる数値計算を行った。 $\Delta n = 0.05$ の場合に円弧導波路と比較した結果を Fig.6.3(b) に示す。ここで横軸は R となっているが、クロソイド曲線について

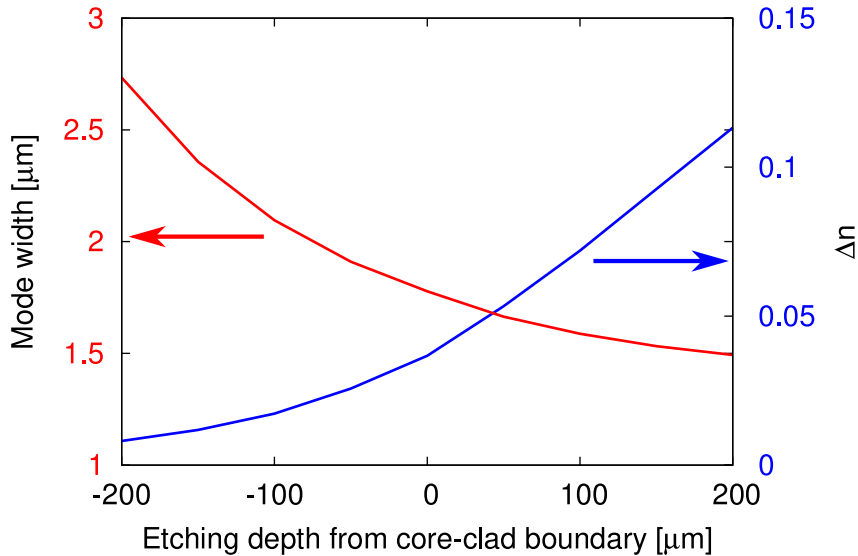


Fig. 6.1: Refractive index contrast between core and clad (blue) and mode width of $2\text{ }\mu\text{m}$ waveguide depending on etching depth.

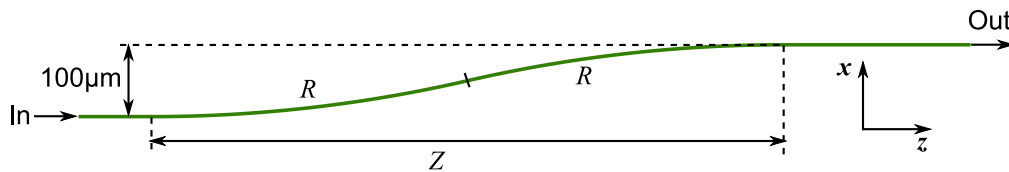


Fig. 6.2: Waveguide pattern used for bending-loss simulation.

は、半径が R の円弧導波路を Z を変えずにクロソイドに置き換えた導波路の透過率を示している。 $\Delta n = 0.05$ の場合には R によらずクロソイド曲線の方が損失が小さいことが分かる。また、円弧ではモード結合によるグラフ上の落ち込みが存在しているがクロソイド曲線では存在していないことから、曲率の不連続な変化によるモード結合が起こっていないものと思われる。

6.1.2 素子のレイアウト

本素子の各種設計パラメータを Fig.6.1 に示す。入力導波路幅や出力導波路ピッチが変わらない場合、スターカブラ長 l_s は分岐数に比例して長くする必要が出てくる。今回は $M = 100$ と前回の4倍のスケールであるため、 1×100 スターカブラを採用すると素子サイズが非常に大きくなる。そこで、 1×10 スターカブラを2段配置することによりフットプリントを小さく抑えた。 l_s は入力導波路が多少広がっても問題がないようにマージンを取り、 $700 \mu\text{m}$ とした。この条件ではスターカブラ1段分の中央と端の強度比は95%となり、2段合わせても90%以上の強度比になっている。一方、スターカブラ1段で強度比を90%以上にするために必要な l_s は $4500 \mu\text{m}$ 程度である。スターカブラ1段、2段それぞれについて強度比90%で設計を行った場合の導波路パターンを Fig.6.4 に示す。スターカブラ入力から位相シフタの手前までの長さは1段のものは 6.2 mm であるのに対し2段構造を用いると 3.1 mm まで縮小することができた。なお、2段目のスターカブラは隣同士でスラブ導波路が繋がっているが、スターカブラ出力中心から隣のスターカブラの出力導波路までは $200 \mu\text{m}$ 間が空いており、クロストークは 0.02% 程度しかないため無視できる。スターカブラから位相シフタまでの曲線導波路には円弧を使用した。

その他特筆すべきパラメータとしては、前回 $30 \mu\text{m}$ であった出力間隔 D_a を $10 \mu\text{m}$ まで縮めた。これにより FSR は3倍の 8.88° まで広がった。作製上はより小さくすることも可能であるが、FSR 全域を現在の測定系で容易に観測できるように $10 \mu\text{m}$ を選択した。また、出力導波路幅を $4 \mu\text{m}$ に広げることで、全体に占めるメインローブのエネルギーの割合を高めた。FFP は Fig.6.5 のようになっており、ビーム半値幅は 0.080° 、解像可能点数は111である。メインローブ内の強度

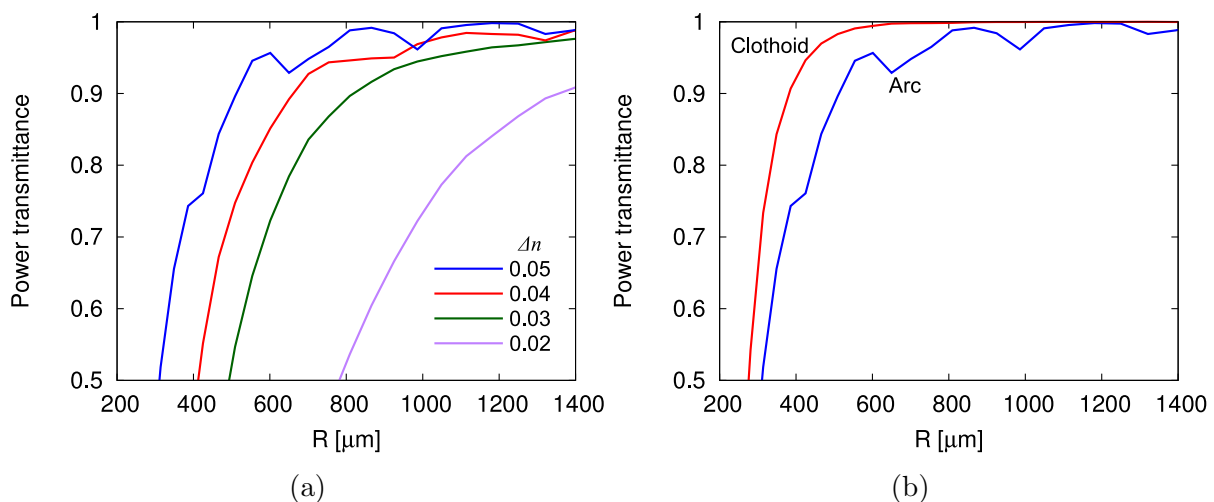


Fig. 6.3: (a) Transmittance of waveguides with two arcs for different arc radii R and refractive index contrasts Δn . (b) Transmittance of bending waveguides ($\Delta n = 0.05$) with arcs and clothoid curves.

Table. 6.1: Design values for $M = 100$ optical phased array.

Parameter	Value
Number of waveguides M	100
Width of passive waveguides w_0	$2\ \mu\text{m}$
Width of waveguides at phase shifter	$4\ \mu\text{m}$
Width of waveguides at output w_2	$4\ \mu\text{m}$
Pitch between waveguides at output of star coupler d_a	$4\ \mu\text{m}$
Pitch between waveguides at phase shifter	$25\ \mu\text{m}$
Pitch between waveguides at output of device D_a	$10\ \mu\text{m}$
Length of star coupler l_s	$700\ \mu\text{m}$
Length of phase shifter	$800\ \mu\text{m}$
Minimum radius of bending waveguide	$1000\ \mu\text{m}$
Width of electrode pad	$80\ \mu\text{m}$
Pitch of electrode pad	$100\ \mu\text{m}$
FSR	8.88°
FWHM of beam	0.080°
Number of resolvable points	111

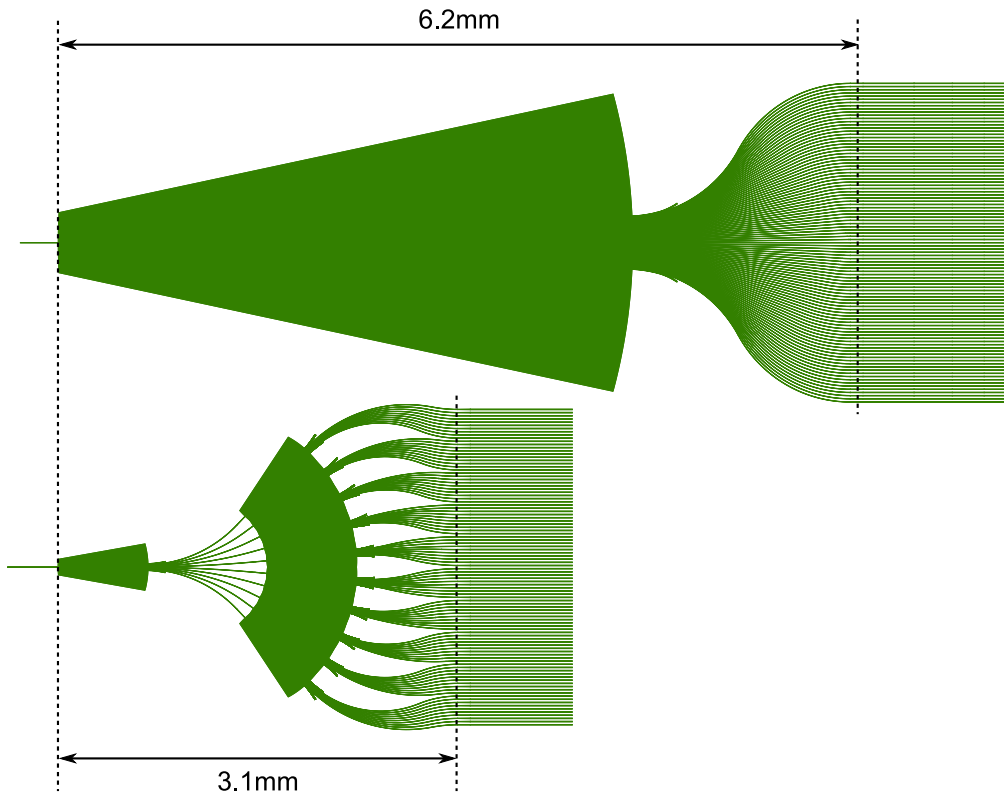


Fig. 6.4: Waveguide pattern until phase shifter using one and two star couplers.

比は 75%, メインローブのエネルギーは全体の 60% となった. なお, 位相シフタの導波路間隔 $25\text{ }\mu\text{m}$ から出力端の $10\text{ }\mu\text{m}$ 間隔に縮める部分ではクロソイド曲線による導波路を採用した.

位相シフタの導波路幅は $3\text{ }\mu\text{m}$ から $4\text{ }\mu\text{m}$ に変更した. 今回はドライエッチングを使用するため, 導波路側面ではプラズマにさらされて非発光再結合中心が生じる. 表面の再結合中心の影響は導波路を広くするほど軽減できるため, キャリア効果の効率を向上させるために $4\text{ }\mu\text{m}$ に広げた.

フォトマスクは, 前回と同じ導波路パターン, ウィンドウパターン, 電極パターンに加えて電極パッドのパターンを作製した. 詳しくは後述するが, 電極パッドパターンは電極パッド部分のポリイミド層を取り除くために使用した. 設計したフォトマスクパターンを Fig.6.6 に示す. 素子サイズはおよそ $7\text{ mm}\times 5\text{ mm}$ である.

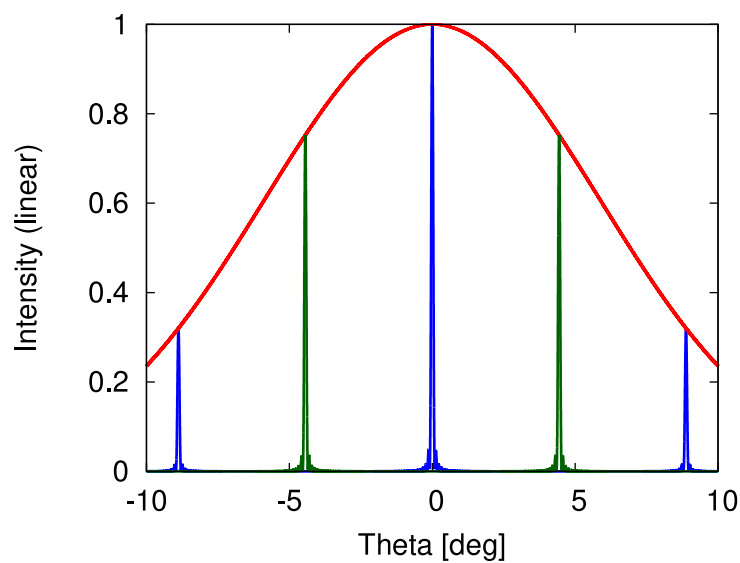


Fig. 6.5: FFP and its envelope of the designed device.

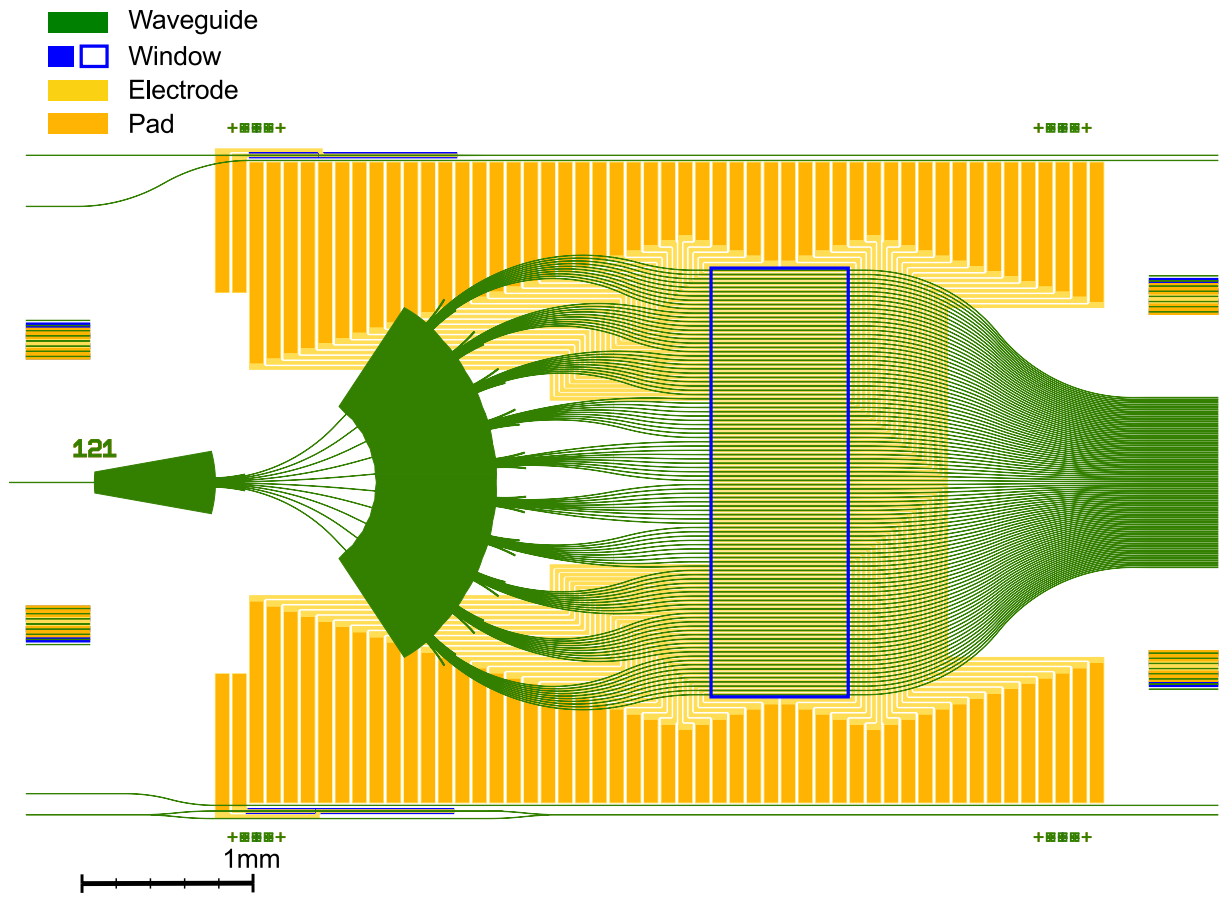


Fig. 6.6: Designed photomask pattern of $M = 100$ optical phased array.

6.2 素子の作製

作製した素子のプロセスチャートを Fig.6.7 に示す.

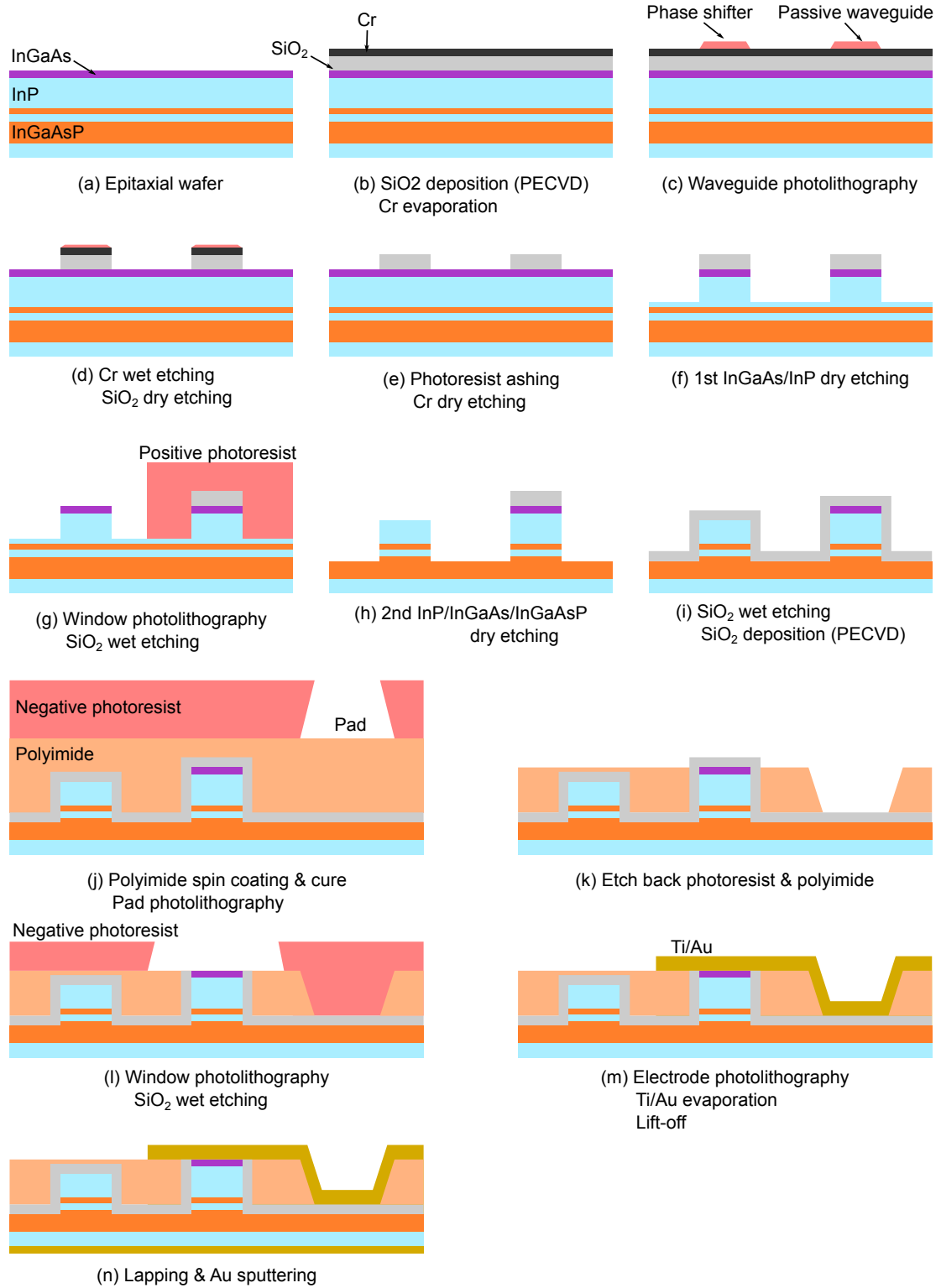


Fig. 6.7: Process chart of $M = 100$ optical phased array.

大まかな流れは次のようになっている。

1. 導波路の形成：(a)～(i)
2. コンタクトオープン：(j)～(l)
3. 電極形成：(m), (n)

6.2.1 導波路形成

- (a) $M = 25$ と同じ層構造のエピタキシャル基板を、同様に 1/6 に劈開して使用した。なお、今回は基板のウェットエッチングは行わないため結晶方位を考慮する必要はない。
- (b) 導波路形成のマスクとして用いる SiO_2 および Cr を成膜した。 SiO_2 の成膜には PECVD を使用し、 350°C で 4 分 30 秒の堆積を行った。エリプソメータで膜厚を計測した結果は 327 nm であった。Cr は電子ビーム蒸着を使用して 0.05 nm/s のレートで堆積し、段差計によって膜厚は 21 nm と計測された。
- (c) 導波路パターンのマスクを使用してフォトリソグラフィを行った。レジストには $M = 25$ のときと同様に S1805 を用いた。
- (d) フォトレジストをマスクとして Cr のウェットエッチング、さらに Cr をマスクとして SiO_2 のドライエッチングを行った。Cr については硝酸 8%、硝酸セリウム (IV) アンモニウム 16% を含むエッチング液 (林純薬工業、クロムエッチング液 TK) を使用し、30 秒間エッチングを行った。プロセス技術の章で述べたとおり Cr と基板が接している部分があるとエッチングは進まない。基板端の SiO_2 による絶縁が不十分な部分では Cr が残ったが、素子の作製には影響がないためそのまま進めた。Cr エッチング後の導波路部分の段差は 508 nm であった。 SiO_2 は CHF_3 と Ar による CCP-RIE でエッチングを進めた。 SiO_2 のエッチレートはおよそ 20 nm/min、フォトレジストはおよそ 10 nm/min であるため、 SiO_2 が存在している間は段差が広がっていき、エッチングが完了すると段差は減少していく。段差計で計測しながらエッチングを行い、21 分で確実に SiO_2 がなくなっていると判断して完了した。なお、Cr を使用せずに直接フォトレジストをマスクとして SiO_2 をドライエッチングすることもできるが [85]、フォトレジストが削れて SiO_2 が垂直にエッチングできない恐れがある。そのため今回は InP 導波路の垂直性を向上させることを狙って Cr を SiO_2 エッチングのマスクとした。
- (e) ドライエッチングチャンバーを O_2 でクリーニングしてチャンバー内の CHF_3 を取り除いた後、 O_2 アッシングを 5 分行い Cr 上に残ったフォトレジストを除去した。さらに O_2 と CHF_3 によるドライエッチングで Cr マスクを除去した。3 分間ドライエッチングして導波路の段差を計測した結果 288 nm であった。続けて SiO_2 ドライエッチングを 1 分間だけ行くと段差は 276 nm に減少しており、 SiO_2 が表面に露出している、すなわち Cr が除去されたことを確認した。
- (f) CH_4/H_2 と O_2 によるサイクルドライエッチングで InGaAs, InP のエッチングを行った。InP エッチングではコア、クラッド境界から 50 nm の位置までエッチングすると同時に、位相シフタ以外の InGaAs 層を取り除くことが必要である。これを実現するために、まず途中まで導波路を形成し、その後位相シフタ以外の部分のマスクを除去してからドライエッチングを進めることで、残りの導波路形成と InGaAs 除去を同時に行う。InP, InGaAs, InGaAsP

のエッチレートがそれぞれ 80, 40, 50 nm/サイクル程度であることを考慮して, 1 回目では 800 nm エッチングを行うこととした. 段差計で導波路の段差を計測しながらドライエッチングを進め, $8 + 4 = 12$ サイクルで完了した. なお, 8 サイクル, 4 サイクルのエッチング後には, 生成したポリマーを完全に除去するためそれぞれ 1 分間の O_2 クリーニングを行っている.

- (g) ウィンドウマスクでフォトリソグラフィを行い位相シフト部分を保護した後, SiO_2 をウェットエッチングで除去した. フォトレジストにはポジレジストの TSMR8900 を使用した. SiO_2 エッチングには NH_4HF_2 を 17%, NH_4F を 18.9% 含むバッファードフッ酸 (BHF, 森田化学工業, 63BHF) を用い, 30 秒で完了した.
- (h) CH_4/H_2 と O_2 によるサイクルドライエッチングで InP, InGaAs, InGaAsP のエッチングを行った. 位相シフト部分の段差から導波路深さを計測し, パッシブ導波路部分の段差の変化量から InGaAs がまだ残っているか, 除去できたかを判断しながらエッチングを進めた. $4 + 1 + 1 = 6$ サイクルで完了し, 4 サイクル後, 6 サイクル後に 1 分間の O_2 クリーニングを行った.
- (i) BHF で 30 秒エッチングを行い, 一度マスクの SiO_2 を全て除去した. ここで段差計による導波路の計測を行った結果, 位相シフト部分が 1296 nm, パッシブ導波路部分が 1020 nm であった. 層構造から計算するとコア, クラッド境界から 36 nm (設計値 50 nm) 下までエッチングされており, パッシブ導波路に関しては InGaAs, InP 境界から 76 nm エッチングが進んでいることになるため, おおよそ設計値通り作製できたといえる. その後全体をパッシベーションするために PECVD で SiO_2 を成膜した. $350^\circ C$ で 4 分 4 秒堆積し, エリプソメータで計測した膜厚は 275 nm であった.

6.2.2 コンタクトオープン

- (j) エッチバックプロセスのためにポリイミドを塗布した. 感光性の PW-1230 を使用したが, 今回はパターニングは行っていない. ポリイミドはスピンコート, ベークした後, RTA (rapid thermal annealer) により窒素雰囲気下で $320^\circ C$ 60 分間のキュアを行った. 続いてネガレジストである AZ5200NJ を使用して電極パッドパターンのフォトリソグラフィを行った. これにより電極パッド部分のみ穴が空いた形になり, このままエッチバックを行うことでパッド部分のポリイミドを取り除くことができる. ポリイミドよりも SiO_2 の方が Ti/Au 電極と密着性が良いため, パッド部分のポリイミドを取り除くことでより確実性の高いワイヤボンディングが可能となる.
- (k) O_2/CHF_3 プラズマを用いたエッチバックを行って位相シフト上面を露出させた. Fig.6.8 にエッチバック中の顕微鏡写真を示す. 一般に金属など透過率の極端に小さい物質以外の薄膜は光の干渉によって色づいて見える. 薄膜内で強め合う波長は膜厚が薄いほど少なくなるため, 薄くなるほど色は鮮明となる. 従って, 顕微鏡で色を観察することによりエッチバックの進み具合を大まかに確認できる. エッチバック前はほとんど光の干渉が見えないが, 2 分, 3 分と進めると電極パッド部分が色づき始め, 4 分後には SiO_2 のような干渉色が現れたことからパッド部分の SiO_2 が露出したことが分かる. 5 分後には導波路部分にも鮮明な干渉色が現れており, 6 分後にエッチバックが完了した. 4 分後から 6 分後でパッド部分の色が変わっているのは CHF_3 により少しずつ SiO_2 もエッチングされているためである. なお, (i)

のフォトリソグラフィでネガレジストを使用したためパターンにはアンダーカットが入っており，エッチバックでは傾きがポリイミドに転写されてパッドの段差部分はなだらかになっている．これにより電極の形成が容易となる．

- (l) ウィンドウパターンを用いてフォトリソグラフィを行い，電極パッド部分やパッシブ導波路をコンタクトオープンから保護した．ここでは (g) と逆のパターンが必要なため，ネガレジストの AZ5200NJ を用いた．コンタクトオープンではウェットエッチングを使用すると導波路側面がオーバーエッチされる可能性があるが，ドライエッチングでは導波路上面に残ったエッチバックの残渣などにより適切にコンタクトオープンできない場合がある．今回は確実性を優先して BHF によるウェットエッチングを使用した．50 秒間エッチングを行い，段差計により SiO_2 がなくなっていることを確認した．

6.2.3 電極形成，実装

- (m) 電極形成は $M = 25$ のときと同様に EB 蒸着とリフトオフにより行った．フォトレジストは AZ5200NJ である． $\pm 30^\circ$ ， 0° からそれぞれ，水晶振動子膜厚形の読みで Ti を 10 nm，Au を 400 nm 蒸着し，最終的な膜厚は段差計で 672 nm と計測された．
- (n) 前回と同様に基板裏面を研磨機で 50 μm 研磨し，DC スパッタリングで Au を 150 nm 成膜した．

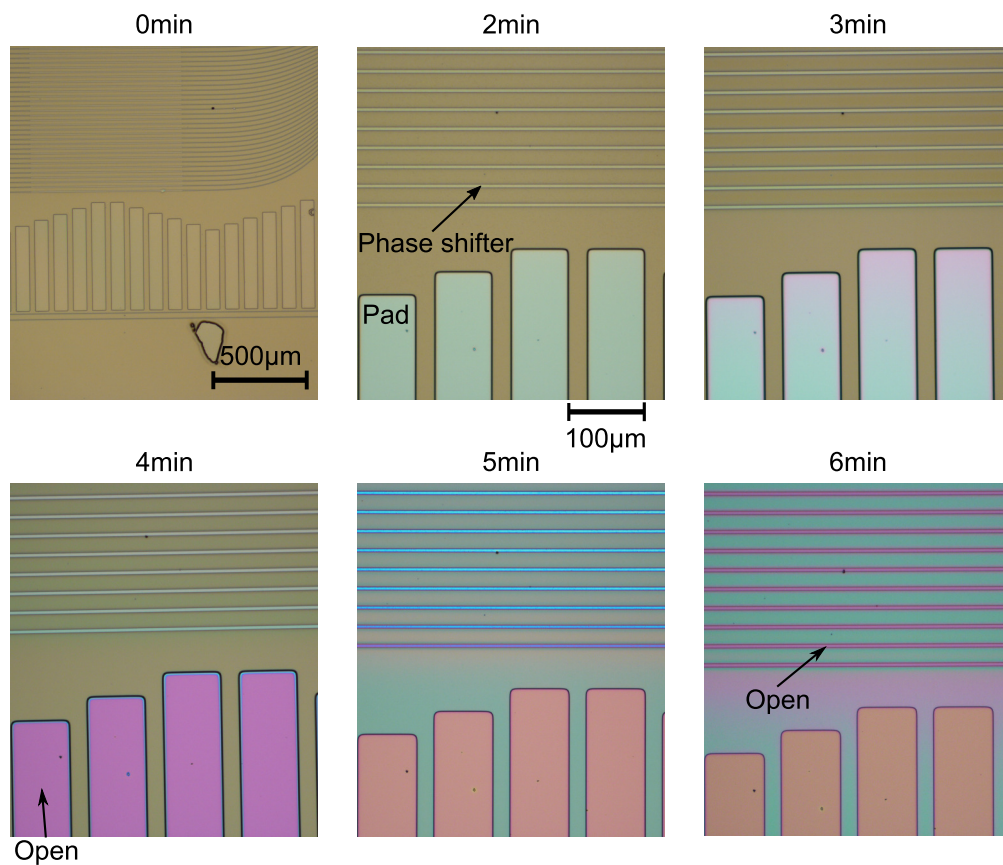


Fig. 6.8: Microscope images during etchback process.

完成した素子全体の光学顕微鏡写真, SEM 像を Fig.6.9, Fig.6.10 に示す. また, 配線部, 導波路断面などの SEM 像を Fig.6.11 に示す. Fig.6.11(a) は導波路上を通る Ti/Au 配線である. ポリイミドにより平坦化されてほとんど段差がなくなっており, 確実に配線が行われている. Fig.6.11(b) は電極パッド部分で, ポリイミドが取り除かれて段差ができているものの側面に電極がついてお

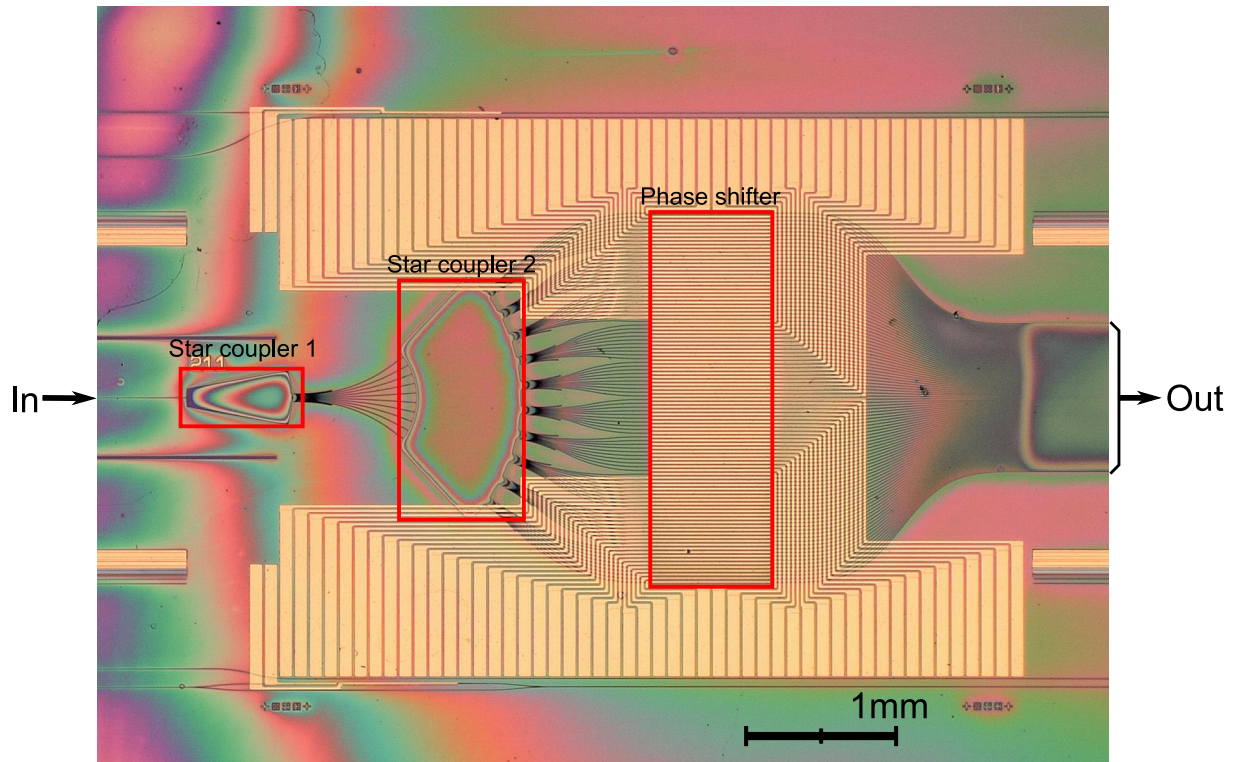


Fig. 6.9: Microscope image of the fabricated device.

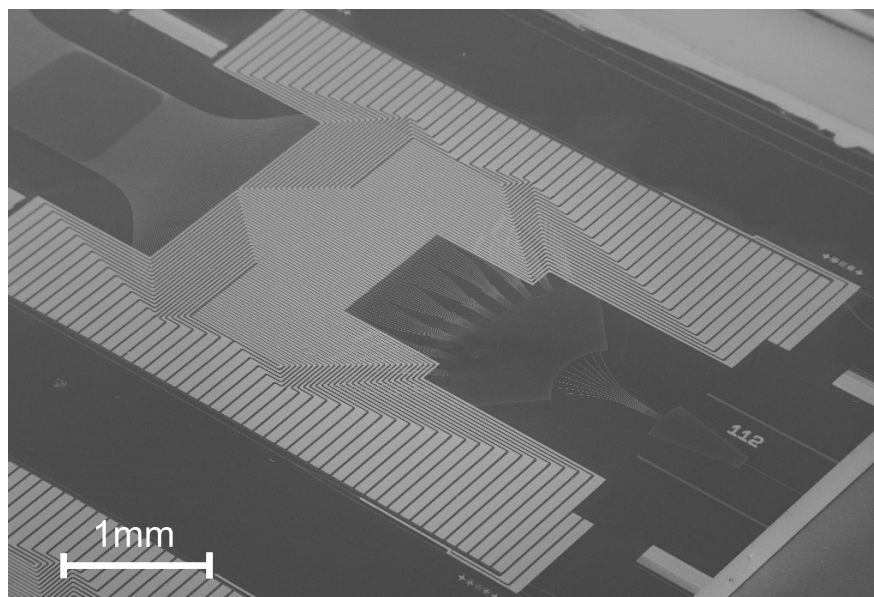


Fig. 6.10: SEM image of the fabricated device.

り導通がとれていることが分かる．Fig.6.11(c), (d) はそれぞれパッシブ導波路，位相シフタの断面写真で 85° の角度から撮影している．硫酸と過酸化水素によって3秒程度ステインエッチングを行っているため，InGaAs, InGaAsP 層と InP 層のコントラストがくっきりついている．設計通りに，InGaAsP コア層が 50 nm ほどエッチングされていることが分かる．また，導波路幅は設計が $2\text{ }\mu\text{m}$ のところ $2.3\text{ }\mu\text{m}$ であり，若干広がっているものの許容範囲だといえる．ポリイミド層があるときれいに劈開することが難しく Fig.6.11(d) では Ti/Au パターンがせり出しているが，ポリイミドによって平坦化がなされて配線が断線していないこと，コンタクトがとれていることが分かる．

実装は $M = 25$ の場合と同様にチップキャリアを使用し，素子とチップキャリア，PCB とチップキャリアの間でワイヤボンディングを行った．素子のサイズに合った適切なチップキャリアが手元になかったため，既存のチップキャリアの電極部分にダイシングソーで深さ $100\text{ }\mu\text{m}$ の切り込みを入れることで対応した．また，素子とチップキャリア間のワイヤボンディングは外部業者に委託した．実装された素子の写真を Fig.6.12 に示す．

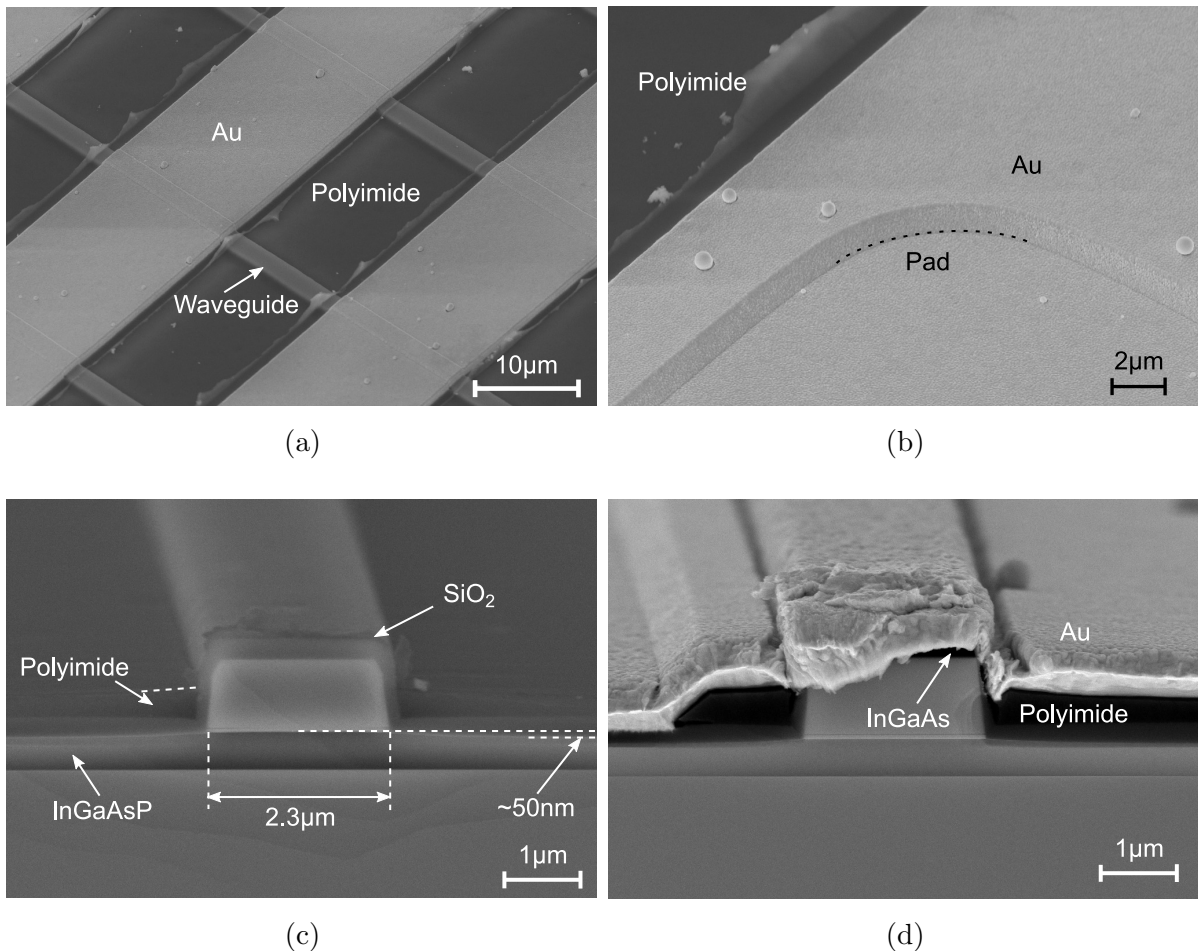
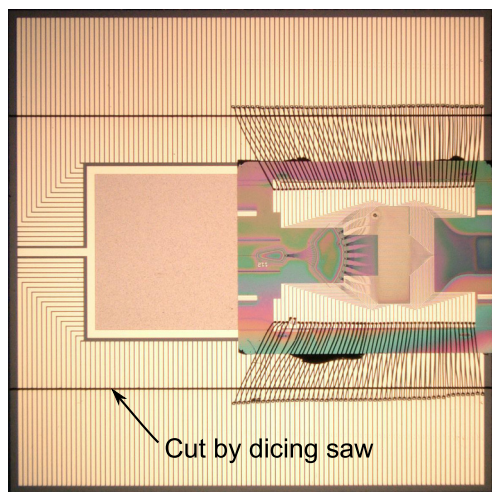
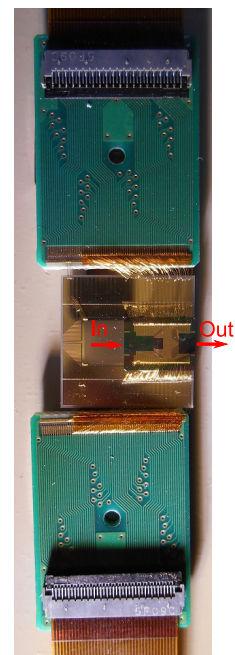


Fig. 6.11: SEM images of the fabricated device. (a) Ti/Au wire on planarized waveguides, (b) Edge of electrode pad, (c) crosssection of passive waveguide, (d) crosssection of phase shifter.



(a)



(b)

Fig. 6.12: Device mounted on (a) chip carrier with cut, and (b) PCB.

6.3 測定系の改良

$M = 25$ の測定系でもイメージングを実証することができたが、測定を容易にするため、また感度や帯域を向上させるために改良を行った。

6.3.1 光学系の改良

改良したイメージング光学系を Fig.6.13 に示す．新しく加えた部分は赤線で示している．まず，FFP2 面の前にハーフミラーを設置して光波を分岐し，片方には InGaAs カメラを設置した．これまで NFP や FFP の観測を行う場合には FFP2 面から先の光学素子を取り外してカメラを設置していたが，ハーフミラーを設置することで光学系の組み替えが必要なくなり，測定が容易になる．また，本研究では行わなかったが，リアルタイムで照明パターンを観測しながらイメージングを行うことも可能となる．

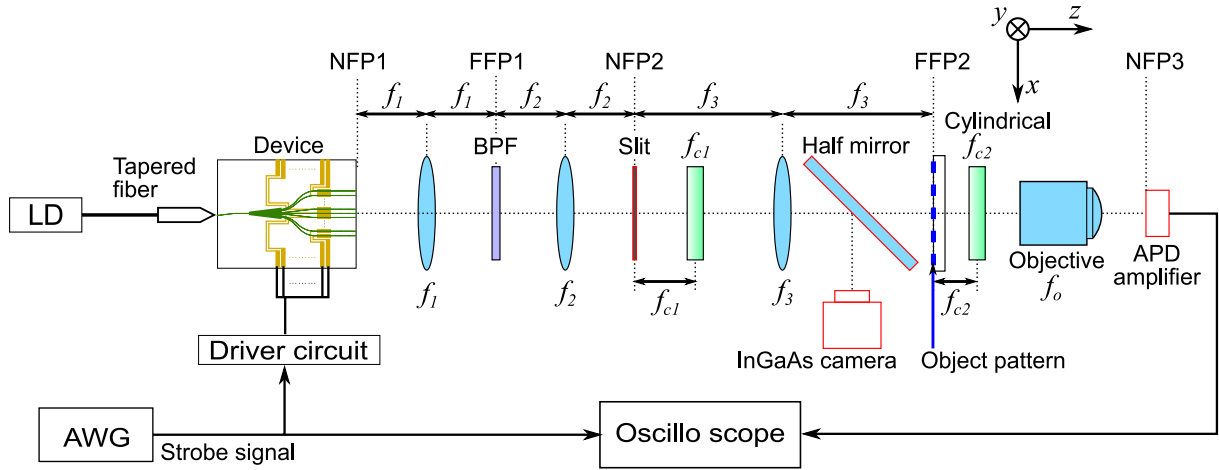


Fig. 6.13: Improved measurement setup for imaging. APD : avalanche photodiode.

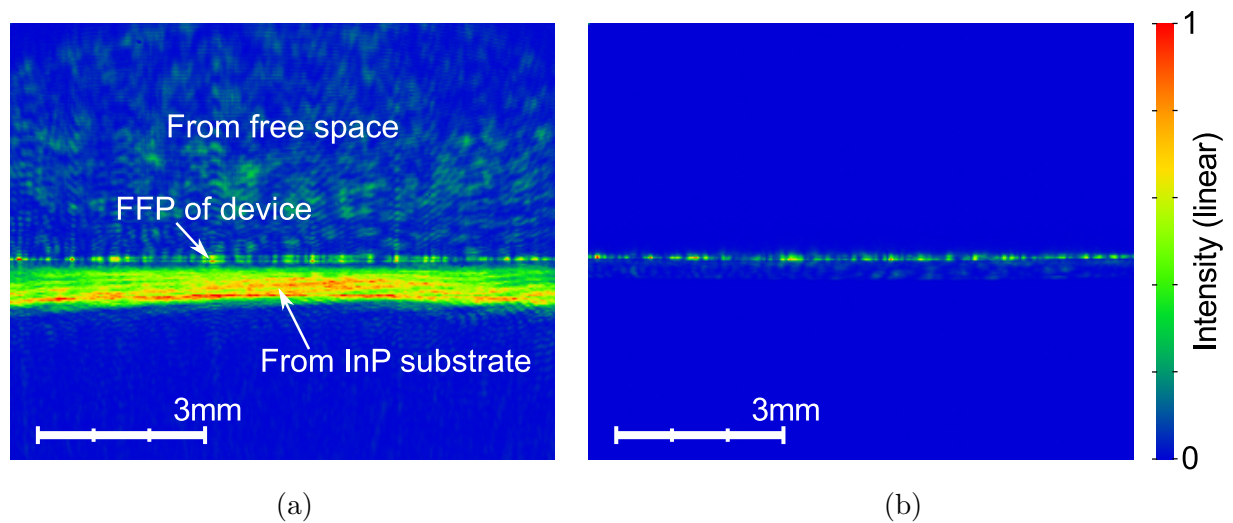


Fig. 6.14: Image by InGaAs camera at FFP2 (a) without and (b) with a slit in y direction.

次に、NFP2面に y 方向の開口幅を調整できるスリットを配置した。テーパファイバを使って導波路に入力光を結合した場合、結合できなかった成分はInP基板に入って反射を繰り返して伝搬するか、素子上の自由空間に放出される。 $M = 25$ の設計では入力導波路を 7° 傾けていたためこれらの成分は素子出力とは異なる方向に伝搬し、測定にはあまり影響しなかったが、本素子は測定を容易にするため入力導波路を傾けなかった。そのため、スリットを入れない状態のFFP2はFig.6.14(a)のように導波路出力以外の不要な光を多く含む結果となった。NFP2とFFP2はいずれも y 方向にはNFPであるため、例えばNFP2面の上半分を隠すとFFP2面でも上半分のパターンが消える。そのため、NFP2面に y 方向の開口を狭めるスリットを導入することにより上下の不要光を取り除いた。スリット配置後のFFP2をFig.6.14(b)に示す。なお、NFP2面に配置していたBPFは別の位置に移動しても影響はないため、FFP1面に移動した。

最後に、測定の感度や帯域を向上させるためにPDを従来のPINダイオードからAPD(avalanche photodiode)に変更し、増幅器も含めてレンズ系に取り付けられるようにした。Fig.6.15に測定系の写真、Table.6.2に使用したレンズの焦点距離をまとめた。ハーフミラーとの物理的干渉を防ぐために f_3 を60 mmから75 mmに変更し、NFP3がAPDの受光部に収まるように f_o を18 mmから9 mm(オリンパス製、20倍)に変更した。本測定系ではNFP1面での 1° はFFP2面上で0.831 mmに対応し、FSRの 8.88° は7.38 mmに対応する。InGaAsカメラの撮影領域は9.6 mm \times 7.2 mmであったためFSRをカメラに収めることが可能である。また、NFP3はNFP1の0.19倍の190 μ m幅となっており、APDの受光直径0.2 mmに収まっている。

6.3.2 APD 受光回路の設計

前章では受光部にPINダイオードを使用していたが、接合容量 C_j が80 pFと大きいため、さらに高速化、高感度化することは困難であった。そのため、新たにAPDを使用した受光部を設計した。APDはPNダイオード構造を持ち、数十V以上の高い逆バイアス電圧を印加して動作させる。APDに入射した光子はダイオード内に電子、正孔対を生成し、高いバイアス電圧により加速される。加速された電子が結晶格子と衝突すると、インパクトイオン化により別の電子、正孔対が生成される。これを繰り返すことにより電子が増倍され、入射した光子数以上の電子を得ること

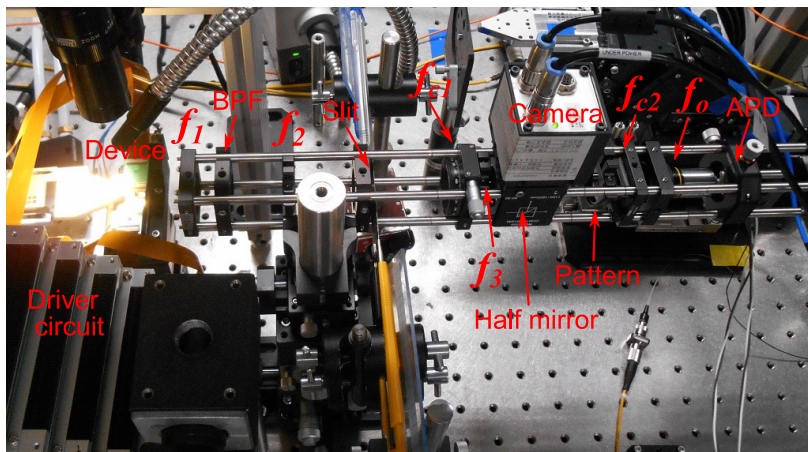


Fig. 6.15: Photograph of improved measurement system for imaging.

Table. 6.2: Focal lengths of lenses.

Lens	Focal length
f_1	25.4mm
f_2	40mm
f_3	75mm
f_{c1}	50mm
f_{c2}	12.7mm
f_o	9mm

ができる．APD は電子増倍作用を持っているため PIN ダイオードよりも多くの電流が得られ，高感度の測定が可能となる．典型的な増倍率は Si で 100～500 倍，InGaAs で 10 倍程度である [86]．

今回は InGaAs APD 素子として浜松ホトニクス製の G8931-20 を使用した．この素子は -50 V の逆バイアスで 8 倍の増倍率を持ち，半径 0.2 mm の素子の接合容量 C_j は 1.5 pF である．設計した APD 受光回路を Fig.6.16 に示す．増幅部分は前章で設計したものと同様である．APD がアバランシェ降伏を起こしたときに電流を制限するために，電源との間に直列抵抗 R_5 を接続している． $R_1 = 100\Omega$ であることから，電流電圧変換部の帯域は

$$\frac{1}{2\pi C_j R_1} = 1.06\text{ GHz}$$

また APD 素子自体の帯域は 0.9 GHz ，増幅部分の帯域は 190 MHz であったため，全体として 190 MHz の帯域を持つことが分かる．なお，APD の増倍率は温度によって大きく変化するため，電流モニタ回路を組み込んで出力を補償することが一般的であるが [87]，今回は一定温度の実験室で使用するため行っていない．

受光部は光学素子が配置されているレール上に置き， x, y 方向に調整できることが求められる．そのため，レンズマウントにマウントできるよう，半径 1 インチの円形基板上に受光回路を製作した．信号の出力には小型の同軸コネクタである U.FL を使用した．実装し，レンズマウントに固定した受光回路基板の写真を Fig.6.17 に示す．オペアンプの $\pm 5\text{ V}$ ，APD の 50 V 電源は外部の電源装置から供給している．また，APD の電源部分には電流計を設置し，電流を観測することで受光パワーをモニタリングした．

前回設計した増幅器のときと同様に，強度変調器で矩形波に変調した光を受光したときの応答を Fig.6.18 に示す．変調器への入力信号の立ち上がりが 0.8 ns であるのに対し APD の応答は 3 ns となっており，応答速度はおおよそ $2\sim 3\text{ ns}$ であることが分かる．立ち上がり時間は帯域幅に対応する時間のおおよそ 0.35 倍であることから，設計した受光部は 100 MHz 以上の帯域があること

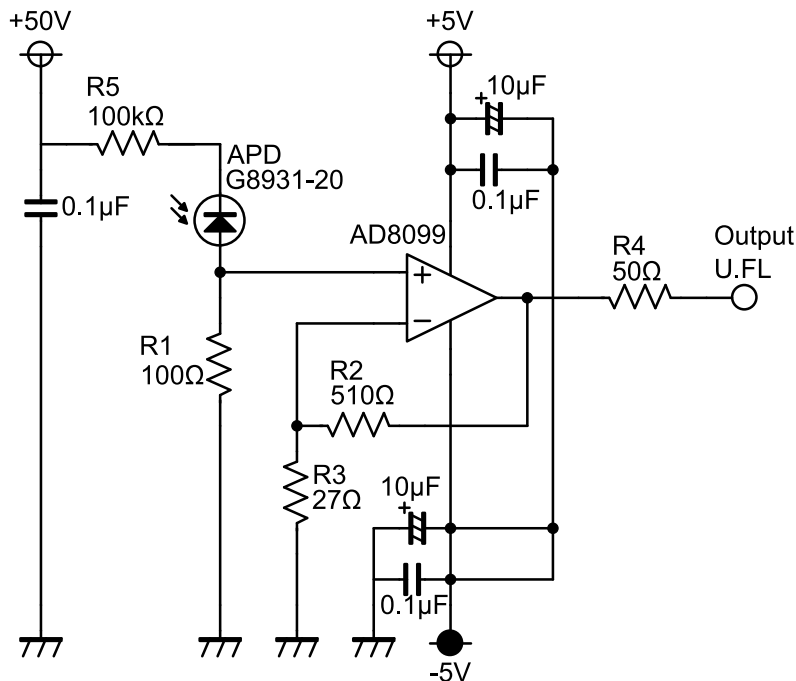


Fig. 6.16: Schematic of the detector circuit with an APD.

が確認された。

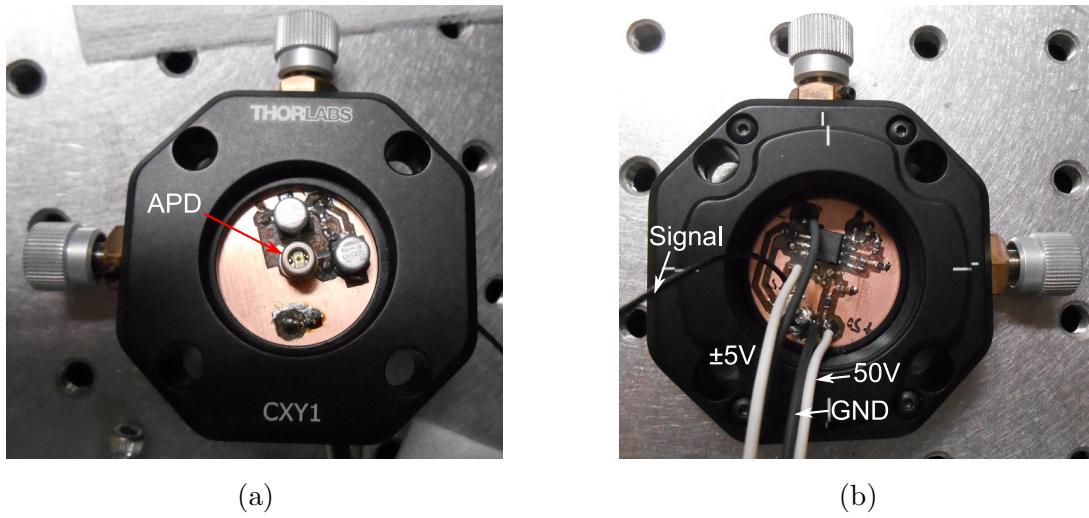


Fig. 6.17: (a) Top and (b) bottom photograph of the assembled APD detector circuit mounted on a lens mount.

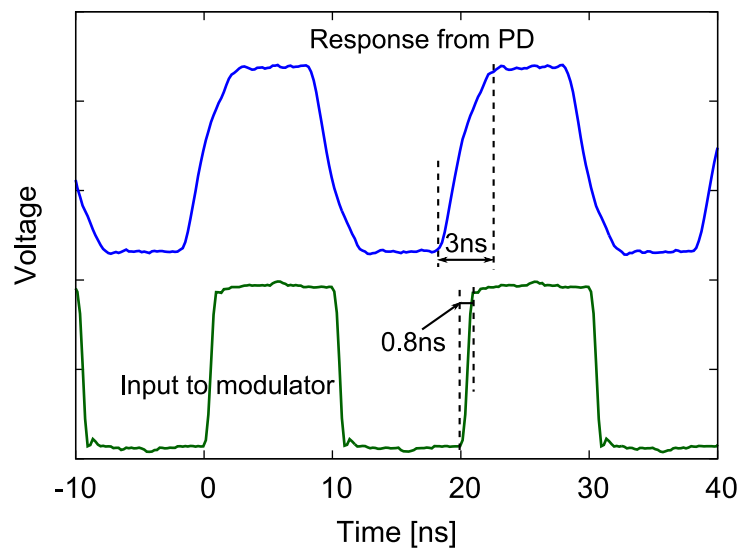


Fig. 6.18: Signal from designed APD detector circuit.

6.4 評価

6.4.1 電流電圧特性

実装前の素子について、位相シフタの電流電圧特性を評価した。100本の位相シフタの電流電圧特性を Fig.6.19 に示す。配線長さにばらつきがあるため高電流領域ではばらつきがあるが、立ち上がり電圧、抵抗ともに $M = 25$ の特性と同等であり、配線、コンタクトオープンが確実に行われたことを示している。

6.4.2 位相シフト特性

位相シフタのついた MZI と直線導波路を用いて位相シフト特性を評価した。これらの素子は基本的にフェーズドアレイ素子と同じプロセスで作製したが、2段階の InP エッチングは行っておらず導波路の全領域に InGaAs 層が残っている。InGaAs 層が残っていることにより導波損失は大きくなるものの、位相シフト特性はフェーズドアレイ素子と同等であると考えられる。

MMI には片方の腕に $400\ \mu\text{m}$ と $800\ \mu\text{m}$ の位相シフタがついている。それぞれの電流に対する出力強度の変化を測定した結果、Fig.6.20 のようになった。 $400\ \mu\text{m}$ の位相シフタでは強度が初めの値に戻っていないが、 $800\ \mu\text{m}$ では $35\ \text{mA}$ 付近で戻っており、 2π の位相シフトが行われていることが分かる。 $400\ \mu\text{m}$ の高電流領域で見られる強度の振動は、ジュール熱による素子の加熱でテーパーファイバのアライメントがずれることで起こっていると考えられ、この領域では熱光学効果が支配的になって位相が逆方向に進んでいるとみられる。 $800\ \mu\text{m}$ の位相シフタでは 2π の位相シフトが起こっているためフェーズドアレイ素子としての動作には問題ないが、 $M = 25$ の場合の特性 (Fig.5.30) と比較すると位相シフト特性は劣っている。両者では導波路幅なども異なっているため一概には言えないが、コアまでドライエッチングしたことによるプラズマのダメージが影響している可能性がある。

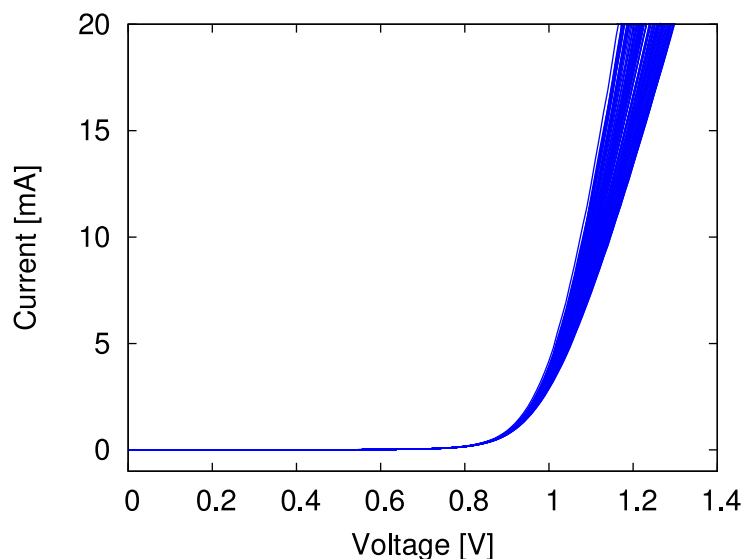


Fig. 6.19: I-V characteristics of 100 phase shifters.

6.4.3 NFP, FFP の観測

$M = 25$ のときと同様に f_1 のレンズを焦点距離 1.8 mm の対物レンズに取り替え、導波路出力の NFP を観測した. InGaAs カメラで撮影した画像を 4 枚貼り合わせて作成した NFP を Fig.6.21 に示す. 出力ピッチと全体の幅から 100 本の導波路からの出力光が観測できていることを確認した.

また、キャリブレーションを行い FFP でのビーム形成の評価を行った. 4 本のビームを形成した結果を Fig.6.22 に示す. キャリブレーション時の入力電圧範囲は $V_{\min} = 0.7$ V, $V_{\max} = 1.5$ V, 電圧刻み幅は $\Delta V = 0.05$ V とした. 1 本のビームを形成するのに行った測定回数はおおよそ 5100 回である. FSR は 7.26 mm であり, その中で細いビームが形成されていることが分かる. ビーム幅に対してカメラの解像度が十分でないためそれほど正確ではないが, 4 本のビームの平均半値幅は 0.09 mm, 角度に換算すると 0.11° であった. ビーム幅と FSR の比である解像可能点数はおおよそ 80 点となり, $M = 25$ の場合の 10 倍となった.

ゴーストイメージングのためのスペックルパターンは, 入力電圧を 0.7~1.5V の間でランダムに変化させて 2000 種類取得した. そのうち一部の FSR 内の x 方向プロファイルを図.6.23 に示す. $M = 25$ の場合と比較すると格段にスペックルパターンが細かくなっていることが分かるが, 依然として完全にランダムなわけではなく, 縦方向に縞模様が見える. 完全にランダムなパターンを形成するためには, 現在のように一定の電圧範囲で一様分布の入力を作るのではなく, 電圧と位相シフトの関係や導波路間の不均一性を考慮して入力電圧の分布を決定する必要があると思われる.

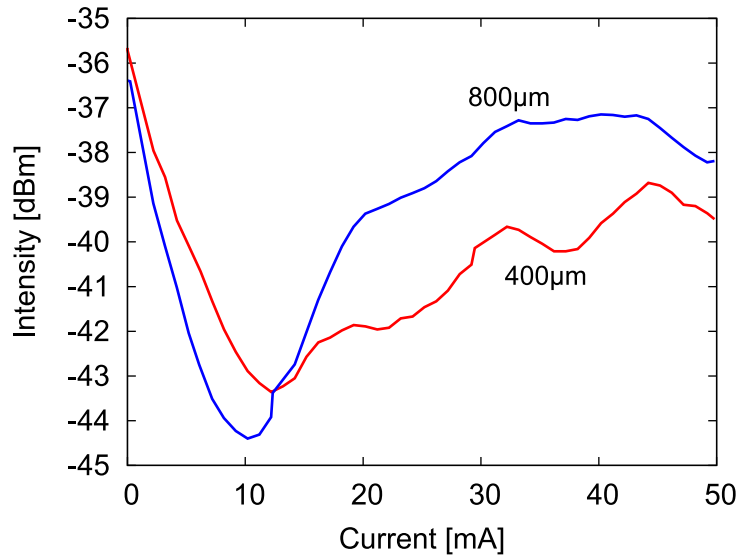


Fig. 6.20: Output power from a MZI with 400μm and 800μm-long phase shifters.

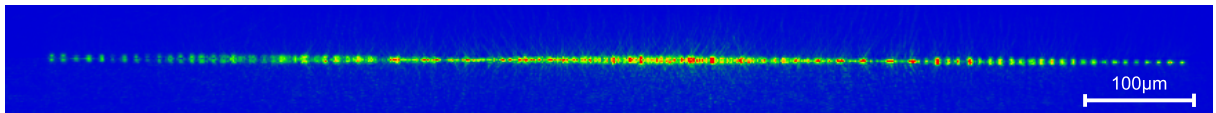


Fig. 6.21: NFP at output of the device. Four images are combined. Scale bar does not show the scale at camera plane, but at output plane.

6.4.4 ゴーストイメージング

$M = 25$ のときと同様に，スリットパターンを用いてイメージング特性の検証を行った．前回と同じスリットパターン (8 ビット, “10010011”) を用いてゴーストイメージングにより再構成された画像を Fig.6.24(a) に示す．ここでは再構成画像のグレースケールパターンは最小値から 30% を明度 0, 最大値から 30% を明度 1 として作成している．スリットパターンは FSR の一部であるが，鮮明にイメージングが行えていることが分かる．パターン幅はおよそ 1.4 mm であることから，単純計算すると FSR 内で 41 点の解像度でイメージングが行えていることとなる．実際のスリット

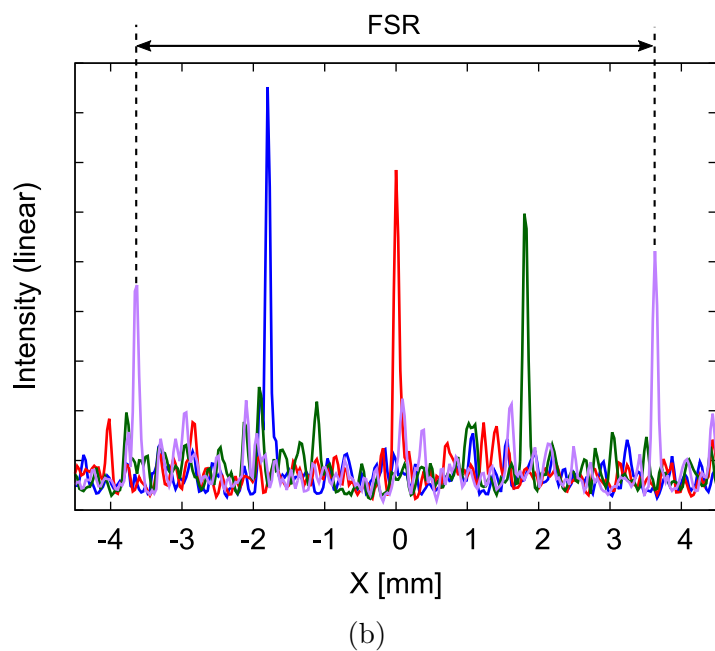
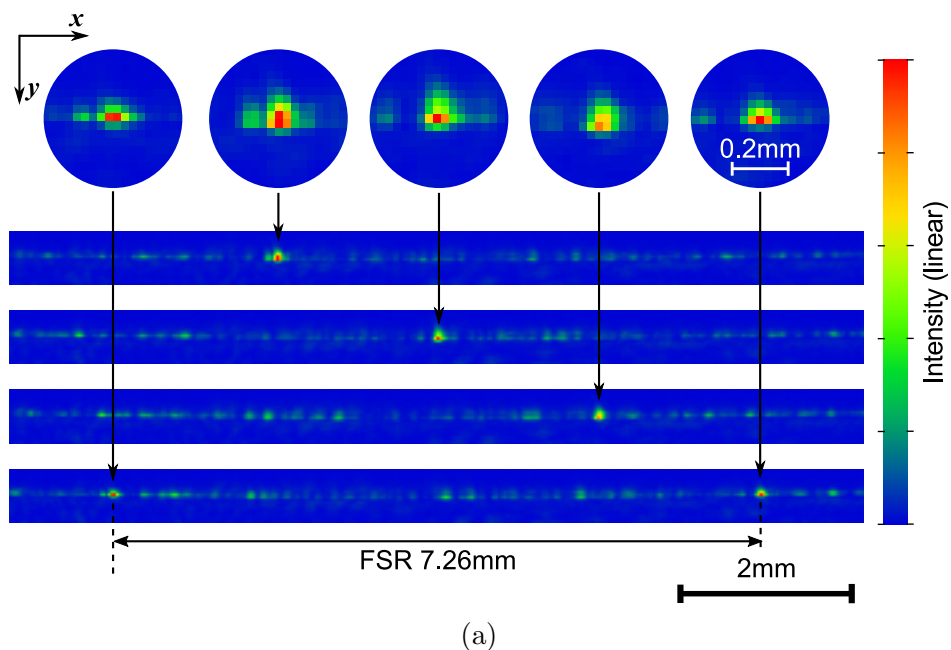


Fig. 6.22: (a) Beams at FFP after calibration. (b) X-profile of beams.

のパターン幅は2.0 mm であるが、スリットパターンを配置する位置の z 方向のずれにより小さくなっているものと思われる。Fig.6.24(b) には様々な測定回数 N に対して再構成した画像を示す。 $N = 100, 200$ ではノイズが残っているが、 $N = 500$ 程度からほとんどのノイズがなくなって特性が飽和していることが分かる。なお、 N が小さい領域ではイメージングする度に得られる画像は大きく変化し、照明パターンの選択によっては鮮明な画像が得られる場合もある。図に示した画像は典型的な一例であることを注記しておく。

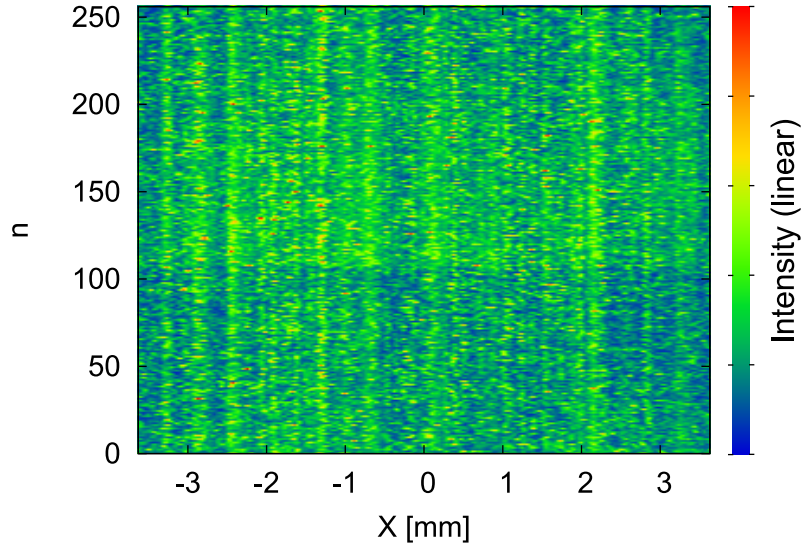


Fig. 6.23: X-profile of acquired FFP with random input between 0.7–1.5V.

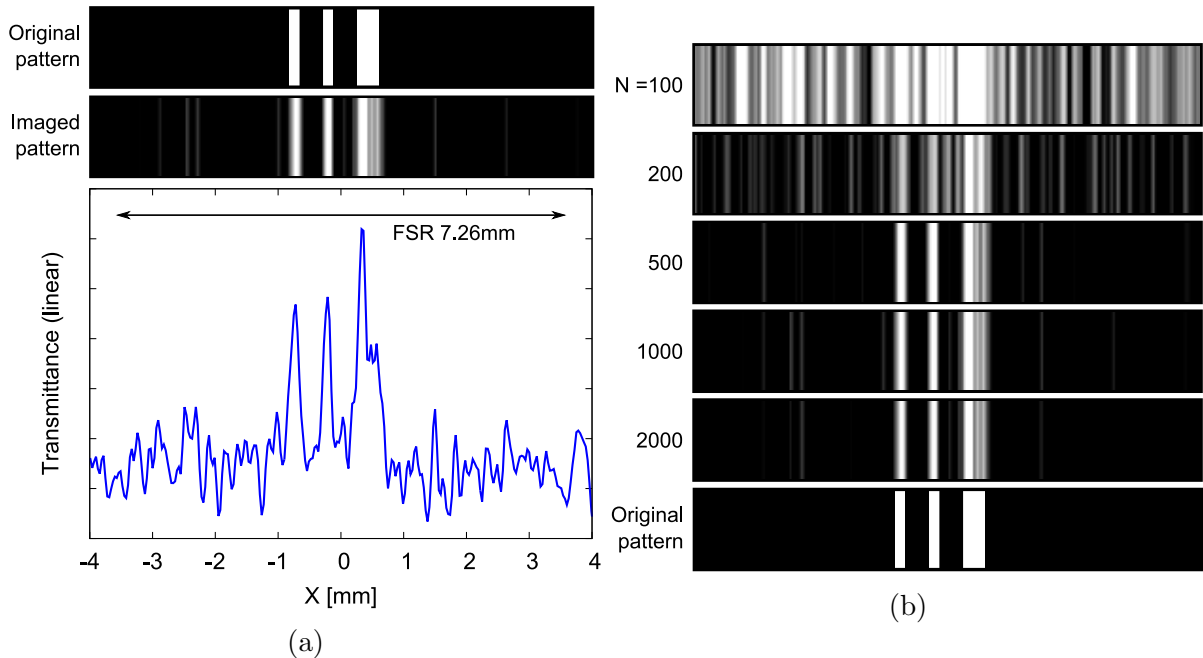


Fig. 6.24: (a) Reconstructed image of binary pattern “10010011” with $N = 1000$ measurements. (b) Reconstructed image for various N .

Fig.6.25 は FSR 全体にわたる 8 ビットパターン “01010101” についてゴーストイメージングを行った結果である．パターンを読み取ることはできるが，Fig.6.24 ほどコントラストが優れていないことが分かる．計算上は N を増やしていけばコントラストは向上するはずだが， $M = 500$ 程度で頭打ちとなっている．この原因としては以下の点が考えられる．

1. 今回のイメージングでは PD で取得している光強度が非常に小さい．オシロスコープで観測している電圧は 8 mV 程度であり，逆算すると受光強度は 100 nW のオーダーとなる．従って，観測部分にノイズが非常に大きいと予想される．シミュレーション Fig.3.11 では M が大きくなると相対的に観測ノイズへの耐性が悪化する結果が得られていることから，観測ノイズがコントラストに影響を与えている可能性は高い．受光強度が小さいのは，素子の損失が大きいのが原因であると思われる．スターカプラは各導波路の強度差が十分小さくなるように設計を行ったが，これにより損失は増大している．今回の設計では 1 段のスターカプラで 11.5 dB の損失があり，2 段では 23 dB に達する．
2. イメージング時に実際に照射されている照明パターンと画像再構成に使用している照明パターンが異なっている可能性がある．本研究のイメージングでは測定系の都合上事前に照明パターンを取得し，後でイメージングを行うという方法をとっている． $M = 100$ のイメージングでは照明パターン数が多いため，取得開始からイメージングを行うまで 30 分程度の時間がかかっており，その間に光学アライメントの変化などにより照明パターンが変化している可能性がある．測定系を改良してパターンの取得とイメージングを同時に行う方法をとることによりこの影響は軽減できると思われる．
3. Fig.6.23 に示したように照明パターンが完全にランダムではない．反復法による画像再構成は照明パターンがランダムであることを前提としているため，照明パターン平均の不均一性はそのまま再構成画像に反映される．

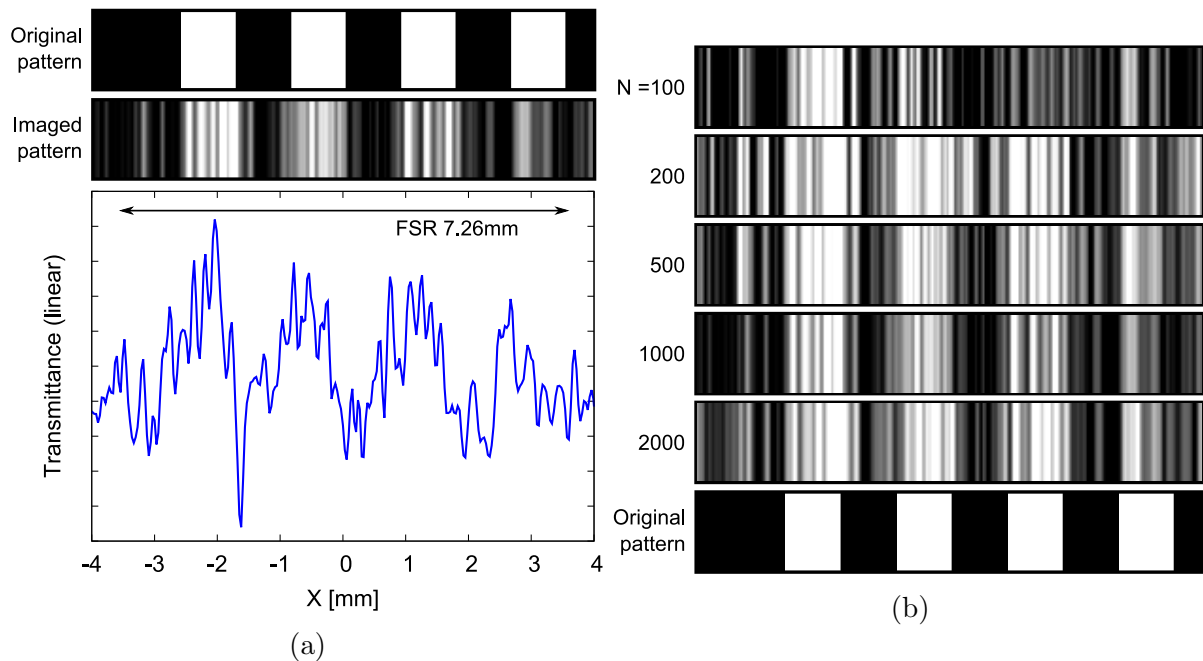


Fig. 6.25: (a) Reconstructed image of binary pattern “01010101” over FSR with $N = 1000$ measurements. (b) Reconstructed image for various N .

6.4.5 応答速度

最後に応答速度の評価を行った．イメージング動作中に得られた APD からの信号の一部を切り出し、フィッティングを行った結果を Fig.6.26 に示す．フィッティング式には応答速度 τ をパラメータとする

$$V = A \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right] + V_0$$

を用い、最小二乗法により $\tau = 7.67 \text{ ns}$ という結果が得られた．Fig.6.26 ではドライバ回路からの出力も重ねてプロットしている．ドライバ回路からの出力過渡応答とフィッティング結果が一致していることから、APD からの信号の応答はドライバ回路により律速されていることが分かる．従って、作製した素子の応答速度は 7.67 ns よりも十分速いことが確認された．本研究では測定系の都合によりパターン切り替え周波数は 1 MHz としているが、この結果は 100 MHz 以上でのイメージングが行えることを示している．

6.5 まとめ

本章では、より優れたイメージング特性を実証するために $M = 100$ 光集積フェーズドアレイを設計、作製した．素子のフットプリントを小さくするために 2 段構成のスターカプラを導入し、 $M = 25$ から規模は 4 倍になっているものの素子サイズは $7 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ と小さく収まった．また導波路幅の広がりを抑えるためにドライエッチングを用いて作製を行った．作製プロセスでは平坦化、コンタクトオープン時にフォトレジストのパターニングを行うことで電極パッド部分のポリイミドを取り除き、ワイヤボンディングの確実性を向上させる手法を導入した． $M = 100$ という規模はこれまで InP 系材料を用いて作製された空間出射型光フェーズドアレイの中では最大である．作製した素子の位相シフトはプラズマエッチングのダメージなどにより $M = 25$ のときよりも多少悪化していたが動作し、ビーム形成の評価では 8.88° の FSR 内で解像点数 80 点が得られることが示された．これは $M = 25$ の測定結果の 10 倍に当たる．また、ゴーストイメージングでも 1 MHz のパターン切り替え速度で 40 点以上に相当する解像度のイメージングに成功した．さ

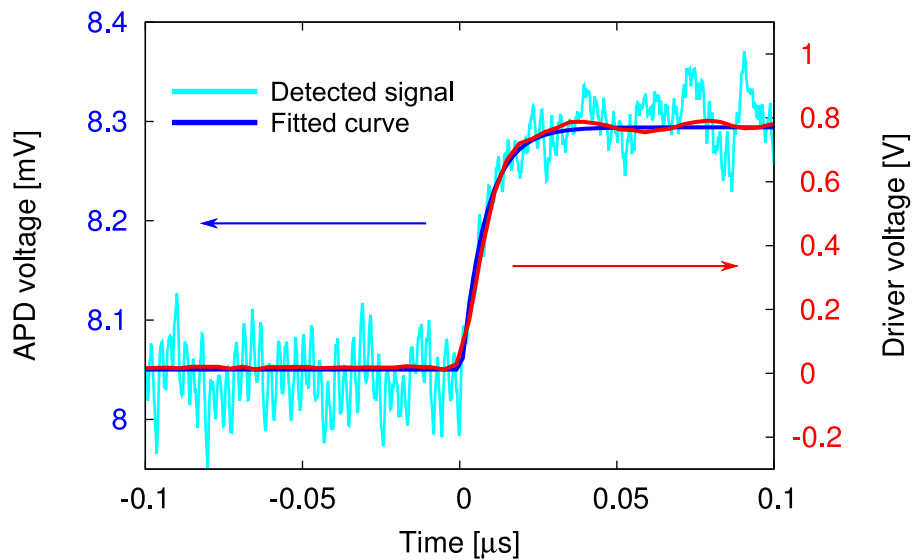


Fig. 6.26: Transient response of the APD and the driver circuit.

らに応答速度に関しても 7.7 ns 以下の応答を示していることが確認された．空間出射型光フェーズドアレイで 10 ns 以下の応答を正確に確認したのは今回が初めてである．イメージング結果はコントラストの優れない例も見られたが，検出した光信号が弱いことや照明パターンのランダム性が不十分であることなどが原因として考えられ，これらは損失を考慮した素子設計，増幅器の集積や測定系の改良により改善できるものと思われる．

第7章 増幅器集積光フェーズドアレイ

前章まで2種類の光集積フェーズドアレイを作製し、イメージングを実証してきたが、出力強度が非常に小さく研究室レベルのイメージングでも鮮明な画像が得られない一要因となっている。設計の最適化などにより損失を減らすことは可能であるが、LIDAR センサなどの実用を想定すると増幅器を集積することが不可欠であると考えられる。本章では、高出力化を目指して行った光増幅器 (SOA, semiconductor optical amplifier) 集積光フェーズドアレイの設計、試作について述べる。なお、本章の内容は第5章、第6章よりも時期的に前に行っているため、作製技術や測定系など未成熟な点があることを注記しておく。

7.1 増幅器集積の意義

外部からレーザ光を入力する光デバイスの出力を上げる方法は2つ存在する。一つは素子への入力光強度を上げること、もう一つは素子内に光増幅器を集積することである。光フェーズドアレイの場合には、いくつかの理由により後者の方が優れている。まず、入力光強度を上げると分岐前の導波路のパワー密度が非常に高くなり、非線形光学現象を引き起こす恐れがある。非線形光学現象には2つの光子を吸収して電子が励起される二光子吸収などがあり、入力強度の二乗に比例して大きな損失を生み出す。一方、分岐後に光増幅器を集積する場合は非線形現象が顕著になるほどパワー密度が上昇しないため、二光子吸収による損失が問題となることはない。

また、一般に光増幅器では一定のパワー密度まで増幅すると飽和して増幅が起こらなくなる。従って、高出力ビームを生成する場合にはレーザ光源から出たビームを拡大して増幅器に通し、飽和パワー密度まで高めてから集光するという方法がとられる。この方法は主発振器出力増幅器 (MOPA, master oscillator power amplifier) と呼ばれ、半導体でも導波路をテーパ構造で広げながら増幅を行って1 W 以上の出力を得た素子が報告されている [25]。Fig.7.1 で示したように、MOPA と、レーザや SOA を集積した光フェーズドアレイの構造を比べてみると、導波路を広げているか分岐しているか以外は同等であることに気づく。分岐しても全体のモード断面積が広がることには変わらないため、分岐後に SOA を配置した光フェーズドアレイは MOPA 構造であるといえる。このことから、分岐した先で増幅する方法は大変理にかなっているといえる。先行研

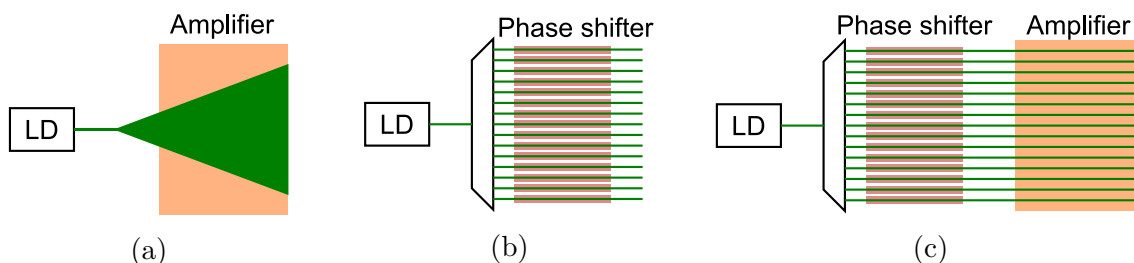


Fig. 7.1: (a) MOPA structure. (b) Optical phased array structure. (c) Optical phased array integrated with SOA.

究としても、SOA などのディスクリット部品を組み合わせてアレイ数 6 の MOPA 構造光フェーズドアレイを構成し、400 mW の出力でビーム偏向を行った例や [88]、ファイバ増幅器で増幅された 3 本のビームの位相を制御して出力し、フェーズドアレイ構成で数十 W の出力を得た例が報告されている [89]。後者のように光ファイバを用いた研究ではそれぞれのファイバの相対位相を一定に保つことに主眼が置かれており、その技術をコヒーレントビーム結合 (CBC, coherent beam combining) と呼んでいる。しかし、本質的には CBC と MOPA は同様の目的、原理の技術である。

7.2 設計

7.2.1 増幅器

SOA は、コアに利得媒質、すなわちバンドギャップエネルギーが入力光フォトンエネルギーと同程度の材料を導入し、電流注入を行うことで実現できる。利得媒質を含む層は活性層と呼ばれる。一方、誘導放出と光吸収はフォトンと電子の共振であるという点で同じ現象であり、電子が少ない、すなわち電流注入されていない領域では光の吸収が起こる。従って、SOA を増幅した集積素子を作製する場合の方針は 2 種類考えられる。

- SOA 部分とその他の部分で異なる層構造の基板を作製する。
- 全領域に活性層を導入し、全ての導波路で電流注入を行う。

前者はアクティブ・パッシブ集積と呼ばれ、バットジョイント法やオフセット量子井戸法など様々な手法が用いられるが、いずれもエッチングなどのプロセス後に結晶成長を行う再成長が必要となる。今回は、作製プロセスを容易にするために後者の方針をとることとした。

作製に使用したエピタキシャル基板の層構造を Fig.7.2 に示す。活性層は InGaAsP/InGaAsP 多重量子井戸で、厚さ 8 nm の井戸層が 8 nm のバリア層に挟まれて 7 層形成されている。組成は PL(photoluminescence) のピークが 1540 nm となるように調整されている。量子井戸活性層では面内方向と垂直方向のポテンシャルに異方性が生じ、バルク材料では Γ 点で縮退している軽い正孔と重い正孔の準位が分かれる。格子整合がとれている状態では重い正孔と電子間のバンドギャップが軽い正孔よりも小さくなっているため、電流注入を行うと重い正孔を介在する光放出が支配

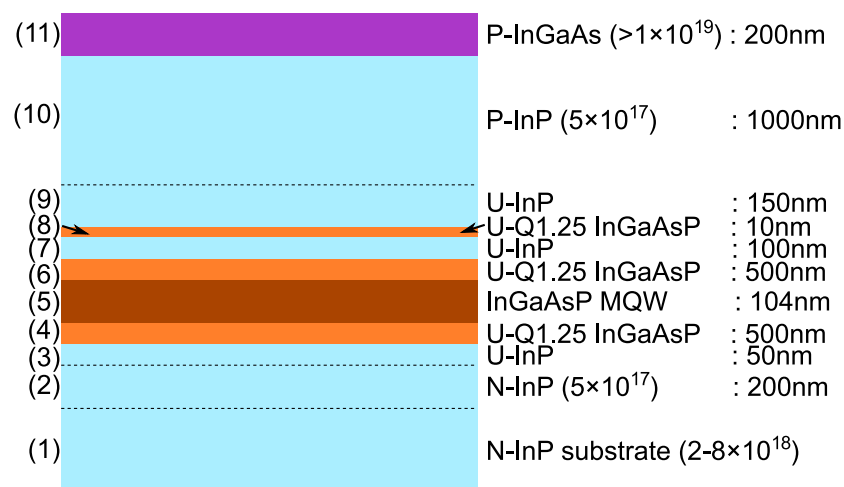


Fig. 7.2: Layer structure of epitaxial wafer used for fabrication. Thickness is not scaled.

的に起こる．波動関数の非対称性から重い正孔は TE モード，軽い正孔は TM モードの光子を放出するため，結果的に TE モードの利得が TM モードよりも高くなる．そして，井戸層の格子定数をずらして歪みを加えることによって 2 つの正孔準位の位置関係は変化し，圧縮歪みを加える，すなわち井戸層の格子定数を大きくすると正孔準位間のスプリットは大きくなり，引っ張り歪みを加える，すなわち井戸層の格子定数を小さくするとスプリットは小さくなる．今回の基板では 0.4% の圧縮歪みが加えられているため，重い正孔と軽い正孔のスプリットがより大きくなり，利得差が増大している．量子井戸層の上下には厚さ 100 nm の Q1.25 InGaAsP 層が存在しており，量子井戸と合わせてコア厚さを 300 nm とすることで光が伝搬できるようになっている．このように，量子井戸層に電子を閉じ込めて効率よく利得を生み出し，両側のバルク層を含めて光の閉じ込めを行う構造は SCH(separate confinement heterostructure) と呼ばれる．

今回と同じ構造の InGaAsP/InGaAsP 多重量子井戸を使用した先行研究では，トランスペアレント電流密度，すなわち入力光が増幅も減衰もされない場合の電流密度は 1.28 kA/cm^2 と測定されている [90]．また，完全に同じ構造ではないが InGaAs/InGaAsP 量子井戸を使用した素子では，幅 $1.5 \text{ }\mu\text{m}$ ，長さ $660 \text{ }\mu\text{m}$ の SOA に 200 mA の電流 (20 kA/cm^2) を流して 14 dBm(25 mW) の飽和出力を得ている [91]．

導波路の形成にはドライエッチングを使用した．SOA などのアクティブ素子はプラズマのダメージが大きな影響を及ぼすため，InGaAsP 層の 150 nm 手前までをエッチングする導波路構造とした．

7.2.2 素子のレイアウト

全領域が SOA となっていることを除けば，素子のレイアウトは第 5 章の $M = 25$ 光フェーズドアレイとほぼ同じである．従って，導波路本数は 25 本であり，各導波路出力が 10 mW まで増幅されるとすれば全体の出力は 250 mW となる．2.2.3 節で述べたようにキャリア効果の効率はバンドギャップ付近の波長で最大となることから，効率の良いキャリア効果を期待して位相シフタの長さは $400 \text{ }\mu\text{m}$ と短くしている．

SOA を含む素子では，素子端面で反射が起こって発振することを防ぐために入出力導波路を劈開面から傾けておくことが行われる．このような反射を含む電磁波現象の数値解析には BPM は使用できず，FDTD(finite-difference time-domain) 法を使用することが多い．FDTD 法はマクスウェル方程式を空間，時間方向に差分化して直接解く方法であり，計算コストは大きいがあらゆる電磁界現象を含んだ解析が行える強力な方法である．2 次元 FDTD 法によって，導波路の傾き角と反射して導波路に結合する強度の関係をシミュレーションした結果を Fig.7.3 に示す．計算結果に基づいて，十分反射率が小さくなる傾き角として 7° を設計値とした．なお，シミュレーションには Lumerical 社の FDTD Solutions を使用した．

設計したフォトマスクパターンを Fig.7.4 に示す．全ての導波路領域に電流注入を行う必要があり，さらに位相シフタ部分は個別に制御する必要性から，2 層配線を採用した．1 層目の配線が位相シフタ以外の部分に当たり，2 層目の位相シフタの配線は 1 層目の配線上に形成された絶縁層をまたいで行われる．位相シフタ以外の電極は入力部 (プリアンプ)，中間部，出力部 (ブースターアンプ) に分かれており，独立して増幅器動作が可能となっている．図では見えないが，スターカプラ上にも電極は配置されている．詳しくは後述するが，スターカプラパターンのマスクはコンタクトオープンで使用する．

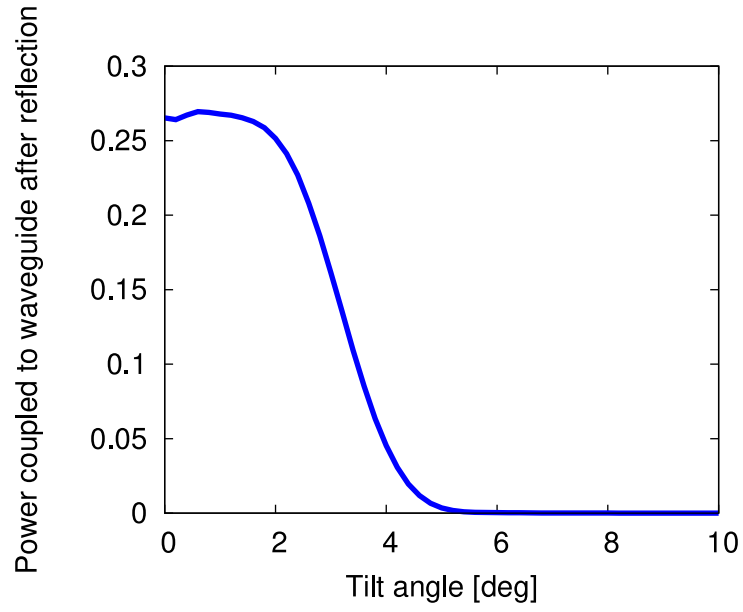


Fig. 7.3: Power coupled to the waveguide after reflection at the edge of the device. Calculated by 2D-FDTD.

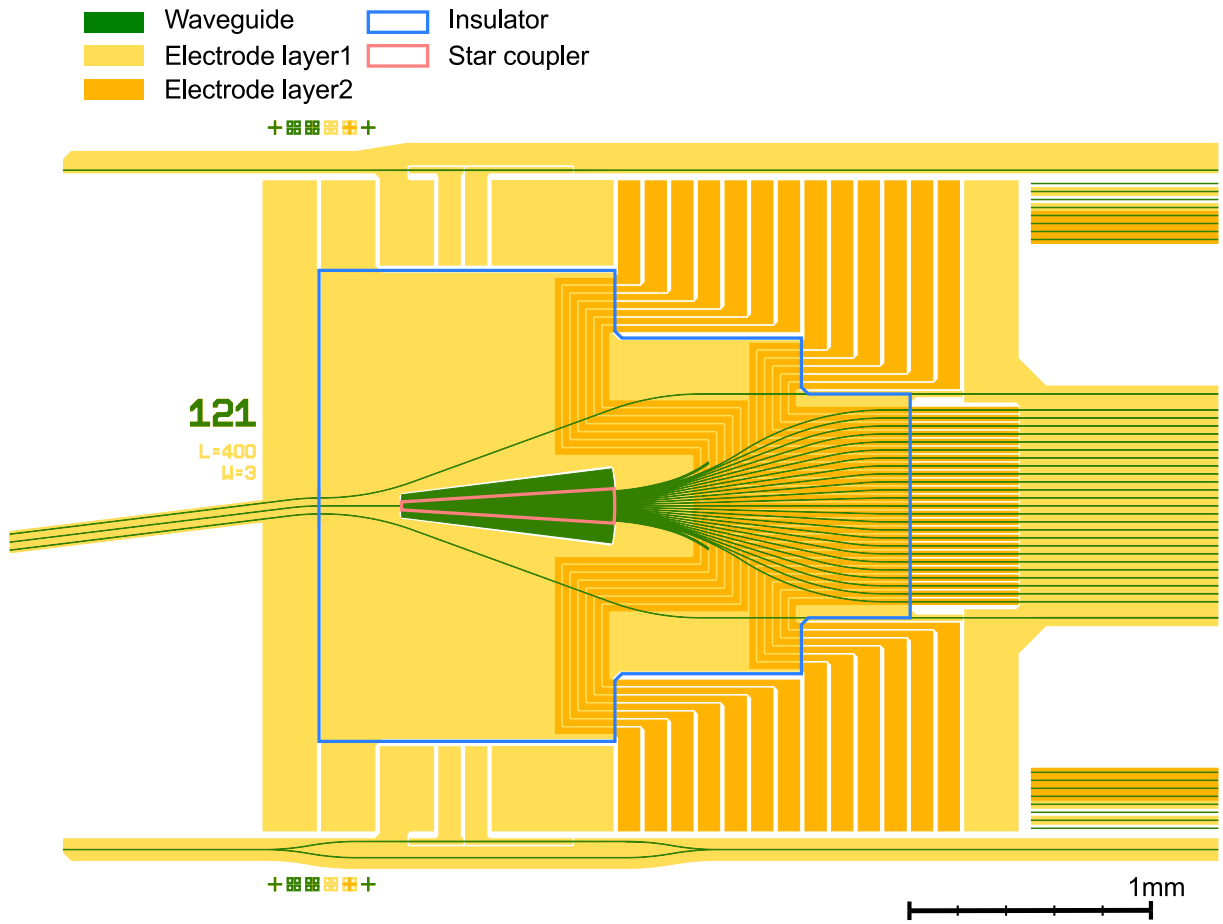


Fig. 7.4: Designed photomask pattern of SOA integrated optical phased array.

7.3 素子の作製

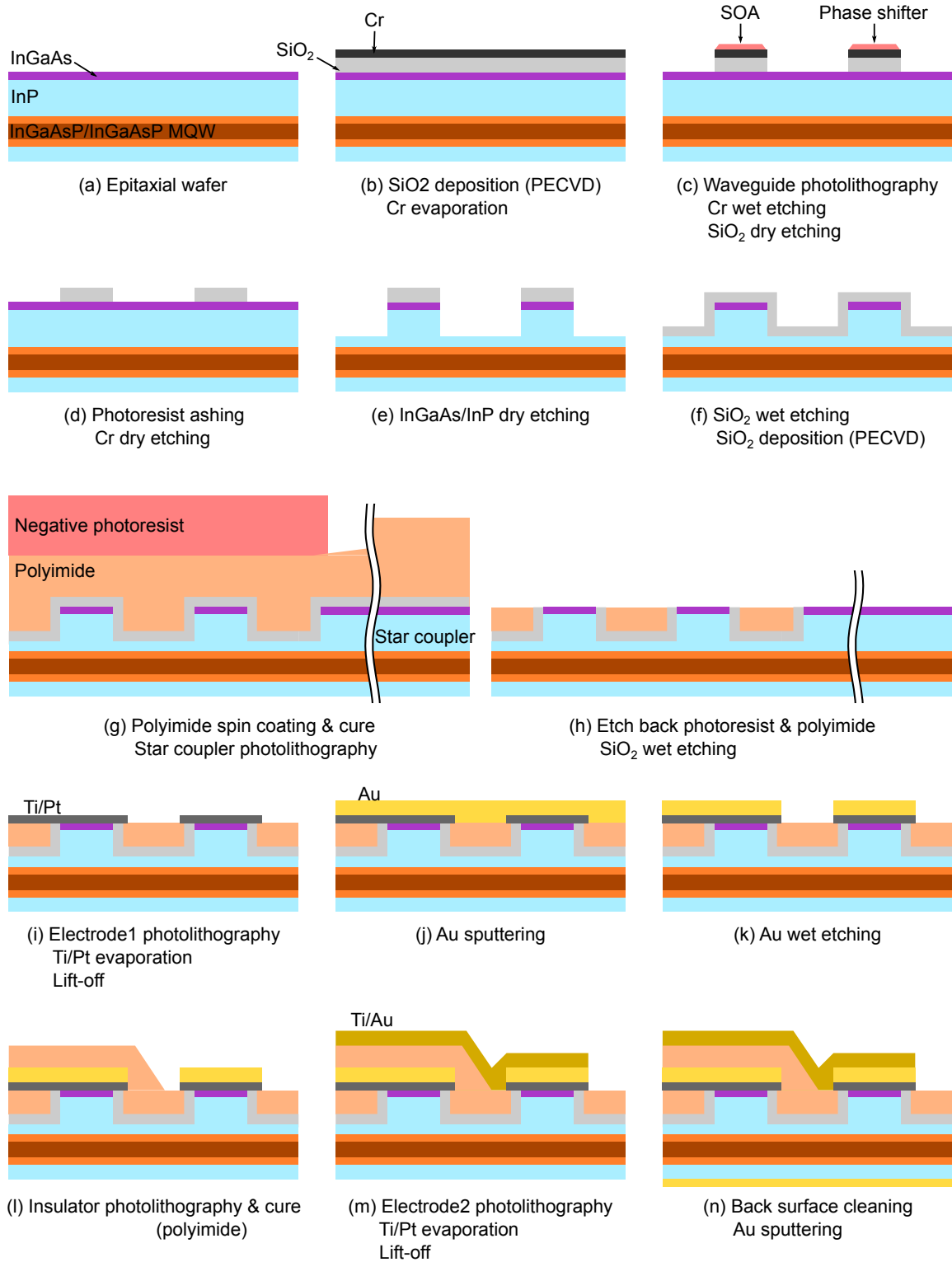


Fig. 7.5: Process chart of SOA integrated optical phased array.

設計した SOA 集積光フェーズドアレイの作製手順を Fig.7.5 に示す．大まかな流れは次のようになっている．

1. 導波路の形成：(a)～(f)
2. コンタクトオープン：(g), (h)
3. 電極形成：(i)～(n)

7.3.1 導波路形成

導波路形成プロセスは大部分が $M = 100$ 光フェーズドアレイと同様である．

- (a) エピタキシャル基板を 1/6 に劈開して使用した．
- (b) SiO_2 , Cr の成膜を行った． SiO_2 は PECVD により 160°C で堆積し，エリプソメータにより膜厚は 242～248 nm と計測された．Cr は電子ビーム蒸着により 0.05 nm/s のレートで蒸着し，水晶振動子膜厚計の読みで 30 nm 堆積した．
- (c) 導波路パターンのマスクによりフォトリソグラフィを行い，硝酸と硝酸セリウム (IV) アンモニウムにより Cr をウェットエッチングした．エッチング時間はおよそ 35 秒である． SiO_2 のドライエッチングは CHF_3 と Ar により行い，16 分間でエッチングが完了したことを確認した．
- (d) ドライエッチングチャンバーをクリーニングせずにそのまま O_2 プラズマで 5 分間フォトレジストをアッシングしたところ，フォトレジストと同時に Cr 膜も除去された． $M = 100$ のときには Cr は O_2 プラズマで取り除けなかったが，チャンバークリーニングを行わなかったことで内部にフッ素系の物質が残っており作用したと思われる．
- (e) CH_4/H_2 と O_2 のサイクルドライエッチングにより InGaAs, InP をエッチングして導波路構造を形成した．今回は全領域に電流注入をするため InGaAs 層を除去すべき導波路は存在せず，2 段階に分けて InP エッチングをする必要はない．段差計で高さを計測しながら $8 + 7 + 2.5 = 17.5$ サイクルエッチングを行った．各エッチング回の終わりには 5 分間の O_2 クリーニングを行っている．
- (f) BHF により SiO_2 マスクを除去し，導波路の段差を計測したところ，SCH 層の上部 78 nm までエッチングが進んでいることを確認した．同時に InP エッチング前には 176 nm あった SiO_2 膜厚が 84 nm まで減少していることが分かった．今回は SiO_2 を 160° の低温で成膜しているためエッチングに対する耐性が低かった可能性がある．その後全体をパッシベーションするために PECVD で SiO_2 を成膜した． 160°C でおよそ 300 nm 堆積した．

7.3.2 コンタクトオープン

- (g) 平坦化とコンタクトオープンのためにポリイミド (PW-1230) をスピンコートし，RTA により窒素雰囲気下で 320°C 60 分間のキュアを行った．スピンコーティングでは，導波路のような細い構造は平坦化できるが，スターカプラのような広い構造上の膜厚は導波路のない部分とほぼ等しくなる．そのため，このままエッチバックを行いスターカプラ上部をコンタク

トオープンしようとするとはほとんど全てのポリイミドが取り去られて意味を成さなくなってしまう。今回の素子ではスターカプラ部分にも電流注入を行う必要があるため、スターカプラのフォトマスクを使用してフォトレジストをパターニングすることで相対的にスターカプラ部分の膜厚を薄くすることとした。フォトレジストにはネガレジストの AZ5214E を使用した。

- (h) O_2/CHF_3 プラズマによりエッチバックを進めた。経過の写真を Fig.7.6 に示す。5 分間のエッチングで (3) のようにまずスターカプラ部分の SiO_2 が露出し、続いて (4) のように導波路部分で露出し始めた。しかし (4) でも分かるようにスターカプラの出力部分は導波路が密集しているため導波路上のポリイミドが厚く、残ったままであった。そこで、7 分 15 秒エッチングしたところで (g) のフォトリソグラフィをずらしてもう一度行い、スターカプラとその出力部分以外に AZ5214E をパターニングした。パターニング直後が (5) の写真であり、その後 1 分間エッチングを加えた。残ったフォトレジストはアセトンで取り除き、BHF で SiO_2 を 30 秒間ウェットエッチングしてコンタクトオープンした。

7.3.3 電極形成

今回の作製では、1 層目の電極形成に Ti/Pt/Au 電極を使用し、Ti/Pt は電子ビーム蒸着とリフトオフ、Au は DC スパッタリングとウェットエッチングによりパターン形成を行った。このような手順を踏んだのは、電子ビーム蒸着により成膜した Au には Fig.7.7(a) のように大きな凹凸が存在し、2 層配線の層間絶縁が困難であったためである。図中には直径 $4\ \mu m$ の Au 粒子が付着して

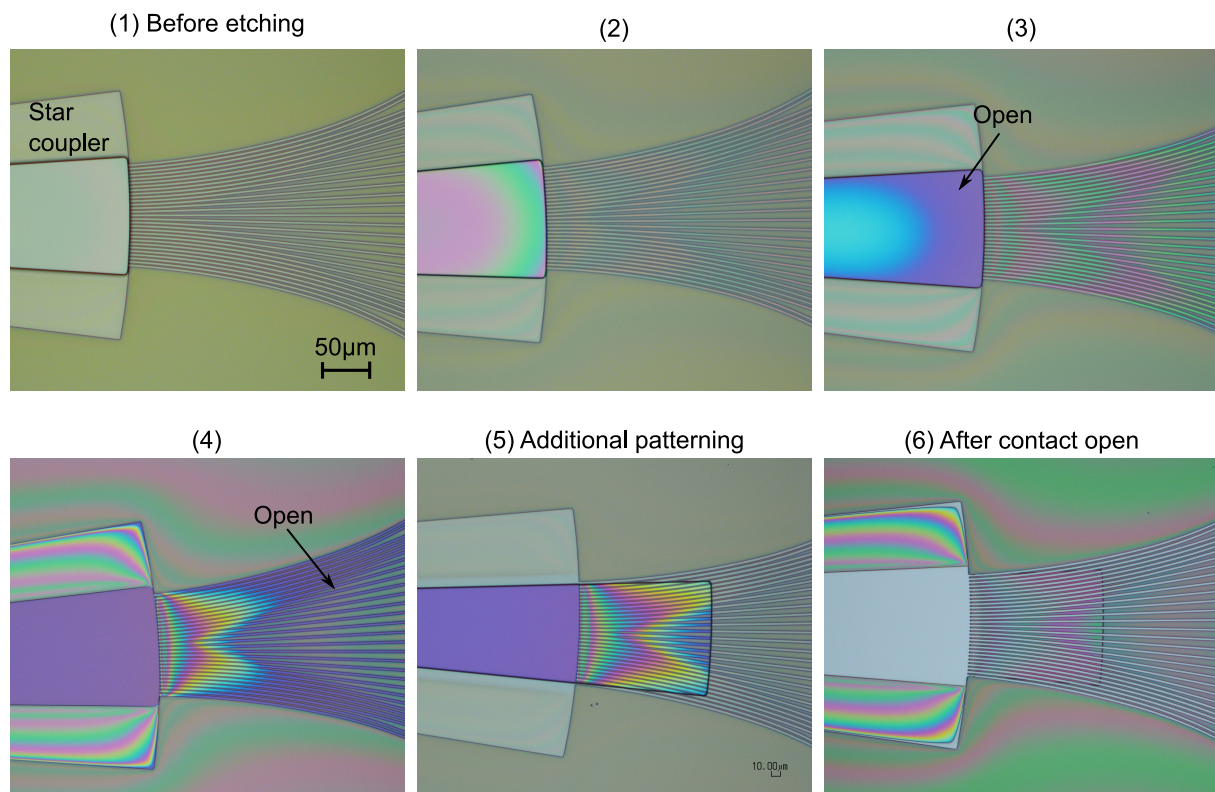


Fig. 7.6: Microscope images during etchback process.

いる。このような大きな凹凸は、PECVD などによる絶縁膜形成では覆うことができるが、その後のレジストのスパインコートで凹凸を覆うことができず、エッチングにさらされて絶縁できなくなってしまう。実際、電子ビーム蒸着で形成した電極を以下に示す方法で層間絶縁することを試みたが、いずれも高い確率で1層目と2層目が導通し失敗した。

- PECVD により SiO_2 を成膜，絶縁層フォトリソマスクでレジストパターニングを行い， CHF_3/Ar プラズマでドライエッチング
- RF スパッタリングで SiO_2 を成膜，絶縁層フォトリソマスクでレジストパターニングを行い，BHF でウェットエッチング
- 感光性ポリイミド (PW-1230) を用い，絶縁層フォトリソマスクでパターニング，キュア

一方，DC スパッタリングにより成膜した Au は Fig.7.7(b) のようになり，凹凸は大きく見積もっても 500 nm 未満であるため絶縁層の形成が容易であった。

- (i) ネガレジストの AZ5200NJ を使用して1層目電極パターンのフォトリソグラフィを行い，続いて Ti/Pt を電子ビーム蒸着により成膜した。Au はスパッタリングを使用した，研究室の設備上の理由から Ti をスパッタリングで成膜できなかったため，電子ビーム蒸着を使用している。Pt を Ti の上に続けて成膜しているのは大気中に出したときに Ti が酸化するのを防ぐためである。なお，Ti/Pt/Au 電極も良好な電気特性を持つことが知られている [82]。Ti, Pt はいずれも $\pm 30^\circ$, 0° からそれぞれ水晶振動子膜厚計の読みで 10 nm ずつ堆積した。成膜レートはいずれも 0.05 nm/s であった。さらに基板をアセトンに付けてリフトオフを行い，Ti/Pt 電極パターンを形成した。
- (j) リフトオフ後のサンプルを 120°C で4分間ベークし，よく乾燥させた。そして DC スパッタリングにより Au の成膜を行った。5分間の成膜を2回行い，膜厚はおおよそ 300 nm である。なお，予備実験では乾燥を行わず成膜を行ったところ後のアニーリングで気泡が生じた。
- (k) ポジレジストの TSMR8900 を使用して1層目電極パターンのフォトリソグラフィを行い，ウェットエッチングにより Au をエッチングした。純水 50 mL に固体のヨウ素を 0.5 g，ヨウ化カリウムを 2 g 加え， 50°C で攪拌しながら溶解させエッチャントを調製した。エッチ

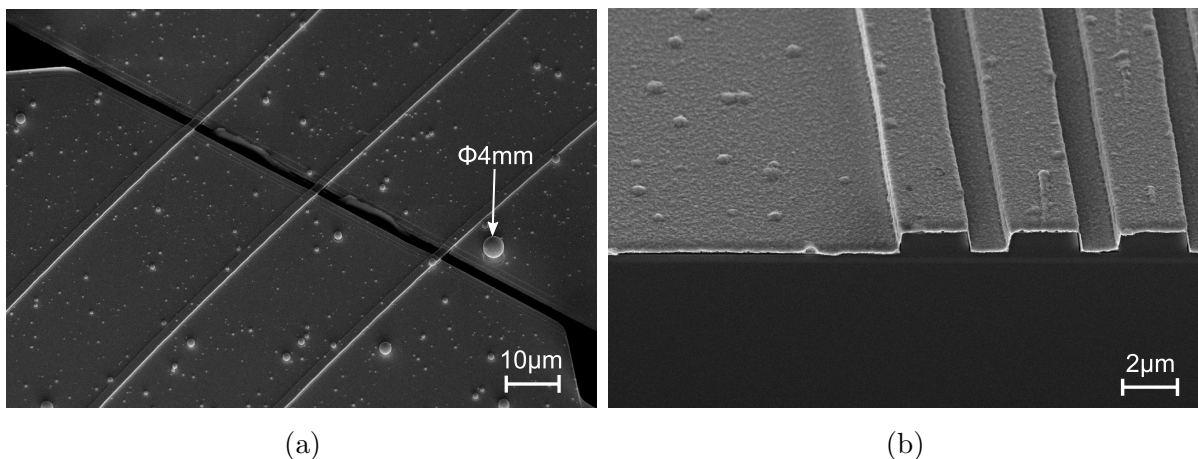


Fig. 7.7: SEM images of Au electrode by (a) EB evaporation, and (b) DC sputtering.

ングは 50°C で 75 秒間行い，表面の金色がなくなったところで終了した．レジスト下部まで 3 μm 程度エッチングが進んでいたが，配線パターンには影響がなかった．電極形成後には 320°C で 1 分間のアニーリングを行った．さらに，裏面に DC スパッタリングで Au 電極を成膜し，電流電圧特性を測定することで 1 層目電極の導通がとれていることを確認した．

- (l) ポリイミドにより層間絶縁膜を形成した．感光性ポリイミド PW-1230 をスピンコートし，層間絶縁膜のフォトマスクでリソグラフィを行った．その後 320°C でキュアを行った．
- (m) 2 層目の Ti/Au 電極を電子ビーム蒸着とリフトオフにより形成した．フォトレジストには AZ5200NJ を使用した．Ti/Au とともに $\pm 30^\circ$, 0° から蒸着を行い，Ti はそれぞれの角度で 10 nm，Au は 200 nm ずつ堆積した．
- (n) 表面電極形成後には，裏面に付着したレジストなどの有機物を O_2/CHF_3 プラズマにより除去した後，DC プラズマで Au 電極を 5 分間成膜した．最後に 320°C で 1 分間アニーリングを行った．

Fig.7.8 に完成した素子の光学顕微鏡写真，Fig.7.9 に導波路断面の SEM 像を示す．Fig.7.9(a)～(c) は硫酸，過酸化水素により 3 秒程度ステインエッチングを行っている．Fig.7.9(a), (b) はそれぞれ SOA，位相シフト部分の導波路であり，ポリイミドにより平坦化がなされて，Ti/Pt/Au および Ti/Au 電極によりコンタクトがとれていることが分かる．導波路幅は下端では 2.0 μm ，上端では 1.6 μm であった．InP のドライエッチング中に SiO_2 が薄くなる現象が見られたが，その過程で徐々にマスク幅が狭まって導波路が垂直でなくなったとみられる．Fig.7.9(c) は層間絶縁膜のポリイミドに覆われた SOA 部分で，平坦な Au 電極を採用したため確実に絶縁が行われているこ

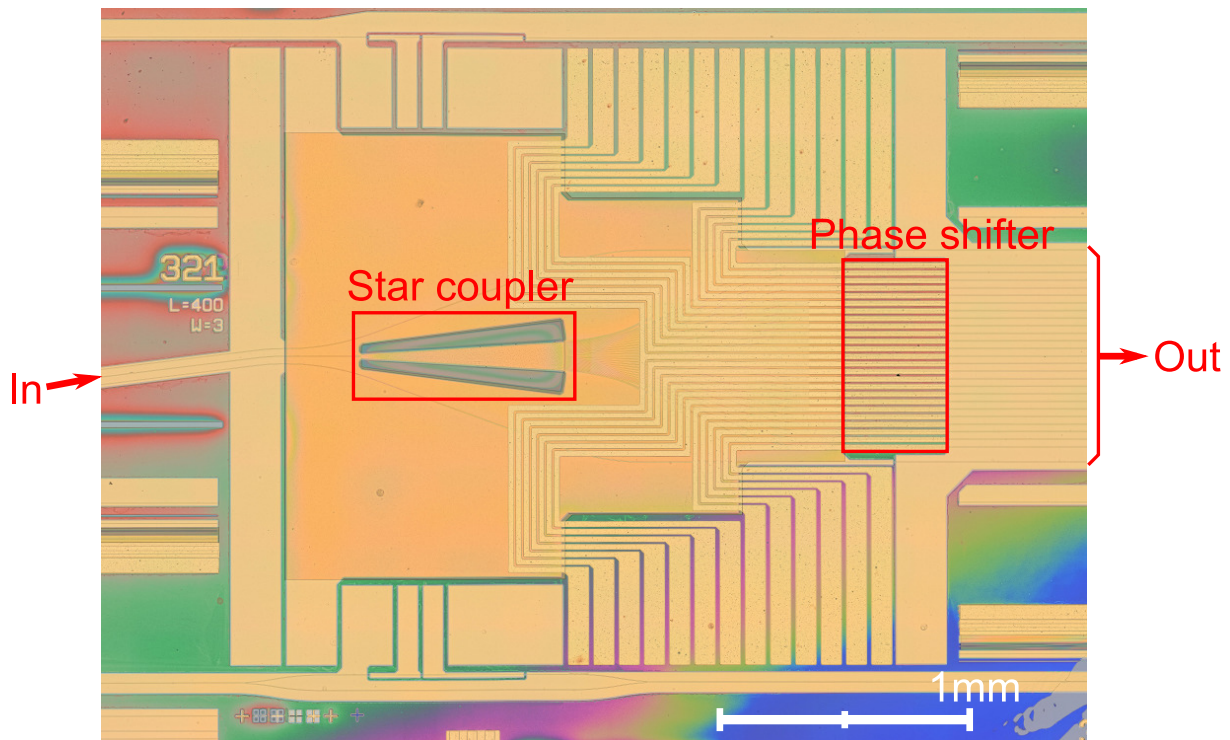


Fig. 7.8: Microscope image of the fabricated device.

とを示している. Fig.7.9(d) は2層配線部分であり, 2層目の電極が劈開面に沿って割れていないためやや分かりにくい, ポリイミドによって絶縁された2層配線が確実に行われてたことを示している.

作製された基板はこれまでと同様各素子に劈開し, チップキャリア上に固定してチップキャリア-素子間, PCB-チップキャリア間のワイヤボンディングを行った.

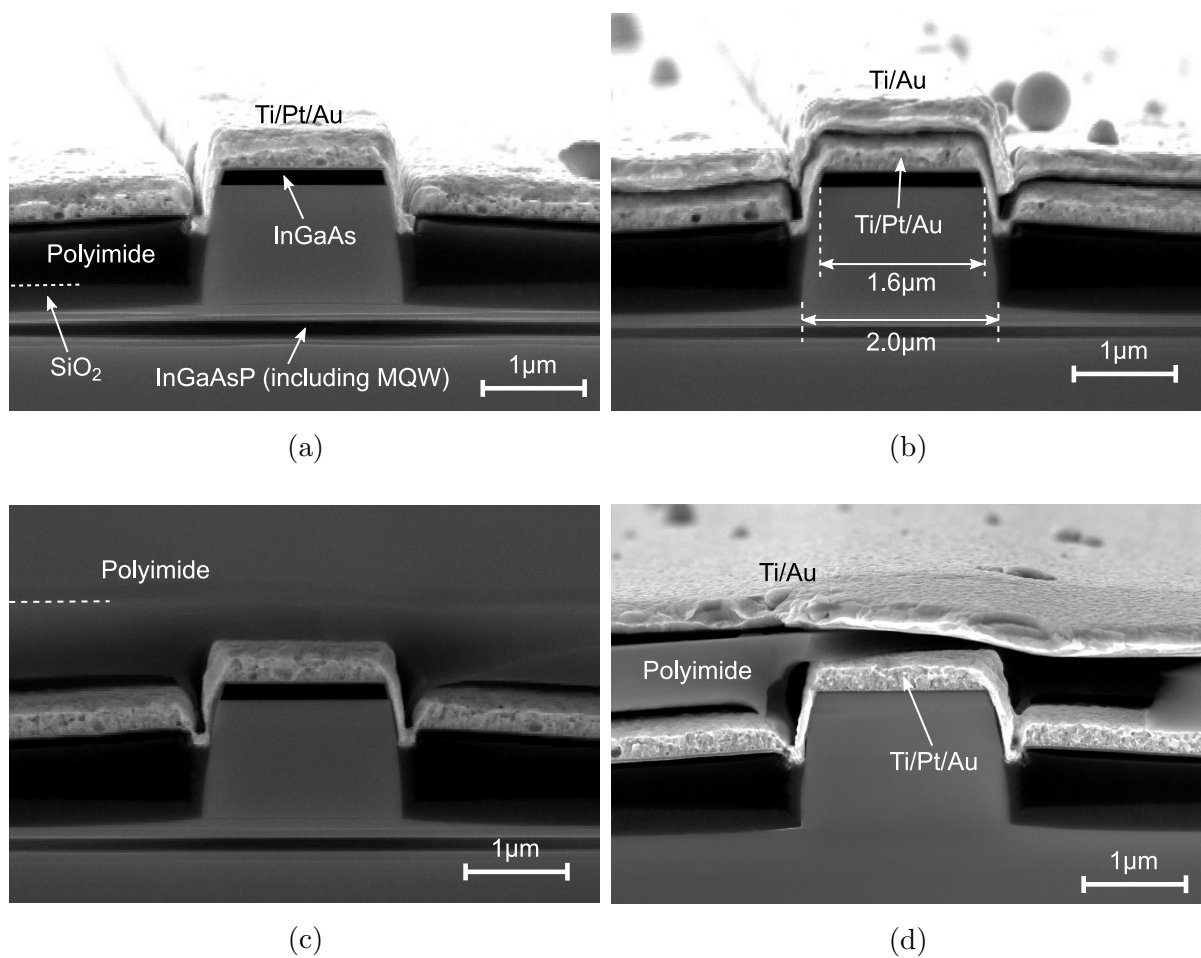


Fig. 7.9: SEM images of waveguide crosssections at (a) SOA, (b) phase shifter, (c) SOA covered with insulator, (d) double-layered wiring.

7.4 評価

7.4.1 電流電圧特性

初めに、位相シフタおよび SOA の電流電圧特性を評価した。25 本の位相シフタの電流電圧特性を Fig.7.10(a) に示す。今回作製した素子では Au の厚さが比較的薄かったため配線抵抗の影響が大きく、配線長さの差によって曲線が二つに分かれていることが分かる。また、低電圧領域でリーク電流が存在している。これは、位相シフタのすぐ両側に SOA の広い電極があり、InGaAs 層を通じて一部の電流が流れているためだと思われる。両側の SOA もダイオード特性を示すはずだが、位相シフタの 100 倍以上のコンタクト面積があるため低電圧でもよく電流が流れる。これらの影響を除けば均一なダイオード特性が得られており、確実に二層配線を行えていることを示している。

位相シフタ以外の SOA などの電極に関してもダイオード特性が得られている。Fig.7.10(b) には 1 層目の電極パターンで配線が行われた電極について、コンタクト面積と 1 V を印加したときの電流の関係をプロットしている。概ね比例関係になっていることから、大面積の SOA 部分もコンタクトがとれていることが分かる。

7.4.2 増幅特性

増幅特性を評価するために、ダミー導波路の両側にテーパファイバを結合してレーザ光を入力し、電流注入による出力強度の変化を測定した。今回は圧縮歪み MQW を用いているため増幅、吸収特性は TE, TM モードで大きく異なる。そのため入力部に偏波コントローラを接続し、偏波を変えて測定を行った。測定系では通常のシングルモードファイバを使用しているため、光ファイバ内で偏波状態は変化する。そのため、テーパファイバの手前に設置した偏波コントローラの実出力偏波と素子に入力される偏波は異なっている。本素子では、電流注入を行わないときに出力強度が最も弱くなる、すなわち吸収が最も大きい入力偏波を TE モード、最も小さい入力偏波を TM モードと定義して測定を行った。また、電流注入を行うと出力には自然放出光 (ASE, amplified

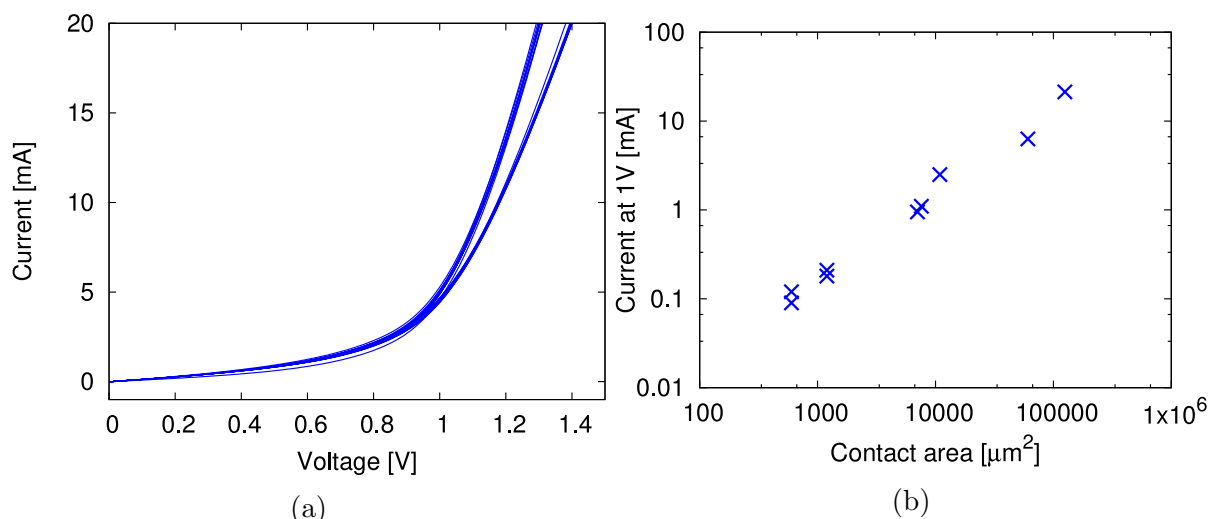


Fig. 7.10: (a) I-V characteristics of 25 phase shifters. (b) Measured current at applied voltage of 1V for electrodes with different contact areas.

spontaneous emission) 成分が含まれるが、本測定ではスペクトラムアナライザーにより 1550 nm 付近の波長のみの強度を測定している。

電流を流さなかった場合、および 900 A/cm^2 の電流を印加した場合の出力強度の偏波依存性を Fig.7.11(a) に示す。電流の有無によらず、TE モードと TM モードの出力強度比はほぼ一定であり、電流密度を 5 kA/cm^2 程度まで上げてこの傾向に変化は見られなかった。一方、本素子と同様の層構造を利用して作製された SOA の評価結果を Fig.7.11(b) に示す。こちらでは 900 mA/cm^2 で TE モードの出力強度がかなり大きくなっており、TM モードと同程度になっている。この結果から、作製した素子の増幅器部分は予想通りに動作していないことが分かった。

増幅器が動作していない原因を探るためにいくつかの測定を行った。まず、レーザ光を入力せ

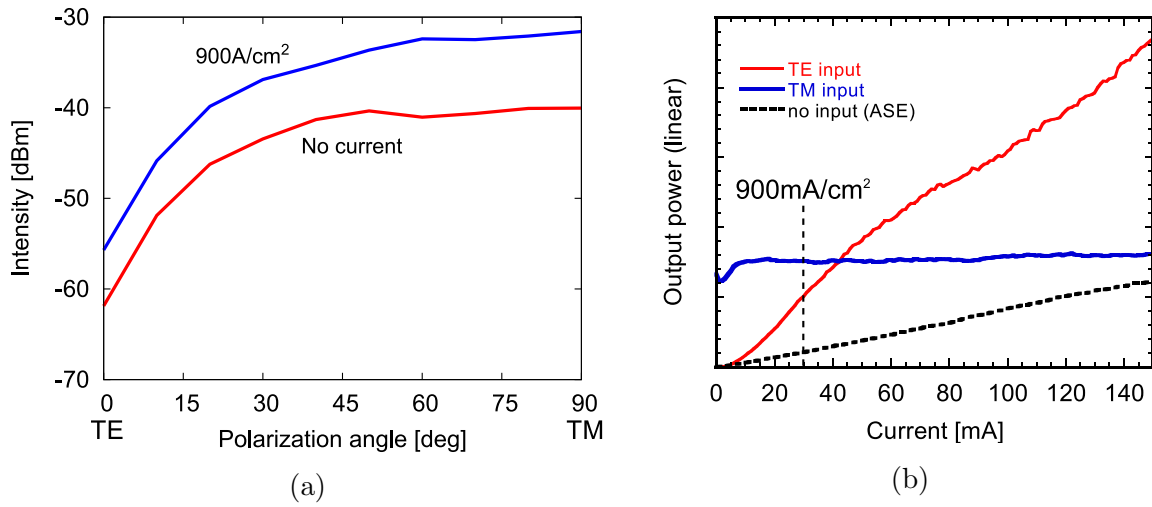


Fig. 7.11: (a) Output power from a waveguide with and without current injection for different polarization angles. (b) Measured power from SOA fabricated with same epitaxial structure of wafer [90].

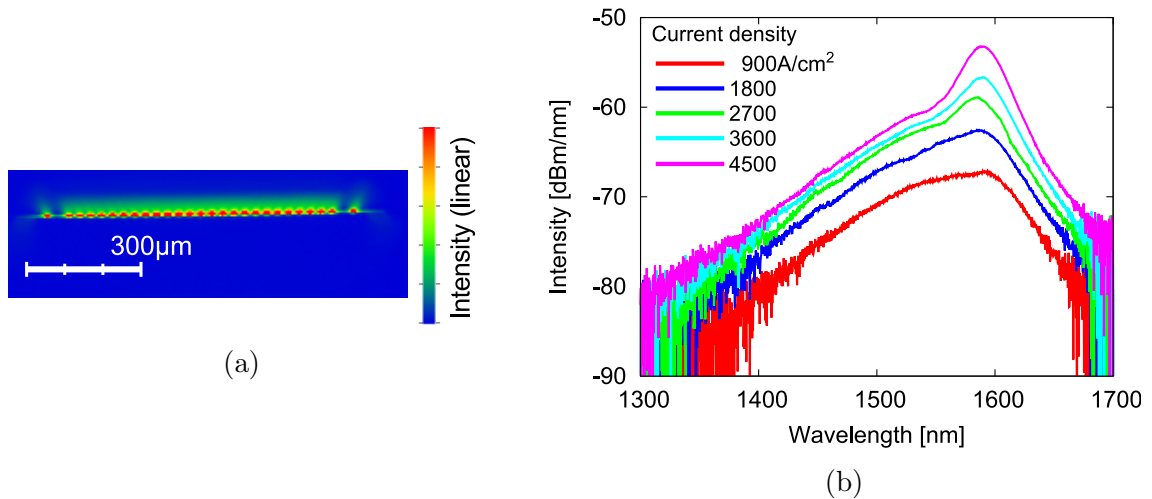


Fig. 7.12: (a) NFP of device output with current injection to the booster amplifier. (b) ASE spectrum from output for different current density.

ずに電流注入のみを行い、ASEの評価を行った。ブースターアンプ部分に20 mAの電流注入を行い、光フェーズドアレイ素子出力のNFPを観測した結果をFig.7.12(a)に示す。全ての導波路からASE光が等しい強度で出力されており、電流注入が均等に行われていることを示している。また、ダミー導波路に電流注入を行った場合に出射端から観測されたASEスペクトルをFig.7.12(b)に示す。電流密度が大きくなったときのピークは1590 nm付近にあるものの、おおよそMQW構造通りの発光スペクトルが得られた。さらに、1030 nmの励起光を対物レンズで集光して基板に入射し、PL発光スペクトルを測定した。プロセスを行っていないエピタキシャル基板と作製後の素子の導波路のない部分におけるPLスペクトルをFig.7.13に示す。作製後素子のスペクトルが数nm長波長側にシフトしている可能性はあるものの、ほぼ同一のスペクトルが得られた。ASEとPLの評価から、作製プロセスにより量子井戸構造自体が大きく破壊された訳ではないことが確認された。

次に、損失の少ないTMモードを入力し、マッハツェンダ干渉計に付けられた長さ400 μm の位相シフタ部分のみに電流を注入して位相シフト特性を評価した。注入電流と出力強度の関係をFig.7.14に示す。およそ20 mAの電流注入により 2π の位相シフトが起こっていることが分かるが、ウェットエッチングで作製した $M = 25$ の素子では6 mAであったことを考えると特性はそれほど優れていない。今回の素子はバンドギャップ付近の波長を入力しているため原理的には位相シフト特性はこれまでの素子よりも優れているはずである。位相シフト特性が悪かったのは $M = 100$ 素子と同様にプラズマによるダメージの可能性が大きい。GaAs系の材料では、145 nmのGaAsによって保護された量子井戸が O_2 アッシングによりダメージを受け、PL強度が著しく悪化した報告がある[92]。今回の素子はMQWから178 nmのところまでエッチングしており、クリーニングなどで頻繁に O_2 アッシングを行っていたためプラズマのダメージを受けている可能性がある。これによって位相シフト特性と同様に増幅特性も悪化していると考えられる。

プラズマのダメージによる影響を抑える方策としては、まずエッチング深さを浅くすることが考えられる。しかしエッチングを浅くすると光の閉じ込めが弱くなるため曲げ導波路などでは不利であることから、アクティブ・パッシブ集積を行い、パッシブ導波路の部分のみ深くまでエッチングする方法が必要となる。他には、水素雰囲気下でアニーリングを行ったり水素プラズマを作用させることで非発光再結合中心をパッシベーションして特性が回復することも知られて

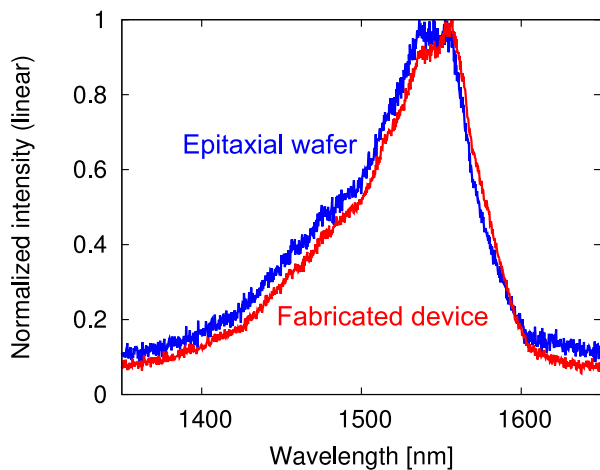


Fig. 7.13: PL spectra of epitaxial wafer and fabricated device.

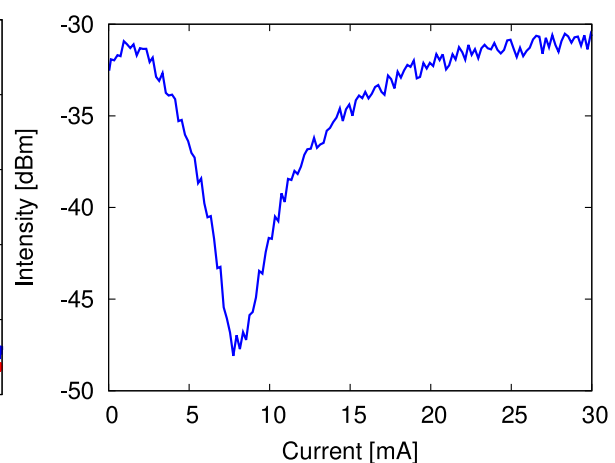


Fig. 7.14: Output power from MZI with 400 μm -long phase shifter.

おり [93], このような表面処理を行うことも一つの方法である。

増幅特性は得られなかったものの, TM モードにおいては損失があまり大きくないため今後は TM モードで動作する光フェーズドアレイ素子として評価を行っていく. 入力光の波長は, できるだけ損失の小さい長波長を選択し, 1570nm としている.

7.4.3 FFP 観測, イメージング

作製した素子の光フェーズドアレイとしての動作を評価するために, キャリブレーションを行ってビームを形成し, ビームスキニングによるイメージングを行った. イメージング系は基本的に $M = 25$ 光フェーズドアレイの測定系と同様であるが, シリンドリカルレンズは使用していない. また, PD の増幅器には簡易的なトランスインピーダンス増幅器を設計して使用した. キャリブレーション後の FFP の一例を Fig.7.15 に示す. シリンドリカルレンズを使用していないためパターンは y 方向に伸びているが, ビームが形成されていることが分かる. FSR は FFP2 面で $2.0 \text{ mm}(2.96^\circ)$, ビームの半値幅は $93 \mu\text{m}(0.14^\circ)$ であり, 解像点数は 21 であった. また, キャリブレーションにおける印加電圧範囲は $0 \sim 1.6 \text{ V}$, 電流は $0 \sim 30 \text{ mA}$ であり, 平均消費電力は 220 mW となっている.

FSR 全体に $90 \mu\text{m}$ 間隔で 23 点のビーム形成を行い, 掃引することでイメージングを行った. 1 mm 周期の縞状バイナリパターンをイメージングした結果を Fig.7.16 に示す. ここでは PD からの時間応答をそのまま画像としており, 横軸はビームの中心位置を表している. ビームの半値幅が $93 \mu\text{m}$, スキニング時のビームの間隔が $90 \mu\text{m}$ であり, 取得した画像もビーム幅に対応して $1 \sim 2$ 点で立ち上がる急峻な応答が得られた. また, スキニング時の過渡応答を

$$V = A \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right] + V_0$$

でフィッティングしたところ, Fig.7.17(a) に示すようになり時定数 $\tau = 0.53 \mu\text{s}$ が得られた. 一方, PD 部分のトランスインピーダンス増幅器に異なる正弦波を入力したときの周波数応答は Fig.7.17(b) のように計測されており, 振幅が $1/\sqrt{2}$ になるカットオフ周波数は $2.3 \text{ MHz}(0.43 \mu\text{s})$ であった. こ

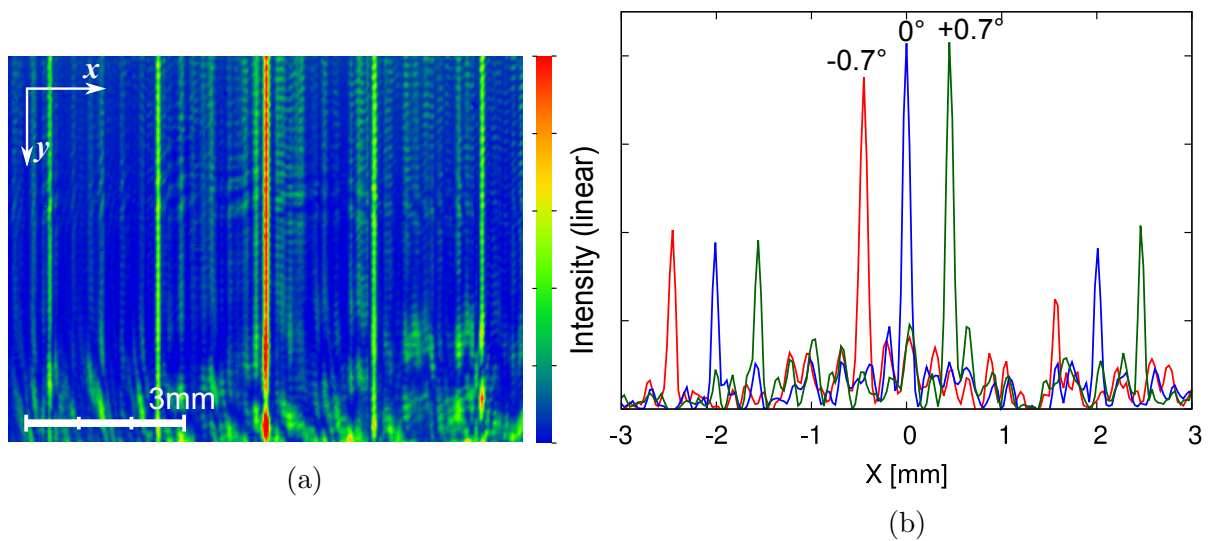


Fig. 7.15: (a) Example of FFP after calibration. (b) X-profile of three beams.

のことから、今回のイメージングの応答速度はトランスインピーダンス増幅器の帯域に律速されていると思われる。

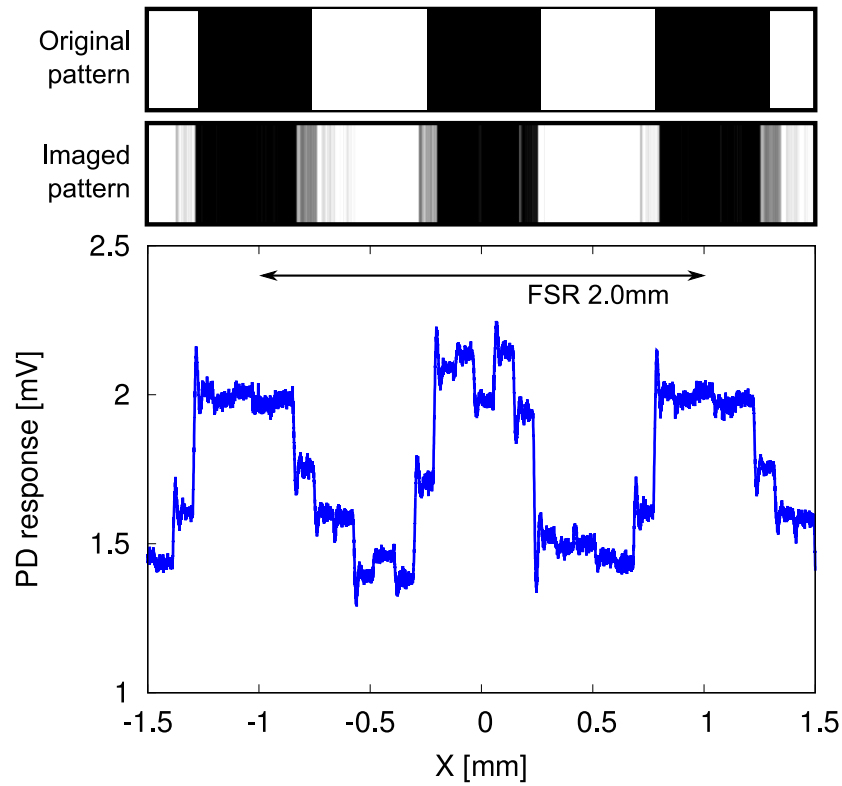


Fig. 7.16: Imaged slit pattern by beam scanning.

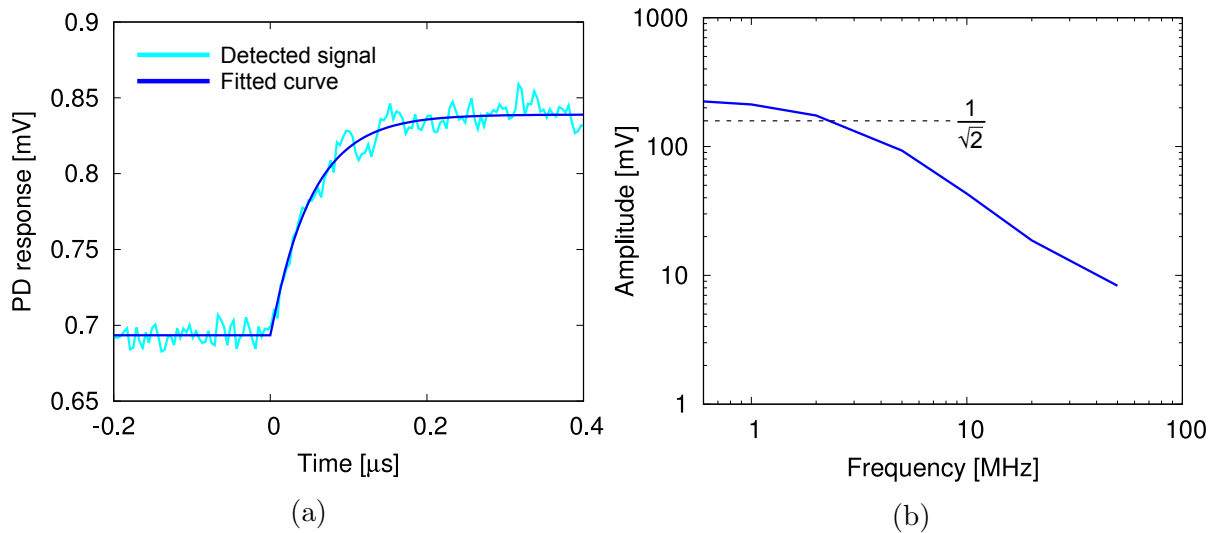


Fig. 7.17: (a) Transient response of the detected signal. (b) Frequency characteristics of the transimpedance amplifier.

7.5 まとめ

本章では、実用的なイメージングを見据え、SOA を集積した光集積フェーズドアレイの試作を行った。作製を容易にするため全領域に InGaAsP/InGaAsP 多重量子井戸活性層を導入し、また 2 層配線を導入した構造を設計した。作製ではポリイミドとフォトレジストのパターニングを利用したスラブ構造を含む導波路構造の平坦化・コンタクトオープン、電子ビーム蒸着とスパッタリングを併用した電極形成など、いくつかの新しい作製手法を導入した。作製した素子の SOA 部分は想定通りに動作せず入力光を増幅することはできなかった。解析の結果、作製時のプラズマプロセスで量子井戸層がダメージを受けたものと考えている。一方位相シフトなど光フェーズドアレイ部分は正常に動作しており、 2.96° の FSR 内の任意の位置に幅 0.14° のビームを形成した。解像点数はおよそ 21 である。また、 $1\ \mu\text{s}$ の切り替え速度によるビームスキニングで縞状のバイナリパターンを読み取ることに成功した。素子の応答速度は測定系に律速されたものの、 $0.53\ \mu\text{s}$ 未満であることが確認された。これは活性層を導入した素子での初めてのイメージング実証である。この素子構成で SOA 部分を適切に設計、作製することにより、 $100\ \text{mW}\sim 1\ \text{W}$ オーダの高出力光集積フェーズドアレイが作製され、より鮮明なイメージングや遠く離れた物体のイメージングが可能になるものと信じている。

第8章 結論

本研究では、光集積フェーズドアレイによって実用的な高速イメージングを行うことを目指して研究を行った。光フェーズドアレイによるイメージングではビーム形成のためのキャリブレーションが必要であること、温度に対して不安定であることが課題である。そこで、本論文ではキャリブレーションの問題を解決するために、ビームの代わりにランダムなパターンを形成してイメージングを行う手法を導入した。この手法はゴーストイメージングと呼ばれ LC-SLM(liquid crystal spatial light modulator) などを実証が行われているが、光フェーズドアレイで用いるのは初めてである。

まず、スターカプラを使用した光集積フェーズドアレイが作り出す FFP の解析的な表現を与え、それを用いてイメージングの数値計算を行った。数値計算によって、十分な測定回数 N を取れば、提案手法は従来のビーム掃引による方法と同等のコントラストおよび解像度が得られることが示された。その後、導波路数 $M = 25$ および $M = 100$ の2種類の InP 光集積フェーズドアレイ素子を設計、作製してイメージングの実証を行った。素子の設計においては、素子が作り出す FFP(far field pattern) の解析結果に基づいてパラメータを設定したほか、曲線部分のレイアウトでは研究室で初めて微分幾何的な手法を導入してより一般的な設計を可能とした。また、測定系の構築では光集積フェーズドアレイの観測に適した光学系の設計や受光部分の増幅器、APD(avalanche photodiode) 駆動回路の設計、作製などを行ってきた。

$M = 25$ 光フェーズドアレイ素子はウェットエッチングにより導波路が広がることを考慮していない設計だったため、導波路間の強度差が非常に大きくなり、実効的には中心の 10 本程度の導波路しか機能しなかった。しかし、 $400\ \mu\text{m}$ 長の位相シフタについて $6\ \text{mA}$ で 2π の位相シフトが起こるなど良好な特性を示し、解像可能点数 8 点のビーム形成が行えた。さらに、パターン切り替え速度 $1\ \mu\text{s}$ で行ったイメージング実験では従来の手法、新手法ともに 8 ビットのバイナリパターンを読み取ることに成功した。新手法で得られた画像は従来の手法と遜色なく、ゴーストイメージングを用いた新手法の有用性が実証された。また、これまで行われてきたゴーストイメージングのパターン切り替え周波数は SLM では $60\ \text{Hz}$ 、DMD(digital micromirror device) でも $1.4\ \text{kHz}$ 程度であったため、従来よりも 3 桁程度高速なゴーストイメージングを実証したことになる。

$M = 100$ 光フェーズドアレイ素子では導波路の広がりを抑えるためにドライエッチングを採用し、素子のフットプリントを抑えるために2段構成のスターカプラを導入した。結果として $M = 25$ 素子から規模は4倍になっているものの素子サイズは $7\ \text{mm} \times 5\ \text{mm}$ と小さく収まった。 $M = 100$ という規模はこれまで InP 系材料を用いて作製された空間出射型光フェーズドアレイとしては最大である。作製した素子の位相シフタはプラズマエッチングのダメージなどにより $M = 25$ のときよりも多少悪化していたが動作し、ビーム形成の評価では 8.88° の FSR 内で解像点数 80 点が得られることが示された。また、イメージングにおいては新手法を用いて 40 点以上に相当する解像度のイメージングに成功した。さらに応答速度に関しても $7.7\ \text{ns}$ 以下の応答を示していることが確認された。空間出射型光フェーズドアレイで $10\ \text{ns}$ 以下の応答を正確に確認したのは今回が初めてである。イメージング結果はコントラストの優れない例も見られたが、検出した光信号が弱いことや照明パターンのランダム性が不十分であることなどが原因として考えられ、これらは損失を考慮した素子設計や測定系の改良により改善できるものと思われる。

これらの素子の作製，評価では，初めて新手法のイメージングを実証したのみならず，InP 系材料では最大規模の素子の作製に成功した点，10 ns 以下の応答を初めて正確に観測した点など，光集積フェーズドアレイ素子の研究としても意義深いものであると考えている．

現在までに作製されている光フェーズドアレイ素子が持つもう一つの問題点としては，出力光強度が小さいことがある．作製した $M = 25$, $M = 100$ フェーズドアレイ素子でも受光強度は 100 nW オーダであったのに対し，LIDAR などのイメージングを想定すると 100 mW~1 W オーダの出力強度が求められる．そのため，本研究では光集積フェーズドアレイ素子に SOA(semiconductor optical amplifier) を集積し，高出力動作を目指した試作を行った．SOA の活性層として素子の全領域に InGaAsP/InGaAsP 多重量子井戸を導入し，作製に当たっては二層配線などいくつかのプロセス技術を開発した．作製した素子では SOA が想定通りに動作しなかったため入力光を増幅することはできず，その原因は作製時のプラズマプロセスで量子井戸層がダメージを受けたものと推測している．一方，位相シフタなどの光フェーズドアレイ部分は正常に動作し，解像点数 21 のビーム形成と，ビームスキャンニングによるバイナリパターンの読み取りに成功した．これは量子井戸活性層を導入した素子での初めてのイメージング実証である．この素子構成で SOA 部分を適切に設計，作製することにより，100 mW~1 W オーダの高出力光集積フェーズドアレイが作製され，より鮮明なイメージングや遠く離れた物体のイメージングが可能になるものと信じている．

本研究で光集積フェーズドアレイのキャリブレーションの問題を解決し，高出力動作への道筋を立てたが，最終的な実用においては 1000 本オーダの導波路を集積して高出力動作することが求められる．このような素子を実現するためには，シリコンフォトニクスと化合物半導体の集積が重要になってくると思われる．シリコンフォトニクスは素子の高集積化には適している一方，化合物半導体は位相シフトや増幅の特性に優れているため，位相シフタや SOA を化合物半導体で作製し，シリコンフォトニクスで作製されたその他の部分と集積することでさらなる高集積化が可能であると考えている．光集積フェーズドアレイ素子には未だ乗り越える必要のある壁がいくつかあるものの，その集積性や動作性能により，将来主要なイメージング素子として活用されるようになることを期待している．

付 録 A 一般逆行列

ゴーストイメージングの逆行列法では、測定数 N がサンプル数 L 以上のときには Moore-Penrose の一般逆行列 A^+ を掛けることにより最小二乗法による再構成が可能となる．ここでは一般逆行列の特性および構成方法について述べる [94]．

A を $n \times m$ 行列として、線形方程式 $A\mathbf{x} = \mathbf{y}$ を考える．この方程式が解を持つような \mathbf{y} を選択し、一つの解 \mathbf{x} が $\mathbf{x} = A^-\mathbf{y}$ と表されるとき、 A^- を A の一般逆行列という．この定義において、 A^- が満たすべき必要十分条件は次のように与えられる．

$$AA^-A = A \quad (\text{A.1})$$

例えば

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$$

とすると、(A.1) 式から

$$A^- = \begin{bmatrix} a & b \\ c & 1 - a - b - c \end{bmatrix} \quad (a, b, c \text{ は任意の実数})$$

と表現できる．この例から分かるように、一般に一般逆行列は一意には定まらない．なぜなら、解 \mathbf{x} は A が正方かつ正則行列でなければ一意ではないからである．

そこで、一般逆行列 A^- の中で次のような条件を満たす A^+ を考える．

1. $A\mathbf{x} = \mathbf{y}$ が解を持つとき、 $\hat{\mathbf{x}} \equiv A^+\mathbf{y}$ は方程式を満たし、かつ $\|\mathbf{x}\|^2$ が最小となる \mathbf{x} である．
2. $A\mathbf{x} = \mathbf{y}$ が解を持たないとき、 $\hat{\mathbf{x}}$ は方程式の残差 $\|\mathbf{y} - A\mathbf{x}\|^2$ を最小化し、かつ $\|\mathbf{x}\|^2$ が最小となる \mathbf{x} である．

このような A^+ を Moore-Penrose 一般逆行列と呼び、以下の条件を全て満たすことが必要十分条件であることが知られている．

$$\begin{aligned} & \text{(a) } AA^+A = A & \text{(b) } A^+AA^+ = A^+ \\ & \text{(c) } (AA^+)' = AA^+ & \text{(d) } (A^+A)' = A^+A \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

ここで A' は A のエルミート共役である．Moore-Penrose 一般逆行列は任意の A に対して一意に定まる．

条件 2. から分かるように、 $\hat{\mathbf{x}}$ は方程式 $A\mathbf{x} = \mathbf{y}$ の最小二乗解である．従って、 A^+ を掛ける動作は最小二乗法を行うことと同等でありゴーストイメージングでも用いられている．

A から A^+ を計算するためには、特異値分解を使用することができる．行列 A のランクが r であり、エルミート共役との積 $AA'(n \times n \text{ 行列})$ の異なる固有値を λ_k ($k = 1, \dots, r$) とする．このとき AA' は $(AA')' = AA'$ からエルミート行列であるため $\lambda_k > 0$ となっている．従って λ_k の平

方根は実数であり, $\sqrt{\lambda_k} \equiv \mu_k$ とする. ここで μ_k を行列 A の特異値と呼ぶ. 特異値を用いて, A は次のように分解されることが知られている.

$$\begin{aligned} A &= \mu_1 \mathbf{u}_1 \mathbf{v}_1' + \mu_2 \mathbf{u}_2 \mathbf{v}_2' + \cdots + \mu_r \mathbf{u}_r \mathbf{v}_r' \\ &= U_{[r]} \Delta_r V_{[r]}' \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

ここで Δ_r は μ_k を対角成分に持つ対角行列, $U_{[r]}, V_{[r]}$ は列同士が正規直交関係にある, すなわち

$$U_{[r]}' U_{[r]} = V_{[r]}' V_{[r]} = I_r$$

を満たす $n \times r, m \times r$ 行列, $\mathbf{u}_k, \mathbf{v}_k$ はそれぞれ $U_{[r]}, V_{[r]}$ の列ベクトルである. (A.3) 式を用いると

$$\begin{aligned} A' A V_{[r]} &= (V_{[r]} \Delta_r U_{[r]}') (U_{[r]} \Delta_r V_{[r]}') V_{[r]} = V_{[r]} \Delta_r^2 \\ U_{[r]} &= A V_{[r]} \Delta_r^{-1} \end{aligned}$$

が導かれ, Δ_r から $U_{[r]}, V_{[r]}$ を具体的に計算することができる. $U_{[r]}, V_{[r]}$ は一意に決定する. なお, $U_{[r]}, V_{[r]}$ に適当な正規直交ベクトルを付け加えて $n \times n, m \times m$ ユニタリ行列 U, V を作り,

$$A = U \Delta V' \quad (\text{A.4})$$

$$\Delta = \begin{bmatrix} \Delta_r & O \\ O & O \end{bmatrix} \quad (n \times m \text{ 行列})$$

と特異値分解を表現すること多いが, この場合は U, V は一意に定まらない.

特異値分解を用いると, Moore-Penrose 一般逆行列 A^+ は次のように表現される.

$$A^+ = V_{[r]} \Delta_r^{-1} U_{[r]}' \quad (\text{A.5})$$

付 録 B 様々な条件下でのゴーストイメージング

3.2 節では光フェーズドアレイ素子の全ての出力導波路の位相を完全に制御できる、理想的な状況でのゴーストイメージングの数値計算を行った。本付録では、素子の動作に制限を与えたとき、あるいは従来と異なる構造の素子を用いた場合にイメージング特性がどう変化するかを数値計算で検証した結果をまとめておく。計算の方法および条件は基本的に 3.2.3 節と同一である。

B.1 一部の位相シフタが動作しない場合

作製エラーにより一部の位相シフタが動作しないということは十分考えられる。そのような場合に SNR がどう変化するかを検証した。 $M = 100$ 本の導波路のうち M_{inactive} 本の位相シフタが動作していないとして、出力位相を $0 \sim 2\pi$ までのランダムな固定値に設定した。残りの $M - M_{\text{inactive}}$ 本に関してはこれまでと同様ランダムに位相を変化させてイメージングを行った。反復法、逆行列法について計算した測定回数 N/M と SNR の関係の一例を Fig.B.1 に示す。ここで非動作位相シフタは出力部の端から M_{inactive} 本の導波路としている。反復法、逆行列法ともに $M_{\text{inactive}} = 20$ 程度までは SNR がそれほど大きく変化していないことが分かる。このことから、ゴーストイメージングは動作しない導波路があっても比較的口バストに動作するといえる。

一方、反復法と逆行列法を比較すると反復法の方が非動作位相シフタの影響を強く受けていることが分かる。これは、反復法が統計的にランダムな照明パターンを前提とした再構成方法だからである。一部が動作しない光フェーズドアレイからの出力は、固定されたパターンとランダム

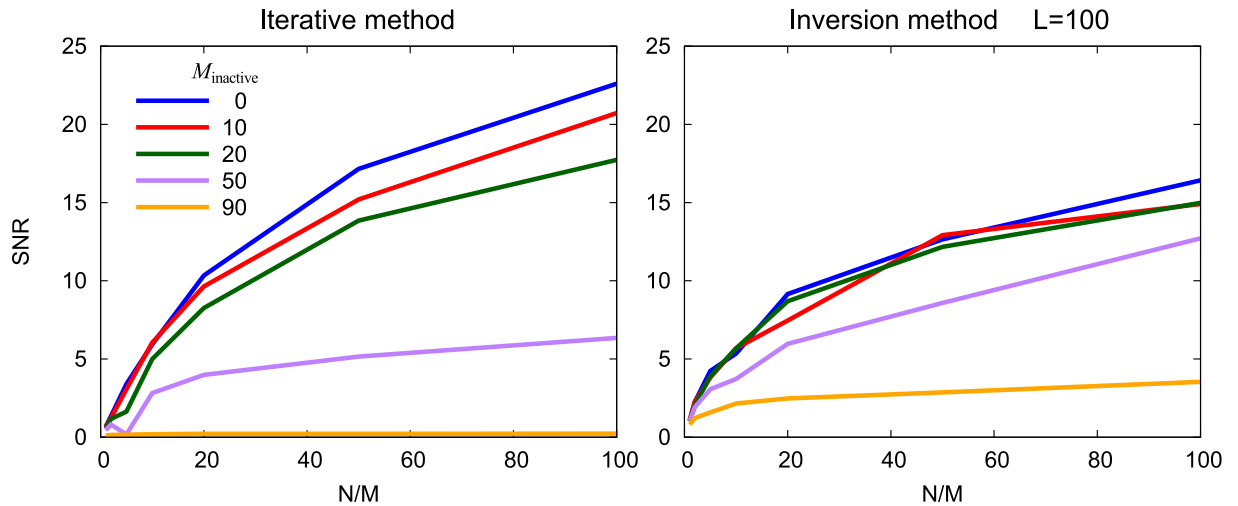


Fig. B.1: Calculated SNR using OPA with M_{inactive} inactive phase shifters. $S_{\text{noise}} = 10\%$, and $L = 100$ for inversion method.

に変化するパターンの重ね合わせであるため、次のように照明 I を複素振幅 E で表現する。

$$I_r = |E_r|^2 = (\bar{E} + \Delta E_r)(\bar{E} + \Delta E_r)^* \quad (\text{B.1})$$

ここで \bar{E} , ΔE_r は E の平均成分と変動成分であり、 $\langle \Delta E \rangle = 0$ となっている。また E^* は複素共役である。 S についても平均と変動に分解すると、再構成画像 \hat{O} は次のように表現できる。

$$\begin{aligned} \hat{O} &= \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (\bar{S} + \Delta S_r - \bar{S})(|\bar{E}|^2 + \bar{E}\Delta E_r^* + \bar{E}^*\Delta E_r + |\Delta E_r|^2) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (\Delta S_r |\bar{E}|^2 + \Delta S_r (\bar{E}\Delta E_r^* + \bar{E}^*\Delta E_r) + \Delta S_r |\Delta E_r|^2) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

(B.2) 式の第1項は $\langle \Delta S \rangle = 0$ より消える。また、第3項が S と I の相関成分であるため再構成画像を作り出す。従って、理論通りのイメージングを行うためには、第2項が0となる必要がある。そのために必要な条件は $\bar{E} = 0$ 、すなわち複素振幅の平均値があらゆる点で0となることである。

全ての位相シフタが正常に動作しているときには、 E は複素空間上でランダムな値を取るため $\bar{E} = 0$ である。しかし、一部の位相シフタが動作しないときは、それらが形成する固定複素振幅と、動作している導波路が形成する平均が0の複素振幅が足し合わさることにより、 $\bar{E} \neq 0$ となる。従って、正確に S と I の相関を取ることができなくなり SNR が悪化する。

逆行列法について、 M_{inactive} を増加させていった場合に照明行列 I の最大ランク、すなわち十分 L を大きく取ったときのランクがどう変化するかを計算した。その結果を Fig.B.2 に示す。端から位相を固定化した場合、 $M_{\text{inactive}} = 50$ までは $\text{rank}(I) = 199$ を保ち、そこから正確に傾き4で減少していく。一方ランダムに導波路を選択した場合には、多くの場合で端から選択した場合よりもランクが大きくなる結果が得られた。このことから、ノイズの影響を無視すれば理論的には50本の位相シフタで200点の解像点数を持つイメージングが可能であるということが分かる。

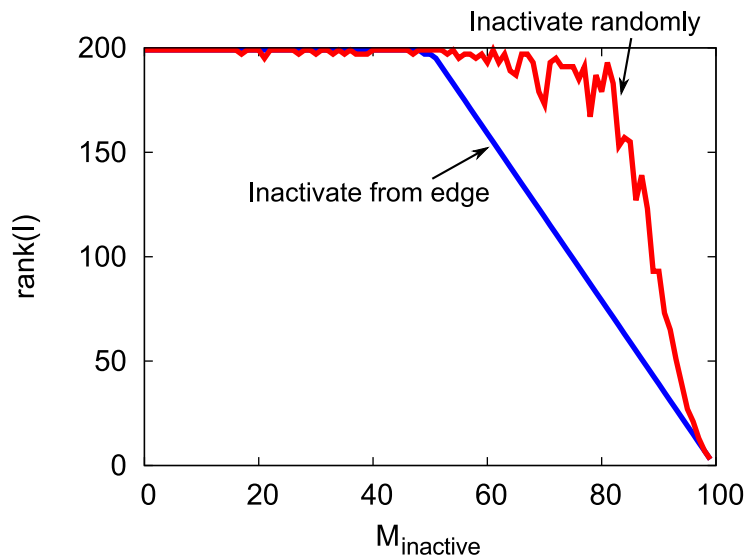


Fig. B.2: Maximum rank of I for different M_{inactive} .

B.2 位相シフト範囲に制限を加えた場合

作製した素子で位相シフタの特性が悪く、 $0 \sim 2\pi$ まで位相シフトが行えない場合が考えられる。また、位相シフト範囲を意図的に制限することでより省電力動作が可能となる。各位相シフタの位相範囲を制限したときに数値計算で得られた SNR を Fig.B.3 に示す。反復法では位相シフト範囲が狭まると急速に SNR が悪化しているのに対し、逆行列法では例えば $0 \sim \pi$ までに制限してもほとんど SNR が変化していないことが分かる。反復法で急速に特性が悪化するのは、 E の分布が複素空間でランダムにならず、 $\bar{E} = 0$ とならないからだと考えている。この結果は、逆行列法を採用すればより短い位相シフタ、あるいはより少ない注入電流でイメージングが行える可能性を示している。

B.3 位相シフト量を離散化した場合

位相シフタの入力を離散化し、 $0 \sim 2\pi$ の間で N_d 点を取って動作させる場合を考える。例えば $N_d = 2$ であったら全ての導波路の出力位相は $0, \pi$ のいずれかになる。 N_d を変化させたときに測定回数 N と SNR の関係がどう変化するかを計算し、Fig.B.4 にプロットした。驚くべきことに、 $N_d \geq 3$ であれば連続的に変化させたときと全く同じ特性を示すことが分かった。この結果が真実であれば、ゴーストイメージングによるイメージングでは位相シフタへの入力電圧は3段階あれば十分で、駆動回路を大幅に簡略化することができる。

B.4 複数導波路にまたがる位相シフタ

Fig.B.5 に示すような、複数導波路にまたがる位相シフタを持つ素子を考える。位相シフタは N_s 本あり、それぞれの導波路とのコンタクト長さはランダムに設定されている。全ての位相シフタに最大電圧を印加したときに、どの導波路でも位相シフト量が θ_{sum} になるとする。これは位相シ

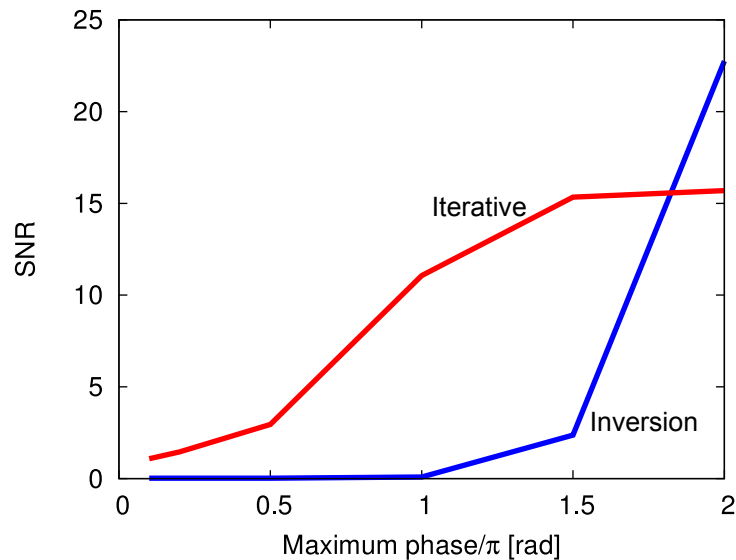


Fig. B.3: Calculated SNR using OPA with restricted range of phase shift.

$$M = 100, N = 10000, S_{\text{noise}} = 10\%.$$

フト部分の合計長さが各導波路で一定であることを表す．このような構造で $N_s < M$ でイメージングが行えれば，位相シフタの数が減って素子の集積化が容易となるほか，設計の自由度も増す．

N_s , θ_{sum} を変化させたときに SNR がどのように変化するか計算した結果を Fig.B.6 に示す．ここでは，各位相シフタと導波路のコンタクト長さ，すなわち最大位相シフト量は，各導波路について N_s 個の一樣乱数を発生させ，その和を θ_{sum} で規格化することによって決定した．従って，接続されるべき位相シフタが飛び地になっているなど，現実には困難なレイアウトとなっている可能性があることを注記しておく．

反復法では $N_s = 10$, $\theta_{\text{sum}} = 20\pi$ ，逆行列法では $N_s = 5$, $\theta_{\text{sum}} = 10\pi$ 程度で十分高い SNR が得られていることが分かる． $N_s = 5$, $\theta_{\text{sum}} = 10\pi$ では位相シフタの長さは5倍になっているものの電極数は1/20となっており，位相シフタの効率が良ければ素子サイズを小型化できると思われる．また，駆動回路なども考慮すれば従来の光フェーズドアレイよりも低コストなイメージングが可能であると考えている．

いずれの θ_{sum} についても， N_s が増えると一度 SNR は増加し，その後減少するという傾向がある． N_s の増加に伴い SNR が悪化するののは，中心極限定理によって1つの導波路に対する位相シフト量の分散が小さくなっているためである．簡単のためある導波路について N_s 個の位相シフタ

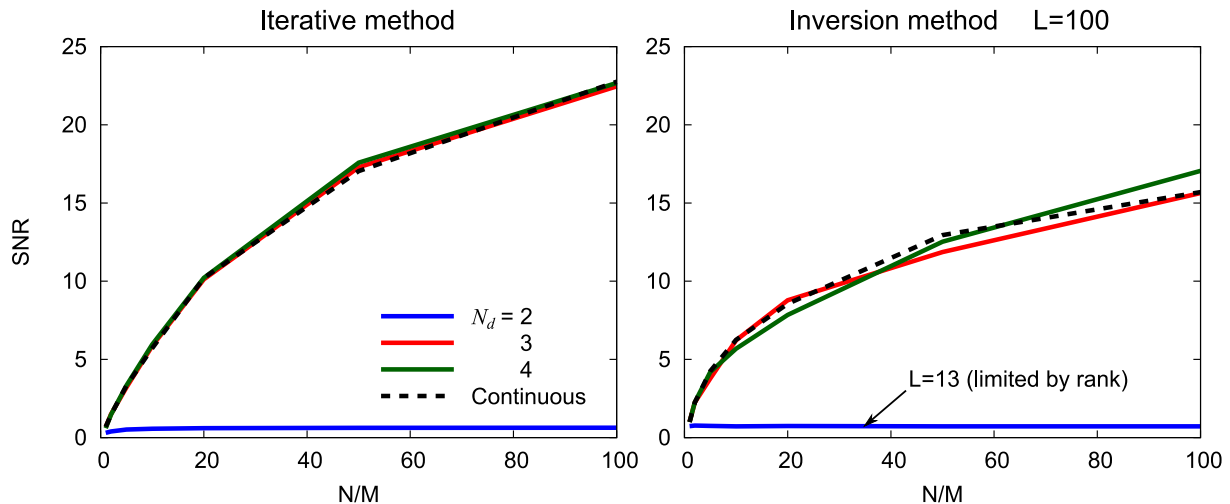


Fig. B.4: Calculated SNR using OPA with phase shift discretized to N_d points.
 $M = 100$, $S_{\text{noise}} = 10\%$, and $L = 100$ except for $N_d = 2$ in inversion method.

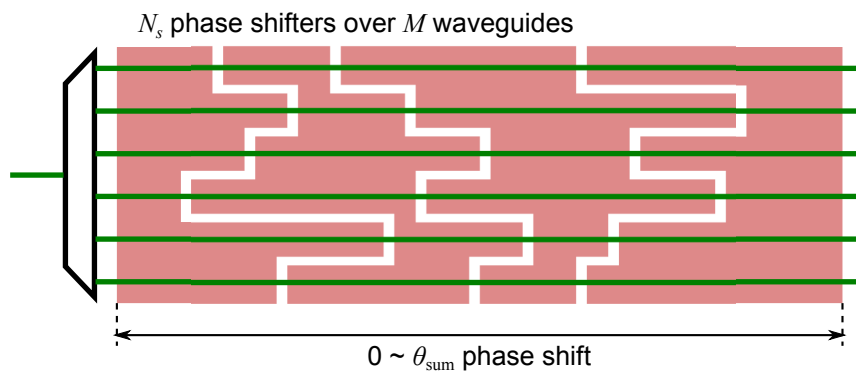


Fig. B.5: Schematic of OPA with N_s phase shifters over M waveguides.

の長さが等しいとすると、各位相シフタによる位相シフト量は $0 \sim \theta_{\text{sum}}/N_s$ と書ける。従って、位相シフト量が一様分布であるとする平均 μ_1 、分散 σ_1^2 は次のようになる。

$$\mu_1 = \frac{\theta_{\text{sum}}}{2N_s}, \quad \sigma_1^2 = \frac{1}{12} \left(\frac{\theta_{\text{sum}}}{N_s} \right)^2 \quad (\text{B.3})$$

全体の分布は N_s が十分大きいときには中心極限定理により正規分布 $N(N_s\mu_1, N_s\sigma_1^2)$ となる。従って、出力の位相分布の平均 μ_{N_s} 、 $\sigma_{N_s}^2$ は

$$\mu_{N_s} = \frac{\theta_{\text{sum}}}{2}, \quad \sigma_{N_s}^2 = \frac{\theta_{\text{sum}}^2}{12N_s} \quad (\text{B.4})$$

となる。標準偏差 σ_{N_s} は N_s の増加に伴い小さくなっていき、分布の広がりが 2π より小さくなると B.2 節で示したように SNR が低下していく。

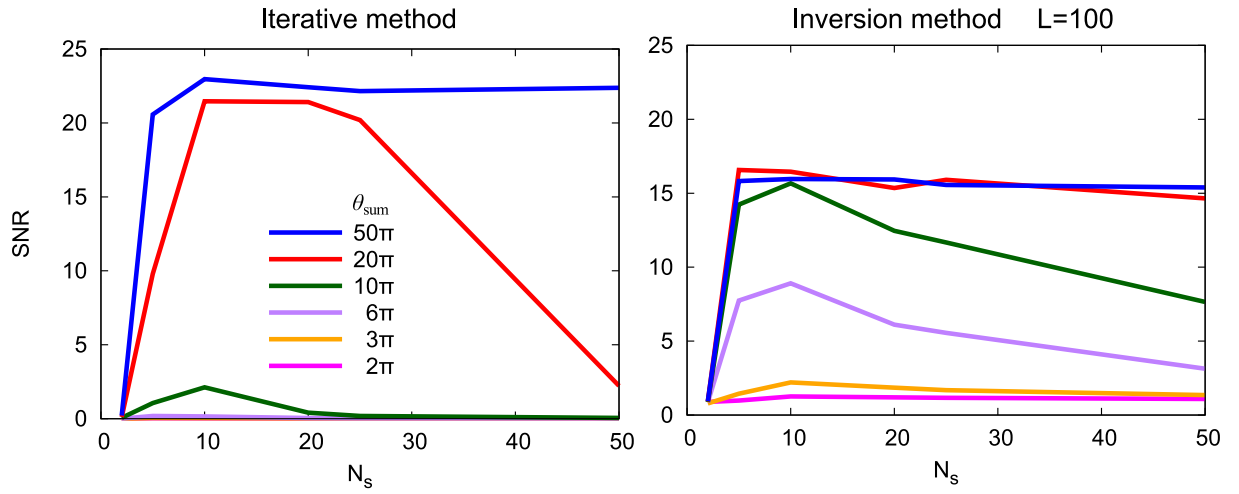


Fig. B.6: Calculated SNR using OPA in Fig.B.5. $M = 100$, $S_{\text{noise}} = 10\%$, and $L = 100$ for inversion method.

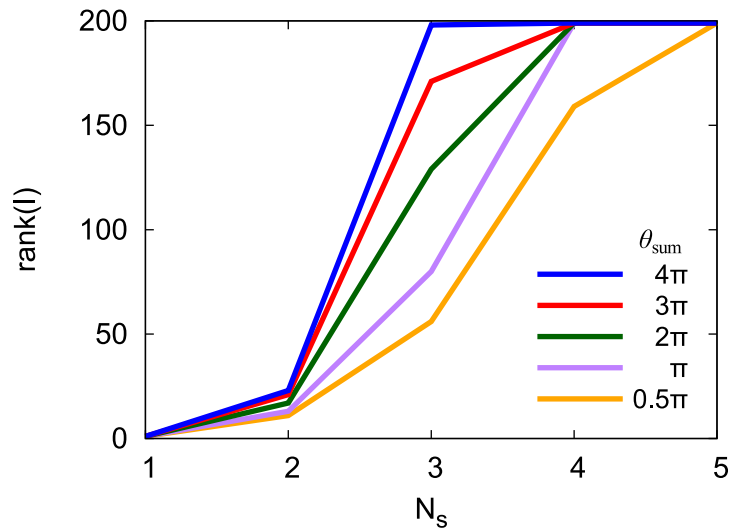


Fig. B.7: Maximum rank of I for different N_s and θ_{sum} .

Fig.B.7には N_s , θ_{sum} が小さい領域での I の最大ランクをプロットしている．非常に小さい N_s や θ_{sum} で $M = 100$ の限界であるランク 199 となることが分かる．このことから，ゴーストイメージングにおいては位相シフト数と解像可能点数は必ずしも一致せず，設計を工夫することで大幅に解像可能点数を上げられる可能性が示唆される．

B.5 導波路間隔をランダムにした場合

最後に，出力導波路間隔が等間隔でない場合を考える．出力導波路間隔がランダムであると FFP には繰り返しが生じず，FSR が存在しなくなる．従って，従来の FSR を超えた範囲でイメージングが行える可能性が考えられる．出力導波路が等間隔の素子とランダムな素子について，等間隔の素子における FSR の 5 倍の範囲を使ってゴーストイメージングを行った結果を Fig.B.8 に示す．イメージング対象は 10 ビットバイナリパターン“1001101010”であり，逆行列法を使用した．等間隔の場合は FSR の繰り返しのため全く像が得られていないが，ランダムな配置だと高解像度かつ高い SNR でイメージングが行えることが分かる． I の最大ランクも等間隔では 49 だがランダムに配置すると 260 程度まで増加することが分かった．このことから，ゴーストイメージングを前提とすると出力導波路をランダムに配置した方が良い特性が得られる可能性がある．

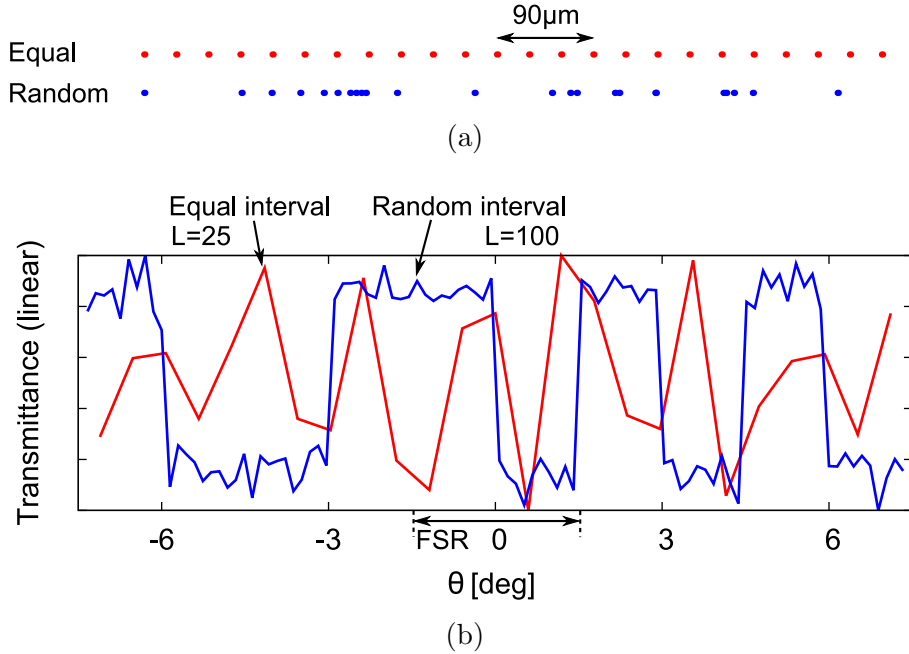


Fig. B.8: (a) Output waveguide positions for device of equal interval and random interval.

(b) Reconstructed image over $5 \times \text{FSR}$ by inversion method.

$M = 25$, $N = 2500$, $S_{\text{noise}} = 10\%$, $L = 25, 100$ for equal and random interval respectively. SNR= 6.44 for random interval.

付 録 C 作製プロセスの詳細条件

本研究で使用した作製プロセスの具体的な条件をまとめておく。

C.1 装置一覧

作製プロセスで使用した装置の型番を Table.C.1 に示す。

C.2 スピンコーティング, フォトリソグラフィ

スピンコーティングとフォトリソグラフィの条件を Table.C.2 に示す。スピンコーティングでは回転開始時および速度が変化する部分で 5 秒間の加速時間が入っている。また、ネガレジストについてはフォトリソグラフィ後にベークと露光を行っている。表中のベーク、露光欄の 2 つ目の値はそれらの条件である。

全てのスピンコーティングの前にプライマー (ヘキサメチルジシラザン) による処理を行った。後で塗布するレジストと同じ条件でプライマーをスピンコートし、その後 100°C 以上で 2 分間ベークを行った。また、アセトンなどによる有機洗浄後のサンプルはスピンコーティング前に 100° 以上で 2 分間ベークを行い、残っている溶媒を蒸発させた。

Table. C.1: Process equipment used for fabrication.

Category	Manufacturer	Model
Spin coater	Mikasa	MS-A100
EB evaporator	Ulvac	UEP-2000
DC sputterer	Sanyu	SC-701 MkII Advance
RF sputterer	Anelva	E-200S
PECVD	Oxford	Plasmalab 80Plus
Mask aligner	Karl Suss	MJB3
RIE etcher	Samco	RIE-10NL
ICP-RIE etcher	Oxford	PlasmaPro 100 Cobra
Wire bonder	West Bond	7700D
Stylus Profiler	Bruker	DektakXT
Elipthometer	Gaertner	LSE
SEM (EB lithographer)	Raith	eLINE Plus
RTA	Yonekura	HP2-9T
Lapping machine	Musashino	MA-200e
Dicing saw	Disco	DAD-3650

露光強度は水銀ランプの状態によって変化するため、計測した強度を元に露光時間、現像時間は変化させた。従って、表の露光時間、現像時間は一例である。特に TSMR8900 は露光量が少ないと現像に 3～5 分程度の長い時間を必要とした。

C.3 PECVD

PECVD については、Oxford Instrument 社製の Plasmalab 80Plus を使用して SiO_2 の成膜を行った。本研究では成膜温度の異なる 2 種類の条件を用いた。詳細条件を Table.C.3 に示す。SOA 集積光フェーズドアレイでは高温により InP のリンが抜けてしまうことを危惧して 170°C の低温で成膜を行ったが、ドライエッチング時に消耗する問題が見られたため、 $M = 100$ 光フェーズドアレイでは 350°C の条件を使用した。

C.4 ドライエッチング

ドライエッチングには 2 種類の装置を使用した。1 つはサムコ社製の RIE-10NR であり、 SiO_2 、Cr のエッチングおよびフォトリソ、ポリイミドのアッシングに使用した。もう 1 つは Oxford Instruments 社製の PlasmaPro 100 Cobra であり、InP 系材料のエッチングとフォトリソのアッシングに使用した。Oxford 社のエッチング装置は ICP-RIE を利用可能であるが、本研究では全て CCP-RIE を用いた。エッチングの詳細条件を Table.C.4, C.5 に示す。InP は CH_4/H_2 と O_2 エッチングを繰り返し行ってエッチングを進めている。エッチレートはおおよそその値である。InP の

Table. C.2: Conditions for spin coating and photolithography.

Name	Spin coating	Baking	Exposure	Develop time
S1805	500 rpm 5 s 6000 rpm 40 s	110°C 90 s	2 s $25.8 \text{ mW}/\text{cm}^2$	40 s
TSMR8900	500 rpm 5 s 6000 rpm 40 s	110°C 90 s	2.2 s $29.1 \text{ mW}/\text{cm}^2$	90 s
AZ5214E	500 rpm 5 s 3000 rpm 60 s	90°C 60 s 120°C 120 s	3 s, 7 s $25.9 \text{ mW}/\text{cm}^2$	45 s
AZ5200NJ	500 rpm 5 s 3000 rpm 60 s	90°C 60 s 120°C 120 s	0.45 s, 7 s $29.0 \text{ mW}/\text{cm}^2$	60 s
PW-1230	700 rpm 10 s 4000 rpm 30 s	120°C 180 s	1.0 s $25.6 \text{ mW}/\text{cm}^2$	160 s

Table. C.3: Conditions for Oxford Plasmalab 80Plus PECVD.

Material	RF power	Gas	Flow	Pressure	Temperature	Rate
SiO_2	20 W	5% $\text{SiH}_4/\text{N}_2\text{O}$	170/710 sccm	133.3 Pa	350°C	70 nm/min
SiO_2	30 W	5% $\text{SiH}_4/\text{N}_2\text{O}$	150/700 sccm	133.3 Pa	160°C	80 nm/min

エッチレートはおおよそ 80 nm/cycle であるが, InGaAs はおよそ半分の 40 nm/cycle, InGaAsP は中間の 50 nm/cycle 程度であった.

C.5 近赤外線加熱装置 (RTA)

サンプルを 200°C 以上に加熱するのに使用した RTA(rapid thermal annealer) は, 米倉製作所の近赤外線加熱装置 HP2-9T である. ポリイミドのキュアおよび金属電極のアニーリングに使用した加熱レシピを Fig.C.1 に示す.

Table. C.4: Conditions for Samco RIE-10NR etcher.

Material	RF power	Gas	Flow	Pressure	Etch rate
SiO ₂	80 W	CHF ₃ /Ar	20/10 sccm	2 Pa	20 nm/min
Cr	100 W	O ₂ /CHF ₃	20/2 sccm	15 Pa	
Photoresist	100 W	O ₂	20 sccm	15 Pa	
Polyimide	100 W	O ₂ /CHF ₃	20 sccm	15 Pa	600 nm/min

Table. C.5: Conditions for Oxford PlasmaPro 100 Cobra etcher.

Step	InP etching	O ₂ cleaning
Bias power	80 W	40 W
Gas	CH ₄ /H ₂	O ₂
Flow	9/48 sccm	50 sccm
Pressure	15 mTorr	75 mTorr
Temperature	60 °C	60 °C
Time/cycle	5 min	22 sec
Etch rate	80 nm/cycle	

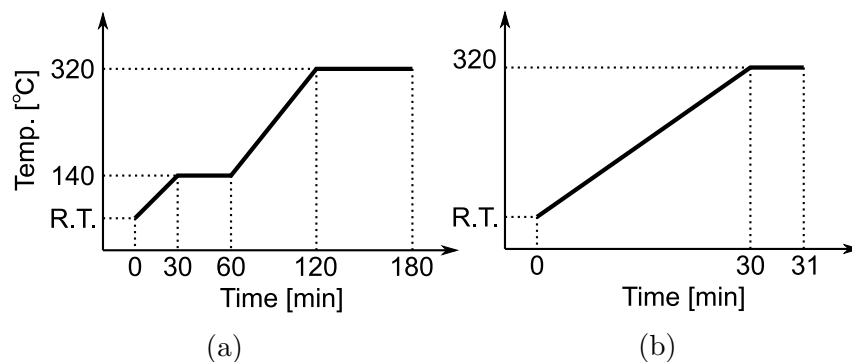


Fig. C.1: RTA recipes for (a) polyimide curing and (b) electrode annealing.

C.6 ワイヤボンディング

ワイヤボンディングでは West Bond 社のマニュアルボンダーである 7700D を使用し，Au ワイヤを使用して接続を行った．ワイヤボンダーはマニピュレータの先端に Au ワイヤの出る部分であるキャピラリが固定されているが，その固定ねじの締め付けによって超音波の伝導特性が変化する．本研究では装置が表示する締め付け強さがおよそ 11 となるように調整し，Table.C.6 の条件でボンディングを行った．

Table. C.6: Conditions for West Bond 7700D wire bonder.

	Chip carrier → Device		PCB → Chip carrier	
Ultrasonic power	500	50	500	100
Ultrasonic time	300 ms	50 ms	500 ms	200 ms
Force	High	High	High	High
Temperature	120°C			

参考文献

- [1] “How Google’s Self-Driving Car Works,” *IEEE Spectrum*, <http://spectrum.ieee.org/automaton/robotics/artificial-intelligence/how-google-self-driving-car-works> (2011).
- [2] D. Balis, A. Papayannis, E. Galani, F. Marenco, V. Santacesaria, E. Hamonou, P. Chazette, I. Ziomas, and C. Zerefos, “Tropospheric LIDAR aerosol measurements and sun photometric observations at Thessaloniki, Greece,” *Atmos. Environ.*, **34**(6), 925–932 (2000).
- [3] C. W. J. Oh, E. Tangdionga, and A. M. J. T. Koonen, “42.8 Gbit / s Indoor Optical Wireless Communication with 2 - Dimensional Optical Beam - steering,” *Opt. Fiber Commun. (OFC)*, M2F.3 (2015).
- [4] M. Sumi, “Development of Polygon Mirror Scanner Motor for Laser Beam Printer,” *Panasonic Technincal J.*, **55**(3), 33–34 (2009).
- [5] S. Yin, J. H. Kim, F. Wu, P. Ruffin, and C. Luo, “Ultra-fast speed, low grating lobe optical beam steering using unequally spaced phased array technique,” *Opt. Commun.*, **270**, 41–46 (2005).
- [6] K. Isamoto, K. Totsuka, T. Suzuki, T. Sakai, A. Morosawa, Chong Changho, H. Fujita, and H. Toshiyoshi, “A high speed MEMS scanner for 140-kHz SS-OCT,” *Int. Conf. Opt. MEMS Nanophotonics*, 73-74 (2011).
- [7] Panasonic, 音響光学素子 カタログ, <https://industrial.panasonic.com/cdbs/www-data/pdf/AKA0000/AKA0000PJ6.pdf>.
- [8] “Quanergy Announces \$250 Solid-State LIDAR for Cars, Robots, and More,” *IEEE Spectrum*, <http://spectrum.ieee.org/cars-that-think/transportation/sensors/quanergy-solid-state-lidar> (2016).
- [9] “S3,” Quanergy Systems, <http://quanergy.com/s3/>.
- [10] B. Guan, C. Qin, R. P. Scott, B. Ercan, N. K. Fontaine, T. Su, and S. J. B. Yoo, “Hybrid 3D Photonic Integrated Circuit for Optical Phased Array Beam Steering,” *Conf. Lasers Electro-Optics (CLEO)*, STu2F.1 (2015).
- [11] Optoscribe Ltd., <http://www.optoscribe.com/>.
- [12] G. T. Reed, G. Mashanovch, F. Y. Gardes, and D. J. Thomson, “Silicon optical modulators,” *Nat. Photonics*, **4**, 518–526 (2010).

- [13] K. Van Acoleyen, H. Rogier, and R. Baets, “Two-dimensional optical phased array antenna on silicon-on-Insulator,” *Opt. Express*, **18**(13), 13655 (2010).
- [14] J. Sun, E. Timurdogan, A. Yaacobi, E. S. Hosseini, and M. R. Watts, “Large-scale nanophotonic phased array,” *Nature*, **493**(7431), 195–199 (2013).
- [15] W. S. Rabinovich, P. G. Goetz, M. W. Pruessner, R. Mahon, M. S. Ferraro, D. Park, E. Fleet, and M. J. DePrenger, “Two dimensional thermo-optic beam steering using a silicon photonic optical phased array,” *Opt. Eng.*, **55**(11), 111603 (2016).
- [16] H. Abediasl and H. Hashemi, “Monolithic optical phased-array transceiver in a standard SOI CMOS process,” *Opt. Express*, **23**(5), 6509 (2015).
- [17] D. N. Hutchison, J. Sun, J. K. Doyle, R. Kumar, J. Heck, W. Kim, C. T. Phare, A. Feshali, and H. Rong, “High-resolution aliasing-free optical beam steering,” *Optica*, **3**(8), 8–11 (2016).
- [18] C. V. Poulton, M. J. Byrd, M. Raval, Z. Su, N. Li, E. Timurdogan, D. Coolbaugh, D. Vermeulen, and M. R. Watts, “Large-scale silicon nitride nanophotonic optical phased arrays at infrared and visible wavelengths,” *Opt. Lett.*, **42**(1), 21–24 (2017).
- [19] P. R. A. Binetti, C. Althouse, M. L. Masanovic, H. P. M. M. Ambrosius, L. A. Johansson, and L. A. Coldren, “Two-Dimensional Optical Beam Steering With InP-Based Photonic Integrated Circuits,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **19**(4), 6100212 (2013).
- [20] W. Guo, P. R. A. Binetti, M. L. Masanovic, L. A. Johansson, and L. A. Coldren, “Large-scale InP photonic integrated circuit packaged with ball grid array for 2D optical beam steering,” *IEEE Photonics Conference (IPC)*, ThE2.2 (2013).
- [21] J. C. Hulme, J. K. Doyle, M. J. R. Heck, J. D. Peters, M. L. Davenport, J. T. Bovington, L. a. Coldren, and J. E. Bowers, “Fully integrated hybrid silicon two dimensional beam scanner,” *Opt. Express*, **23**(5), 5861–5874 (2015).
- [22] Velodyne, “HDL-64E User’s manual,” <http://www.velodynelidar.com/lidar/products/manual/HDL-64E%20Manual.pdf>.
- [23] Velodyne, “HDL-64E Resource manual - laser safety parameters,” http://www.velodynelidar.com/lidar/products/manual/HDLResource%20Manual_lowres.pdf.
- [24] S. R. šehnić, G. A. Evans, T. M. Chou, J. B. Kirk, J. N. Walpole, J. P. Donnelly, C. T. Harris, and L. J. Missaggia, “Single frequency 1550-nm AlGaInAs-InP tapered high-power laser with a distributed Bragg reflector,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **14**(7), 890–892 (2002).
- [25] M. Faugeron, M. Vilera, M. Krakowski, Y. Robert, E. Vinet, P. Primiani, J.-P. Le Goëc, O. Parillaud, A. Pérez-Serrano, J. M. G. Tijero, G. Kochem, M. Traub, I. Esquivias, and F. van Dijk, “High Power Three-Section Integrated Master Oscillator Power Amplifier at 1.5 μm ,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **27**(13), 1449–1452 (2015).

- [26] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, “Optical imaging by means of two photon quantum entanglement,” *Phys. Rev. A*, **52**(5), R3429 (1995).
- [27] Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, “Ghost imaging with a single detector,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, **79**(5), 1–4 (2009).
- [28] S. Welsh, M. Edgar, and R. Bowman, “Fast full-color computational imaging with single-pixel detectors,” *Opt. Express*, **21**(20), 844–847 (2013).
- [29] W. Gong, C. Zhao, H. Yu, M. Chen, W. Xu, and S. Han, “Three-dimensional ghost imaging lidar via sparsity constraint,” *Sci. Rep.*, **6**, 26133 (2016).
- [30] H. Yu, E. Li, W. Gong, and S. Han, “Structured image reconstruction for three-dimensional ghost imaging lidar,” *Opt Express*, **23**(11), 14541–14551 (2015).
- [31] E. J. Candès, J. K. Romberg, and T. Tao, “Stable signal recovery from incomplete and inaccurate measurements,” *Commun. Pure Appl. Math.*, **59**(8), 1207–1223 (2006).
- [32] D. L. Donoho, “Compressed sensing,” *IEEE Trans. Inf. Theory*, **52**(4), 1289–1306 (2006).
- [33] M. Lustig, D. L. Donoho, J. M. Santos, and J. M. Pauly, “Compressed Sensing MRI,” *IEEE Signal Process. Mag.*, **25**(2), 72–82 (2008).
- [34] L. Zhu, W. Zhang, D. Elnatan, and B. Huang, “Faster STORM using compressed sensing,” *Nat. Methods*, **9**(7), 721–723 (2012).
- [35] R. F. Marcia, “Compressed sensing for practical optical imaging systems: a tutorial,” *Opt. Eng.*, **50**(7), 72601 (2011).
- [36] L. C. Potter, E. Ertin, J. T. Parker, and M. Çetin, “Sparsity and compressed sensing in radar imaging,” *Proc. IEEE*, **98**(6), 1006–1020 (2010).
- [37] M. Akçakaya, T. a. Basha, R. H. Chan, W. J. Manning, and R. Nezafat, “Accelerated isotropic sub-millimeter whole-heart coronary MRI: Compressed sensing versus parallel imaging,” *Magn. Reson. Med.*, **71**(2), 815–822 (2014).
- [38] M. Mishali, S. Member, Y. C. Eldar, and S. Member, “From Theory to Practice : Sub-Nyquist Sampling of Sparse Wideband Analog Signals,” *IEEE J. Sel. Top. Signal Process. Spec. issue Compress. Sens.*, **4**(2), 1–17 (2009).
- [39] G. Huang, H. Jiang, K. Matthews, and P. Wilford, “Lensless Imaging by Compressive Sensing,” *IEEE Int. Conf. Image Process. (ICIP)*, #2393 (2013).
- [40] 池上徹彦, 土屋治彦, 三上修, “半導体フォトニクス工学,” コロナ社 (1995).
- [41] Y. P. Varshni, “Temperature dependence of the energy gap in semiconductors,” *Physica*, **34**(1), 149–154 (1967).
- [42] B. R. Bennett, R. A. Soref, and J. A. Del Alamo, “Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**(1), 113–122 (1990).

- [43] P. W. Juodawlkis, F. J. O' Donnell, R. J. Bailey, J. J. Plant, K. G. Ray, D. C. Oakley, A. Napoleone, M. R. Watts, and G. E. Betts, "InGaAsP/InP quantum-well electrorefractive modulators with sub-volt V_{pi}," *Proc. SPIE*, **5435**, 53–63 (2004).
- [44] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "基本光光学 1," 森北出版 (2006).
- [45] B. I. Erkmen and J. H. Shapiro, "Signal-to-noise ratio of Gaussian-state ghost imaging," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, **79**(2), 1–11 (2009).
- [46] B. Sun, S. S. Welsh, M. P. Edgar, J. H. Shapiro, and M. J. Padgett, "Normalized ghost imaging," *Opt. Express*, **20**(15), 16892 (2012).
- [47] P. Schelkens, A. Skodras, and T. Ebrahimi, *The JPEG2000 Suite*, John Wiley & Sons (2009).
- [48] E. J. Candès and T. Tao, "Decoding by linear programming," *IEEE Trans. Inf. Theory*, **51**(12), 4203–4215 (2005).
- [49] D. L. Donoho, M. Elad, and V. N. Temlyakov, "Stable Recovery of Sparse Overcomplete Representations in the Presence of Noise," *IEEE Trans. Inf. Theory*, **52**(1), 6–18 (2009).
- [50] E. J. Candès, "The restricted isometry property and its implications for compressed sensing," *Comptes Rendus Math.*, **346**(9)–(10), 589–592 (2008).
- [51] E. J. Candès and T. Tao, "Near-Optimal Signal Recovery From Random Projections: Universal Encoding Strategies–," *IEEE Trans. Inf. Theory*, **52**(12), 5406–5425 (2006).
- [52] M. Lustig, D. Donoho, and J. M. Pauly, "Sparse MRI: The application of compressed sensing for rapid MR imaging.," *Magn. Reson. Med.*, **58**(6), 1182–1195 (2007).
- [53] M. A. T. Figueiredo, R. D. Nowak, and S. J. Wright, "Gradient projection for sparse reconstruction: Application to compressed sensing and other inverse problems," *IEEE J. Sel. Top. Signal Process.*, **1**(4), 586–597 (2007).
- [54] [1] D. L. Donoho, Y. Tsaig, I. Drori, and J. L. Starck, "Sparse solution of underdetermined systems of linear equations by stagewise orthogonal matching pursuit," *IEEE Trans. Inf. Theory*, **58**(2), 1094–1121 (2012).
- [55] A. Kulkarni and T. Mohsenin, "Accelerating Compressive Sensing Reconstruction OMP Algorithm with CPU , GPU , FPGA and Domain Specific Many-Core," *IEEE Int. Symp. Circuits Syst. (ISCAS)*, 970–973 (2015).
- [56] 國分泰雄, "光波工学," 共立出版 (1999).
- [57] W. Bogaerts and S. K. Selvaraja, "Compact Single-Mode Silicon Hybrid Rib/Strip Waveguide With Adiabatic Bends," *IEEE Photonics J.*, **3**(3), 422–432 (2011).
- [58] T. Tanemura and Y. Nakano, "Design and scalability analysis of optical phased-array 1 × N switch on planar lightwave circuit," *IEICE Electron. Express*, **5**(16), 603–609 (2008).

- [59] T. Kominato, Y. Hida, M. Itoh, H. Takahashi, S. Sohma, T. Kitoh, and Y. Hibino, “Extremely low-loss (0.3 dB/m) and long silica-based waveguides with large width and clothoid curve connection,” *European Conference on Optical Communication (ECOC)*, TuI.4.3 (2004).
- [60] T. Chen, H. Lee, J. Li, and K. J. Vahala, “A general design algorithm for low optical loss adiabatic connections in waveguides,” *Opt. Express*, 20(20), 22819–22829 (2012).
- [61] 市川幸美, 佐々木敏明, 堤井信力, “プラズマ半導体プロセス工学,” 内田老鶴圃 (2003).
- [62] M. Zaitzu, T. Tanemura, A. Higo, and Y. Nakano, “Experimental demonstration of self-aligned InP/InGaAsP polarization converter for polarization multiplexed photonic integrated circuits,” *Opt. Express*, **21**(6), 6910–6918 (2013).
- [63] R. A. Levy, *Microelectronic Materials and Processes*, Kluwer Academic Publishers (1989).
- [64] 高橋一雄, “露光装置技術発展の系統化調査,” 国立科学博物館 技術の系統化調査報告 第6集 (2006).
- [65] S. Adachi and H. Kawaguchi, “Chemical etching characteristics of (001) InP,” *J. Electrochem. Soc.*, **128**(6), 1342–1349 (1981).
- [66] K. Shinoda, K. Adachi, Y. Lee, T. Kitatani, T. Fukamachi, H. Yamashita, T. Takemoto, F. Yuki, T. Sugawara, S. Tanaka, and S. Tsuji, “Monolithically lens-integrated photonic device arrays for compact optical transceivers,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **52**(2), (2013).
- [67] P. R. Varekamp, M. C. Håkansson, J. Kanski, D. K. Shuh, M. Björkqvist, M. Gothelid, W. C. Simpson, U. O. Karlsson, and J. A. Yarmoff, “Reaction of I₂ with the (001) surfaces of GaAs, InAs, and InSb. I. Chemical interaction with the substrate,” *Phys. Rev. B*, **54**(3), 2101–2113 (1996).
- [68] 徳山巍, “半導体ドライエッチング技術,” 産業図書 (1992).
- [69] B. Mimoun, H. T. M. Pham, V. Henneken, and R. Dekker, “Residue-free plasma etching of polyimide coatings for small pitch vias with improved step coverage,” *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, **31**(2), 21201 (2013).
- [70] E. Hoshino, “Method for dry etching a chromium or chromium oxide film,” U.S. Patent 4,613,401 (1986).
- [71] R. J. Carlson, and D. W. Younger, “Method of plasma etching of films containing chromium,” U.S. Patent 4,445,966 (1984).
- [72] H. Nakata, K. Nishioka, and H. Abe, “Plasma etching characteristics of chromium film and its novel etching mode,” *J. Vac. Sci. Technol.*, **17**(6), 1351 (1980).
- [73] J. Wiedmann, M. M. Raj, K. Ebihara, K. Matsui, S. Tamura, and S. Arai, “Deeply Etched Semiconductor / Benzocyclobutene Distributed Bragg Reflector Laser Combined with Multiple Cavities for 1.5- μ m-Wavelength Single-Mode Operation,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 4031–4037 (2001).

- [74] H. Yagi, Y. Onishi, K. Koyama, Y. Tsuji, H. Ichikawa, H. Yoshinaga, N. Kaida, T. Nomaguchi, K. Hiratsuka, and K. Uesaka, “1.3 μm wavelength AlGaInAs/InP ridge-Waveguide lasers utilizing benzocyclobutene planarization process,” *SEI Tech. Rev.*, (69), 92–95 (2009).
- [75] 糠谷行男, 高橋良郎, 井口泰男, 金森孝史, “銅-ポリイミド多層基板の平坦化プロセス,” 電子情報通信学会技術研究報告, CPM93-79 (1993).
- [76] N. Inoue, H. Yagi, R. Masuyama, T. Katsuyama, Y. Yoneda, and H. Shoji, “InP-based photodetector monolithically integrated with 90° hybrid for 100 Gbit/s compact coherent receivers,” *SEI Tech. Rev.*, (79), 66–71 (2014).
- [77] 金原粲, 白木靖寛, 吉田貞史, “薄膜工学,” (2003).
- [78] I. M. Soganci, T. Tanemura, and Y. Nakano, “Integrated phased-array switches for large-scale photonic routing on chip,” *Laser Photon. Rev.*, **6**(4), 549–563 (2012).
- [79] 沢木司, “真空蒸着,” 日刊工業新聞社 (1968).
- [80] I. Neelakanta Reddy, N. Sridhara, P. Bera, C. Anandan, A. Kumar Sharma, and A. Dey, “Nanostructured alumina films by E-beam evaporation,” *Ceram. Int.*, **41**, 10537–10546 (2015).
- [81] 李海洙, 一色貞文, “ γ -アルミナの変態について,” 東京大学生産技術研究所 生産研究, **11**(2), 25–29 (1959).
- [82] V. Malina, E. Hájková, J. Zelinka, M. Dapor, and V. Micheli, “Non-alloyed Ti/Au and Ti/Pt/Au ohmic contacts to p-type InGaAsP,” *Thin Solid Films*, **223**(1), 146–153 (1993).
- [83] Olympus, “技術情報 無限遠補正光学系とは,” <http://www.olympus-ims.com/ja/microscope/terms/feature15/>.
- [84] G. Morello, C. Baron, D. Re, D. Sarocchi, and G. Meneghini, “Evaluation of induced damage by CH_4/H_2 reactive ion etching on InP:n^{++} ,” *Microelectron. Eng.*, **67–68**, 356–362 (2003).
- [85] I. M. Soganci, “Integrated Phased-Array Photonic Switches for Ultra-Large-Capacity Optical Packet Routing,” Doctoral dissertation (2010).
- [86] PrekinElmer, “Avalanche photodiode A user guide,” http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-6538APP_AvalanchePhotodiodesUsersGuide.pdf (2010).
- [87] B. Dobkin, and J. Williams, *Analog Circuit Design: A Tutorial Guide to Applications and Solutions*, Elsevier (2011).
- [88] W. R. Huang, J. Montoya, J. E. Kinsky, S. M. Redmond, G. W. Turner, and A. Sanchez-Rubio, “High speed, high power one-dimensional beam steering from a 6-element optical phased array,” *Opt. Express*, **20**(16), 17311 (2012).
- [89] L. E. Roberts, R. L. Ward, S. P. Francis, G. Paul, R. Fleddermann, A. J. Sutton, C. Smith, D. E. McClelland, and D. A. Shaddock, “High power compatible internally sensed optical phased array,” *Opt. Express*, **24**(12), 13467–13479 (2016).

- [90] M. Zaitzu, “Polarization Control inside Photonic Integrated Circuits Using InP Half-Ridge Polarization Converters”, Doctoral dissertation (2013).
- [91] K. Magari, M. Okamoto, and Y. Noguchi, “1.55 μm polarization-insensitive high-gain tensile-strained-barrier MQW optical amplifier,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **3**(11), 998–1000 (1991).
- [92] A. Watanabe, F. Ishikawa, and M. Kondow, “Effect of Plasma Processes on the Characteristics of GaAs Related Optical Device Structure,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **51**(5), 56501 (2012).
- [93] B. Yoo, S. Park, and K. Park, “Reactive ion etching-induced damage in GaAs/AlGaAs quantum well structures and recovery by rapid thermal annealing and hydrogen passivation,” *J. Vac. Sci. Technol. A*, **13**(3), 931–934 (1995).
- [94] 柳井晴夫, 竹内啓, “射影行列 一般逆行列 特異値分解,” 東京大学出版会 (1983).

本研究に関わる発表

- [1] Kento Komatsu, Yasuyuki Ozeki, Yoshiaki Nakano, and Takuo Tanemura, “Ghost imaging using integrated optical phased array,” 2017 Optical Fiber Communication Conference (OFC), Th3H.4, Los Angeles, CA, USA, March 2017 (accepted).
- [2] 小松憲人, 種村拓夫, 中野義昭, “InP 光集積フェーズドアレイの試作と評価,” 第 77 回応用物理学会秋期学術講演会, 16a-A35-10, 朱鷺メッセ (新潟), 2016 年 9 月.
- [3] 小松憲人, 福田将治, 種村拓夫, 中野義昭, “InP 光フェーズドアレイ素子のイメージング応用,” エイトラムダフォーラム 2016, ルヴェソンヴェール本郷 (東京), 2016 年 10 月.
- [4] 小松憲人, 福田将治, 種村拓夫, 中野義昭, “InP 集積高出力ビーム偏向素子の設計と試作,” 電子情報通信学会 IPDA 研究会, IPDA15-P25, 東レ総合研修センター (静岡), 2016 年 4 月.
- [5] 小松憲人, 崔成漢, 種村拓夫, 中野義昭, “高速スキャニングに向けた InP 光集積フェーズドライの評価,” 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会 (OPE), P2-8, リゾーピア熱海 (静岡), 2015 年 4 月.
- [6] 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ャニング素子の設計,” 第 63 回応用物理学会春期学術講演会, 20p-S321-16, 東京工業大学 (東京), 2016 年 3 月.

特許

- [1] 種村拓夫, 小松憲人, 中野義昭, 小関泰之, “イメージング装置及び方法,” 特願 2016-257455, 2016 年 12 月 29 日.

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご協力をいただきました。この場をお借りして深く感謝申し上げます。

指導教員である種村拓夫准教授には、研究方針から作製、測定手法、発表の方法まであらゆる場面でご助言を頂きました。3年前には右も左も分からなかった私を一から指導してくださったおかげで研究を進め、この修士論文を完成させることができました。また、研究室のマネジメントなど研究以外の場面でもご助言いただくとともに私に裁量を与えてくださり、貴重な経験をすることができました。本当にありがとうございました。

中野義昭教授にはミーティングなどを中心に広い視点からご助言いただいたほか、研究を行うための実験設備、環境を整えていただきました。中野教授のご尽力により、何不自由なく有意義に研究を進めることができました。

小関泰之准教授には、光学、イメージングの専門家として様々なアイデア、ご助言をいただきました。本論文の主要テーマであるゴーストイメージングを取り入れた手法もそれらをヒントにしたもので、小関准教授のご助言がなければ本研究は為し得なかったと思っております。

杉山正和教授には半導体プロセスおよび化学の専門家として素子の作製方針についてご助言いただきました。また、渡辺健太郎講師には、具体的なプロセス装置の使用法に関する指導をいただきました。両氏のご指導により、安全かつ確実に素子の作製を進めることができました。

西本昌哉研究員は最も身近なスタッフとして、作製や評価など様々な場面で相談に乗っていただきました。また、研究室やアカデミアに関する興味深いお話を伺い、見識を広めることができました。

博士1年の福田将治氏には、同じ光フェーズドアレイを研究テーマとする先輩として学部時代から作製をはじめ様々な点でお世話になりました。また博士1年の綾田雅文氏には、設計、解析に使用するツールや研究室内の管理システムの整備にご尽力いただきました。同じく博士1年の山下大之氏には、微分幾何に基づいて素子設計を行う方法をご提案いただいたほか、測定、解析の様々な場面でアドバイスをいただきました。学部4年の菅沼貴博氏には電子回路設計に関してご助言をいただきました。同じく学部4年の河野佑亮氏は本論文の内容に関連した研究を進め、新たな知見を与えてくださいました。これらの方々に留まらず、中野・杉山・種村研究室の皆様からは数多くの助言や支援をいただき、また研究室生活を大変豊かなものにしていただきました。

これら全ての方々の協力により、ここまで研究を進めることができました。改めて深く感謝いたします。

最後に、私の研究生活を支えてくれた両親をはじめ全ての方々に深く感謝し、謝辞に代えさせていただきます。

2017年2月3日