

平成30年度 修士論文

光集積フェーズドアレイを用いた
ゴーストイメージングに関する研究

Research on ghost imaging using integrated optical phased array

2019年1月31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

学籍番号 37-176434

河野 佑亮

Abstract

ゴーストイメージングは、多数のピクセルからなる光検出器アレイを用いる従来の手法と異なり、単画素の光検出器を用いて物体の空間情報を取得するイメージング手法として近年注目されている。この手法は、空間的にランダムな光パターンを次々に変化させながらイメージング対象となる物体に照射し、その反射光や透過光の全強度を単画素の光検出器を用いて取得する。異なるパターンを多数回照射した後、照射パターンと受光強度の相関を利用して物体の空間情報を再構成する。ゴーストイメージングは使用する光検出器が単画素であることから、高感度かつ高速な光検出器を用いながらも低コストに受光系を構築することが可能である。このような特性から、高性能な光検出器アレイを安価に利用することが難しい可視光以外の波長の光を用いたイメージングにおいて特に有益な手法であり、マルチスペクトルイメージングや3次元イメージング、検視鏡、フローサイトメトリー等様々に応用されている。

一方、実用的なイメージングシステムへの導入に向けては、課題となる点も存在する。1つは、ゴーストイメージングを行う際の光照射素子としてよく用いられる空間光変調器 (spatial light modulator, SLM) が大型であることから、システム全体も大きく、複雑なものになってしまうことである。2つ目は、画像再構成に多数回の測定を必要とすることや、現在利用可能な SLM の処理速度が低速であることから、ゴーストイメージングのフレームレートが大幅に制限されてしまうことである。SLM として用いられる比較的高速な DMD (digital micromirror device) でさえも、 64×64 ピクセルのイメージングにおいて、そのフレームレートはわずか数 fps に留まっている。

本研究においては、実用的なゴーストイメージングの実現を目指し、ランダム光パターン照射素子として光集積フェーズドアレイ (integrated optical phased array, integrated OPA) を用いた。光集積フェーズドアレイは、電氣的に光の位相を制御することによって高速にビーム形成および走査を行うセンシング・イメージング素子として広く研究が行われている。光集積フェーズドアレイによるランダムパターンの照射は、ビーム形成の際に必要なとされるような事前のキャリブレーションを必要とせず、ランダムな電気信号を送ることによって容易に行うことが可能である。従って、ビーム走査によるイメージングと比べて、ゴーストイメージングは解像度向上に伴う素子の大規模化に有利であるという特徴も併せ持っている。

実用的なゴーストイメージングの実証のため、主に次の2点について検討を行った。1つ目は、光集積フェーズドアレイを用いてイメージングを行う次元の拡張である。通常、端面射出型の光集積フェーズドアレイを用いた場合にビームの走査やランダムパターンを変化させることができるのは、出射端に配置される導波路アレイが並ぶ1次元方向のみである。そこで、外部の光学系に回折格子と波長可変レーザを組み込み、光パターンの照射範囲を2次元に拡張することによって、2次元イメージングを実証した。本研究の成果は、将来的な単一チップ素子による2次元イメージングの実現可能性を示唆している。回折格子と波長可変レーザは、共に光フェーズドアレイと同一のチップ上に集積することが可能である。これに加えて、CMOS (complementary metal-oxide-semiconductor) プロセス技術による駆動回路集積を行うことにより、半導体の微小なチップ上に光源や駆動回路、イメージング機構が完結した素子の作成が可能であると考えている。

さらに、TOF (time of flight) 方式を採用し、物体からの反射光を用いたゴーストイメージングについても基礎的な検証並びに数値シミュレーションを行った。LiDAR (light detection and ranging) への応用を考える上で、反射光を用いたイメージング、奥行き情報の取得は必須である。上記の2次元イメージングと組み合わせることによって、光集積フェーズドアレイを用いた超小型3次元イメージング素子の実現も可能であると考えている。

2つ目は、高速なイメージングの実証である。光集積フェーズドアレイの大きな利点の1つである、高速な切り替え速度を生かしたゴーストイメージングを行った。照射光パターンの切り替え速度は、光集積フェーズドアレイに装荷される位相シフタの特性に大きく依存する。本研究においては、DMD と同程度の切り替え速度となる熱光学型位相シフタに始まり、より高速なキャリア注入型の位相シフタを装荷した光集

積フェーズドアレイによるゴーストイメージングを行った。外部から電気信号を送る駆動回路に律速された速度であるものの、最大で 12.5 MHz のパターン切り替えによるゴーストイメージングを実証した。本手法は駆動回路の最適化や電気光学効果等を用いたより高速な位相シフタの導入により、今後さらなる高速化が見込まれる。また、ゴーストイメージングにおいては光パターンの切り替え速度がより速い素子を使うだけでなく、イメージングの際に必要なパターン数を減らすことを目的として、ランダムパターンとの相性が良い圧縮センシングの手法が組み込まれることが多い。通常のゴーストイメージングにおいては、鮮明なイメージの取得には所望のピクセル数を上回るパターン数が必要となってしまうものの、圧縮センシングを組み合わせることによってピクセル数以下のパターン数のイメージングも可能であるとされている。本研究においては、光集積フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングへの圧縮センシングの導入についても検討している。

増幅器の集積による高出力化等、依然として実用化へ向けて検討すべき点は存在するものの、本研究は高速 3 次元イメージング素子としての光集積フェーズドアレイの可能性を示す有意義なものであると考えている。

目次

第1章 序論	1
1.1 ゴーストイメージング	1
1.2 光集積フェーズドアレイ	8
1.3 LiDAR	9
1.4 本研究の目的	10
1.5 本論文の構成	11
第2章 原理	13
2.1 光の伝搬の基礎	13
2.2 光学素子の基礎	15
2.3 フェーズドアレイ	19
2.4 ゴーストイメージング	24
2.5 LiDAR	27
2.6 ゴーストイメージング LiDAR	27
2.7 半導体光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージング	29
第3章 Si 光フェーズドアレイの特性評価	33
3.1 素子の構造	33
3.2 素子の実装	33
3.3 位相シフタの特性評価	34
3.4 NFP, FFP の観測	35
第4章 Si 光フェーズドアレイによるイメージング測定	41
4.1 透過光を用いたゴーストイメージング	41
4.2 反射光を用いたゴーストイメージング	55
第5章 InP 光フェーズドアレイによる測定	66
5.1 使用した素子について	66
5.2 1×100 光フェーズドアレイを用いた1次元高速ゴーストイメージング	67
5.3 1×25 光フェーズドアレイと3次元導波路を用いた2次元出射測定	69
第6章 結論	72
付録A 測定機器・素子の性能等について	74
参考文献	76
本研究に関する発表	82
謝辞	83

第1章 序論

1.1 ゴーストイメージング

1.1.1 量子ゴーストイメージング

ゴーストイメージングは、単画素の光検出器を用いて物体の空間情報を取得する。物体に照射された空間的な広がりを持つ光と未知の物体との相互作用による光強度情報を、たった1つのピクセルで一挙に取得し、その相関を利用することによって物体の像を再構成する。多数の画素からなるイメージセンサー上に、レンズを用いて物体の像を結像することによってイメージングを行う従来のカメラとは一線を画するイメージング手法である。

当初、ゴーストイメージングは本質的に量子的な現象を利用したイメージング手法として研究が進められた [1]。ゴーストイメージングは、1995年に Strekalov らによって量子力学的な相関を利用したイメージング手法として初めて実験的に実証された [2, 3]。「ゴーストイメージング」という名称は [2] の論文に由来している。このイメージングにおいては、パラメトリック下方変換として知られる非線形光学結晶に光を照射する際に生じる光子対の量子的なもつれを利用している (Fig. 1.1)。量子的なゴーストイメージングにおいては、パラメトリック下方変換によって生じた signal 光と idler 光をビームスプリッタによって分岐し、2つの経路において同一の距離に設置されたイメージングの対象となる物体と、カメラのような光の位置情報を記録できる光検出器にそれぞれ照射する。物体を透過した光の全強度を単画素の光検出器によって取得し、カメラを用いて取得したもう一方の経路の情報と共に、量子的な相関に基づいて計算処理することによって、物体の像を再構成する。ゴーストイメージングにおいて使用される単画素の光検出器はバケットディテクタと呼ばれることがある。これは、この光検出器が大面積で、画素情報を持たないことを意味している。当然、バケットディテクタ単体の情報のみでは物体の像を読み取ることは不可能であるが、もう一方の経路で記録された位置情報との相関を取ることで、像の再構成が可能となる。

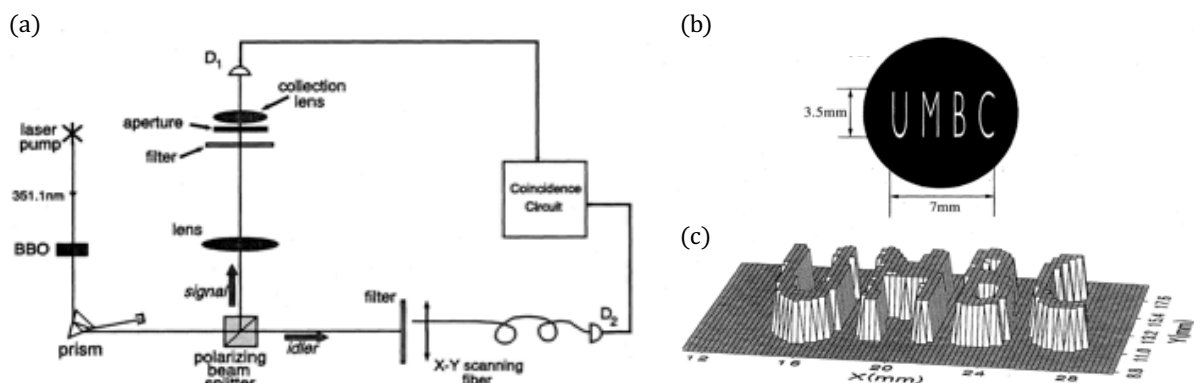


Fig. 1.1: First demonstration of quantum ghost imaging[3]. (a) Schematic of the experimental setup. (b) Actual aperture placed in the signal beam. (c) Reconstructed image.

1.1.2 古典ゴーストイメージング

Strekalov らの報告の後、2002年にBenninkらによって古典的な光源を用いたゴーストイメージングの実証が行われ、量子的な相関を用いることなく、この手法を用いることが可能であることが示された [4][†]。

古典的な光源を用いたゴーストイメージングの基本的な構成においては、空間的にランダムな強度分布を持った照射パターンを使用する。照射パターンをビームスプリッタを用いて分岐して、一方の経路上に存在する物体からの透過光、あるいは反射光の全強度をバケットディテクタによって取得する。そして、もう一方の経路に設置されたカメラによって、物体に照射された光の強度分布と全く同じ強度分布を観測する。照射パターンを空間的に変化させながらこれを繰り返し、照射パターンと受光強度の相関を計算することによって物体の像を再構成する。

Boydらは光源としてHe-Neレーザを用い、チョッパによってパルス状に整形した後、系に組み込まれた反射板の向きを変化させることによって擬似的にランダムパターンを生成し、像の再構成に使用している (Fig. 1.2)。

古典光源によるゴーストイメージングは、再構成の際に利用する2つの経路の照射光に量子的な相関は不要である。空間的にランダムな光パターンを生成すれば良いため、反射板のみならず、回転させたすりガラスにレーザー光を照射することによって空間分布が次々に変化する光パターンを用いるなど [5]、様々な古典ゴーストイメージングが提案されている。古典ゴーストイメージングが提案された当初は、生成したランダムな光パターンの生成・記録と強度取得を、ビームスプリッタによって分岐した2つの経路のそれぞれにおいて同時に行った例が多く見られるが、多数の照射パターンを必要とするゴーストイメージングの特性上、この手法は非常に低速なイメージングであった。

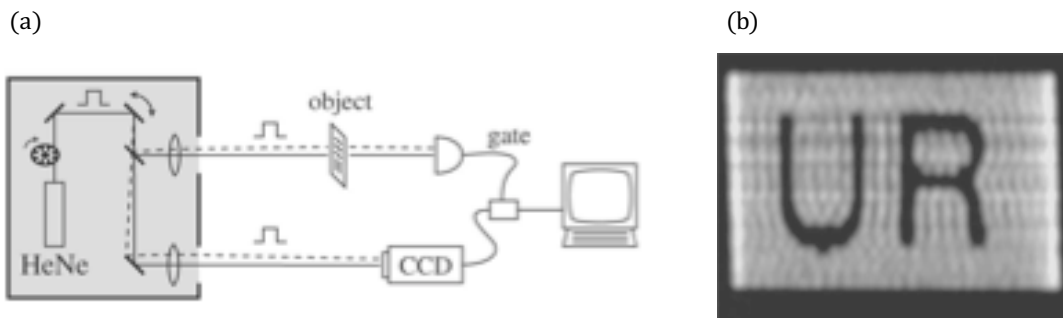


Fig. 1.2: First demonstration of classical ghost imaging[4]. (a) Schematic of the experimental setup. (b) Reconstructed image.

1.1.3 コンピュータショナルゴーストイメージング

とりわけランダム光パターンの生成に幅広く使用されているのが、空間光変調器 (spatial light modulator, SLM) である。空間光変調器は空間的な広がりをもつ光の振幅や位相、伝搬方向などを変調する素子の総称であり、二次元平面上の光変調部と変調に用いる情報を書き込むアドレス部を持つ。光変調部は、光 (あるいは電気) 制御信号によってアドレス部書き込まれた情報に応じてその性質を変化させる。入射光が素子を透過するか、あるいは反射する際に光変調部と相互作用し、変調を受けた後に出射される。

空間光変調器が頻繁に使用される理由は、反射光あるいは透過光として出射される光の強度や位相を制御信号によって所望の状態に変化させ、空間を伝搬する光の強度分布を算出することが可能なためである。古典ゴーストイメージングにおいては物体にどのような強度分布の光が照射され、その結果、物体を透過あるいは反射した光の強度の総和はどの程度であるかを知ることができれば良い。すなわち、空間光変調

[†]以下、本論文においてゴーストイメージングという用語は基本的に古典光源を用いたゴーストイメージングを指すものとする。

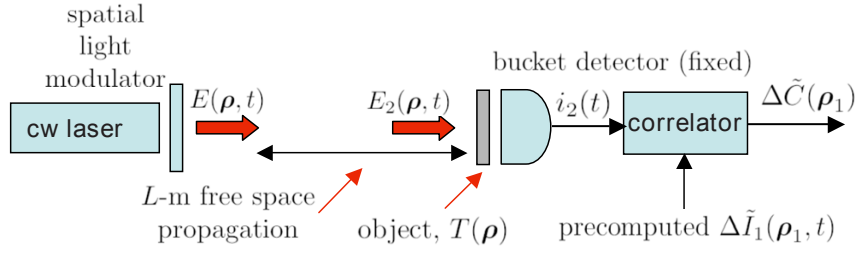


Fig. 1.3: Setup of the first proposal of computational ghost imaging[6].

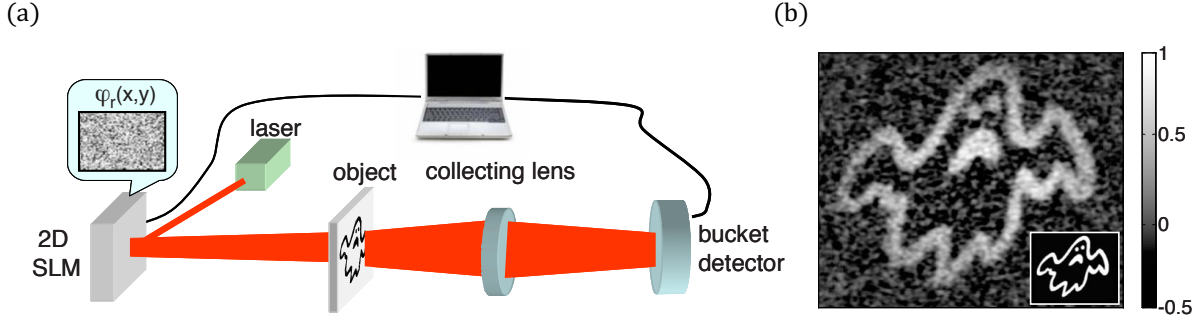


Fig. 1.4: First demonstration of computational ghost imaging[7]. (a) Setup and (b) reconstructed image with 16000 measurements.

器を用いたゴーストイメージングにおいては、ビームスプリッタを用いて光の経路を分岐し、空間的な強度情報をカメラによって記録することなくイメージングを行うことが可能である。この特性は、イメージングの高速化に寄与するのみならず、高価なイメージセンサからなるカメラを一連の測定において一切使用する必要がないという利点がある。この手法は2008年にShapiroによって提案され[6](Fig. 1.3), 2009年にBrombergらによって実証された[7](Fig. 1.4)。これまでカメラを用いて記録されていた物体に照射される光の強度分布を、空間光変調器の状態から算出して代用していることから、この手法は「コンピュータショナルゴーストイメージング」と呼ばれる。

コンピュータショナルゴーストイメージングにおいて使用される代表的な空間光変調器としては、光変調に液晶を用いるLCOS-SLM(liquid crystal on silicon spatial light modulator)や、MEMS(micro electro mechanical systems)技術により作製される微小ミラーアレイからなるDMD(digital micromirror device)が挙げられる。

LCOS-SLMはアドレス部としてシリコン基板に作製されたCMOS(complementary metal oxide semiconductor)回路上に画素電極を配置し、光変調部には基板に並行に配向されたネマチック液晶を用いる[8]。CMOSアクティブマトリクス回路に書き込まれた信号強度に応じて画素電極に印加される電圧が変化し、それに伴って液晶分子が傾くことによって屈折率が変化する(Fig. 1.5)。屈折率の変化が出射光に位相変化を与えるため、アドレス部への信号から物体に照射される光の強度分布を算出することが可能である。変調速度は液晶の緩和時間に律速されるため、比較的低速である。Brombergらのコンピュータショナルゴーストイメージングの最初の実証においてはLCOS-SLMが使用された。16000種類の異なる照射パターンを用いて、 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ (解像点数7500点程度)の2次元イメージを取得している。

DMDは、1987年にHornbeckらによって開発された、微小なミラーを2次元アレイ状に並べたデバイスである[9]。個々のアドレス用電極に印加される電圧のオンオフに応じて発生する静電引力によりミラーが傾き、光の反射方向が変化するによって2値の強度変調となる(Fig. 1.6)。DMDの利点はその比較的高速な変調速度であり、最大で32.5 kHz程度での動作が可能である[10]。多数の空間的に異なる照射パターンを用いる必要があるゴーストイメージングにおいて、照射パターンの切り替え速度は重要であり、DMD

は数多くのコンピュータシヨナルゴーストイメージングの測定に用いられている [11].

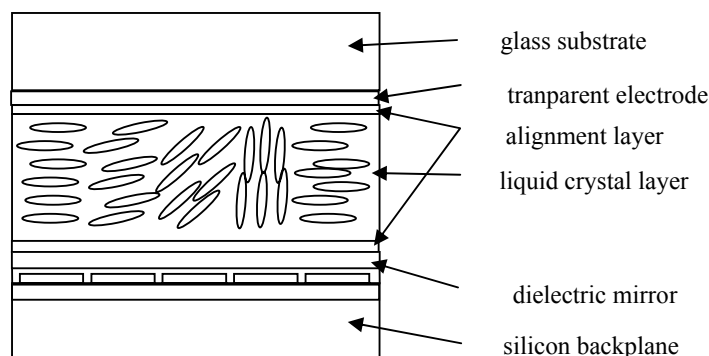


Fig. 1.5: Structure of LCOS-SLM[8].

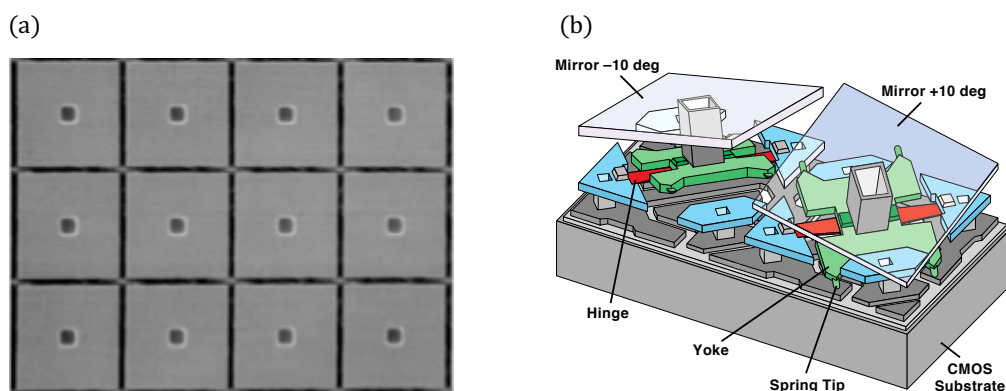


Fig. 1.6: (a) Top surface of DMD and (b) two DMD pixels.[12].

1.1.4 圧縮センシングの利用

ゴーストイメージングにおいて、照射パターンと取得された受光強度の相関から物体の像を再構成するためには、十分な回数の異なる光パターン照射を行う必要がある。その回数は照射パターンのランダム性や求める画質によるが、一般的に所望のピクセル数 P より多くなる。他のイメージング方式と比較すると、例えばビーム走査方式においては、イメージングを行う各ピクセルについてそれぞれビームを照射するため、照射回数はピクセル数と同じ P 回で十分である。ビデオレートの高速度なイメージングにおいては、イメージングに必要な照射回数はフレームレートを律速する大きな要因となるため、照射回数は少ないほうが好ましく、この点においては通常のゴーストイメージングは不利であると言える。

この問題を解決するために導入されたのが、圧縮センシング (compressive sensing, CS) である [13]. 圧縮センシングは、信号のスパース性、つまり、信号がある基底によって表現されたときに、ほとんどの要素が 0 か、それに近い値であるという性質を利用することにより、測定回数を圧縮する技術である。Bromberg らはコンピュータシヨナルゴーストイメージングに用いたものと同一の測定系・同一の照射パターンを用いて、圧縮センシングを利用したイメージングを実証した [14]. 彼らは、2つの手法によるイメージングの結果を比較しており (Fig. 1.7), 同一の実験データを用いているにも関わらず、圧縮センシングを利用して得られた画像の SNR (signal to noise ratio) は、通常のコンピュータシヨナルゴーストイメージングに比べて 4 倍向上していることを報告した。また、彼らは測定回数とピクセル数の関連についても言及しており、ピ

クセル数の 15% および 30% の測定回数によって、良好なイメージング結果が得られたことを報告している。この結果は圧縮センシングを導入したゴーストイメージングの利点を示す好例であり、通常のゴーストイメージングの欠点を払拭するのみならず、フレームレートを向上することができるという、ゴーストイメージングを行う明確な利点を示している。

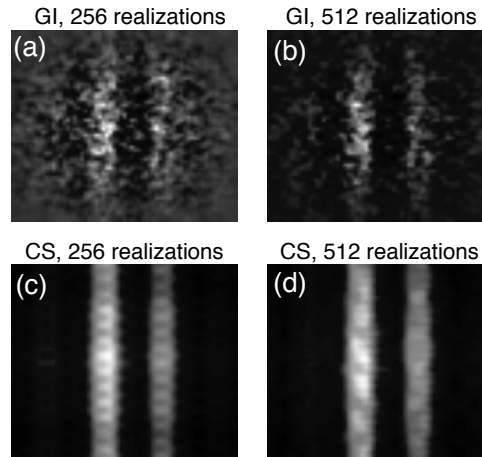


Fig. 1.7: Comparison of double-slit images reconstructed by computational ghost imaging with (a) 256 and (b) 512 measurements and (c),(d) CS using the same experimental data as (a) and (b), respectively [14].

1.1.5 ゴーストイメージングの利点

現在、ゴーストイメージングの研究においては、圧縮センシングを導入したコンピューショナルゴーストイメージングが主流である。ゴーストイメージングには、これまでに触れた点を含めて次のような利点がある。まず、バケットディテクタ、つまり単画素の光検出器のみによるイメージングが可能な点である。LiDARのように、レーザー光を出射し、その反射光を利用したイメージングを行う場合、人間の目にダメージを与えにくい近赤外等の波長帯のレーザーを使用する必要がある。このような波長帯の光検出器は一般に高価であり、高感度かつ高速なアレイ状の光検出器を安価に利用することは、通常困難である。そのため、単画素の光検出器を用いるゴーストイメージングは、コストを抑えるという点において有利なイメージング手法であると言える。この利点は近赤外光以外の波長帯についても同様であり、マルチスペクトルイメージング [15, 16] の他、ミリ波 [17] やテラヘルツ波 [18, 19]、X線 [20, 21] を用いたゴーストイメージングも提案されている。

その他に、圧縮センシングを導入しやすい点も大きな利点である。圧縮センシングのアルゴリズムは、ランダムな組み合わせの照射パターンとの相性が良く、ゴーストイメージングの測定においては再構成アルゴリズムの変更のみによって導入することが可能である。これにより、同じく単画素の光検出器によるイメージングも可能なビーム走査手法と比べても、ゴーストイメージングは測定回数の点において優位性があると言える。

1.1.6 ゴーストイメージングの応用

ゴーストイメージングの利点・特徴を生かした様々な応用が検討されている。本節においては、いくつかの応用例について取り上げる。

LiDAR

遠方に存在する物体の像を取得するためには、物体からの反射光を利用する必要がある。2008年に Meyersらは初めて反射光を用いたゴーストイメージングを行い、後のリモートセンシング応用への道を拓いた [22]。2012年には、Zhaoらがゴーストイメージングによって900 m先の物体の2次元画像を20 mmの解像度で取得することに成功している [23]。この例においては、スパース性を利用したアルゴリズム (ghost imaging lidar via sparsity constraints, GISC) を組み込むことによって、回折限界以下の解像度によるイメージングに成功している。さらに、2016年に Zhaoらは取得した反射光強度の時間遅れを利用することにより、GISCを3次元に拡張している [24] (Fig. 1.8)。900 m先の物体の画像を、ピクセル数の半分以下である6000回の測定によって、奥行方向に90 cmの解像度で再構成している。

比較的近距離の物体についても、短パルス照射パターンを用いた3次元イメージングが実証されている。Sunらは5 m程度の距離において、距離方向に3 mm程度の分解能をもつ128×128ピクセルの画像の取得に成功している [25]。

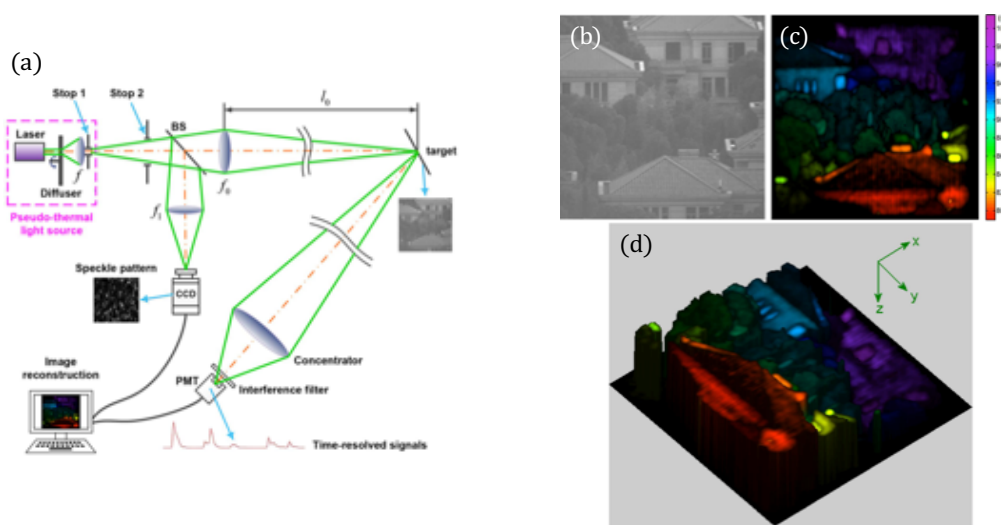


Fig. 1.8: (a) Experimental setup of 3D GISC LiDAR. (b) Original target located about 900 m away from the setup. (c), (d) 3D images of the target reconstructed by 3D GISC LiDAR, using 6000 measurements and its projection image in x-y plane, respectively [24].

フローサイトメトリー

フローサイトメトリーは、細胞などの粒子を流路に流し、個別の粒子の物理的な性質をレーザ等を用いて分析する光学測定である [26]。散乱光や蛍光を検出し、その特徴から流れる個々の細胞を分別する用途によく用いられる。2018年、太田らはフローサイトメトリーにゴーストイメージングの原理を取り入れた測定手法である、「ゴーストサイトメトリー (ghost cytometry, GC)」を提案した [27]。ゴーストサイトメトリーにおいては、照射パターンを次々に変化させるのではなく、固定のランダムパターンを流路の一部に照射する。実際に粒子に照射されるパターンは粒子の流れに従って変化するため、物体を固定して次々と照射パターンを変化させた場合と同様の状況を、フローサイトメトリーの測定系上に効果的に作り出すことができる (Fig. 1.9(a))。さらに太田らはゴーストサイトメトリーに機械学習の手法を取り入れ、画像を再構成することなく粒子を分別する手法も実証している (Fig. 1.9(b))。画像再構成に要する計算を省き、圧縮された光強度情報のみを粒子の分別に用いることによって、より高速な処理を実現している。

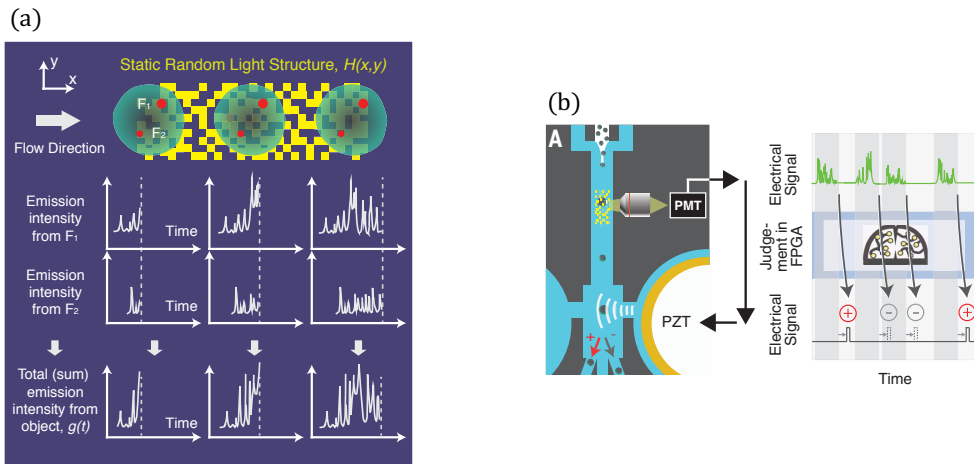


Fig. 1.9: (a) Schematic of the light detection process in GC. (b) Process of machine-learning-based GC[27].

検視鏡

検視鏡 (ophthalmoscope) は眼底検査に用いる医療器具であり、網膜の画像診断に使用される。2016年にLochockiらはゴーストイメージングの手法を応用したリアルタイム網膜撮像技術を提案した[28]。スキャンニング部分を持たず、単画素の光検出器を用いるゴーストイメージングの特徴を生かし、ロバストでシンプルな眼底検査を実現することを目的としている。この取り組みにおいては実際に生体の眼の画像を 128×128 ピクセルの解像度、5.15秒間の撮像時間によって取得している(Fig. 1.10)。DMDのフレームレートに律速され、画質や解像度は従来の検視鏡に劣るものの、白内障患者の眼のように散乱の影響が強く現れるケースなど、患者の眼の状態に幅広く対応できる撮像手法であると主張されている。

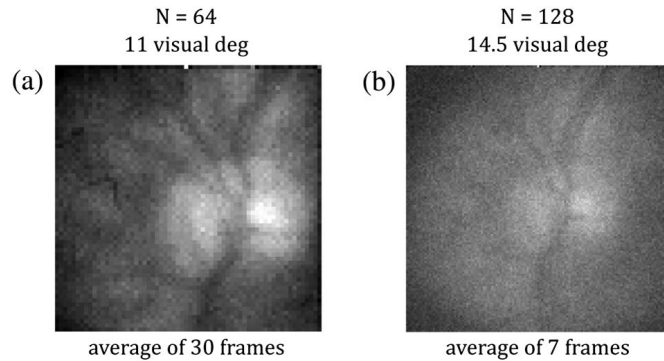


Fig. 1.10: (a), (b) Reconstructed and averaged images of optical nerve head. Illumination times are 1.29 and 5.15 s per frame, respectively[28].

暗号化技術

ゴーストイメージングの特徴を活用した暗号化技術についても報告されている[29]。ClementeらはFig. 1.11に示すような方式により、ゴーストイメージングを暗号化技術に用いることを提案した。AがBに物体 $\{O_i(x,y)\}$ の画像を暗号化し、送信する状況を考える。Aは、SLMへの入力である N パターンの位相情報を表すベクトル $\{\phi_i(x,y)\}$ を秘密鍵 $\{S_i\}$ としてBと共有する。Aは、 $\{\phi_i(x,y)\}$ を用いてSLMから光

パターン $\{I_i(x, y)\}$ を物体 $\{O_i(x, y)\}$ に照射し、受光した光強度を表す N パターンのベクトル $\{B_i\}$ を公開鍵として公開する。B は秘密鍵である位相情報 $\{\phi_i(x, y)\}$ から照射パターン $\{I_i(x, y)\}$ を算出することが可能であるため、公開鍵と併せて $\{O_i(x, y)\}$ の画像を複合することができる。つまり、ゴーストイメージングにおける、照射パターンと光強度の2つの情報から画像を再構成するという特徴を生かし、これを秘密鍵と公開鍵とすることによって暗号化を実現しているのである。Clemente らは、複素数となるランダム位相を用いた暗号化技術に対し、強度情報を利用することによって情報量を削減できるという利点もあると主張している。

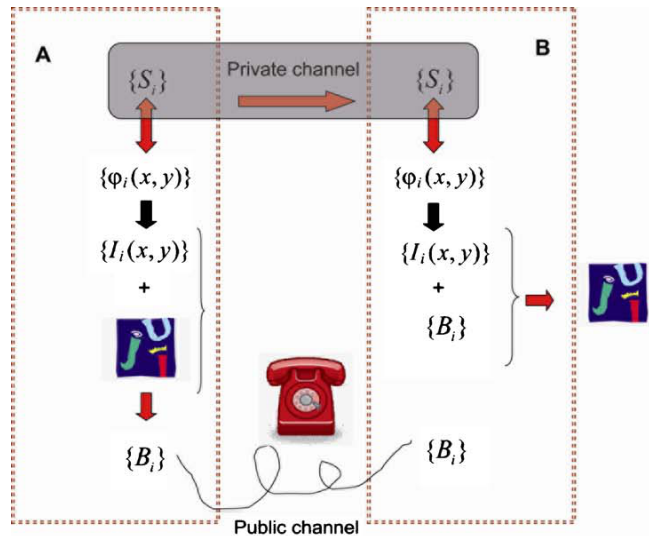


Fig. 1.11: Schematic of the encryption method based on computational ghost imaging[29].

1.2 光集積フェーズドアレイ

光集積フェーズドアレイ (integrated optical phased array, integrated OPA) は近年、非機械式のビーム走査素子として注目を集めている [30]。従来のビーム走査素子は、ビームを反射させるミラーの向きをモータの回転などにより変化させる機械的な機構を軸としており、応用先によっては、系のサイズや走査速度、駆動電圧、信頼性の点が実用化に向けた課題となっている。一方、光集積フェーズドアレイはアレイ状の導波路構造中を伝搬する光の位相を電気的に変化させることによって、素子から出射されるビームの向きを制御することが可能である。

光集積フェーズドアレイは種々の半導体プラットフォームにおいて作製され、盛んに研究が行われている。Si 光フェーズドアレイは、シリコンフォトニクス特有の強い光閉じ込めを利用することにより、とりわけ多数の素子を集積することが可能であり、導波路本数の多い大規模な素子を微小なチップ上に作製することができる [31]。CMOS プロセスを用いて作製することにより、制御用の CMOS 回路を同一チップ上に集積することも可能である [32, 33]。InP 系材料を用いた光フェーズドアレイは、Si とは異なる直接遷移型の半導体であるため、レーザや光増幅器といったアクティブ素子の集積に優れている。LiDAR のような比較的高出力の光出射が求められる用途への応用に際しては、極めて重要な利点であると考えられている。また、近年の III-V 族半導体ハイブリッド集積技術の発展も注目されている。III-V 族材料によって作製されるレーザや光増幅器を Si 基板上の素子に貼り合わせることによる、両者の利点をうまく取り入れた光集積フェーズドアレイについての研究も進められている [34, 35]。

光集積フェーズドアレイの基本的な構成においては、素子に入射したレーザ光をまず複数の導波路 (アレイ導波路) に分岐する (Fig. 1.12)。各導波路には位相シフタと呼ばれる構造が作製されており、電気的な

制御により適切に位相が調整される。素子出射端において、各導波路から出射したコヒーレントな光は干渉し、調整された位相に応じて特定の方向に伝搬するビームを形成する。アレイ導波路出射端を工夫することにより、2次元的にビームを走査することも可能である [36, 37]。

位相の調整は位相シフタ直下の導波路中の屈折率を各種光学効果により変化させることで実現される。キャリア注入型やキャリア空乏型の位相シフタを用いることで、数 V 程度の電圧印加によるナノ秒オーダー以上の高速な制御も可能である [38, 39]。

以上の性質から、光集積フェーズドアレイは従来デバイスの課題を克服する次代のビーム走査素子として有望視されている。

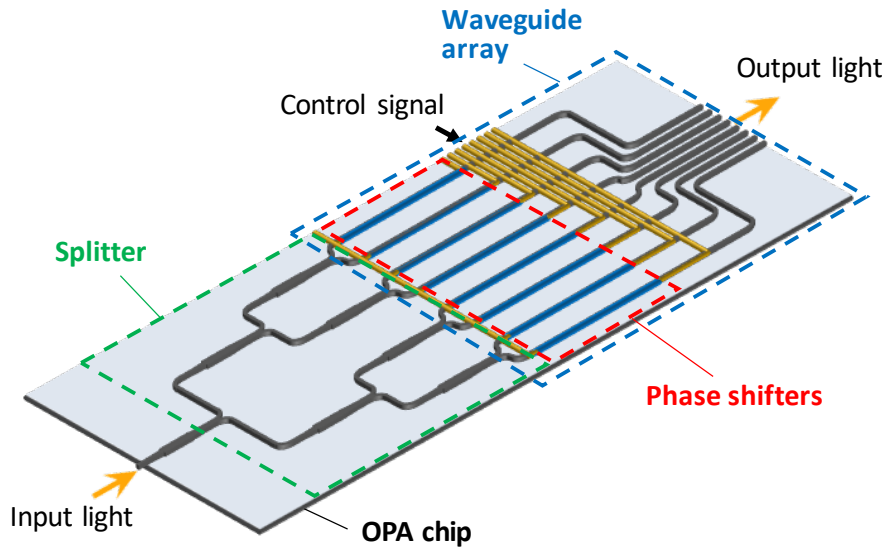


Fig. 1.12: Schematic of OPA chip.

1.3 LiDAR

ゴーストイメージングの応用先の1つであるLiDARは、光を用いて物体までの距離や物体の3次元情報を取得するリモートセンシング技術であり [40]、物体検知を目的として自動運転車やドローンに搭載することも検討されている。LiDARは、同じくリモートセンシング技術の1つであるレーダに用いられている電波を波長の短い光に置き換えたものであり、より高い解像度で物体を検知することが可能である。

空間中の物体の3次元情報を取得するためには、LiDARからの距離を測る（測距）技術と、等しい距離の球面内の2次元位置を取得する技術が必要である。LiDARにおける測距・面内情報取得技術にはレーダにも共通するものを含めていくつかの種類が存在する。代表的なものを以下に挙げる。

1.3.1 測距技術

TOF (time of flight)

TOF方式は、出射部分からパルス光を空間中に射出し、物体から反射した光を再び受光部分で検知する。受光するまでの往復時間と光速から、物体までの距離を算出する。往復時間から算出されるのは対象までの距離のみであり、3次元情報の取得のためにはビーム走査等によって角度情報を取得する必要がある。距離分解能は受光部分の帯域幅に依存するため、比較的高速な光検出器を必要とする。十分高速な光検出器

を利用できる場合、受光までの時間から直接距離を算出できるため、干渉を利用する方法に比べると、測定後の計算処理は容易である。また、干渉を利用する際に問題となるコヒーレンス長による制限がないことから、長距離測定も可能である。

FMCW (frequency modulated continuous wave)

FMCW 方式は、波長可変レーザによって線形に周波数変調されたノコギリ波や三角波を空間に出射する。このとき、送信波の一部を分岐して、参照波として使用する。物体から反射して受光部分において取得された光を、参照波と共にヘテロダイン検波し、2つの波形の周波数差をビート周波数として検知する。物体までの距離は、時間に対する周波数変化の割合とビート周波数から算出されるが、物体までの距離が近いほどビート周波数は小さくなるため、受光系に要求される帯域幅は狭くなる。加えて、干渉を利用することから参照波と受信波の光路差は使用するレーザのコヒーレント長よりも短くなければならず、近距離測定に適した測定法であると言える。

1.3.2 面内情報取得技術

ビーム走査

ビーム走査は、レーザ光の進行方向を変化させることによって特定の角度に存在する物体を検知する。代表的なものとしては、モータ等の動作によって向きを変えるミラーにレーザ光を照射し、反射光を空間に出射することによって、ミラーの角度に応じた出射角の情報を取得する機械的な方式が古くから用いられてきた [41, 42]。近年、光フェーズドアレイ方式をはじめとした、液晶や半導体材料内の屈折率を電気的に変化させることによって出射光の向きを変化させる非機械式の方式も登場している [43, 44]。

フラッシュ LiDAR

フラッシュLiDARは、広角に広がるビームを空間出射し、アレイ状に配置された受光素子を用いて反射光を検知することによって面内情報を取得する [45, 46]。それぞれのピクセルにおいて TOF による距離情報取得を組み合わせることによって、3次元情報を取得することができる。一度の光出射によるイメージングも可能であるが、広角に光出射をすることから各ピクセルによって受光される光強度が小さくなり、複数回の光出射や、受光素子にアレイ状の SPAD (single photon avalanche diode) を用いるなどの工夫が必要となる。

1.4 本研究の目的

可視光以外の波長帯におけるイメージングシステムの低コスト化や、LiDARのような3次元イメージングへの適性といった利点をもつゴーストイメージングであるが、解決すべき課題も存在している。多数回のパターン照射のためにイメージングに時間を要する点や、ランダム光パターンの生成に大型な素子が使われている点については、自動運転車や小型な IoT (Internet of things) デバイスへの搭載を考えた場合、改善が必須である。フレームレートの向上に関しては、現在、様々なアルゴリズムによる圧縮センシングの利用に加えて、LED アレイによる高速照射パターン切り替えを用いる方法 [47] など、高速化に向けて様々な手法が活発に検討されている。

本研究の目的は、このような状況を打開することを見据えた、光集積フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングの実用性についての検討である。高速なビーム走査素子として知られる光集積フェーズドアレイであるが、適切な位相調整によるビーム形成ではなく、ランダムな位相変化によってランダムな光パ

ターンを生成し、これをゴーストイメージングに適用することが可能である [48].

光集積フェーズドアレイを用いてゴーストイメージングを行うことは、ビーム形成におけるキャリブレーションの問題を解決することにも繋がる。光集積フェーズドアレイによるビーム形成には、所望の走査点数の数だけ、全ての位相シフタへの適切な電圧印加パターンを調べる必要がある。通常、位相シフタは全ての導波路に装荷され、走査可能点数は導波路本数 M 程度であることから、キャリブレーションにかかるコストは導波路本数 (\approx 解像点数) の 2 乗に比例する。電圧印加による位相変化をモデル化することにより、適切な電圧パターンを算出することも考えられるが、作製誤差や種々の光学効果の影響、導波路間の熱のクロストークによる屈折率変化等、様々な要因が絡み、通常困難である。一方、ゴーストイメージングにおいては、ランダムな光パターンをイメージング対象に照射することが可能であれば良いため、事前のキャリブレーションを必要としない。使用する位相シフタが適当な位相変化を生じることができる電圧範囲内であれば、ランダムに電圧パターンを決定することができる。ランダムな位相変化とゴーストイメージングの技術を光フェーズドアレイのキャリブレーションに取り入れた手法は他の研究グループによっても検討が始まっており [49]、今後、益々活発に研究が進むことが考えられる。

光集積フェーズドアレイはゴーストイメージングの実用性を高める多くの要素を備えている。1つは、高速な照射パターン切り替え速度である。現在ゴーストイメージングの研究においては DMD が頻繁に使用されているが、そのパターン切り替え速度に律速され、十分な画質が得られない場合やフレームレートが律速される例が散見される [28]。光集積フェーズドアレイは、特有の非機械式のパターン切り替え機構により、現状の DMD の切り替え速度である数十 kHz を遙かに上回る GHz オーダの動作も十分に実現可能である [39]。また、半導体集積素子を用いることから、系のサイズも大幅にコンパクトなものになる。他のデバイスを用いた場合においては難しい、光源・光変調部・制御回路部の全てを数 mm ~ 数十 mm 角スケールの素子に集積することも可能であると考えられる。

当研究室においては、既に InP 基板上に集積した光フェーズドアレイをゴーストイメージングに応用し、アレイ導波路の並ぶ方向に 1 次元イメージングの原理検証を行っている [50]。光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングを行う測定系の基本的な構成を Fig. 1.13 に示す。このような構成の光学系を使用した 1 次元ゴーストイメージングによって、バーコード状のパターンを読み取ることは可能であるものの、より実用的な用途への応用には不十分であり、2 次元、更には 3 次元イメージングの実証が必要である。

これを受けて、本研究においては、光集積フェーズドアレイを用いたイメージングの次元を拡張する。1 次元方向のゴーストイメージングに回折格子を導入し、波長掃引によってアレイ導波路の並ぶ軸に垂直な方向に光の進行方向を変化させ、光が伝搬する軸に垂直な平面上の 2 次元イメージングを行う。また、反射光を用いたゴーストイメージングを行うことにより、LiDAR への応用に向けた検討を行う。

1.5 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。まず本章においては、序論として量子ゴーストイメージングから始まるゴーストイメージングのこれまでについて振り返り、その応用先や実用化に向けた課題について検討した後、本研究の目的について確認した。第 2 章においては、ゴーストイメージングや光集積フェーズドアレイ、その他本研究に関連する光学の原理について概説する。第 3 章においては、第 4 章の測定に使用する Si 光フェーズドアレイについて説明し、イメージングに関わる特性についての評価を行う。そして、第 4 章において、Si 光フェーズドアレイによる 1 次元ゴーストイメージングと、これを応用した 2 次元イメージング測定を行い、反射光を用いたゴーストイメージングについても検討する。第 5 章においては InP 光フェーズドアレイを用いた高速ゴーストイメージング測定と、3 次元導波路を利用した 2 次元光出射測定について述べる。第 6 章において本研究をまとめ、今後の展望について述べる。

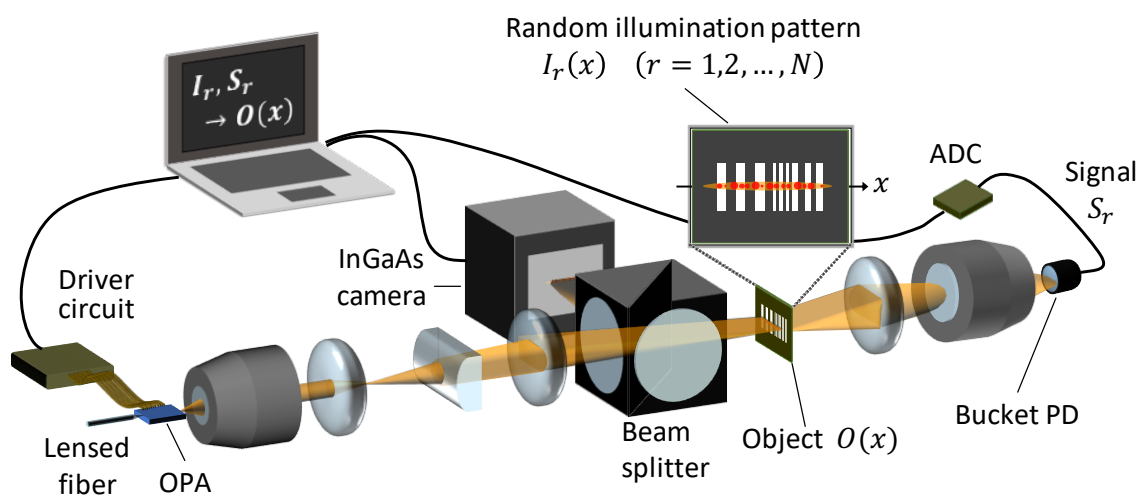


Fig. 1.13: Measurement setup of 1D ghost imaging using optical phased array.

第2章 原理

2.1 光の伝搬の基礎

光フェーズドアレイ素子および空間光学系における光伝搬の基礎となる波動光学・幾何光学の原理について述べる [51, 52].

2.1.1 フレネル回折とフラウンホーファー回折

有限の横方向 (x, y 方向) の広がりをもつ一般的なビームが光軸に沿って伝搬する場合について考える. 波動方程式は線形であるため, 有限の範囲に広がった光波は平面波の線形結合として表現できる. 光波の伝搬はこれらの平面波の全ての要素の伝搬により説明することができる.

$E(x, y)$ を $z = 0$ における光ビームの振幅とすると, 平面波のフーリエ積分により

$$E(x, y) = \iint A(k_x, k_y) \exp(jk_x x + jk_y y) dk_x dk_y \quad (2.1)$$

のように表せる. ここで, $A(k_x, k_y)$ は (k_x, k_y) によって指定される平面波成分の振幅を表し, 振幅分布 $A(k_x, k_y)$ は $E(x, y)$ のフーリエ変換である. フーリエ変換 $A(k_x, k_y)$ が与えられると, $z > 0$ における電界振幅は波数ベクトルの z 成分 k_z を用いて

$$E(x, y, z) = \iint A(k_x, k_y) \exp(jk_x x + jk_y y) \exp(jk_z z) dk_x dk_y \quad (2.2)$$

のように表せる. 波数ベクトルの各成分は屈折率 n , 角周波数 ω , 媒質中の光の波数 k により定まる以下の関係式

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(\frac{\omega}{c} n\right)^2 \equiv k^2 \quad (2.3)$$

を満たす. 近軸光においては $k_x, k_y \ll k$ の領域のフーリエ変換について考えれば良いため, k の z 成分について以下の近似が成り立つ.

$$k_z = \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} = k \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}} \approx k - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} \quad (2.4)$$

式 (2.2) に代入して,

$$E(x, y, z) = \iint A(k_x, k_y) \exp \left[jkz - j \left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} \right) z \right] \exp(jk_x x + jk_y y) dk_x dk_y \quad (2.5)$$

となる. 式 (2.1) と比較すると, $E(x, y, z)$ のフーリエ変換 $A'(k_x, k_y)$ は,

$$A'(k_x, k_y) = H(k_x, k_y) A(k_x, k_y) = \exp \left[jkz - j \left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} \right) z \right] A(k_x, k_y) \quad (2.6)$$

のように表せる. $H(k_x, k_y)$ は距離 z の空間伝搬を表す伝達関数である. ここで, 式 (2.1) を逆フーリエ変換すると

$$A(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint E(x, y) \exp(-jk_x x - jk_y y) dx dy \quad (2.7)$$

式 (2.7) を式 (2.5) に代入すると, $z > 0$ における電界振幅は,

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint dx' dy' \iint E(x', y') \exp[jk_x(x-x') + jk_y(y-y')] \\ &\quad \times \exp\left[jkz - j\left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2k}\right)z\right] dk_x dk_y \\ &= \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkz) \iint E(x', y') \exp\left\{\frac{jk}{2z}[(x-x')^2 + (y-y')^2]\right\} dx' dy' \end{aligned} \quad (2.8)$$

となる. 式 (2.8) はフレネル回折の式と呼ばれる.

z が十分大きい領域における電界の表式について考える. 式 (2.8) を書き換え, $z = 0$ における入射電界を $f_0(x_0, y_0)$ とすると, $z = L$ における電界 $f_1(x_1, y_1)$ は

$$f_1(x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda L} \exp(jkL) \iint f_0(x_0, y_0) \exp\left\{\frac{jk}{2L}[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0 \quad (2.9)$$

と表せる. 式 (2.9) の回折積分は, 光源の全ての点 (x_0, y_0) に対して

$$L \gg \frac{k(x_0^2 + y_0^2)}{2} \quad (2.10)$$

が成り立つ遠視野 (far field) 領域においては

$$\exp\left(jk\frac{x_0^2 + y_0^2}{2L}\right) \approx 1 \quad (2.11)$$

となるため, 次のように書き換えられる.

$$\begin{aligned} f_1(x_1, y_1) &= \frac{1}{j\lambda L} \exp\left(jkL + jk\frac{x_1^2 + y_1^2}{2L}\right) \iint f_0(x_0, y_0) \exp\left[-\frac{jk}{L}(x_0x_1 + y_0y_1)\right] dx_0 dy_0 \\ &= C \iint f_0(x_0, y_0) \exp\left[-j2\pi\left(x_0\frac{x_1}{\lambda L} + y_0\frac{y_1}{\lambda L}\right)\right] dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

ここで, 高次の位相因子を $C = \frac{1}{j\lambda L} \exp\left[jk\left(L + \frac{x_1^2 + y_1^2}{2L}\right)\right]$ と置いた. $\nu_x = x_1/\lambda L, \nu_y = y_1/\lambda L$ のように空間周波数への座標変換を行うと, 式 (2.12) は,

$$f_1(\nu_x, \nu_y) = C \iint f_0(x_0, y_0) \exp[-j2\pi(x_0\nu_x + y_0\nu_y)] dx_0 dy_0 \quad (2.13)$$

となる. 式 (2.13) の積分に注目すると, $f_1(x_1, y_1)$ は $f_0(x_0, y_0)$ のフーリエ変換に比例している. つまり, 高次の位相因子を省略すれば, 遠視野領域における電界分布は光源の場のフーリエ変換となっている. 遠視野領域はフラウンホーファー領域とも呼ばれ, この状態の回折をフラウンホーファー回折と呼ぶ. なお, 回折の強度分布を求める際には式 (2.13) における高次の位相因子 C は重要ではないため, フラウンホーファー回折を

$$f_1(x_1, y_1) = \iint f_0(x_0, y_0) \exp\left[-j2\pi\left(x_0\frac{x_1}{\lambda L} + y_0\frac{y_1}{\lambda L}\right)\right] dx_0 dy_0 \quad (2.14)$$

と書くことにする. また, 1次元の振幅分布の解析においては,

$$f_1(x_1) = \int f_0(x_0) \exp\left(-j2\pi x_0\frac{x_1}{\lambda L}\right) dx_0 \quad (2.15)$$

を用いる.

2.1.2 光線行列

ビーム径が波長より大きく、回折を無視できる場合、光波の伝搬は光線概念によって説明することができる。レンズ系の設計の際には光線の考え方を理解することが重要となる。

焦点距離 f の薄肉レンズを通過する近軸光線の伝搬について考える (Fig. 2.1(a))。薄肉レンズとはレンズの中心の厚さがその曲面の曲率半径より十分に小さいとみなせるレンズを指す。また、近軸光線とは、レンズ系の対象軸である光軸 (z 軸とする) からの傾き θ が十分小さく、 $\sin \theta \approx \theta, \tan \theta \approx \theta$ の近似が成り立つ光線として定義される。

光軸から光線までの距離を $r(z)$ として z の関数によって表す。薄肉レンズにおいては、出射光線と入射光線は次の関係式によって表される。

$$r_{\text{out}} = r_{\text{in}} \quad (2.16)$$

$$r'_{\text{out}} = r'_{\text{in}} - \frac{r_{\text{in}}}{f} \quad (2.17)$$

ここで、 $r_{\text{in}}, r_{\text{out}}$ は光軸から測った光線の位置であり、 $r'_{\text{in}}, r'_{\text{out}}$ は光軸に対する光線の傾き ($r'_{\text{in}} = dr_{\text{in}}/dz, r'_{\text{out}} = dr_{\text{out}}/dz$) である。入射する光線の位置と傾きからなる列ベクトル (入射光線ベクトル $\mathbf{r}_{\text{in}} = [r_{\text{in}} \ r'_{\text{in}}]^T$ とする) と、レンズから出射する光線の位置と傾きからなる列ベクトル (出射光線ベクトル $\mathbf{r}_{\text{out}} = [r_{\text{out}} \ r'_{\text{out}}]^T$ とする) を用いて、式 (2.16), (2.17) は 2 行 2 列の行列を用いた次の方程式に書き直すことができる。

$$\mathbf{r}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \mathbf{r}_{\text{in}} \quad (2.18)$$

式 (2.18) をレンズの光線行列方程式と呼び、 $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$ は焦点距離 f のレンズの光線行列と呼ばれる。なお、焦点距離 f の符号は薄肉レンズが凸レンズのときに正、凹レンズのときに負とする。 \mathbf{r}_{in} と \mathbf{r}_{out} を関連付ける 2 行 2 列の光線行列は他の光学要素においても同様に定義される。例えば、長さ d の一様媒質中の伝搬についての光線行列方程式は、

$$\mathbf{r}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{r}_{\text{in}} \quad (2.19)$$

となる。このように、個々の光線を光線ベクトル ($\mathbf{r} = [r \ r']^T$)、光学要素を光線行列として記述すると、光線ベクトルに光線行列を次々に掛け合わせるによって一連の光学要素からなる光学システムを表現することができる。

例として、焦点距離 f_1, f_2 の薄肉レンズを互いに $f_1 + f_2$ だけ離して光軸上に設置した場合を考える。レンズ f_2 とは反対側に、レンズ f_1 から光軸上において f_1 だけ離れた位置から入射する光線の光線ベクトルを \mathbf{r}_{in} とする。レンズ f_1 とは反対側に、レンズ f_2 から光軸上において f_2 だけ離れた点から出射する光線ベクトル \mathbf{r}_{out} は、次のように表される。

$$\mathbf{r}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} 1 & f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{r}_{\text{in}} \quad (2.20)$$

これは $4f$ 光学系と呼ばれ、像の拡大・縮小に用いられるレンズ系の構成である。適当なパラメータを設定した場合の式 (2.20) による光線追跡図を Fig. 2.1(b) に示す。

2.2 光学素子の基礎

本研究において使用する光学素子の原理について述べる [52].

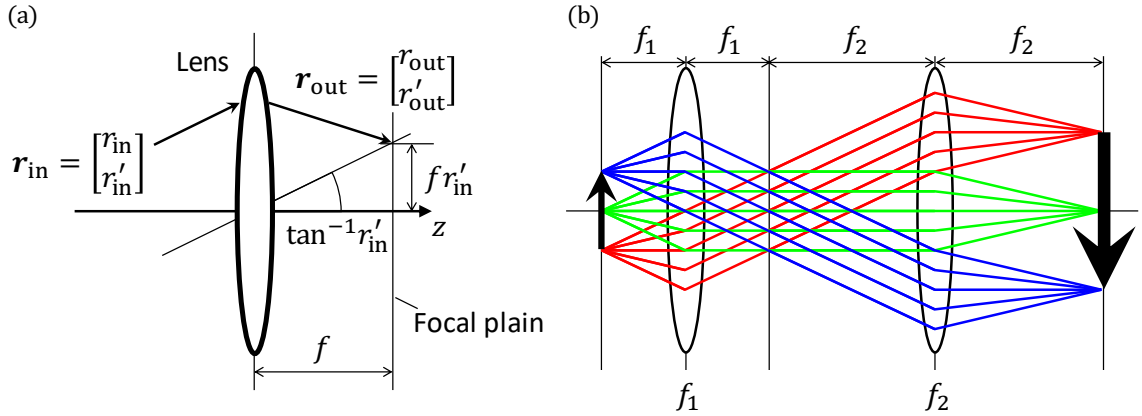


Fig. 2.1: Schematic of (a) ray transfer matrix analysis and (b) ray tracing of $4f$ optics.

2.2.1 レンズ

球面における屈折を利用し、物体の像を結像するレンズは、光源からの光が並行になるように調整する（コリメートする）用途や平行光を集光する用途など、様々な場面で用いられる光学素子である。本項においては、レンズのフーリエ変換作用について述べる。

無収差のレンズは、光軸上にある点光源から出た球面波を軸上の点像に収束する球面波に変換する作用をもつ。Fig. 2.2 に示すようにレンズ面の前方 $-s$ の位置に存在する点 P から出射した光がレンズ後方 s' の位置に存在する点 P' に収束する場合を考える。点 P に存在する点光源からレンズ面に到達した球面波のうち点 A を通過する光線は点 B, B', A' を通過し、点 P' に到達する。点 P を出た全光線が無収差で点 P' に収束するためには、光軸上を通過する光線よりも AB'B'A' を通過する光線の方が AB 間と B'A' 間の距離の分だけ長い距離を進むことになる。よって、レンズはこの距離に相当する位相を進めなければならない。つまり、レンズは

$$t(x, y) = \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda} (d_{AB} + d_{B'A'}) \right] \quad (2.21)$$

により表される振幅透過率をもつ必要がある。ここで、 $d_{AB}, d_{B'A'}$ はそれぞれ AB 間, B'A' 間の距離を表し、

$$d_{AB} = \frac{x^2 + y^2}{-2s}, \quad d_{B'A'} = \frac{x^2 + y^2}{2s'} \quad (2.22)$$

となる。よって、 $t(x, y)$ は

$$\begin{aligned} t(x, y) &= \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2 + y^2}{-2s} + \frac{x^2 + y^2}{2s'} \right) \right] \\ &= \exp \left[-\frac{j\pi}{\lambda f} (x^2 + y^2) \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

となる。式 (2.23) の変形にはレンズの公式

$$\frac{1}{-s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (2.24)$$

を用いた。

式 (2.23) を用いて、レンズのフーリエ変換作用を表す式を導出する。点 P の存在する平面上において振幅透過率 $f_0(x_0, y_0)$ の物体がコヒーレント光によって照明されており、これをレンズの焦点面において観測する場合を考える。物体から距離 $-s$ だけ伝搬し、レンズ面 L(x', y') に到達する波面の振幅分布 $f_L(x', y')$ は、フレネル回折の式 (2.8) により、

$$f_L(x', y') = \iint f_0(x_0, y_0) \exp \left\{ \frac{j\pi}{\lambda(-s)} \left[(x' - x_0)^2 + (y' - y_0)^2 \right] \right\} dx_0 dy_0 \quad (2.25)$$

となる。積分の前の定数については省略している。レンズ透過後の波面の振幅分布 $f_{L'}(x', y')$ は

$$\begin{aligned} f_{L'}(x', y') &= t(x', y') f_L(x', y') \\ &= \exp\left[-\frac{j\pi}{\lambda f}(x'^2 + y'^2)\right] f_L(x', y') \end{aligned} \quad (2.26)$$

となる。レンズを透過した光は再びフレネル回折により記述され、焦点面 $F'(x_1, y_1)$ における波面の振幅分布 $f_1(x_1, y_1)$ は

$$f_1(x_1, y_1) = \iint f_{L'}(x', y') \exp\left\{\frac{j\pi}{\lambda f}[(x_1 - x')^2 + (y_1 - y')^2]\right\} dx' dy' \quad (2.27)$$

となる。式 (2.25), (2.26) を式 (2.27) に代入すると、

$$\begin{aligned} f_1(x_1, y_1) &= \iiint f_0(x_0, y_0) \exp\left\{-\frac{j\pi}{\lambda s}[(x' - x_0)^2 + (y' - y_0)^2]\right\} \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{j\pi}{\lambda f}(x'^2 + y'^2)\right] \exp\left\{\frac{j\pi}{\lambda f}[(x_1 - x')^2 + (y_1 - y')^2]\right\} dx_0 dy_0 dx' dy' \\ &= C \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda f}\left(1 + \frac{s}{f}\right)(x_1 + y_1)\right] \iint f_0(x_0, y_0) \left[-\frac{j2\pi}{\lambda f}(x_0 x_1 + y_0 y_1)\right] dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (2.28)$$

となる。ここで、定数を C と置いた。ここで、 $\nu_x = x_1/\lambda f, \nu_y = y_1/\lambda f$ として空間周波数への座標変換を行うと、

$$f_1(\nu_x, \nu_y) = C \exp\left[j\pi\lambda f\left(1 + \frac{s}{f}\right)(\nu_x^2 + \nu_y^2)\right] \iint f_0(x_0, y_0) [-j2\pi(x_0\nu_x + y_0\nu_y)] dx_0 dy_0 \quad (2.29)$$

と書き換えることができる。式 (2.29) の積分に注目すると、 $f_1(x_1, y_1)$ は $f_0(x_0, y_0)$ のフーリエ変換に比例している。つまり、位相因子を省略すれば、回折像として物体の振幅分布 $f_0(x_0, y_0)$ のフーリエ変換が得られることを示している。特に、物体をレンズの前側焦点面に置いた場合、 $-s = f$ であることから、

$$f_1(\nu_x, \nu_y) = C \iint f_0(x_0, y_0) [-j2\pi(x_0\nu_x + y_0\nu_y)] dx_0 dy_0 \quad (2.30)$$

となり、位相因子の影響がなくなる。

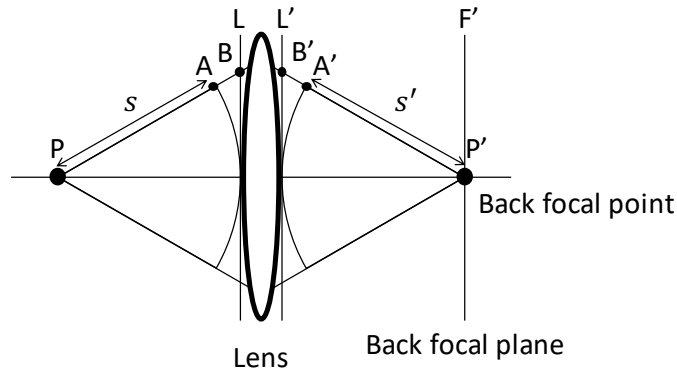


Fig. 2.2: Schematic of Fourier transform by a lens.

2.2.2 回折格子

回折格子は、等間隔の細い溝に光を入射し、回折を利用してスペクトルに分解する光学素子である。Fig. 2.3(a) のように、格子周期 d の透過型回折格子に入射角 α で平面波が入射する場合について考える。回折

格子は d の周期で並行に並ぶ多数の開口列とみなすことができる。隣り合う開口部から出射する光は互いに干渉し、光路長が波長の整数倍となる角度において等位相となり強め合うことから、出射角を β として以下の式が成り立つ。

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda \quad (2.31)$$

m は回折次数と呼ばれ、入射光の中心軸上に近い方から $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 次回折光と呼ばれる。

幅 w の開口が格子周期 d で M 個並ぶ回折格子から十分遠方に距離 L だけ離れた位置における遠視野像 (far field pattern, FFP) は多数の開口列のフラウンホーファー回折像として以下のように表される。

$$\begin{aligned} f_1(x_1) &= \int_{-w/2}^{w/2} \exp\left(-\frac{j2\pi}{\lambda L} x_1 x_0\right) dx_0 + \int_{-w/2+d}^{w/2+d} \exp\left(-\frac{j2\pi}{\lambda L} x_1 x_0\right) dx_0 \\ &\quad + \int_{-w/2+2d}^{w/2+2d} \exp\left(-\frac{j2\pi}{\lambda L} x_1 x_0\right) dx_0 + \dots + \int_{-w/2+(M-1)d}^{w/2+(M-1)d} \exp\left(-\frac{j2\pi}{\lambda L} x_1 x_0\right) dx_0 \\ &= \left[1 + \exp\left(-\frac{j2\pi d x_1}{\lambda L}\right) + \exp\left(-\frac{j4\pi d x_1}{\lambda L}\right) + \dots + \exp\left(-\frac{j2(M-1)\pi d x_1}{\lambda L}\right) \right] \\ &\quad \times \int_{-w/2}^{w/2} \exp\left(-\frac{j2\pi}{\lambda L} x_1 x_0\right) dx_0 \\ &= w \frac{1 - \exp\left(-j\frac{2\pi M d x_1}{\lambda L}\right)}{1 - \exp\left(-j\frac{2\pi d x_1}{\lambda L}\right)} \operatorname{sinc}\left(\frac{w x_1}{\lambda L}\right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

ここで、 $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$ である。よって、強度分布 $I_1(x)$ は、

$$I(x) = |f_1(x_1)|^2 = w^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi M d x_1}{\lambda L}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d x_1}{\lambda L}\right)} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{w x_1}{\lambda L}\right) \quad (2.33)$$

となる。回折格子の回折角は格子周期が小さいほど大きくなる。Fig. 2.3(b) に d のみを変化させた場合の回折格子の FFP の強度分布の例を示す。

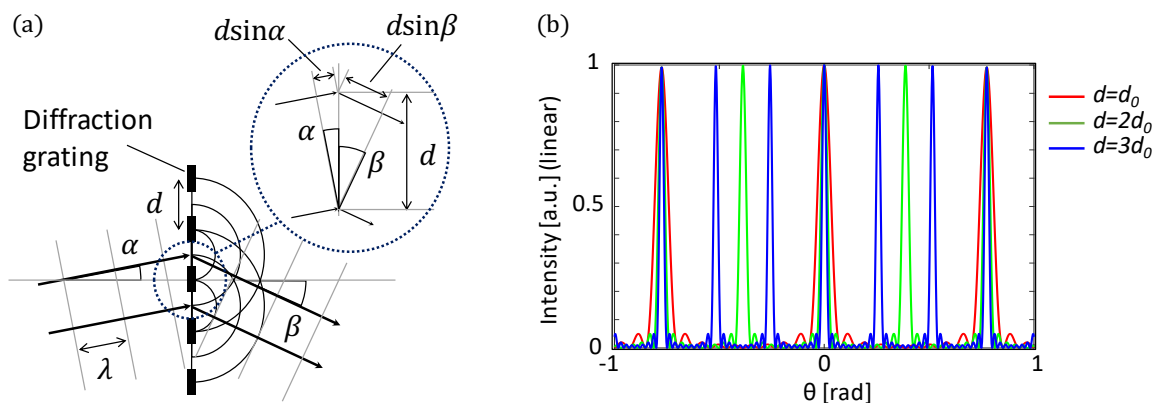


Fig. 2.3: (a) Schematic of diffraction principle of grating. (b) Example of FFPs of diffraction grating.

2.3 フェーズドアレイ

2.3.1 フェーズドアレイの基礎

フェーズドアレイはレーダにおいて古くから用いられており [53], 複数のアレイ状に並んだ信号放射素子から出射される波の位相を制御することによって, ビームの形成される方向を変化させるビーム走査方式である. 光の波長においてこれを実現したものが光フェーズドアレイである. 半導体光集積素子を用いた半導体光フェーズドアレイは, 半導体プロセスにより作製される微小な素子サイズ, 光源や受光部分を含めた多数の素子の集積, 高速スキャンングといった特性から, 有望なビーム走査素子として研究が進められている.

光フェーズドアレイの各導波路から出射される光の位相は, 導波路毎に設けられた位相シフタによって調整される. これが各導波路の出射端において空間的に線形に変化するように調整すると, 出射した光の波面が揃い, それに応じた方向に光が伝搬することによってビームが形成される. フラウンホーファー回折に基づくフェーズドアレイ方式における FFP の解析により, ビーム走査の原理について述べる.

2.3.2 導波路の分岐

光フェーズドアレイは素子に入射した光を複数の導波路に分岐し, 各導波路の位相を調整することによって, ビーム走査など FFP における光の振幅分布を変化させる. 代表的な導波路分岐構造に, 多モード干渉 (multi-mode interference, MMI) カプラとスターカプラがある.

MMI カプラ

MMI 素子は自己結像 (self-imaging) の原理に基づいている [54]. 自己結像とは, 多モード導波路に入射した光の場の情報が, 光の伝搬に伴って周期的に 1 つあるいは複数の像となって再生される性質のことである. MMI カプラは多モード導波路区間を設けて高次モードを励起し, 自己結像によって再現された光を 1 つあるいは複数の導波路に合分波するカプラである. 1 本の入射導波路から複数の導波路に分派する MMI カプラを特に MMI スプリッタと呼ぶこともある. $1 \times M$ スプリッタにおいては, 1 本の基本モード導波路を通常より幅の広い導波路の区間に結合することによって, 高次モードを励起する. 導波路内に高次モードが励起することによってモード間の干渉が生じ, 光の伝搬に伴って振幅分布が変化する. このとき, 周期的に入射導波路モードが再現あるいは複製される点が現れる. M 個の像に複製される点に合わせて区間の長さを適切に設計することにより, 入射光の情報を複製して M 本の出射導波路に結合させることが可能である.

$1 \times M$ MMI スプリッタの設計について述べる. Fig. 2.4 に示すように, x 方向をクラッドとコアによる屈折率分布が存在する導波路の幅方向, z 方向を光の伝搬方向とする. 導波路構造は, x 方向の屈折率変化がクラッドとコアの境界においてステップ状に変化するリッジ導波路を仮定している. y 方向に関しては, 通常厚さを一定に設計し, 基本モード伝搬させる. 多モード導波路幅を W_M , 長さを L , クラッドの屈折率を n_c , 厚さ方向に存在するクラッドを考慮したコア部分の等価屈折率を n_r とする. 多モード導波路は真空中における波長 λ_0 の光に関して $\nu = 0, 1, \dots, (m-1)$ の m 個のモードを励起する. 幅方向の波数, 伝搬定数をそれぞれ $k_{y\nu}, \beta_\nu$ とすると, その分散関係は

$$k_{y\nu}^2 + \beta_\nu^2 = k_0^2 n_r^2 \quad (2.34)$$

となる. ここで,

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, k_{y\nu} = \frac{(\nu+1)\pi}{W_{e\nu}} \quad (2.35)$$

である. $W_{e\nu}$ は各モードにおける, クラッドへの染み出しを考慮した実効的な多モード導波路幅である. 一

般に $W_{e\nu}$ は基本モードの実効モード幅によって近似し、これを W_e とする。つまり、

$$W_{e\nu} \approx W_e = W_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^2 \sigma (n_r^2 - n_c^2)^{-1/2} \quad (2.36)$$

となる。TE モードに関しては $\sigma = 0$ 、TM モードに関しては $\sigma = 1$ となる。 $k_{y\nu}^2 \ll k_0^2 n_r^2$ として近似すると、 β_ν は、

$$\beta \approx k_0 n_r - \frac{(\nu + 1)^2 \pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2} \quad (2.37)$$

となる。0, 1 次モードのビート長 L_π を

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \approx \frac{4 n_r W_e^2}{3 \lambda_0} \quad (2.38)$$

のように定めると、基本モードと ν 番目のモードの伝搬定数の差は

$$\beta_0 - \beta_\nu \approx \frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi} \quad (2.39)$$

と表せる。入射光の振幅分布を $\Psi(x, 0)$ 、各モードの振幅分布を $\psi_\nu(x)$ とすると、 $\Psi(x, 0)$ は定数 c_ν を用いて

$$\Psi(x, 0) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(x) \quad (2.40)$$

と表せる。ここで、

$$c_\nu = \frac{\int \Psi(x, 0) \psi_\nu(x) dx}{\int \psi_\nu^2(x) dx} \quad (2.41)$$

である。伝搬方向に z だけ伝搬した点における振幅分布 $\Psi(x, z)$ は、時間に依存する項を無視すると、

$$\Psi(x, z) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(x) \exp[j(\beta_0 - \beta_\nu)z] \quad (2.42)$$

となる。式 (2.39) を代入すると、 $z = L$ における振幅分布は

$$\Psi(x, z) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(x) \exp\left[j\frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi}L\right] \quad (2.43)$$

となる。式 (2.43) は伝搬距離 L に応じて $\exp\left[j\frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi}L\right]$ の部分が変化し、入射光モードの再現や複製が可能であることを示している。例えば、全てのモードが

$$\exp\left[j\frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi}L\right] = 1 \text{ or } (-1)^\nu \quad (2.44)$$

を満たす場合、 $z = L$ の点において $\Psi(x, 0)$ が再現される。式 (2.44) を満たす条件は、 $L = p(3L_\pi)$ ($p = 0, 1, 2, \dots$) であり、 p が偶数の場合には $\Psi(x, 0)$ の像が再現され、 p が奇数の場合にはその鏡像が現れる。

特に、 1×2 MMI スプリッタの設計を考える場合には、多モード導波路長を

$$L = \frac{p}{2} \left(\frac{3L_\pi}{4}\right) \quad (2.45)$$

とし、 x 軸方向に $W_e/2$ の間隔で配置すればよいことが知られている [54].

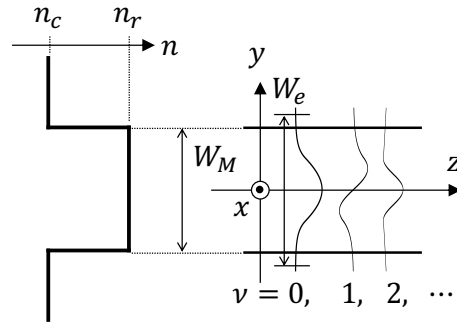


Fig. 2.4: Principle of MMI waveguide.

スターカプラ

スターカプラは、入射導波路と出射導波路をその両端にもつスラブ導波路である。光スイッチや AWG (arrayed waveguide grating) においても光の合分波に用いられる [55]。

入射側導波路からスターカプラに入射した光は出射側導波路面に向かってスラブ導波路中を自由空間伝搬し、出射側導波路に結合する。出射側導波路は入射端面から等距離の円弧上に配置されている。自由空間伝搬はフラウンホーファー回折によって記述され、出射側導波路面における光の分布は、入射側導波路面における振幅分布のフーリエ変換となる。光スイッチや AWG においては複数の入射側・出射側導波路が存在する 경우가多いが、光フェーズドアレイにおいては 1 本の入射側導波路から複数の出射側導波路に結合させる場合がほとんどである。

光フェーズドアレイにおけるスターカプラへの入射から出射にかけての光の振る舞いについて述べる。Fig. 2.5 に示すように、 x_0 軸上の原点に位置する 1 本の導波路から入射した波長 λ の光が長さ l のスターカプラ中を伝搬し、 x_1 軸上に存在する M 本の導波路に結合する場合を考える。導波路の等価屈折率は全ての導波路中において n とし、出射側導波路のピッチは d とする。入射導波路中の光の導波路モードとしてガウシアンを仮定すると、振幅分布 $f_0(x_0)$ は

$$f_0(x_0) = \exp\left[-\left(\frac{x_0}{w}\right)^2\right] \quad (2.46)$$

のように表される。ここで、 w は入射導波路中の光のモード幅である。スラブ導波路を伝搬した光は、フラウンホーファー回折によりフーリエ変換されるとみなすことが可能である。出射側導波路に結合する直前の振幅分布を $f_1^{-1}(x_1)$ とすると、式 (2.15) より、

$$f_1^{-1}(x_1) = \int \exp\left[-\left(\frac{x_0}{w}\right)^2\right] \exp\left(-j2\pi x_0 \frac{nx_1}{\lambda l} x_1\right) dx_0 \quad (2.47)$$

となる。ここで、ガウシアンをフーリエ変換は、 α を定数として、

$$\mathcal{F}(\exp(-\alpha x_0^2)) = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \exp\left[-\frac{(\pi x_1)^2}{\alpha}\right] \quad (2.48)$$

となる。これを用いて、 $f_1^{-1}(x_1)$ は、

$$f_1^{-1}(x_1) = \exp\left[-\left(\frac{\pi n w}{\lambda l}\right)^2 x_1^2\right] \quad (2.49)$$

となる。なお、関数全体にかかる係数は省略しており、以下の記述においても適宜省略する。

$f_1^{-1}(x_1)$ は出射側導波路面において各出射導波路に結合する。 x_1 軸上における 1 本の出射側導波路モードを表す関数を $f_w(x_1)$ とすると、結合後のある出射側導波路の振幅分布 $f'_1(x_1)$ は、

$$f'_1(x_1) = \int f_1^{-1}(x_1) f_w(x_1) dx_1 \quad (2.50)$$

と表せる. ここで, $f_1^{-1}(x_1)$ は $f_w(x_1)$ に比べて x_1 に対する変化が十分小さいことから,

$$f_1'(x_1) = f_1^{-1}(x_1') \int f_w(x_1) dx_1 \quad (2.51)$$

と書くことができる. ここで, x_1' は x_1 軸上における導波路の位置を表す. 結合後の出射側導波路全体の振幅分布 $f_1(x_1)$ について考えると,

$$f_1(x_1) = \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} f_1'(id) f_w(x_1 - id) \quad (2.52)$$

となり, $f_w(x_1) = \exp\left[-\left(\frac{x_1}{w}\right)^2\right]$ とすると, 以下の畳み込み積分と等価である.

$$\begin{aligned} f_1(x_1) &= \left\{ f_1^{-1}(x) \cdot \text{rect}\left[\frac{x_1}{(M-1)d}\right] \cdot \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(x_1 - id) \right\} * f_w(x_1) \\ &= \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\pi n w}{\lambda l}\right)^2 x_1^2\right] \cdot \text{rect}\left[\frac{x_1}{(M-1)d}\right] \cdot \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(x_1 - id) \right\} * \exp\left[-\left(\frac{x_1}{w}\right)^2\right] \end{aligned} \quad (2.53)$$

式 (2.53) はスラブ導波路に結合した光が, 自由空間伝搬に伴って広がり, $\{\}$ の部分に示されるような偏りをもった状態で出射側導波路に結合することによって, 各出射側導波路間の振幅分布においても偏りが生じることを示している. これは $\{\}$ 内の \exp 項に由来するものであり, スターカップラの長さを適切に設計することによって抑制することが可能であるものの, 素子のフットプリントや出射側導波路に結合しない光の損失とのトレードオフに注意する必要がある.

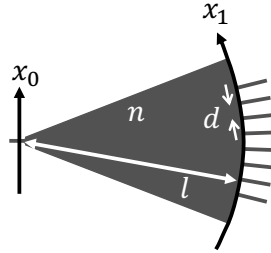


Fig. 2.5: Schematic of star coupler.

2.3.3 半導体中の位相シフト

半導体素子によるフェーズドアレイ方式を実現する上で不可欠な位相シフトは, 導波路中に生じる種々の光学効果を用いることによって屈折率を変化させる. 屈折率変化にはクラマースクローニツヒの関係によって結び付けられる吸収率の変化が密接に関わっており, ひいてはバンドギャップの変化が吸収率の変化を引き起こす. 本研究において使用した素子の位相シフトに主に寄与する効果として, 熱光学効果とキャリア注入効果を取り上げる.

熱光学効果

熱光学型の位相シフトは, 温度によって材料の屈折率が増加する性質を利用したものである [56]. 導波路の直上に作製された電極に電圧を印加することによって発生する熱を利用して導波路自体の温度を変化させ, 屈折率を変化させる.

キャリア注入効果

キャリア注入型の位相シフトは、半導体素子の層構造に形成された pn 接合への電流注入によって生じるバンドギャップの変化を利用して、導波路中の光の屈折率を変化させる。キャリア注入効果にはバンド間遷移に関わるバンドフィリングやバンドギャップ収縮、バンド内遷移による自由キャリア吸収などが含まれる [57].

・バンドフィリング

半導体中にキャリアを注入すると、伝導帯下端の準位はキャリアによって埋まる。これにより価電子帯から遷移可能な準位間のエネルギーギャップが広がり、実効的なバンドギャップが大きくなる。これは吸収端が短波長側にシフトすることに相当し、吸収係数が小さくなることによって、屈折率の変化は $\Delta n < 0$ となる。

・バンドギャップ収縮

半導体中に注入され伝導帯の下端を埋める電子が増えると、クーロン力によって電子同士が反発したり、スピンの向きが同じにならないように準位を埋めるため、結果としてエネルギーが下がる。これによって伝導帯の下端が低下し、ホールにおける同様の現象によって価電子帯の上端は上昇する。両者の変動によってバンドギャップは収縮し、吸収端は長波長側にシフトするため、吸収係数は大きくなり、 $\Delta n > 0$ となる。

・自由キャリア吸収

バンド内の自由キャリアも光を吸収し、より高い準位に遷移する。これにより $\Delta n < 0$ となる屈折率変化が起こる。

実際の素子中においてはこれらの効果が総合的に作用する。本研究においてはドーピング濃度等を考慮した位相シフトのシミュレーションは行わず、十分な位相シフトが既に確認されている構造の位相シフトを採用した。素子と同一の構造の位相シフトをもつマッハツェンダー干渉計型の導波路を用いて、位相シフト動作の確認を行った上で使用している。

2.3.4 フェーズドアレイ方式におけるビーム走査

式 (2.30) に基づいてフェーズドアレイ方式におけるビーム走査について記述する。簡単のため、1 次元的に出射端導波路アレイの並ぶフェーズドアレイを考える。

フェーズドアレイの導波路間の間隔 (ピッチ) を d 、導波路幅を w とし、 M 本の導波路が x_0 軸上に並んでいる場合を考える。出射端において線形な位相調整がなされている場合を考えると、各導波路の相対位相 $\phi(x_0)$ は、定数 γ を用いて

$$\phi(x_0) = \gamma x_0 \quad (2.54)$$

と表すことができる。位相調整がなされていない場合の出射端導波路アレイの振幅分布を表す関数を $f_0(x_0)$ とすれば、素子から十分遠方に距離 L だけ離れた x_1 軸上における FFP の振幅分布 $f_1(x_1)$ は

$$f_1(x_1) = \int f_0(x_0) \exp(j\gamma x_0) \exp\left(-j2\pi \frac{x_1}{\lambda L} x_0\right) dx_0 \quad (2.55)$$

となる。式 (2.55) の計算は、式 (2.32) において $\frac{x_1}{\lambda L} \rightarrow \frac{x_1}{\lambda L} - \frac{\gamma}{2\pi}$ の書き換えを行うことによって得られる。

$$f_1(x_1) = w \frac{1 - \exp\left[-j2\pi M d \left(\frac{x_1}{\lambda L} - \frac{\gamma}{2\pi}\right)\right]}{1 - \exp\left[-j2\pi d \left(\frac{x_1}{\lambda L} - \frac{\gamma}{2\pi}\right)\right]} \text{sinc}\left[w \left(\frac{x_1}{\lambda L} - \frac{\gamma}{2\pi}\right)\right] \quad (2.56)$$

強度分布 $I_1(x_1)$ も同様にして,

$$I_1(x_1) = w^2 \frac{\sin^2 \left[\pi M d \left(\frac{x_1}{\lambda L} - \frac{\gamma}{2\pi} \right) \right]}{\sin^2 \left[\pi d \left(\frac{x_1}{\lambda L} - \frac{\gamma}{2\pi} \right) \right]} \text{sinc}^2 \left[w \left(\frac{x_1}{\lambda L} - \frac{\gamma}{2\pi} \right) \right] \quad (2.57)$$

となる.

フェーズドアレイの解像点数は, 以下のようにして求めることができる. 多数の開口列の FFP は複数のピークをもつ. 0 次回折光 (これをメインローブと呼ぶ) を用いてビーム走査を行う場合, γ を調整することによる走査可能範囲は, 位相調整を行わない場合に 1 次 (あるいは-1 次) 回折光が存在する位置までの間に限られ, この間隔を FSR (free spectral range) と呼ぶ. 1 次回折光の出射角は隣接導波路間の光路差が λ となる角度であることから,

$$\theta_{\text{FSR}} = \frac{\lambda}{d} \quad (2.58)$$

となる. ビーム幅 $\Delta\theta$ についてはピークの半値全幅 (full width at half maximum, FWHM) を求めることによって得られる.

$$\sin^2 \left(\frac{\pi M d x_1}{\lambda L} \right) = 0 \quad (2.59)$$

より,

$$\frac{\pi M d x_1}{\lambda L} = \pi \quad (2.60)$$

を満たす x_1 において, メインローブは強度分布が 0 となる. これを角度 $\Delta\theta = x_1/L$ によって表すと,

$$\Delta\theta = \frac{x_1}{L} = \frac{\lambda}{M d} \quad (2.61)$$

となる. よって, フェーズドアレイの解像点数は

$$\frac{\theta_{\text{FSR}}}{\Delta\theta} = M \quad (2.62)$$

であり, 導波路本数程度となる.

メインローブを隣のピークに走査する場合に必要な相対位相の傾き γ は, 隣り合う導波路における位相が 2π だけ異なる場合であるため, $\gamma_{2\pi} d = 2\pi$ より,

$$\gamma_{2\pi} = \frac{2\pi}{d} \quad (2.63)$$

となる. 隣り合う導波路の相対位相を 2π まで変化させることによって θ_{FSR} の範囲において解像点数 M のビーム走査が可能となる. Fig. 2.6 に γ のみを $\gamma = 0, 2\pi/3d, 4\pi/3d$ と変化させた場合のビーム走査を行う際の FFP の強度分布の例を示す.

2.4 ゴーストイメージング

本研究のゴーストイメージングにおいては, 反復法と逆行列法, 圧縮センシングを使用した. 本節においては 2 次元平面上に存在する物体のイメージングを想定し, その計算法について述べる [11, 58, 59].

2.4.1 反復法

イメージング対象の空間分布を $O(x, y)$, 物体に照射する N 種類の光パターンを $I_r(x, y)$ ($r = 1, 2, \dots, N$) とすると, 各パターンについての反射光あるいは透過光強度の総和 S_r は,

$$S_r = \iint I_r(x, y) O(x, y) dx dy \quad (2.64)$$

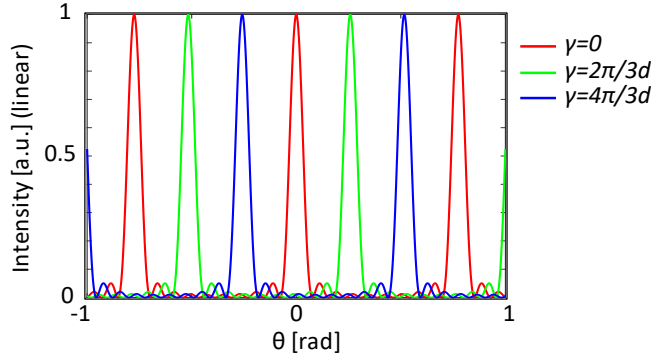


Fig. 2.6: Example of FFPs of phased array with beam steering.

となる。ゴーストイメージングによって再構成される画像 $\hat{O}(x, y)$ は, $I_r(x, y), S_r$ を用いて以下の式により表される。

$$\hat{O}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_r - \langle S \rangle) I_r(x, y) \quad (2.65)$$

ここで, $\langle S \rangle$ は N 回の測定における S_r の平均値を表す。

式 (2.65) の意味について考える。 $S_r, I_r(x, y)$ のそれぞれについて, N 回の測定における平均値 $\langle S \rangle, \langle I(x, y) \rangle$ と r 回目の測定における平均からのずれ $\Delta S_r, \Delta I_r(x, y)$ に分解して表すと,

$$S_r = \langle S \rangle + \Delta S_r \quad (2.66)$$

$$I_r(x, y) = \langle I(x, y) \rangle + \Delta I_r(x, y) \quad (2.67)$$

と書くことができる。式 (2.65) に式 (2.66), (2.67) を代入すると,

$$\begin{aligned} \hat{O}(x, y) &= \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N \Delta S_r [\langle I(x, y) \rangle + \Delta I_r(x, y)] \\ &= \langle \Delta S \rangle \langle I(x, y) \rangle + \langle \Delta S \Delta I(x, y) \rangle \\ &= \langle \Delta S \Delta I(x, y) \rangle \end{aligned} \quad (2.68)$$

となる。ここで, ランダムな照射パターンを仮定し, $\langle \Delta S \rangle = 0, \langle \Delta I(x, y) \rangle = 0$ としている。式 (2.68) は反復法によるゴーストイメージングが照射パターンと受光強度の総和の相関を取ることによって画像再構成を行っていることを示している。

反復法を用いる場合の解像可能点数は照射パターンが生成することができるスペックルの大きさによって定まる [7]。スペックルの大きさは照射パターンの出射部分の開口幅に反比例するため, 光照射素子の開口幅が大きいほど解像度を向上させることが可能である。

2.4.2 逆行列法

逆行列法は, 行列計算によって画像再構成を行う。イメージング対象の空間分布と受光強度を表すベクトルをそれぞれ,

$$\mathbf{O} \equiv [O_1, O_2, \dots, O_P]^T \quad (P = m \times n) \quad (2.69)$$

$$\mathbf{S} \equiv [S_1, S_2, \dots, S_N]^T \quad (2.70)$$

とし、照射パターンを表す行列を

$$I \equiv \begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} & \cdots & I_{1P} \\ I_{21} & I_{22} & \cdots & I_{2P} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_{N1} & I_{N2} & \cdots & I_{NP} \end{bmatrix} \quad (2.71)$$

と定義する。 P はイメージングを行うピクセル数を表し、 x, y 方向にそれぞれ m, n ピクセルとしている。照射パターンと物体、受光強度の総和の関係は以下の式によって表される。

$$S = IO \quad (2.72)$$

式 (2.72) の両辺に I の逆行列をかけることによって物体の再構成画像 \hat{O} を得る。 I が正則でない場合、Moore-Penrose の疑似逆行列（一般化逆行列）によって逆行列の代用とする。

逆行列法の解像点数は照射パターン I がもつランクによって定まる [50]。つまり、照射パターンが作り出す空間的な次元に依存する。 N 回の測定における照射パターンが互いに独立であるほど、少ない回数での測定による再構成が可能である。

4.1.3, 5.2.2 の逆行列法の計算においては、それぞれピクセル数 $P = 128, 60$ として計算を行った。

2.4.3 圧縮センシング

式 (2.72) において、測定により得られる信号を S 、測定手法に依存する行列を I 、取得したいデータを O と考えると、デジタルカメラ等のイメージセンサの場合、 $I = E$ (単位行列) と表される。この場合、測定により得られる信号の数と取得したいデータ数は一致し、これはピクセル数と同数となる。つまり、 $S \in \mathbb{R}^N, I \in \mathbb{R}^{N \times P}, O \in \mathbb{R}^P$ とすれば、 $N = P$ である。このとき、 $N < P$ であれば、いずれかの画素のデータが欠けていることになり、 O を復元することはできない。画質の良い画像の取得にはその分のピクセル数が必要ということになる。

一方、 O がある特性をもつ場合、 $N < P$ の場合においても測定が可能となる場合がある。例えば、 O が「周波数 f 以下の成分しか持たない」という性質をもつ場合、シャノンの定理により、信号のナイキスト周波数 $2f$ でサンプリングを行うことによって信号の復元が可能となる。

圧縮センシングは信号の圧縮可能性に着目したセンシング手法である [13, 58]。圧縮可能性とは、信号をある基底に変換することによってスパースな表現、つまり、信号のほとんどが 0 となるような表現が可能である、という性質を指している。信号に含まれる非ゼロの要素数が S であるとき、その信号は S スパースである、という。

取得したいデータ O を行列 $T \in \mathbb{R}^{N \times N}$ ($N < P$) によりある基底に変換すると、スパースな信号 O' によって表現される場合を考える。このとき、

$$O' = TO \quad (2.73)$$

である。測定手法とその基底に依存する行列 $I \in \mathbb{R}^{N \times P}$ を $I' = IT^{-1}$ によって表すと、式 (2.72) によって表される測定と信号の関係は以下の式に書き直される。

$$S = (IT^{-1})(TO) = I'O' \quad (2.74)$$

このとき、信号の再構成問題は、式 (2.74) を満たし、 S が最小の O' を見つける問題となり、 $O = T^{-1}O'$ として O を取得することができる。

なお、本研究においては、ll-magic toolbox という MATLAB による圧縮センシング計算プログラムを使用し [60]、基底の変換には離散コサイン変換 (discrete cosine transform, DCT) を用いた。

2.5 LiDAR

TOF (time of flight) はパルス光を空間に出射し、物体に当たって反射した光を受光する測距法である。光速 c と往復時間 t_r を用いて、物体までの距離 L は

$$L = \frac{ct_r}{2} \quad (2.75)$$

と表せる。パルス光を用いるため比較的出射光強度を大きくすることが可能であり、SNR (signal to noise ratio) も大きくなる。一方で、ns 前後のオーダーの光速なパルスを受光するための広帯域な受光系が要求される。LiDAR の時間方向の分解能はパルス幅のオーダーによって決まるものの、パルス幅よりも短い間隔でサンプリング可能な場合、デコンボリューション処理によって分解能を向上することができる [61]。LiDAR におけるデコンボリューション処理には、フーリエ変換に基づく方法 [61] や行列を利用する方法 [62] などが存在する。

レーザから強度 P_t の光を出射した場合の反射光の受光強度 P_r は以下の式により表される [63]。

$$P_r = \frac{\tau A \exp(-2\alpha L)}{\pi L^2} \rho P_t \quad (2.76)$$

ここで、 τ, A, α, ρ はそれぞれ使用する光学系の透過係数、受光系の開口の大きさ、大気中の吸収係数、物体の反射係数である。 $\alpha \ll 1$ として $\exp(-2\alpha L) \approx 1$ とすると、 P_r は L^2 に反比例する。距離が遠い物体の検知を可能にするためには受光感度の良い光検出器を使用する必要がある。また、遠くの物体と近くの物体を同一の系で検出する場合には、その強度差に対応できるダイナミックレンジを備えた受光系を構成する必要がある。

2.6 ゴーストイメージング LiDAR

2.6.1 距離情報を含むゴーストイメージングの計算

ゴーストイメージングの計算に奥行き方向の情報を取り入れたゴーストイメージング LiDAR の計算について述べる [64]。奥行き方向に関してはパルス光を用いて z 軸上の位置 $z = d_i$ ($i = 1, 2, \dots, K$) における物体の情報を取得することを目的とする。照射パターンについては 2.4.2 同様、式 (2.71) の行列を用い、イメージング対象の空間分布 O と受光強度については奥行き方向の情報を取り入れて以下のように定義する。

$$O \equiv \begin{bmatrix} O_{11} & O_{12} & \dots & O_{1K} \\ O_{21} & O_{22} & \dots & O_{2K} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ O_{P1} & O_{P2} & \dots & O_{PK} \end{bmatrix} \quad (2.77)$$

$$S \equiv \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1K} \\ S_{21} & S_{22} & \dots & S_{2K} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & S_{N2} & \dots & S_{NK} \end{bmatrix} \quad (2.78)$$

O_{qi} ($q = 1, 2, \dots, P$) は xy 平面上の q 番目のピクセルの $z = d_i$ に存在する物体を表し、 S_{ri} は $z = d_i$ の位置に存在する xy 平面上の物体からの反射光の総和を表す。パルス光の幅が十分に短い場合、これらは 2.4.2

同様に以下の式の関係にある.

$$\begin{aligned}
S &= IO \\
&= \begin{bmatrix} \sum_{q=1}^P I_{1q} O_{q1} & \sum_{q=1}^P I_{1q} O_{q2} & \cdots & \sum_{q=1}^P I_{1q} O_{qK} \\ \sum_{q=1}^P I_{2q} O_{q1} & \sum_{q=1}^P I_{2q} O_{q2} & \cdots & \sum_{q=1}^P I_{2q} O_{qK} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{q=1}^P I_{Nq} O_{q1} & \sum_{q=1}^P I_{Nq} O_{q2} & \cdots & \sum_{q=1}^P I_{Nq} O_{qK} \end{bmatrix} \quad (2.79)
\end{aligned}$$

$$= \left(\sum_{q=1}^P I_{rq} O_{qi} \right)_{ri} \quad (1 \leq r \leq N, 1 \leq i \leq K) \quad (2.80)$$

ここで, r 回目の測定を表す行ベクトルを $(IO)_r$ とすると,

$$S = [(IO)_1 \ (IO)_2 \ \cdots \ (IO)_N]^T \quad (2.81)$$

と表せる. 実際はある幅をもったパルスが物体に照射されるため, 受光される信号波形は式 (2.80) によって表される信号波形にパルス波形が畳み込まれたものとなる. 式 (2.80) によって表される r 回目の測定における信号波形を連続的な時間関数で表したものを $S_r(t)$, パルス波形を $h(t)$ とすると, 畳み込みを考慮した受光波形 $S'_r(t)$ は,

$$S'_r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) S_r(t - \tau) d\tau = h(t) * S_r(t) \quad (2.82)$$

となる. 離散信号の場合, 積分を総和に置き換えることによって,

$$S'_r[m] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h[n] S_r[m - n] \quad (2.83)$$

となる. $h(t)$ をパルス幅に相当する長さ K_h のベクトルによって表した \mathbf{h} を

$$\mathbf{h} \equiv \left[h_1 \ h_2 \ \cdots \ h_{K_h} \right] \quad (2.84)$$

と定義すると, 受光されるパルス状の光強度は,

$$\begin{aligned}
S' &= IOH \\
&= [(IO)_1 * \mathbf{h} \ (IO)_2 * \mathbf{h} \ \cdots \ (IO)_N * \mathbf{h}]^T \\
&= \begin{bmatrix} h_1 \sum_{q=1}^P I_{1q} O_{q1} & h_2 \sum_{q=1}^P I_{1q} O_{q1} + h_1 \sum_{q=1}^P I_{1q} O_{q2} & \cdots & h_{K_h} \sum_{q=1}^P I_{1q} O_{qK} \\ h_1 \sum_{q=1}^P I_{2q} O_{q1} & h_2 \sum_{q=1}^P I_{2q} O_{q1} + h_1 \sum_{q=1}^P I_{2q} O_{q2} & \cdots & h_{K_h} \sum_{q=1}^P I_{2q} O_{qK} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ h_1 \sum_{q=1}^P I_{Nq} O_{q1} & h_2 \sum_{q=1}^P I_{Nq} O_{q1} + h_1 \sum_{q=1}^P I_{Nq} O_{q2} & \cdots & h_{K_h} \sum_{q=1}^P I_{Nq} O_{qK} \end{bmatrix} \quad (2.85)
\end{aligned}$$

と書き直される. 式 (2.85) より, パルス波形の畳み込みを表す行列 H は,

$$H = \begin{bmatrix} h_1 & h_2 & \cdots & h_{K_h} & 0 & \cdots & \cdots \\ 0 & h_1 & h_2 & \cdots & h_{K_h} & 0 & \cdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & & \ddots & \\ 0 & \cdots & 0 & h_1 & h_2 & \cdots & h_{K_h} \end{bmatrix} \quad (2.86)$$

によって表される $K \times K'$ 行列である。ただし、 $K' = K + K_h - 1$ である。

畳み込みによって S は $N \times K'$ 行列となる。このように、受光強度波形はパルス波形の畳み込みにより時間軸方向に広がった形となるため、所望の時間方向の分解能に対して十分に短い幅のパルス光を用いるか、デコンボリューションによってパルスによる波形の広がりを取り除く必要がある。本節においてはフーリエ変換によるデコンボリューションを行う場合について考える。式 (2.83) をフーリエ変換し、畳み込みとフーリエ変換の関係を用いると、以下のようにしてデコンボリューションすることが可能である。

$$\mathcal{F}[S'_r] = \mathcal{F}[h] \cdot \mathcal{F}[S_r] \quad (2.87)$$

$$S_r = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F}[S'_r] / \mathcal{F}[h] \} \quad (2.88)$$

これを式 (2.85) の受光強度行列 S' に適用することによって S を得る。

以下、2.4.1, 2.4.2 の議論に基づいて、式 (2.85) を用いたゴーストイメージングについて述べる。

反復法

奥行き情報を含むため、 $\langle S \rangle$ は長さ K のベクトルとなる。

$$\langle S \rangle = \left[\langle S \rangle_1 \quad \langle S \rangle_2 \quad \dots \quad \langle S \rangle_N \right] \quad (2.89)$$

$$= \left[\frac{1}{N} \sum_{r=1}^N S_{r1} \quad \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N S_{r2} \quad \dots \quad \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N S_{rN} \right] \quad (2.90)$$

これを用いて、奥行き情報を含むイメージング対象の空間分布 \hat{O} は以下のように再構成することができる。

$$\hat{O} = \begin{bmatrix} \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{r1} - \langle S \rangle_1) I_{r1} & \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{r2} - \langle S \rangle_2) I_{r1} & \dots & \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{rK} - \langle S \rangle_K) I_{r1} \\ \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{r1} - \langle S \rangle_1) I_{r2} & \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{r2} - \langle S \rangle_2) I_{r2} & \dots & \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{rK} - \langle S \rangle_K) I_{r2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{r1} - \langle S \rangle_1) I_{rP} & \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{r2} - \langle S \rangle_2) I_{rP} & \dots & \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (S_{rK} - \langle S \rangle_K) I_{rP} \end{bmatrix} \quad (2.91)$$

逆行列法

S, O がそれぞれ $N \times K, P \times K$ 行列となっていることに注意して 2.4.2 と同様に I の逆行列を計算し、 S の左側からかけることによって \hat{O} を算出すればよい。

2.7 半導体光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージング

本節においては、半導体光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングの原理について述べる。2.3.4 において述べたフェーズドアレイ方式の FFP についての議論を拡張し、ゴーストイメージングにおける照射パターンとなる、各導波路中の光をランダムに位相シフトさせた場合の FFP の数式による表現について述べる。

2.7.1 1次元半導体光フェーズドアレイのFFP

2.3.4においては、多数のスリットからなる開口列を仮定してFFPの表式を導出した。本項においては、光フェーズドアレイに入射する光の振幅分布として幅 w のガウシアン

$$f_0(x_0) = \exp\left[-\left(\frac{x_0}{w}\right)^2\right] \quad (2.92)$$

を仮定し、スプリッタによる影響を加味した上で、ランダムな位相シフトによって生じるFFPの表式を記述する。簡単のため導波路幅は一定とし、ガウシアンの幅はMMI導波路、スターカプラを除く全ての導波路中において w であるとする。

MMI スプリッタを用いた場合のFFP

本研究においては、Fig. 2.7に示すように、 1×2 MMI スプリッタを多段接続することによって $1 \times M$ スプリッタを実現している。 1×2 MMI スプリッタを用いる場合、入射導波路モードはスプリッタにおいて2本の導波路に対称に複製されるため、その多段接続による $1 \times M$ スプリッタの出射側導波路にはそれぞれの導波路において入射導波路モードと同形状の振幅分布をもつ光が伝搬していると考えられる。理想的には導波路間の強度の偏りなく分波されるため、複製に伴って生じる係数を省略する。以下、振幅分布を記述する上で不要な係数は適宜省略する。スプリッタ出射端において導波路がピッチ d_1 で等間隔に並んでいるとすると、スプリッタ出射面における振幅分布 $f_1(x_1)$ は、

$$\begin{aligned} f_1(x_1) &= \left[\sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \delta(x_1 - id_1) \right] * f_0(x_1) \\ &= \left[\sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \delta(x_1 - id_1) \right] * \exp\left[-\left(\frac{x_1}{w}\right)^2\right] \end{aligned} \quad (2.93)$$

となる。各位相シフトにおけるランダムな位相シフト ϕ_i $\left(i = -\frac{M-1}{2}, -\frac{M-3}{2}, \dots, \frac{M-3}{2}, \frac{M-1}{2}\right)$ を考慮すると、光フェーズドアレイ出射端面の振幅分布 $f_2(x_2)$ は、導波路ピッチを d_2 として、

$$\begin{aligned} f_2(x_2) &= \left[\sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \delta(x_2 - id_2) \exp(j\phi_i) \right] * \exp\left[-\left(\frac{x_2}{w}\right)^2\right] \\ &= \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \exp\left[-\left(\frac{x_2 - id_2}{w}\right)^2 + j\phi_i\right] \end{aligned} \quad (2.94)$$

となる。式 (2.15) より、十分遠方に距離 L だけ離れた位置におけるFFPの振幅分布 $f_3(x_3)$ は

$$\begin{aligned} f_3(x_3) &= \mathcal{F}(f_2) \\ &= \exp\left[-\left(\frac{\pi w}{\lambda L} x_3\right)^2\right] \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \exp\left[j\left(\frac{2\pi id_2}{\lambda L} x_3 + \phi_i\right)\right] \end{aligned} \quad (2.95)$$

となる。

スターカプラを用いた場合のFFP

スプリッタとしてスターカプラを用いた場合についても同様に考える。Fig. 2.8のような長さ l のスターカプラに $f_0(x_0)$ によって表される光が入射する場合、スラブ導波路の等価屈折率を n とすると、出射端に

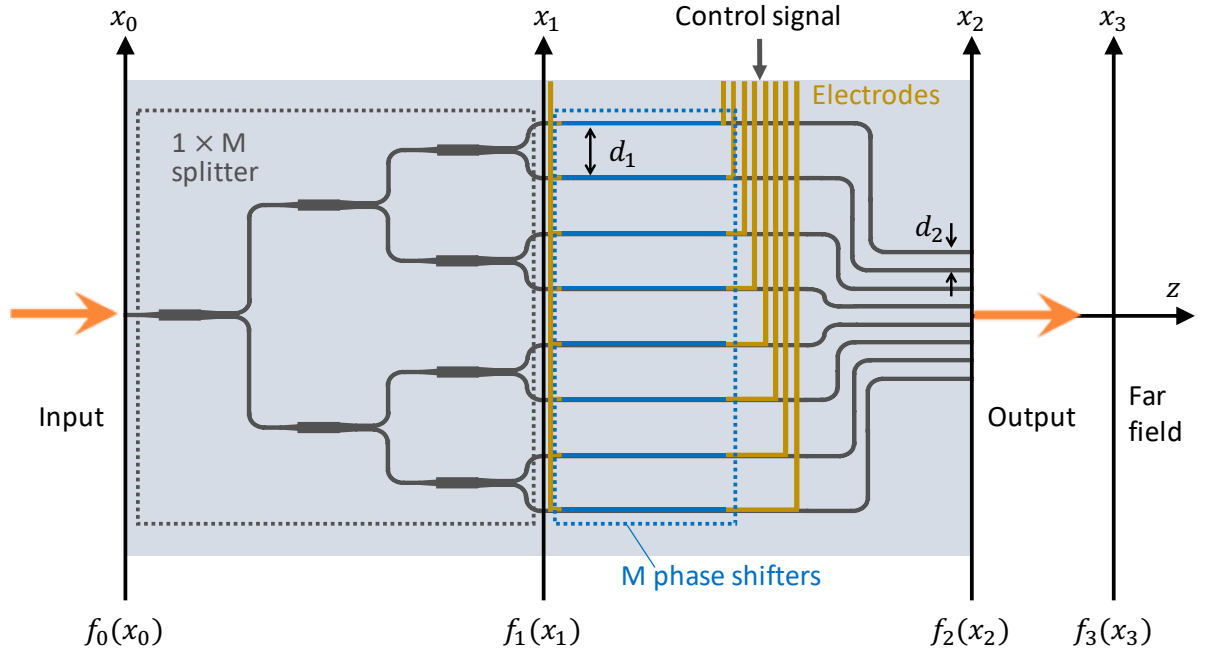


Fig. 2.7: FFP calculation of OPA using MMI splitter.

における振幅分布 $f_1(x_1)$ は、式 (2.53) に示した式と同様の表式となる。スターカップラから出射した光は各位相シフタにおいてランダムに位相シフトされた後、光フェーズドアレイ出射端面に到達する。出射端面における導波路ピッチを d_2 とすると、振幅分布 $f_2(x_2)$ は $f_1(x_1)$ において $x_2 = \frac{d_2}{d_1}x_1$ と置き換えることによって得られる。

$$\begin{aligned}
 f_2(x_2) &= \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\pi n w d_1}{\lambda d_2} \right)^2 x_2^2 \right] \cdot \text{rect} \left[\frac{x_2}{(M-1)d_2} \right] \cdot \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(x_2 - id_2) \exp(j\phi_i) \right\} * \exp \left[- \left(\frac{x_2}{w} \right)^2 \right] \\
 &= \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \exp \left[- \left(\frac{\pi n w d_1 i}{\lambda l} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{x_2 - id_2}{w} \right)^2 + j\phi_i \right] \quad (2.96)
 \end{aligned}$$

式 (2.15) より、十分遠方に距離 L だけ離れた位置における FFP の振幅分布 $f_3(x_3)$ は

$$\begin{aligned}
 f_3(x_3) &= \mathcal{F}(f_2(x_2)) \\
 &= \exp \left[- \left(\frac{\pi w}{\lambda L} x_3 \right)^2 \right] \sum_{i=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} \exp \left[- \left(\frac{\pi n w d_1 i}{\lambda l} \right)^2 \right] \exp \left[j \left(\frac{2\pi i d_2}{\lambda L} x_3 + \phi_i \right) \right] \quad (2.97)
 \end{aligned}$$

となる。

光フェーズドアレイにランダムな位相シフトを起こした場合、式 (2.95), (2.97) によって表されるようなランダム光パターンが得られる。実際の測定によってこのような FFP を取得し、照射パターンとしてゴーストイメージングの計算に使用する。

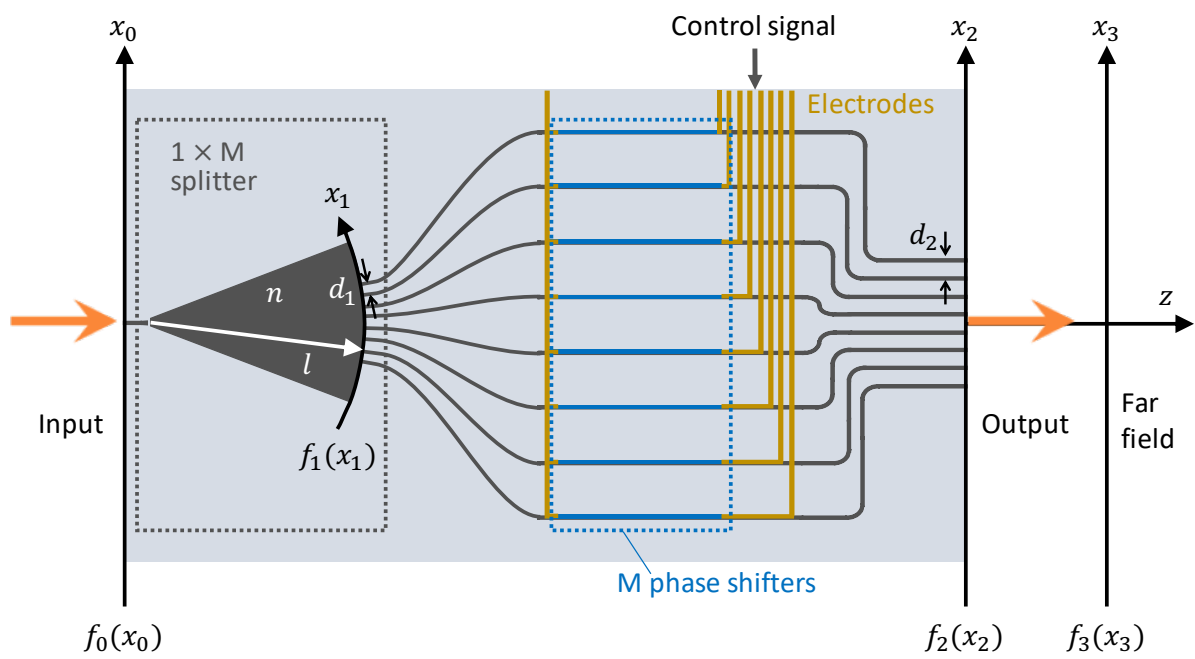


Fig. 2.8: FFP calculation of OPA using star coupler.

第3章 Si光フェーズドアレイの特性評価

本研究に使用した Si 光フェーズドアレイ素子の構造について説明し、その光学特性についての測定結果を述べる。

3.1 素子の構造

使用した素子は、当研究室において設計され、Institute of Microelectronics の 8 インチ SOI (Silicon-on-insulator) マルチウエハファウンドリサービスにより作製された、128 本のアレイ導波路を持つ 1 次元 Si 光フェーズドアレイである。Fig. 3.1(a)~(c) に作製されたチップの顕微鏡画像を示す。また、Fig. 3.1(d), (e) はそれぞれ素子入射端面と出射端面の概念図である。素子は電極パッドを含めてチップ全体が 4 mm×4 mm の範囲内に収まっている。SOI ウエハは Si 層と埋め込み酸化膜により構成されている。導波路は TE モードの単一モード伝搬を想定して設計された細線導波路となっている。Fig. 3.1(d) に示すような導波路端面より光を入射し、多段の 1×2 MMI カプラによって 128 本の導波路アレイに分岐する (Fig. 3.1(b))。各アレイ導波路には、導波する光の位相を電圧制御によって変化させるための位相シフタが独立に装荷されている (Fig. 3.1(c))。本研究においては TiN 電極ヒータからなる熱光学型の位相シフタを採用した。隣接するヒータ間にはクロストークを軽減するための溝を導入している。Fig. 3.1(e) に示すように、チップ出射端はアレイ導波路が一定のピッチ (d) で並んでおり、位相シフトされた各アレイ導波路中の光は、自由空間に出射される。出射端付近においては導波路幅がテーパ状に狭くなるスポットサイズコンバータ (spot size converter, SSC) となっている。SSC を導入することによって、出射端付近においては導波光のモード径が徐々に大きくなるため、FFP における像の包絡線が狭くなる。FFP 全体に対して中央付近に分布する光の強度割合が大きくなるため、出射光を効率よくイメージングに寄与させることができる。設計されたアレイピッチから、波長 1550 nm の光を用いた場合の FFP における FSR は、

$$\theta_{\text{FSR}} = \pm \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2d} \right) = \pm 22.8 \text{ deg} \quad (3.1)$$

となる。その他チップの詳細な設計パラメータは Table. 3.1 に示している。

3.2 素子の実装

今回の設計においては制御用の電子回路は集積していないため、測定系は外部の駆動回路から制御信号を送る構成となっている。外部の駆動回路に接続した状態の素子の画像を Fig.3.2 に示す。素子は表面に多数の電極パッドを持つ AlN チップキャリア上に接着し、各電極パッド同士を Au ワイヤによって電気的に接続した。さらに、チップキャリア上の電極パッドはワイヤボンディングによってプリント基板 (printed circuit board, PCB) 上の電極パッドに接続し、フレキシブルケーブル (flexible flat cable, FFC) を介して外部の駆動回路に接続した。

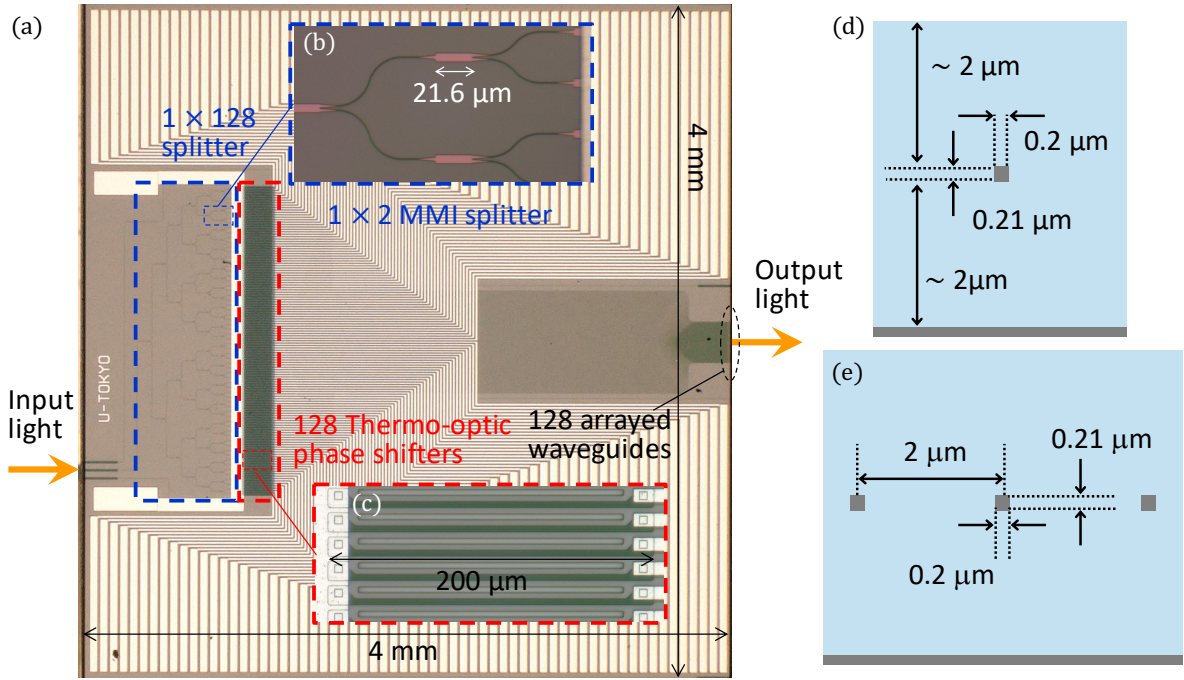


Fig. 3.1: (a) Fabricated 1×128 Si OPA chip. (b), (c) Magnified images of 1×2 MMI splitters and thermo-optic phase shifters. (d), (e) Schematics of the cross section of OPA input and output.

3.3 位相シフトの特性評価

イメージングに関連して、位相シフトに印加する適当な電圧値を測定する必要がある。ランダム光パターンを使用するゴーストイメージングにおいても、 2π の位相シフトに要する電圧値 ($V_{2\pi}$) を知ることで、 $0 \sim 2\pi$ まで偏りなく位相シフトさせることができる。

位相シフトの特性評価のため、マッハツェンダー干渉計 (Mach-Zehnder interferometer, MZI) 型の導波路を用いて印加電圧に対する出力光強度の変化を測定した。MZI 型導波路は入射光を 2 分岐し、再び合波したときの干渉を利用したものであり、光変調器や光スイッチなどに用いられる [65]。本研究においては、MZI 型導波路を光フェーズドアレイと同一のチップ上に作製し、測定によって得た干渉波形から位相シフト特性の評価を行った。Fig.3.3(a) に測定に用いたマッハツェンダー干渉計型の導波路を示す。Fig. 3.3(a) の左側からレーザー光 E_i を入射し、光フェーズドアレイの導波路分岐に使用されたものと同一の MMI によって導波光は 2 つの経路に分岐する。3 dB ずつ分岐された光 $E_{i1} = E_{i2} = 1/\sqrt{2}E_i$ はそれぞれの経路において、長さ L の位相シフトによる $\beta_1 L, \beta_2 L$ の位相変化量が加わり再び MMI によって合波される。合波された光 E_o は以下のように表される。

$$\begin{aligned}
 E_o &= \frac{1}{\sqrt{2}} E_i [\exp(j\beta_1 L) + \exp(j\beta_2 L)] \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} E_i \exp(j\beta_1 L) \{1 + \exp[j(\beta_2 - \beta_1) L]\}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

よって、規格化出射光パワー $|E_o|^2/|E_i|^2$ は

$$|E_o|^2/|E_i|^2 = 1 + \cos[(\beta_2 - \beta_1) L] \tag{3.3}$$

となる。Fig. 3.3(a) の MZI 型導波路には光フェーズドアレイに装荷されたものと同一の長さと同幅の位相シフトが両方の経路に装荷されているが、位相シフト測定の際には一方のみに電圧を印加する。片方の経路

Table. 3.1: Parameters designed for 1×128 Si OPA chip.

Parameter	Value
Wafer	SOI
Thickness of Si layer	0.21 μm
Thickness of BOX layer	$\sim 2 \mu\text{m}$
Number of waveguides	128
Design wavelength	1550 nm
Width of waveguide	0.4 μm
Effective refractive index	2.29
Length of MMI coupler	21.6 μm
Width of MMI coupler	5 μm
Effect of phase shift	Thermo-optic
Material of phase shifter	TiN electrode
Length of phase shifter	200 μm
Width of phase shifter	3 μm
Resistance of phase shifter	$\sim 1 \text{ k}\Omega$
Distance between heater and core layer	$> 1.2 \mu\text{m}$
Pitch between waveguides (phase shifter)	12 μm
Width of trench between phase shifters	4 μm
Width of waveguide (SSC output)	0.2 μm
Pitch between waveguides (output)	2 μm

の位相シフトのみに電圧を印加しているため、MZI型導波路の出力波形から位相シフトへの電圧印加に対して生じる位相シフトの特性を評価することができる。

電圧値を掃引したときの出射光強度を測定した結果を Fig. 3.3(b) に示す。今回は熱光学型の位相シフトを採用したため、横軸を電流と電圧の値から算出した消費電力、縦軸を出射光強度としている。 $V_{2\pi}$ の値を得るため、第2縦軸を印加電圧として併せてプロットしている。位相シフト量はヒータの消費電力に対してほぼ線形に変化していることが読み取れる。測定結果から、 $V_{2\pi} = 5.4 \text{ V}$ 、対応する消費電力 $P_{2\pi} = 37 \text{ mW}$ であることが確認された。

3.4 NFP, FFP の観測

作製された素子の光学特性を評価するため、光フェーズドアレイ素子出射端近傍の像である NFP (near field pattern) と FFP の観測を行った。本章における特性評価は全て波長 1550 nm の連続波 (continuous wave, CW) を用いている。

3.4.1 光学系の設計

NFP, FFP の観測のために設計した光学系をそれぞれ Fig. 3.4, 3.5 に示す。使用したレンズの焦点距離等は Table. 3.2 に記した。レンズの焦点距離は、観測に用いる近赤外 InGaAs カメラ (浜松ホトニクス C12741-03, 640×512 画素, ピクセルサイズ $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$) のイメージセンサーに拡大した NFP・FFP の像が収まる範囲で選択した。素子から出射した光は広角に広がるため、素子からの出射光を直接受光す

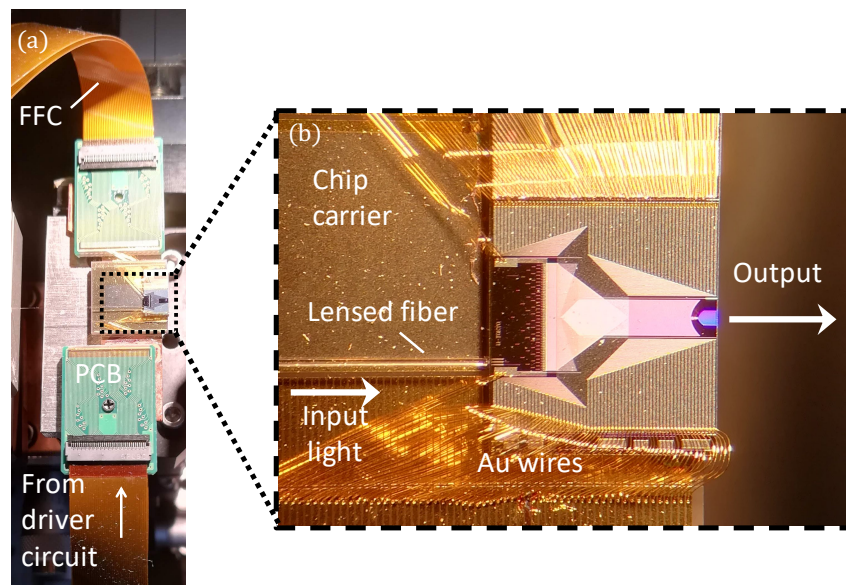


Fig. 3.2: Images of (a) the fabricated device mounted on chip carrier with FFC and (b) magnified OPA after wire-bonding.

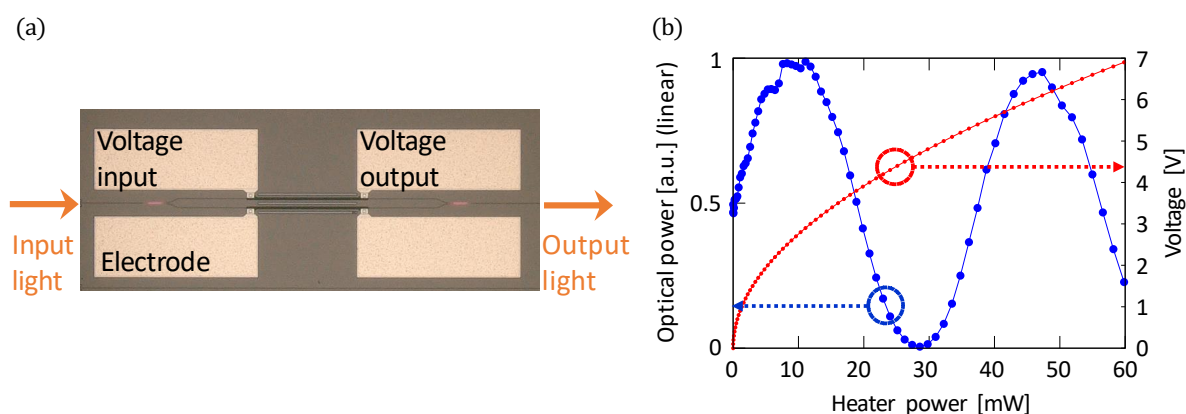


Fig. 3.3: (a) Image of MZI waveguide. (b) Output optical power from MZI waveguide.

るレンズは開口数 (numerical aperture, NA) の大きいものが好ましい。そこで、素子から出射した光を受光するレンズ $f_{\text{NFP1}}, f_{\text{FFP1}}$ には対物レンズを選択した。

NFP の観測においては、 $4f$ 光学系により拡大した像を観測している。使用したレンズの焦点距離から、 $4f$ 光学系による倍率 M は

$$|M| = \frac{f_2}{f_1} = 41.7 \quad (3.4)$$

となる。

FFP の観測に関しては、イメージングに用いる角度範囲である FSR1 つ分が、カメラのイメージセンサが存在する平面において、その受光範囲に収まる必要がある。使用した Si 光フェーズドアレイは FSR の角度が大きいため、 $4f$ 光学系によって NFP を拡大したものを、3 枚目のレンズを用いてフーリエ変換することによって、カメラのイメージセンサ上に FFP を結像するように光学系を構成している。

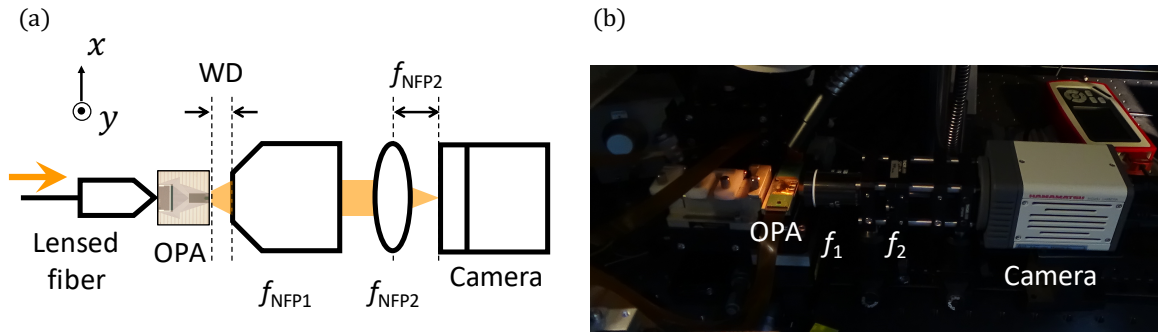


Fig. 3.4: (a) Schematic and (b) image of the setup for NFP measurement.

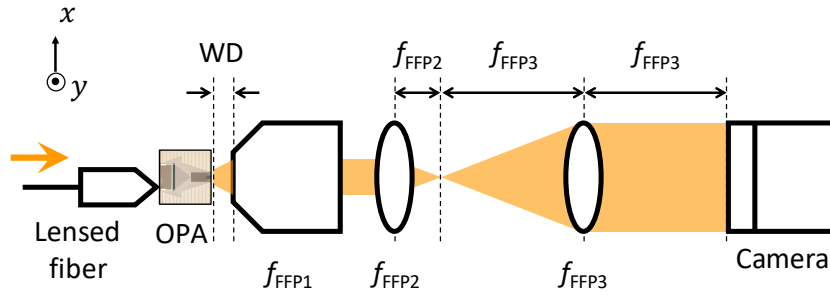


Fig. 3.5: Schematic of the setup for FFP measurement.

3.4.2 NFP の観測

Fig. 3.4 に示した光学系によって観測された NFP を Fig. 3.6 に示す. Fig. 3.6 は, カメラによって取得した画像のうち 640×50 ピクセルの範囲を示している. 拡大された NFP の両端の導波路間の距離はおおよそ 10.3 mm であった. 出射端におけるアレイピッチ d と導波路数, 倍率 M から算出される距離は 10.6 mm であり, 概ね一致している. Fig. 3.6 において, 両端付近の導波路からの出射光は収差の影響を受けていると考えられるが, 全ての導波路をほぼ強度分布の偏りなく光が導波していることが確認された. 使用したカメラの画素サイズによる限界はあるものの, 観測された NFP と系の倍率から, 導波路 1 本あたりの出射光の x, y 方向のモード幅は共に $1.6 \mu\text{m}$ 程度であった.

Table. 3.2: Lenses used in the measurement setup for observing NFP and FFP.

Lens	Type	Focal length (mm)	Notes
f_{NFP1}	objective	1.8	NA = 0.80, WD = 3.4 mm
f_{NFP2}	spherical	75	
f_{FFP1}	objective	3.6	NA = 0.55, WD = 6 mm
f_{FFP2}	spherical	25.4	
f_{FFP3}	spherical	100	

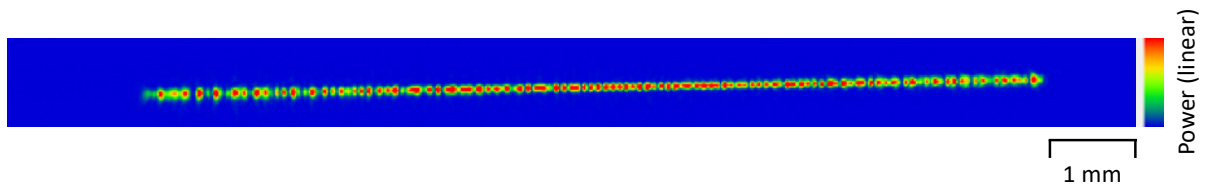


Fig. 3.6: InGaAs camera image of the observed NFP. 640×50 pixels of the image are shown.

3.4.3 FFP の観測

ビーム走査

Fig. 3.5 に示した光学系を用いて、Si 光フェーズドアレイのビーム走査特性の評価を行った。11 点の異なる角度にビーム形成を行った様子を Fig. 3.7 に示す。それぞれの角度について、強度の最大値を 1 とし規格化したものをプロットしている。所望の角度へのビームを形成するためには、それぞれの角度について、128 本全ての位相シフタへの駆動電圧を最適化する必要がある。本研究においては、以下のようなピークサーチアルゴリズムを用いた。

1. FSR の範囲内において、ビームを形成する角度 θ_1 を決定する。
2. 位相シフタ 1 について $0 \sim V_{2\pi}$ の範囲において ΔV ずつ印加電圧を変化させ、 θ_1 における光強度が最大になる電圧値を $V_{1,1}$ とし、位相シフタ 1 に印加する電圧を $V_{1,1}$ に固定する。
3. 位相シフタ 2~128 についても順に 2. を行い、 θ_1 における光強度が最大となる電圧値 $V_{1,2} \sim V_{1,128}$ を決定する。
4. 必要に応じて 2.~3. の過程を繰り返し、 r 回の試行によって最適な $V_{1,1} \sim V_{1,128}$ を更新する。
5. ビームを形成する他の角度 θ_m についても 2.~4. と同様の過程によりそれぞれの角度へのビーム形成に最適な電圧値 $V_{m,1} \sim V_{m,128}$ を決定する。

本研究においては、MZI 導波路による位相シフト特性によって得た $V_{2\pi}$ を用いて、 $dV = 1V$ 、 $r = 1$ としビームの形成を行っている。その結果、それぞれの角度へのビーム形成に要した電圧印加回数は 768 回であり、11 点のビーム形成には計 8448 回の電圧印加を行っている。観測したビームの FWHM は 0.5 度以下、FSR が 45.6 度であることから、これは FSR 内において 90 点以上の解像点数をもつことに相当し、評価を行った素子のビーム走査機能はほぼ理想的に動作していることが確認された。

ランダムパターンの形成

ビーム走査測定と同様の光学系により、ゴーストイメージングに用いるランダム光パターンの形成を行った。本研究においては、それぞれの導波路にランダムな位相シフトを起こすことによってランダム光パターンを形成する。この方針のもと、ランダムな位相シフトを起こす電圧値の組み合わせを決定する。Fig. 3.3(b) の結果から、位相シフト量はヒータに印加する電圧ではなく、ヒータにおける消費電力に対して線形に変化しているため、以下の手順によってランダム光パターンの形成のための印加電圧値の組み合わせを決定した。

1. $0 \sim 2\pi$ の位相シフトをランダムに起こすため、ヒータの消費電力を $0 \sim P_{2\pi}$ の間からランダムに導波路本数だけサンプルし、 $P_{1,1} \sim P_{1,128}$ とする。

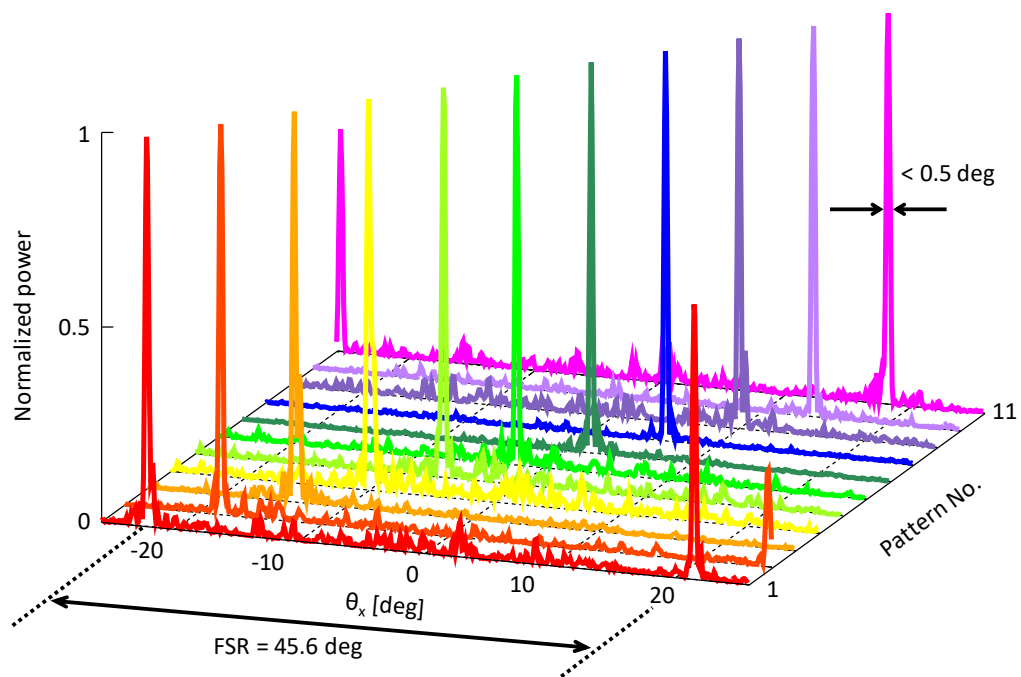


Fig. 3.7: Observed intensity patterns at the far-field plane when the 128 phase shifters are fine-tuned for beam steering.

2. 必要なパターン数 N の数だけ 1. を繰り返す. 1000 パターンのランダム光パターンを確認するため, $N = 1000$ とした.
3. サンプルされた, 導波路数 \times パターン数の消費電力の値とヒータの平均的な抵抗値 $1 \text{ k}\Omega$ から, 対応する印加電圧の組み合わせを算出する.

決定した電圧の組み合わせを実際に各位相シフタに印加し, カメラにより取得した 1000 パターンの FFP を並べた画像を Fig. 3.8 に示す. それぞれのパターンはカメラによって取得した画像のうち x 方向に 1 行分のピクセルを抽出したものである. Fig. 3.8 から, 1000 パターンに渡って概ねランダムなパターンが生成されていることがわかる. しかしながら, 強度分布に偏りがあり, $\theta_x = 5 \text{ deg}$ 付近を中心としてその周辺の光強度が大きくなっている. これは, 素子に対して光学系がずれているために FFP の包絡線の中心とカメラの中央部分が一致していないことに加え, 素子出射端の SSC 構造により FFP の包絡線の幅が狭くなっていることが原因であると考えられる.

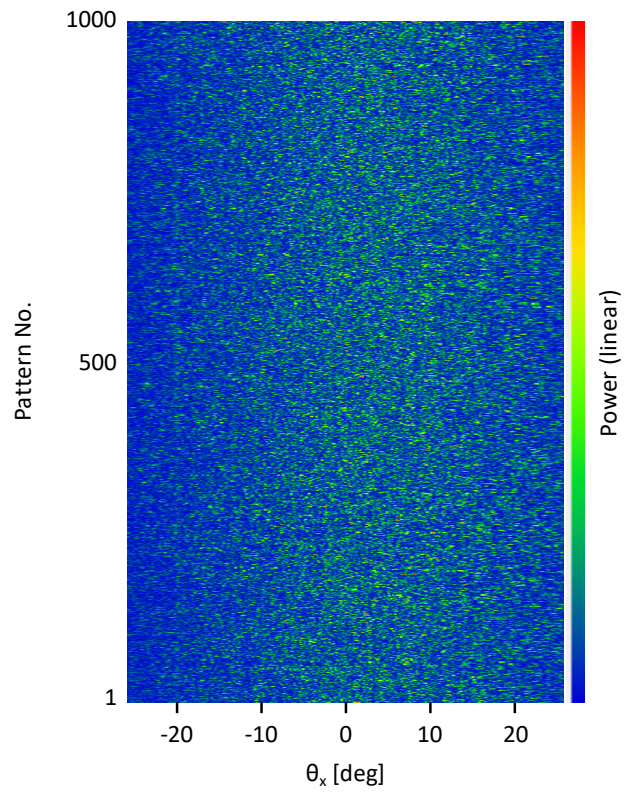


Fig. 3.8: Observed intensity patterns at the far-field plane when the 128 phase shifters are driven randomly to generate speckle patterns. Each pattern consists of 640×1 pixels extracted from the original 640×512 pixels of camera image.

第4章 Si光フェーズドアレイによるイメージング測定

Si光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージング測定について述べる。まず、物体に照射した光の透過光を用いた1次元ゴーストイメージングと、照射光の範囲を拡張した2次元平面イメージングを行った。更に、物体に照射した光の反射光を用いたゴーストイメージングにより、物体までの距離情報を取得する測定に関する原理検証を行った。そして、実際に取得した照射パターンとパルス波形を用いたゴーストイメージングLiDARの数値シミュレーションを行い、その実現可能性について検討した。

4.1 透過光を用いたゴーストイメージング

本節の測定においては、Si光フェーズドアレイから出射したランダム光パターンを物体に照射し、その透過光を単画素の光検出器に集光したものをゴーストイメージングに用いている。物体は空間中の特定の位置に設置しており、透過率1の領域と0の領域をもつ。透過光の全強度は透過率1の領域を透過したものであり、ゴーストイメージングによってこの領域の空間分布を再構成することが期待される。

4.1.1 光学系の設計

本節においては、次の2種類の物体のイメージングを試みる。1つはアレイ導波路の方向(x 方向)に並ぶ1次元スリット状パターンであり、もう1つは x 方向とそれに直交する方向(y 方向)に2次元的に透過率の異なる領域が存在する物体である。

1次元ゴーストイメージングと2次元イメージングは同一の測定系を用いて行った。2次元イメージングを行う系を設計して、これを用いた1次元ゴーストイメージングによって素子の性能を確認した後、2次元イメージングに拡張するという手順を踏んでいる。

本研究に使用したSi光フェーズドアレイは、出射端に1次元的に並ぶアレイ導波路から光が端面出射される構造であるため、位相シフトによってFFPを変化させることができるのは x 方向のみである。つまり、ゴーストイメージングに使用するランダム光パターンを生成できるのも x 方向のみである。そのため、測定系に波長可変レーザと回折格子を組み込むことにより、素子から出射される照射パターンを y 方向に変化させることができる構成になるように設計した。

Fig. 4.1に設計した測定系を示す。Fig. 4.1(a)とFig. 4.1(b)は同一の系を異なる角度から見た図であり、それぞれ x, y 方向の光の伝搬を模式的に示している。Fig. 4.1(b)においては信号の記録に用いた機器は省略し、光学素子のみを示している。以下に、伝搬する光がイメージング対象物体に至るまでの照射系と、物体を透過した光を受光するまでの受光系について順に説明する。なお、使用したレンズの種類や焦点距離はTable. 4.1に記している。

照射系の構成

波長可変レーザより出射した光は偏波コントローラ(polarization controller, PC)を経由してレンズファイバにより光フェーズドアレイに端面入射する。本研究に用いた光フェーズドアレイはTE(transverse

electric) 光を想定した設計となっているため、偏波コントローラを用いて TE 光に偏波を揃えている。

素子から空間出射した後、伝搬光は x, y 方向のそれぞれに異なる作用を受ける。 x 方向は、3つのレンズ $f_1 \sim f_3$ を用いて、物体に素子出射端の FFP を照射するように構成している (Fig. 4.1(a))。本来、FFP を物体に照射するためにレンズは不要であるが、第3章における FFP の観測と同様に、InGaAs カメラに FSR1 つ分を収める調節のためにレンズを使用している。レンズ f_1, f_2 を用いて素子出射端の FFP を拡大し、レンズ f_3 によるフーリエ変換作用によってその FFP を物体に照射する構成となっている。また、 x 方向のみにレンズの作用が及ぶように、 f_2, f_3 にはシリンドリカルレンズを用いている。選択したレンズの焦点距離から、物体に照射される FFP の FSR は

$$x_{\text{FSR}} = 2f_3 \tan \left(\sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2 \left(\frac{f_2}{f_1} d \right)} \right) \right) = 2 \cdot 200 \text{ mm} \cdot \tan \left(\sin^{-1} \left(\frac{1.55 \text{ } \mu\text{m}}{2 \cdot \left(\frac{30 \text{ mm}}{1.8 \text{ mm}} \cdot 2 \text{ } \mu\text{m} \right)} \right) \right) = 9.30 \text{ mm} \quad (4.1)$$

となる。

系の y 方向は、物体の存在する平面に素子からの出射光が集光し、波長を掃引することによってその y 軸上の位置が変化するように構成している。使用した素子の出射端は1次元導波路アレイであり、 y 方向の開口幅は導波路1つ分の出射端におけるモード幅となる。そのため、遠方に存在する物体表面においては y 軸方向に大きく広がった FFP となってしまう、 y 方向の解像度をもたせることができない。そこで、まず素子から出射した光をレンズを用いてコリメートし、平行光の状態を回折格子に入射させ、回折格子表面の FFP を物体に照射する構成とした。FFP の結像には x 方向と同様にシリンドリカルレンズ f_4 によるフーリエ変換作用を利用している。素子の出射端における y 軸方向の実効的な開口幅が大きい2次元アレイ状の導波路やグレーティングカップラを用いた場合、 y 軸方向の FFP は x 軸方向と同様のある幅をもった干渉パターンとなり、ビーム状の FFP を物体に照射することが可能である。今回採用した y 方向の系の構成は、グレーティングカップラを出射端に集積した光フェーズドアレイを模擬した構成となっている。波長可変レーザと共に光フェーズドアレイと同一の基板上に集積し、波長を高速に切り替えながら動作させることによって、将来的には高速2次元光照射素子として使用することを目標としている [35, 66]。

受光系の構成

Fig. 4.1 の受光系においては、4f 光学系によって物体からの透過光を縮小し、光検出器の受光面に結像する構成をとっている。なお、受光系についてはシリンドリカルレンズは使用しておらず、 x, y 両方向において共通の構成としている。

受光系を構成する際に注意すべき点は、全ての透過光を光検出器の受光面に収めることである。本研究においては光検出器として浜松ホトニクス製の InGaAs APD G8931-20 を使用しており、この素子の受光面サイズは直径 0.2 mm である。イメージングには FSR1 つ分を用いるため、物体が存在する平面における x 方向の FSR の大きさ x_{FSR} が 4f 光学系によって縮小され、APD 受光面の直径よりも小さくならなければならない。Table. 4.1 に記した焦点距離のレンズを選択したことにより、APD 受光面における縮小された FSR の大きさ x'_{FSR} は

$$x'_{\text{FSR}} = \frac{f_6}{f_5} \cdot x_{\text{FSR}} = \frac{1.8 \text{ mm}}{175 \text{ mm}} \cdot 9.30 \text{ mm} = 0.096 \text{ mm} \quad (4.2)$$

となる。APD 受光面が円形であること、2次元イメージングにおいては y 方向の位置が変化することを考慮しても、 y 方向の波長掃引による位置変化が x_{FSR} と同程度であれば、物体からの全ての透過光を十分受光できる構成となっている。

4.1.2 測定の手順

本研究におけるゴーストイメージングは次の手順の通りに行った。なお、測定系を構成する機器の主要な性能等は付録 A に記載した。

1. 3.4.3 (ランダムパターンの形成) に記した手順によって生成した電圧パターンの駆動回路への書き込み。
2. InGaAs カメラによる照射パターンの記録。
3. PD による物体からの透過光強度の記録。
4. 取得した照射パターンと透過光強度のデータを用いた物体の画像再構成。

手順 2. については、イメージング対象物が変化したとしても改めて取得する必要はない。一度手順 2. によって照射パターンを記録した後は、手順 3.~ 4. を繰り返すことにより、異なる物体のイメージングを行うことが可能である。光学系の設計においては、物体に照射される照射パターンを正確に記録するためにレンズ f_4 の直後に 1:1 ビームスプリッタを設置し、物体に照射される照射パターンと同一のパターンを InGaAs カメラを用いて記録することが可能な構成とした。

ゴーストイメージングに使用する照射パターンは外部の駆動回路 (driver circuit) からの出力信号の変化に応じて切り替わる。出力信号の変化には記録素子の性質に対応させるため、次の 2 通りの方法を使い分けている。照射パターンの記録に際しては、記録するカメラのフレームレートによる律速を考慮する必要があり、通常、これは光フェーズドアレイ素子や駆動回路、受光素子の応答速度に比べてはるかに低速である。そこで、照射パターンを記録する段階においては、コンピュータのプログラムを用いて駆動回路に信号を送り、そのタイミング毎に駆動回路の出力信号を切り替えた。パターンを切り替える度に InGaAs カメラによる照射パターンの記録を行っている。透過光強度の取得については、任意波形発生機 (arbitrary waveform generator, AWG) によって生成された幅 ~ 10 ns のパルス (ストローブパルス) の立ち下りのタイミングにおいて出力信号を変化させた。ストローブパルスの間隔は光フェーズドアレイ素子や受光素子の応答速度に合わせて適切なタイミングに設定する。幅 ~ 100 ns のパルス (スタートパルス) によって駆動回路からの出力信号は書き込まれた電圧パターンの先頭にリセットされるため、これをオシロスコープのトリガとして透過光強度の記録に用いた。カメラのフレームレートに律速される照射パターンの取得は事前に行うことができるため、このイメージング手法におけるフレームレートは透過光強度の取得に関連する応答速度に依存する。

以下に照射パターン、透過光強度記録の手順をそれぞれまとめる。

照射パターンの記録

1. コンピュータからの信号により、駆動回路からの出力信号を変化させる。
2. InGaAs カメラを用いて照射パターンを取得し、コンピュータに記録する。

手順 1., 2. を繰り返す。

透過光強度の記録

1. AWG から駆動回路とオシロスコープにスタートパルスを送り、それぞれ電圧パターンのリセット信号、信号取得のためのトリガとする。
2. AWG から駆動回路にストローブパルスを送り、駆動回路からの出力信号を変化させる。
3. 物体からの透過光強度を APD によって取得し、電流電圧変換・増幅回路を介して増幅された電圧信号としてオシロスコープに信号を送る。

手順 2., 3. を高速に繰り返し、オシロスコープに表示された信号波形を記録する。

2次元イメージングに関しては、照射パターン・透過光強度の記録のそれぞれについて、イメージングに使用する波長毎に繰り返し行う。

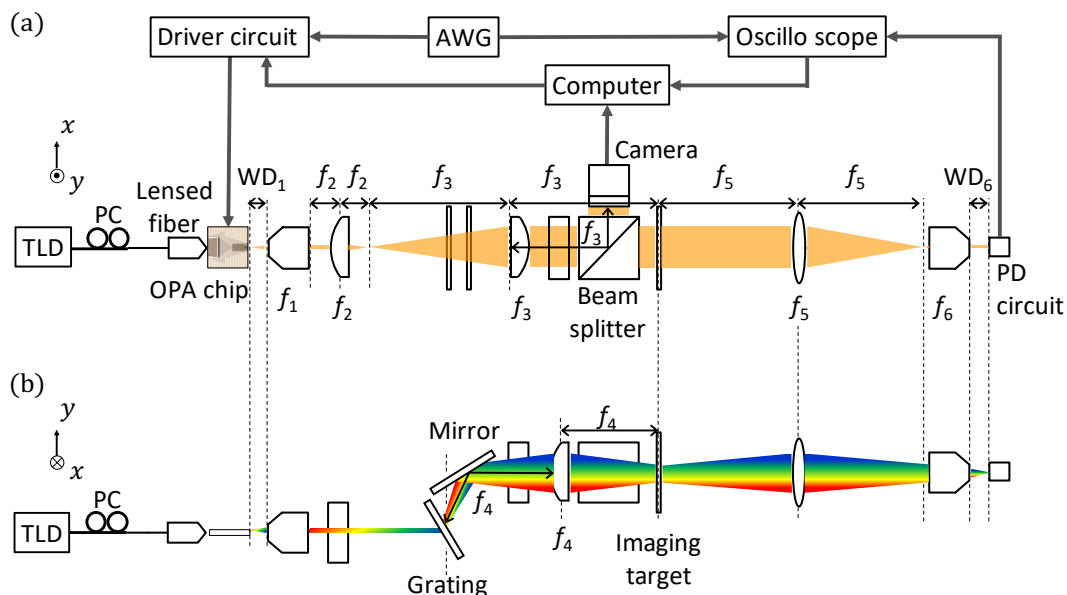


Fig. 4.1: Schematics of the measurement setup for 2D imaging. (a) Top view and (b) side view are shown.

Table. 4.1: Lenses used in the measurement setup for 2D imaging.

Lens number	Type	Focal length (mm)	Notes
f_1	objective	1.8	NA = 0.80, WD ₁ = 3.4 mm
f_2	cylindrical (x)	30	
f_3	cylindrical (x)	200	
f_4	cylindrical (y)	150	
f_5	spherical	175	
f_6	objective	1.8	NA = 0.80, WD ₆ = 3.4 mm

4.1.3 1次元ゴーストイメージング

イメージング対象

Fig. 4.1 に示した測定系を用いて1次元スリットのイメージングを行った。ターゲットとして用いたスリットパターンを Fig. 4.2 に示す。この素子は x 方向に 0.1~0.5 mm の開口幅を持っており、FFP における FSR1 つ分に収まるように 9.0 mm の範囲に透過率が 1 あるいは 0 の領域が並んでいる。 y 方向に複数の異なるスリットパターンが並んでおり、波長を変え、FFP の y 座標を変化させることによってイメージングを行うスリットパターンを選択した。本研究においては、(a) 3組のスリットペアの開口幅が 0.5, 0.4, ..., 0.1 mm と順に変化するパターンと、(b) 同一の種類・個数のスリットペアがランダムに配置されているパターンを用いており、使用した波長はそれぞれ 1514 nm, 1530 nm である。

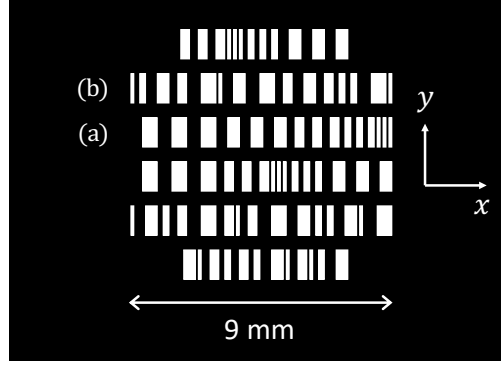


Fig. 4.2: Imaging target for 1D ghost imaging.

数値シミュレーション

測定に先立ち、2.4において述べた各計算手法を用いた場合について、ゴーストイメージングの数値シミュレーションを行った。Fig. 4.2(a)についてのシミュレーション結果をFig. 4.3に示す。Fig. 4.3(a)は反復法、(b)は逆行列法、(c)圧縮センシングを用いた再構成結果である。照射パターンは式(2.95)を用いて実際の素子と測定系を使用した場合のFFPを想定し生成した。

イメージング結果を定量的に評価するため、再構成画像のPSNR (peak signal to noise ratio) を算出し、Fig. 4.3(d)に示した。PSNRは以下の式により定義される[67]。

$$\text{PSNR} = 10 \log_{10} \left(\frac{\max(O(x_i))}{\text{MSE}} \right) \quad (4.3)$$

ここで、 $\max(O(x_i))$ は $O(x_i)$ の最大値である。イメージング対象 $O(x_i)$ は透過率が0,1の2値であり、それぞれに対応する再構成結果 $\hat{O}(x, y)$ の値は $N = 1000$ の場合のPSNRが最大となるように設定した。式(4.3)におけるMSE (mean squared error) はイメージング対象と再構成結果の平均二乗誤差であり、

$$\text{MSE} = \frac{1}{N_{\text{pixels}}} \sum_i \left(O(x_i) - \hat{O}(x_i) \right)^2 \quad (4.4)$$

によって表される。ここで、 N_{pixels} はピクセル数を表している。なお、本論文に示すPSNRは、1000パターンの中からランダムに N パターン抽出して再構成を行った画像に対してPSNRを算出する、という過程を10回繰り返したものの平均値としている。

Fig. 4.3においては、Fig. 4.3(d)のPSNRの計算結果における特徴的な点を選び、 $N = 40, 80, 140, 200, 400$ の場合の結果を示した。反復法については照射回数の平方根に比例してPSNRが向上している。これは反復法による再構成結果のSNRが照射回数の平方根に比例するというスペckルパターンを用いたイメージングの性質に合致したものであると言える[7, 68]。しかしながら、特に再構成画像の両端付近の画質が悪く、数百回の回数を重ねた場合においてもPSNRは10 dB程度となっている。

逆行列法に関しては、照射回数の増加に伴ってPSNRが向上するものの、一度悪化し、 $N = 130 \sim 140$ において極小値をとった後、再び向上していく。 $N = 200$ 程度以上の領域においては反復法よりも大幅に良好なPSNRを示し、 $N = 1000$ の場合においては5 dB以上の差が現れている。 $N = 130 \sim 140$ 付近においてPSNRが一度悪化する原因は、逆行列法の計算に使用した照射パターンのピクセル数が $P = 128$ であることに関係していると考えられる。 $N < P$ の場合、式(2.72)は劣決定系となり、照射パターンがなす係数行列のランクを、ピクセル数が必然的に上回り、通常一意な解としての物体 O を得ることはできない。一方、 $N > P$ で N が十分大きい場合においては、優決定系となり、全ての照射パターンと受光強度の組み合わせをなるべく満たすような最小二乗解としての物体 O を探し出す計算を行うことになる。 $N > P$ の場合においても、 N が小さい場合は照射パターンがなす行列のランクはピクセル数より小さく、劣決定

系に帰着する。このような逆行列法の一般的な性質から、十分な画質が見込めるのは $N > P$ で、さらに一定以上の回数の照射パターンが必要であると言える。これに関連して、実際の光フェーズドアレイ素子から出射される照射パターンが十分にランダムである点も逆行列法においては特に重要である。素子の破損や、光ファイバから出射したものの導波路に結合しなかった部分の光との干渉等により照射パターンに迷光が含まれると各パターンのランダム性が保証されず、多数回の測定を経ても所望のランクをもつ係数行列を得られない場合が考えられる。本シミュレーションにおいてはノイズの影響は考慮していないため、 N が十分大きい場合においては I がピクセル数以上のランクの係数行列を構成し、正確な再構成がなされている。 $N = 200$ の場合においては PSNR ~ 9 dB 程度であり、画像には誤差が目立つが、 $N = 400$ の場合においては PSNR の値も 14 dB となり、スリットパターンが再構成されている様子が確認できる。

圧縮センシングを用いた場合については、ほとんどの N の場合において反復法を上回る PSNR を示し、とりわけ $N \sim 300$ 以下においては逆行列法よりも優れた PSNR を示している。再構成結果を比較した場合、 $N = 40$ のような少ない照射回数においてもスリットパターンが最も明確に再構成されている。反復法同様、両端部分については画質が優れないが、これは FFP の強度分布の偏りによって、受光強度 S_r にこの部分の情報が反映されにくいためであると考えられる。

Fig. 4.2(b) についてのシミュレーション結果と PSNR についても同様に Fig. 4.4 に示す。全体的に Fig. 4.2(a) の結果と同様の傾向を示しており、ランダムなパターン配置の場合においても各手法が有効であることが読み取れる。また、Fig. 4.2(a) においては端に配置されていたために、圧縮センシングなどにおいては強度分布の偏りの影響を受けていた 0.1 mm 幅スリットパターンに関しても、中心付近においては比較的良好に再構成されている。強度分布の影響が現れやすい手法を用いる場合においては、NFP におけるモード幅が小さくなる構造とし、FSR 1 つ分の間において可能な限り強度分布の偏りを抑えることが重要である。

PSNR の数値の直感的な理解のため、イメージングにおける誤り判定を行った場合の誤り率 P との対応を考える。ノイズはガウス分布に従うと仮定し、PSNR との対応付けのため、分散 σ^2 として MSE を用いる。透過率が 1 と 0 の領域をもつイメージング対象を使用するため、閾値を 0.5 とし、透過率 0 の領域において 0.5 以上の数値を示す場合と透過率 1 の領域において 0.5 以下の数値を示す場合を誤りとする。この場合、透過率 1 の領域における誤り率は、

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{0.5} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-1)^2}{2\sigma^2}\right] dx &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{-1/2\sqrt{2}\sigma} \exp(-t^2) dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{1/2\sqrt{2}\sigma}^{\infty} \exp(-t^2) dt \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。また、透過率 0 の領域における誤り率は、

$$\int_{0.5}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-0)^2}{2\sigma^2}\right] dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{1/2\sqrt{2}\sigma}^{\infty} \exp(-t^2) dt \quad (4.6)$$

となり、式 (4.5), (4.6) は等しくなる。よって P は、

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{1/2\sqrt{2}\sigma}^{\infty} \exp(-t^2) dt \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{2\sqrt{2}\sigma}\right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

となる。ここで、相補誤差関数

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt \quad (4.8)$$

を用いた。式 (4.7) に基づく PSNR と誤り率 P の関係を Fig. 4.5 に示す。Fig. 4.5 に示すように、例えば、PSNR が 8 dB の場合の誤り率は 0.10、12 dB の場合は 0.02、16 dB の場合は 0.0008 となる。

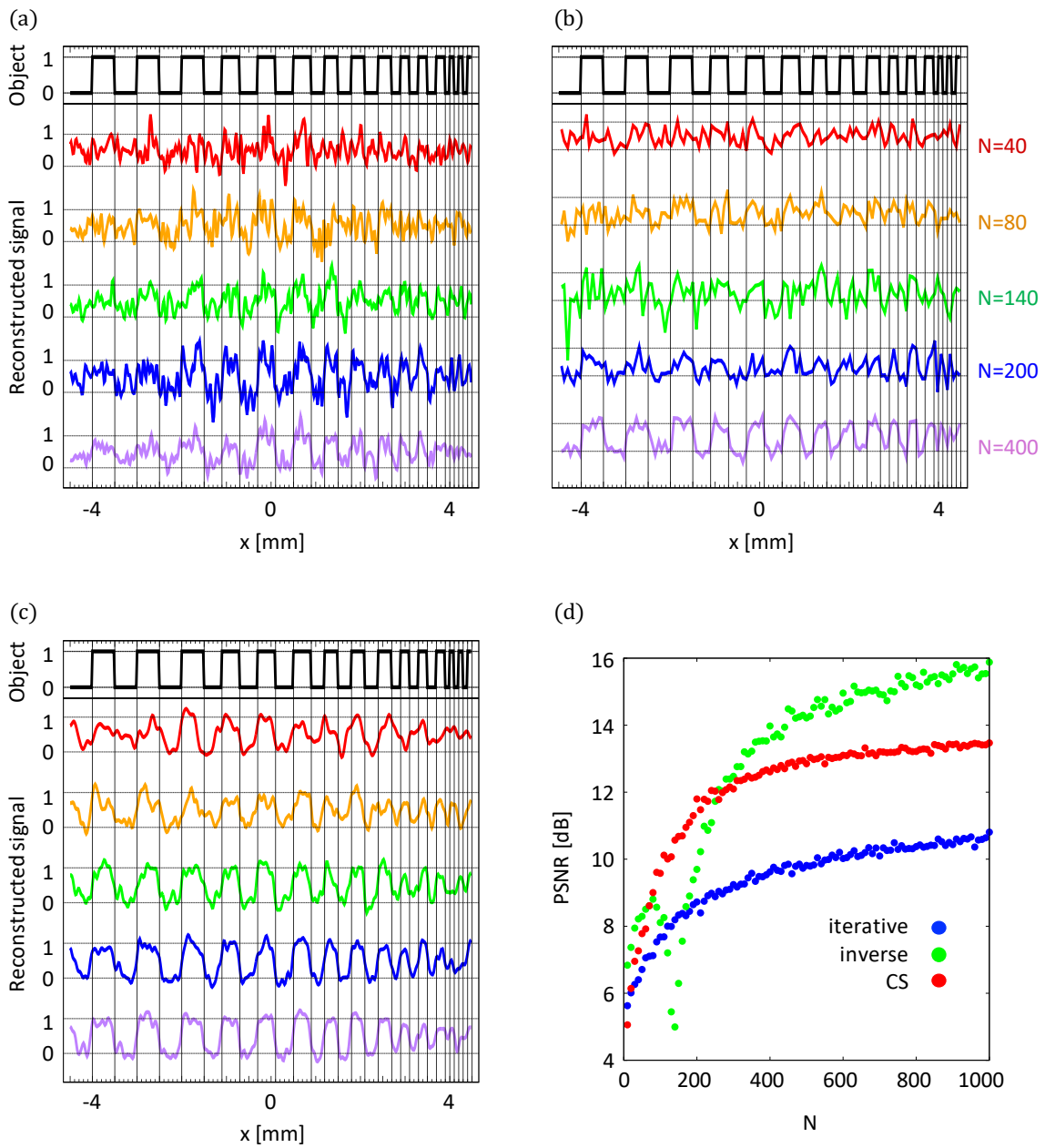


Fig. 4.3: Numerical simulation results of reconstructed 1D slit patterns of Fig. 4.2(a). (a) Iterative, (b) inverse, and (c) CS methods are used. Each image is reconstructed with $N = 40, 80, 140, 200, 400$ patterns. (d) PSNR of the reconstructed images with increasing N are also shown.

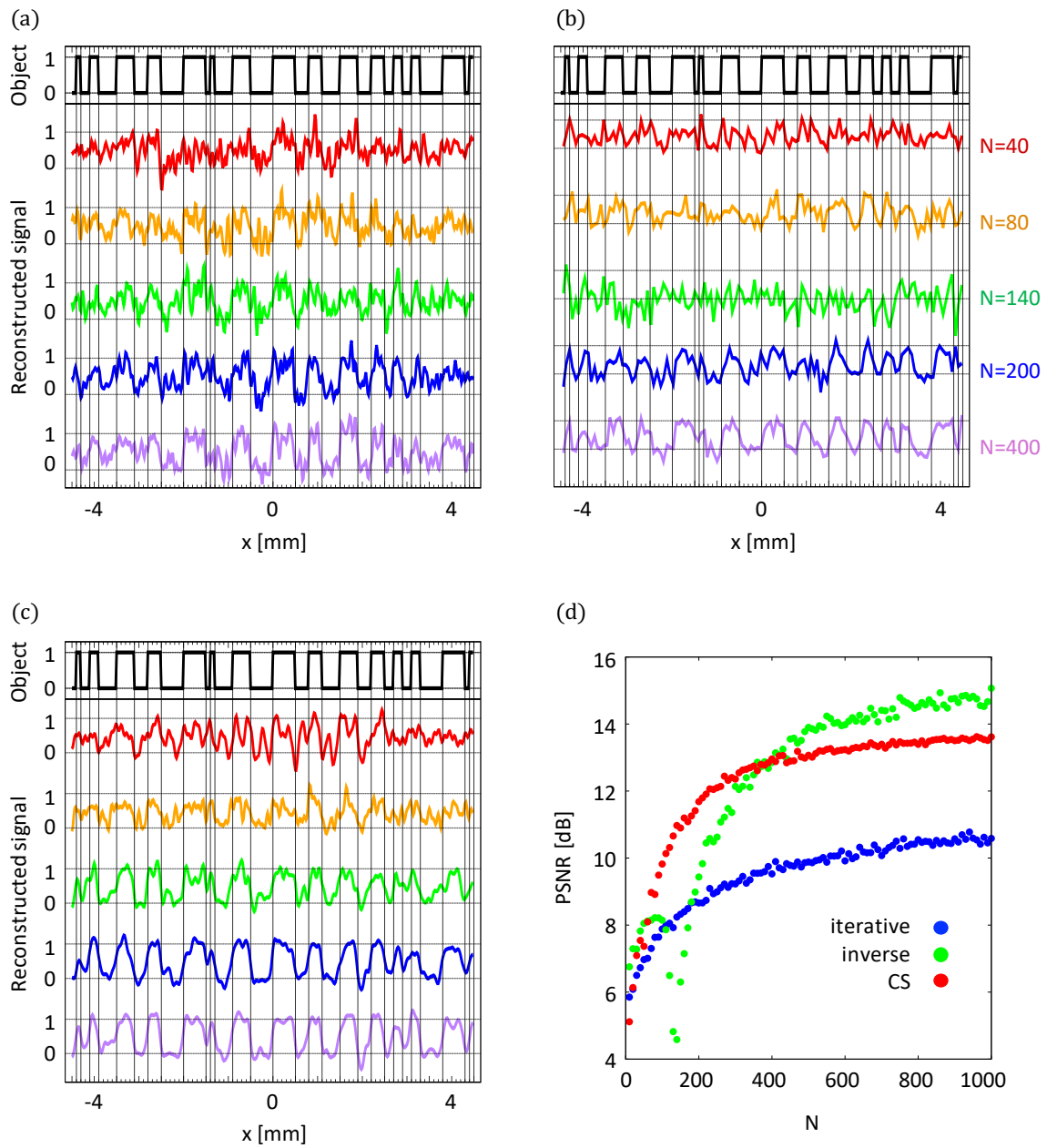


Fig. 4.4: Numerical simulation results of reconstructed 1D slit patterns of Fig. 4.2(b). (a) Iterative, (b) inverse, and (c) CS methods are used. Each image is reconstructed with $N = 40, 80, 140, 200, 400$ patterns. (d) PSNR of the reconstructed images with increasing N are also shown.

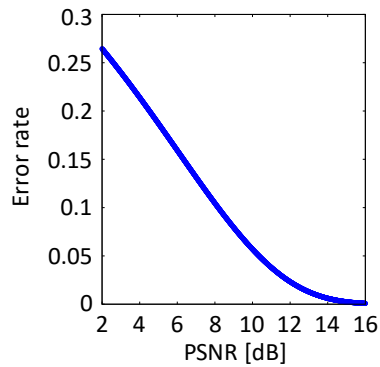


Fig. 4.5: Error rate with increasing PSNR.

イメージング結果

Fig. 4.2(a) について、実際の素子と測定系を用いて 1 次元ゴーストイメージングを行った再構成結果を Fig. 4.6 に示す。数値シミュレーション同様、Fig. 4.6(a) は反復法、Fig. 4.6(b) は逆行列法、(c) 圧縮センシングを用いた計算結果である。測定した 1000 パターンのうち、 N パターンの照射パターンと受光強度の組み合わせを用いた計算結果を並べて示している。Fig. 4.6, 4.7 に示したシミュレーション結果とは異なり、 $N = 200, 400, 600, 800, 1000$ の場合について示している。

Fig. 4.6 から、 $N = 400$ 程度のパターン数の測定によって概ね画像の再構成が行われ、それ以上のパターン数を用いた場合においても画質は飽和していることがわかる。反復法と圧縮センシングを用いた場合においては、右端の 0.1 mm スリット領域については不鮮明であるが、逆行列法を用いた場合においては良好な結果を示している。この領域の画質に明瞭な違いが見られるものの、 N の値が大きい場合においては PSNR の値に各手法における差はあまり見られない。これは、PSNR が各ピクセルにおける誤差の平均値を利用していることから、幅の狭いスリットの領域の画質がこの指標に反映されにくいためであると考えている。

反復法はシミュレーションと同様の傾向を示しており、端の部分を除けば $N = 400$ 程度の測定によってスリットパターンが再構成されている。一方、逆行列法と圧縮センシングにおいては、シミュレーションに比べて大きく PSNR の値が低下していることが確認できる。反復法は各照射パターンの受光強度による重み付け平均であり、ノイズの影響を受けにくいものの、逆行列法はノイズの影響を受けやすい [50]。実測の場合、光学系や測定機器に由来するノイズが生じるため、各照射パターンに対応する受光強度が必ずしも正確なものにならない。このため、すべてのパターンについての対応を可能な限り満たすような計算を行っても、物体の各ピクセル値に誤差が生じるものと考えられる。

圧縮センシングについては、 $300 < N < 800$ 程度の測定回数の場合において、他の手法と比べて PSNR がわずかに大きくなっている。実測データに関しては反復法とあまり差が見られないが、数値シミュレーションの結果を考えると、ノイズの抑制等によって良好な画質の再構成結果が得られるものと期待できる。本研究においては他の手法に比べて必要な測定回数に大きな違いは見られなかったものの、圧縮センシングは本来ピクセル数以下の測定を可能にするものである。他の基底やアルゴリズムの検討、測定手法の見直しによって、より少ない回数の測定による十分な画質の再構成結果が得られることが期待される。

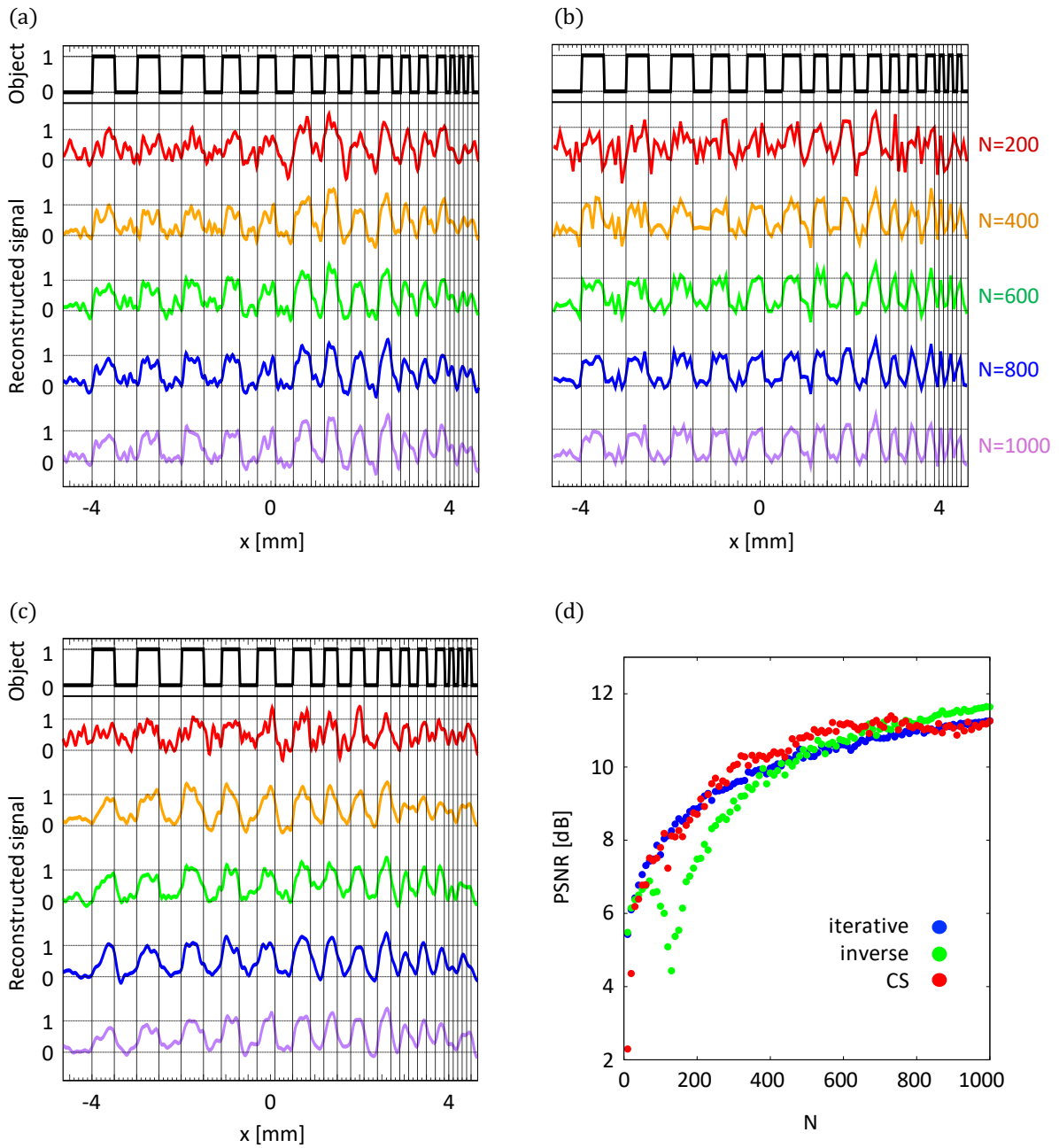


Fig. 4.6: Reconstructed 1D slit patterns of Fig. 4.2(a). (a) Iterative, (b) inverse, and (c) CS methods are used. Each image is reconstructed with $N = 200, 400, 600, 800, 1000$ patterns. (d) PSNR of the reconstructed images with increasing N are also shown.

Fig. 4.2(b) についての再構成結果と PSNR についても同様に Fig. 4.7 に示す。全体的に Fig. 4.6 と同様の傾向を示しているが、シミュレーションにおいても確認されたように、Fig. 4.6 に比べて反復法や圧縮センシングにおける、中央に近いスリット幅 0.1 mm の部分のコントラストが向上している様子が確認できる。

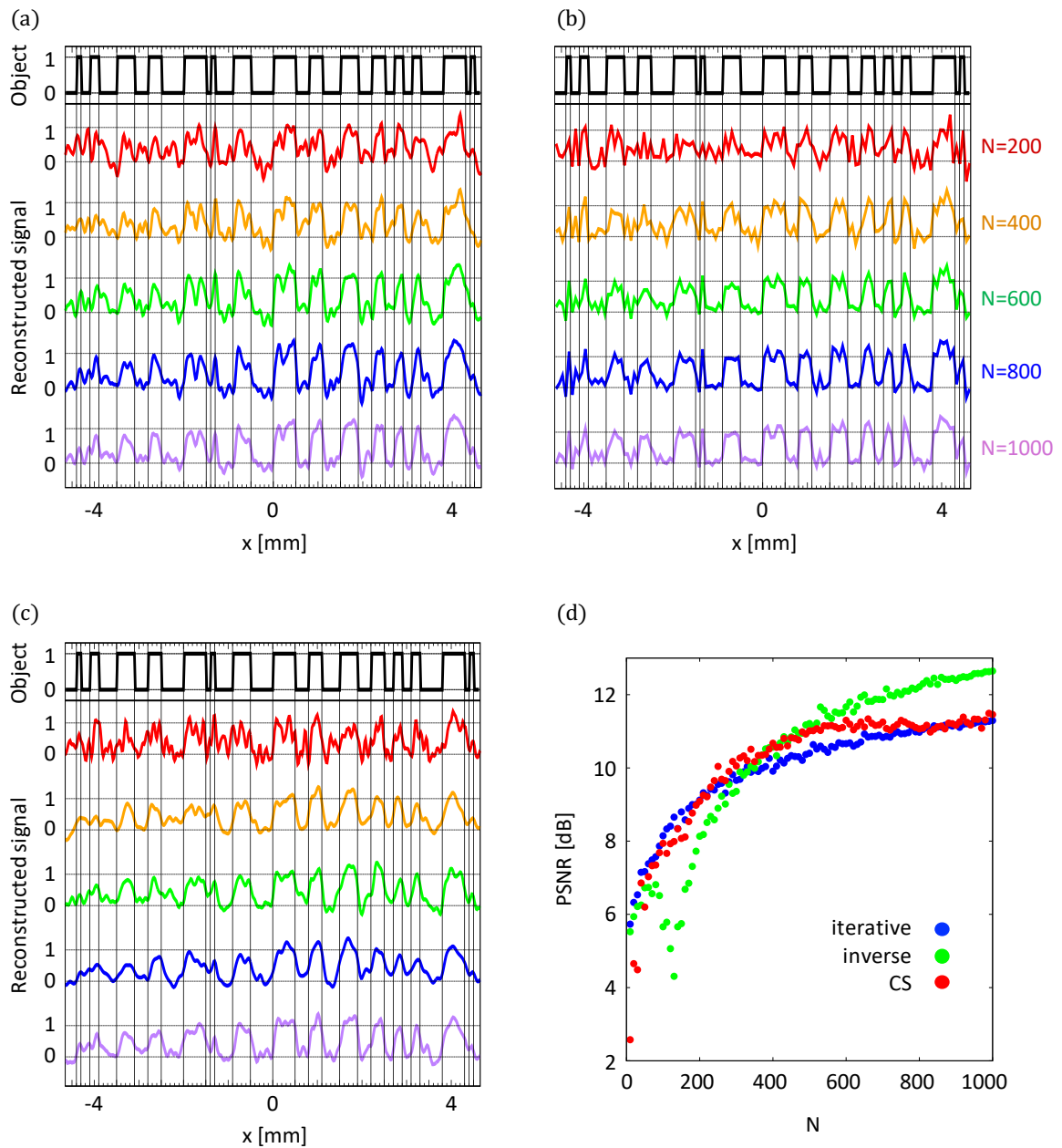


Fig. 4.7: Reconstructed 1D slit patterns of Fig. 4.2(b). (a) Iterative, (b) inverse, and (c) CS methods are used. Each image is reconstructed with $N = 200, 400, 600, 800, 1000$ patterns. (d) PSNR of the reconstructed images with increasing N are also shown.

応答速度

本章の測定においては、熱光学型位相シフタの応答速度を考慮し、 $100 \mu\text{s}$ 毎にパターンを切り替えてイメージングを行った。Fig. 4.8 に APD 回路によって受光した応答波形の一部を示す。挿入されている拡大図からわかるように、各パターンの切り替え後、出力が安定するまでに経過する時間は $20 \mu\text{s}$ 以内に収まっている。これは一般的な DMD のパターン切り替え速度よりも高速である。本章の測定においては、電圧パターンの切り替え後の $20 \mu\text{s}$ 分のデータを除き、次の電圧パターンの切り替えまでの $80 \mu\text{s}$ 分のデータを平均してイメージングの計算に使用している。

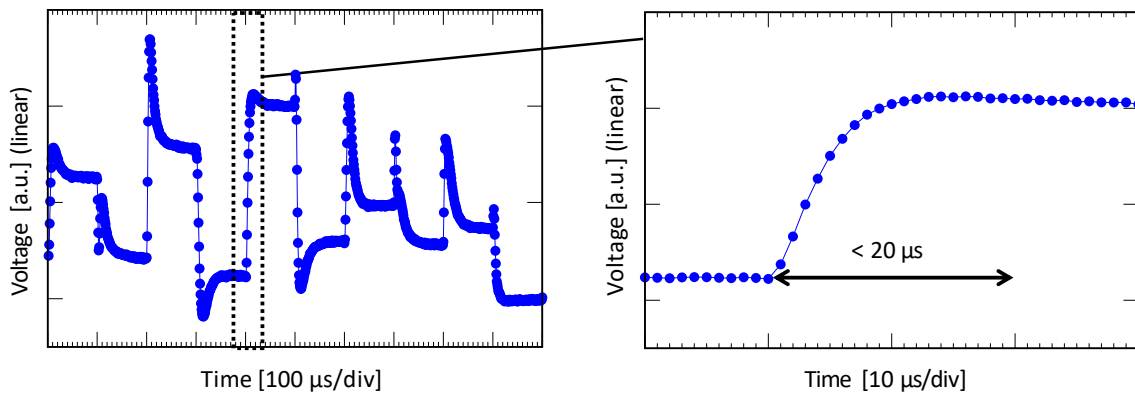


Fig. 4.8: Detected signal of 10 different patterns and magnified transient response.

4.1.4 2次元平面イメージング

イメージング対象

イメージング対象には USAF 解像度テストターゲットを使用した。Fig. 4.9(a) にその例を示す。このターゲットはスリット上部のグループ数 (Group) とスリットの横のエレメント数 (Element) から以下のように定義される開口幅を持つ黒線 (透過率 0) の領域と白線 (透過率 1) の領域が水平・垂直方向に 3 ペアずつ並んでおり、これを対象としてイメージングを行うことによって、そのイメージングシステムの解像力を評価する用途に用いられる [69]。

$$\text{Resolution [line pairs/mm]} = 2^{\text{Group} + (\text{Element} - 1) / 6} \quad (4.9)$$

各グループは 6 つのエレメントから構成され、パターン全体の中央に向かうほどグループ数が大きく、細かい解像パターンが配置されている。白線と黒線の領域が逆転したネガティブパターンも存在する。

本研究においては、ネガティブパターンを使用し、Group -1, Element 5 を示す数字を 2 次元イメージングの対象として選択した。実際に測定に用いたパターンの画像を Fig. 4.9(b) に示す。この数字は x, y 方向の大きさがそれぞれおよそ 1.19 mm, 1.88 mm であり、透過率 1 の領域の幅はおよそ 188 μm である。

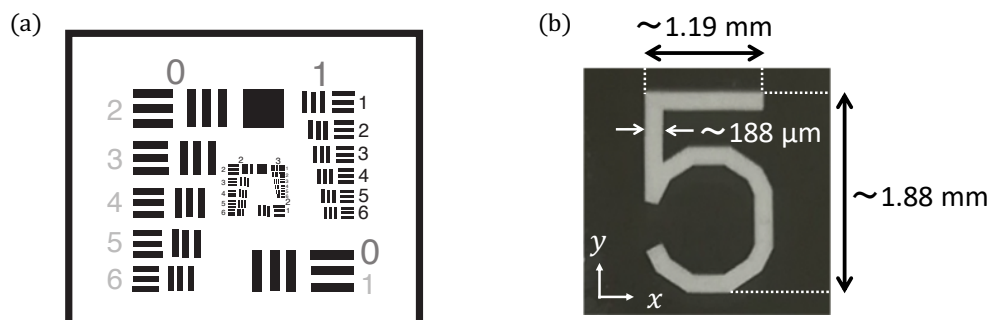


Fig. 4.9: (a) Schematic of USAF resolution test target[69]. (b) Imaging target for 2D imaging (Group -1, Element 5)

掃引波長範囲

本研究の2次元イメージングにおいては、回折格子に入射する光の波長を変化させることによってイメージング平面上の y 方向の位置を変化させる。使用する波長範囲 $\lambda_{\text{sweep}} (\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2)$ とレンズ f_4 はイメージング対象の y 方向の大きさを考慮して決定する。

Fig. 4.1(b) の光学系側面図に関する、回折格子とミラーの部分における光の進み方を Fig. 4.10 に示す。この系は、回折格子から出射した光を直後に配置したミラーを用いて反射し、光フェーズドアレイ素子から出射する光の伝搬方向に対して垂直な平面に存在する物体のイメージングを行う構成としている。本研究に用いた回折格子は入射角が $\alpha = 27.71 \text{ deg}$ で、入射光の93%が1次 ($m = 1$) の回折角に出射するように設計されている。そのため、光軸に並行に伝搬した光が入射角 α で入射するように回折格子を傾けて設置し、1次の回折光を出射光として用いた。ミラーの角度は 1550 nm の光が回折格子に入射する前の光に並行になるように設計した。 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ の光は $\beta = \alpha$ で出射するため、ミラーの設置角度は光軸から $90^\circ - \alpha$ となる。

入射角 α で格子周期 d_g の回折格子に波長 λ の光が入射し、出射角 β で出射する場合、 β は回折格子の式 (2.31) から、

$$\beta = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda - d_g \sin \alpha}{d_g} \right) \quad (4.10)$$

となる。式 (4.10) より、1次の回折光は波長が短いほど β が小さくなる。そのため、設計した系において、 1550 nm より波長の短い光 $\lambda (< 1550 \text{ nm})$ は、Fig. 4.10 に示すように光軸に対して $y > 0$ の向きに $\alpha - \beta$ の角度でミラーによって反射される。一方、 1550 nm より波長の長い光 $\lambda' (> 1550 \text{ nm})$ は光軸に対して $y < 0$ の向きに $\beta' - \alpha$ の角度で反射される。焦点距離 f_4 のレンズを使用して λ_{sweep} の範囲で波長を掃引すると、イメージング平面上の y 方向の位置は

$$y_{\text{sweep}} = f_4 \tan(\alpha - \beta_{\lambda_1}) - f_4 \tan(\alpha - \beta_{\lambda_2}) \quad (4.11)$$

だけ変化する。ここで、 $\beta_{\lambda_1}, \beta_{\lambda_2}$ はそれぞれ λ_1, λ_2 の光の回折格子からの出射角である。

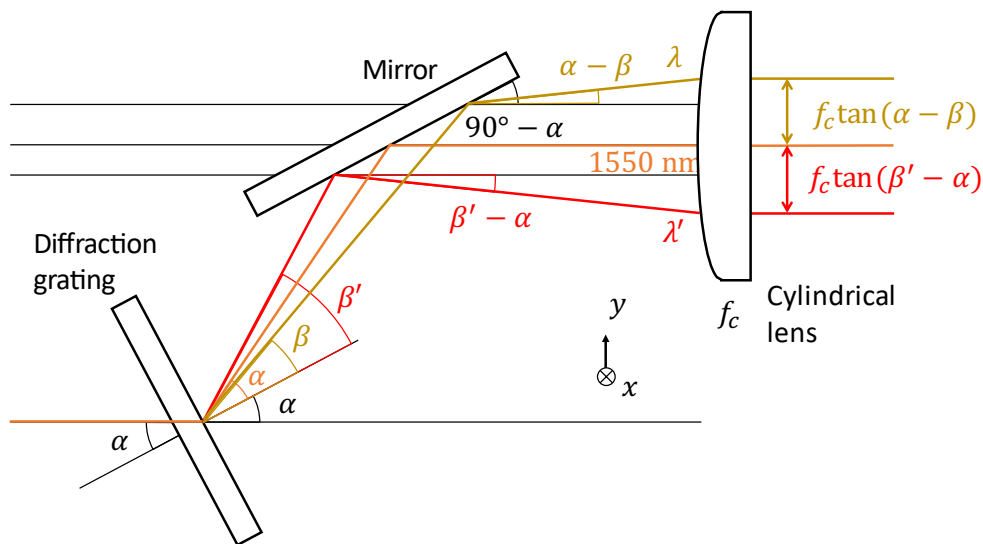


Fig. 4.10: Schematic of the y -direction shift system.

y 方向の解像度

イメージング平面上における y 方向の幅は、レンズ f_1, f_4 によって光フェーズドアレイ素子出射端の NFP が f_4/f_1 倍されたものである。3.4.2 において確認したように、SSC 構造により出射端での y 方向のモー

ド径 w_y は $1.6 \mu\text{m}$ 程度になっている。 f_4 の選択においては、イメージング平面上における y 方向の広がり w'_y がイメージング対象の透過率 1 の領域の幅よりも大きくならないように注意する必要がある、 x 方向のレンズの組み合わせやビームスプリッタの配置など、系全体の構成との兼ね合いも考慮して、 $f_4 = 150 \text{ nm}$ とした。これにより、 $w'_y = 133 \mu\text{m}$ 程度となる。

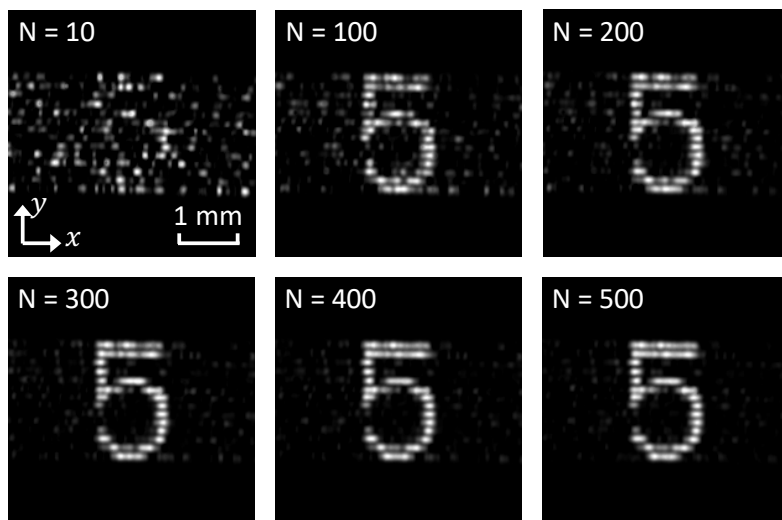
掃引波長間隔

2次元イメージングに用いる λ_{sweep} は f_4 とイメージング平面上に存在する対象物の存在する位置、大きさを考慮し $\lambda_1 = 1498.8 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1517.0 \text{ nm}$ とした。この場合、 $y_{\text{sweep}} = 1.83 \text{ mm}$ となる。 y_{sweep} は y_{sweep} の範囲で波長を掃引したときの w'_y の中心の変位であり、 w'_y の幅を考慮すると、 $y_{\text{sweep}} + w'_y = 1.96 \text{ mm}$ 程度の範囲のイメージングが可能である。イメージング対象の y 方向の大きさが 1.88 mm であり、 $w'_y = 133 \mu\text{m}$ 程度であることから、解像点数は 14 点程となる。

測定結果

Fig. 4.9(b) についての2次元イメージングの測定結果を Fig. 4.11(a) に示す。 Fig. 4.11 は反復法を用いた再構成結果であり、画像に添えられている N は各波長における測定回数を示している。 $N = 10$ の場合にはほとんど画像が読み取れないが、 $N = 100$ 以上の場合には Fig. 4.9(b) の再構成画像が認識できる。また、 Fig. 4.11(b) には PSNR を併せて示している。1次元イメージング同様 N の平方根に比例して PSNR が向上し、 $N = 200$ 程度から PSNR の値が概ね飽和している。

(a)



(b)

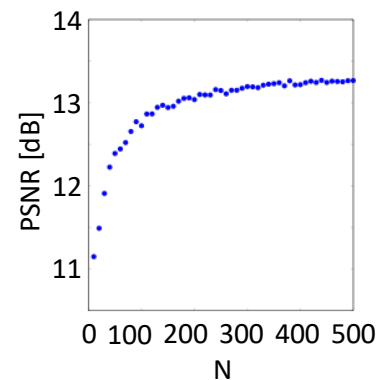


Fig. 4.11: (a) Reconstructed 2D patterns of Fig. 4.9(b). (b) PSNR of the reconstructed images with increasing N .

検討

得られた測定結果は、光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングにより、2次元イメージの取得が十分可能であることを示している。上述のように、回折格子やグレーティングカプラの集積によって、シングルチップの2次元イメージング素子として実証した手法を発展させることも可能である。

本研究においては、照射パターンの取得のために InGaAs カメラを用いている。温度等の変化がない場

合、事前に照射パターンを取得すれば、異なるイメージング対象物体に対するイメージングが可能である。温度が変化した場合においても、ある程度の温度間隔毎に照射パターンを事前に取得し、保存しておくことによって対応することが可能である。

また、InGaAs カメラによる事前のパターン取得を行わずに、光フェーズドアレイによってコンピュータシミュレーションによるイメージングを行うことも可能であると考えている。これは、光フェーズドアレイと同一のチップ上に各導波路の位相をモニタする構造を作製し、動的に取得した位相の情報をもとに FFP を計算することによって実現する。ビーム走査の際のキャリブレーションをオンチップで行うことを目的とした、光フェーズドアレイと同一のチップ上に位相をモニタする構造が作製された研究例は既に存在している [36]。この例においては、Fig. 4.12(a) のように、光フェーズドアレイ素子の出射端にスプリッタを設け、出射光の一部を分岐し、隣接する導波路を伝搬する光と干渉させる。干渉波形を光検出器によって受光し、隣接導波路中の光との相対的な位相を取得する。これを全ての隣接導波路間において取得することにより、全導波路を出射する光の位相の関係を算出することが可能となる。全ての導波路・導波路間にスプリッタや光検出器を作製することが必要となるものの、作成誤差等の影響を含めた実際の導波路における位相を算出することが可能であり、ゴーストイメージングにおいても、イメージング対象に照射される光パターンを計算によって生成することが可能であると考えられる。

また、光フェーズドアレイチップ上に FFP を生成し、その強度分布を取得することによってフィードバックを行うという研究例も存在する [35]。この例においては、Fig. 4.12(b) に示すように、グレーティングカップラを用いて出射アレイから光を空間出射しているが、各導波路中の一部の光はそのまま伝搬し、GRIN (graded index) レンズ構造によってフーリエ変換された後、光検出器アレイによって受光される。レンズ構造によって出射光の FFP をチップ上に複製することが可能であり、配置された光検出器アレイによってその位置における FFP の強度分布を取得することができる。この例においては、干渉波形から位相を算出し、FFP を算出するという手順を踏まずに直接 FFP の強度分布を取得できるという利点がある。ただし、取得することができる FFP の分解能は配置された光検出器の数に依存する点には注意が必要である。

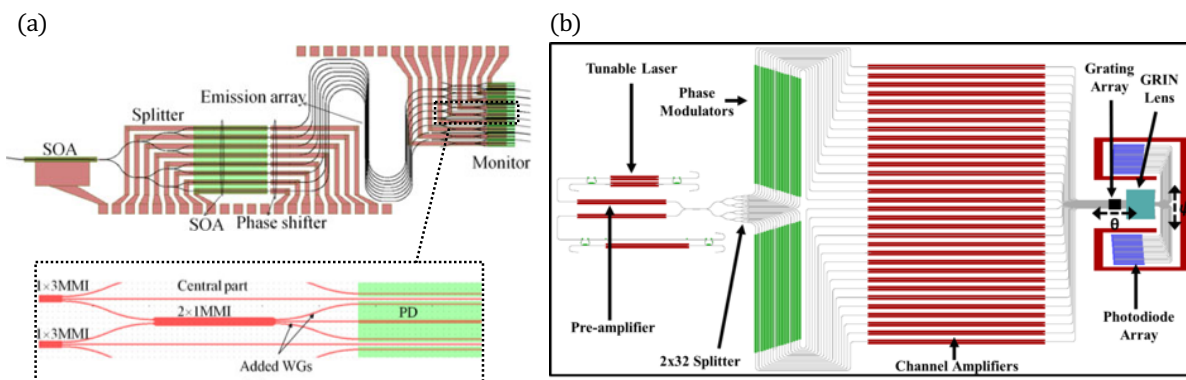


Fig. 4.12: OPA structures with monitor arrays for obtaining (a) relative phase shift between adjacent waveguides[36] and (b) intensity distribution of FFP[35].

4.2 反射光を用いたゴーストイメージング

前節までの測定においては、物体に照射した光の透過光を利用したゴーストイメージングを行った。本節においては、物体に照射した光の反射光を用いたゴーストイメージングを行う。LiDARのように遠方の物体の情報を取得するためには、透過光を利用することはできない。また、反射光を用いた測定においては、光の出射から受光までの往復時間を利用して物体までの距離を算出することが可能である。こうした背景から、反射光を用いたゴーストイメージングは、より実用性の高い測定法であると言える。

4.2.1 測定系の設計

光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングを行うため、Fig. 4.13 に示すような測定系を設計した。この図においては照射パターンを計算に用いるためのカメラからコンピュータへの信号線は省略している。また、使用したレンズの種類や焦点距離は Table. 4.2 に記している。

この測定においては、TOF による距離情報の算出を想定し、パルス状の照射パターンを用いた構成としている。パルス光の生成には LN (lithium niobate) 変調器による強度変調を利用した。AWG によってパルス状の電気信号を生成し、LN 変調器に送信すると、LN 変調器に入射されている CW は同様のパルス波形に強度変調され、出射される。LN 変調器から出射されたパルス波は EDFA (Erbium-doped fiber amplifier) によって増幅され、光バンドパスフィルタ (optical bandpass filter, OBPF)、偏波コントローラを通過し、レンズファイバによって光フェーズドアレイに端面入射する。EDFA は LN 変調器の挿入損失を補償し、パルス光のピークパワーを増幅させることを目的として使用している。EDFA は同時に広帯域の自然放出光を発生させるため、OBPF を用いて 1550 nm 付近の増幅光を主に透過させる構成としている。

Fig. 4.13 に示した測定系における素子の直後の 2 枚のレンズは、素子出射端の NFP のピッチを拡大することによって、FSR の角度を調節する。使用したレンズの焦点距離から、拡大された NFP のピッチ d' から定まる FSR の角度 θ'_{FSR} は、

$$\theta'_{\text{FSR}} = \pm \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2d'} \right) = \pm \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2(f_2/f_1)d} \right) = \pm 0.67 \text{ deg} \quad (4.12)$$

となる。光フェーズドアレイから出射した光は十分遠方において FFP を形成するため、イメージングの際、素子外部に設置したレンズによる結像は本質的には不要である。この 2 枚のレンズは素子の出射端ピッチと受光系の最適化により省略可能である。

3 枚目のレンズは y 方向に作用するように設置したシリンダリカルレンズであり、NFP から y 方向に広がる光をコリメートする役割を果たしている。

シリンダリカルレンズを透過した光は 1:1 ビームスプリッタにより分岐される。これは 2 次元平面イメージング同様の照射パターンを記録する役割に加え、物体からの反射光をカメラに向かい合う面に設置した受光系に反射する役割を果たしている。受光系は OBPF によって反射光に含まれる不要な波長帯の雑音を低減し、コンデンサレンズによって反射光を APD の受光面に集光するように構成している。受光回路は 2 次元平面イメージングと同一のものを使用している。照射パターンを記録する近赤外 InGaAs カメラは前節と同一のものを使用しており、拡大された NFP が存在する点から光軸に沿って 250 mm の位置に設置している。

Table. 4.2: Lenses used in the measurement setup for ghost imaging with reflected light.

Lens number	Type	Focal length (mm)	Notes
f_1	objective	1.8	NA = 0.80, $\text{WD}_1 = 3.4 \text{ mm}$
f_2	spherical	60	
f_3	cylindrical (y)	50	
f_4	condenser	16	NA = 0.79, back focal length = 7.3 mm

受光角度

受光系の設計については、受光レンズと光検出器の受光面について考慮する必要がある。受光系として焦点距離 f の受光レンズと受光面の幅 d_{PD} の光検出器を Fig. 4.14 に示すように f の距離だけ離して設置し

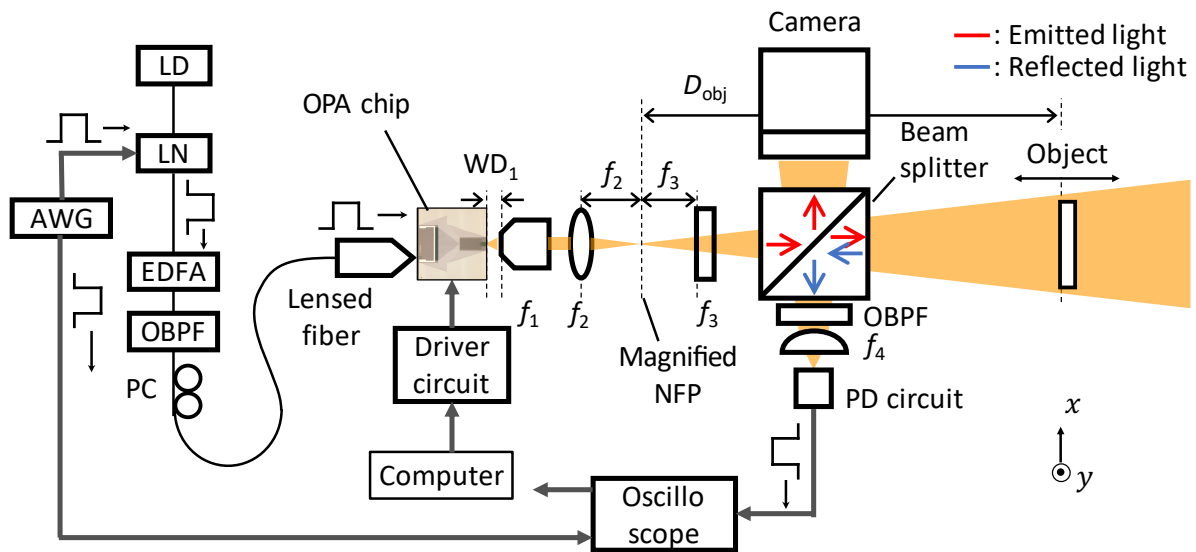


Fig. 4.13: Schematics of the measurement setup for ghost imaging with reflected light.

た場合を考える。この場合，受光面の範囲内に収まる受光レンズへの入射角 θ_{\max} は，

$$\theta_{\max} = \pm \tan^{-1} \left(\frac{d_{\text{PD}}}{2f} \right) \quad (4.13)$$

となる。従って，同一の受光範囲の光検出器に対しては，焦点距離が小さいレンズほど広角の入射光を光検出器の受光面上に結像することが可能である。ただし，一般に焦点距離の小さいレンズほど開口幅も小さくなるため，注意が必要である。本節の受光レンズには非球面レンズの一種であるコンデンサレンズを用いた。コンデンサレンズは球面レンズよりも高い NA を持ち，光源からの光のコリメートや光検出器への集光用途に用いられる。コンデンサレンズの焦点距離と APD 受光面の幅から， $\theta_{\max} = \pm 0.78 \text{ deg}$ となり，式 (4.12) に示した θ'_{FSR} の範囲の光を十分受光できる構成となっている。

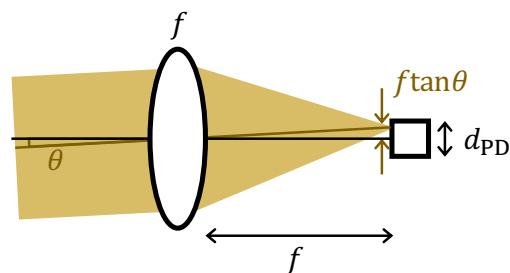


Fig. 4.14: Schematics of the receiving optics.

4.2.2 イメージング

パルス形状の確認

イメージングを行う前に，本研究に使用するパルス形状を確認した。本研究において用いた AWG は，サンプリングレートと 2 値のデジタル信号を設定することが可能である。幅の狭いパルス波形の生成のため，

最大のサンプリングレートである 600 MS/s に設定して使用した。この設定においては最短のパルス幅は 1.67 ns となる。また、測定に使用したオシロスコープのサンプリングレートは 5.0 GS/s である。

観測したパルス波形 (AWG pulse, Emitted light, Reflected light) を Fig. 4.15 に示す。各パルスは形状の確認のために時間的に位置をシフトして示している。AWG pulse は AWG から直接オシロスコープに送信した電圧波形であり、Emitted light は LN 変調器を介してファイバから空間射出された光を直接 APD 受光回路を用いて観測した電圧波形である。Reflected light は、実際に以下の節において述べるイメージングに使用したパルス波形の例であり、素子から射出された後に物体として用いたミラーによって反射された光を APD 受光回路を用いて観測した電圧波形である。

各波形から得られたパルス幅と立ち上がり時間 (10%–90%)、立ち下がり時間 (90%–10%)、パルステール長を Table. 4.3 に示す。AWG pulse は AWG のサンプリングレートから想定されるパルス幅のパルスが得られているものの、立ち下がりから 4.6 ns 程度の時間に渡ってテール状のノイズが見られる。Emitted light と Reflected light に関しては、各特性値が AWG pulse に比べていずれも同程度に大きくなっている。立ち上がり時間と帯域幅の関係から、使用した APD 受光回路の帯域幅が 190 MHz 程度である [50] ことがその原因であると考えている。

Emitted light と Reflected light は共にテールの部分のピークに対する割合が大きく、最大で 6.3% である。位置情報取得の際には時間的にシフトしたパルスを受光することによって物体までの距離を算出するが、受光パワーは距離の 2 乗に反比例するため、テール部分のノイズが測定に悪影響を及ぼす可能性が考えられる。

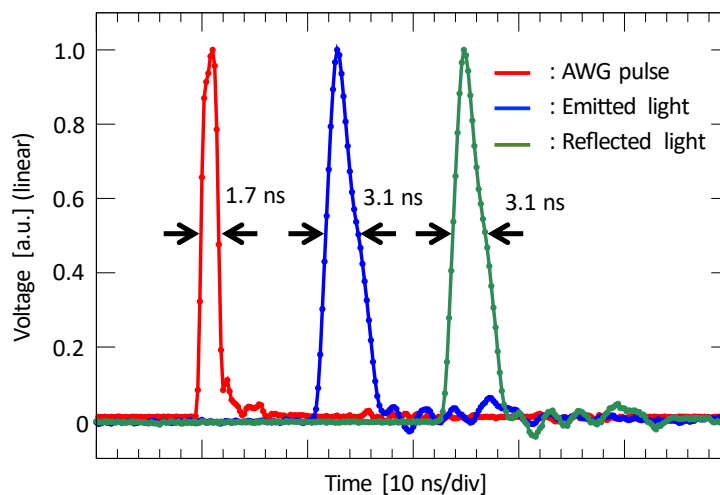


Fig. 4.15: Pulse waveforms of AWG signal, emitted light from the fiber and reflected light from the object.

Table. 4.3: Characteristics of pulses.

	AWG pulse	Emitted light	Reflected light
Pulse width (ns)	1.7	3.1	3.1
Rise time (ns)	0.8	1.4	1.4
Fall time (ns)	0.7	3.0	3.0
Pulse tail (ns)	4.6	15	15

パルス波を用いたゴーストイメージングの手順

照射パターンの記録に関しては前節の手法と同様であり、CW を用いて記録した。反射光強度の記録に関しては、使用した光フェーズドアレイ素子の応答速度とパルス幅の速度に大きく差があることから、コンピュータからの信号によって駆動回路からの出力信号を変化させ、パターン毎にパルス波形を記録した。実行した反射光強度の記録手順を以下に記す。

反射光強度の記録

1. コンピュータからの信号により駆動回路からの出力信号を変化させる。
2. AWG から LN 変調器にパルスを送り、CW を強度変調して光フェーズドアレイに入射後、空間に出射する。
3. 物体からの反射光強度を APD によって取得し、電流電圧変換・増幅回路を介して増幅された電圧信号としてオシロスコープに信号を送り、パルス波形を記録する。

手順 1.~3. を繰り返す。

FFP の観測

前節のイメージングにおいては、レンズによるフーリエ変換作用を用いて結像された FFP を用いていた。一方、本節のイメージングにおいては、NFP から十分遠方におけるフラウンホーファー回折像を FFP として用いている。そこで、イメージングに先立って FFP の観測を行った。Fig. 4.13 の測定系を用いてピークサーチアルゴリズムによるビーム形成を行うことによって、カメラにより FFP を観測している。観測した FFP の例を Fig. 4.16 に示す。2つのピークが形成されている様子が見られ、イメージングに使用する FSR 1つ分の範囲がカメラの受光面に収められていることが確認できる。

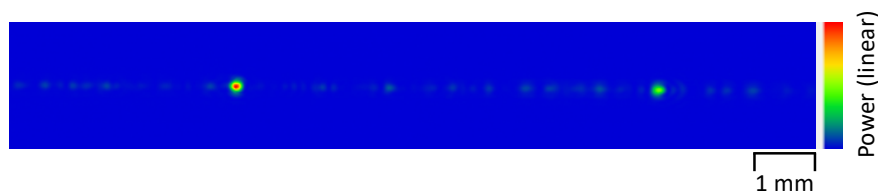


Fig. 4.16: Observed FFP without Fourier transform by a lens.

イメージング対象

本節の測定においては、イメージング対象としてミラーの面上に開口幅 1 mm のスリットがピッチ 2 mm で並ぶパターンを用いた (Fig. 4.17)。このパターンを拡大 NFP の結像点から Table. 4.18 に示す距離 D_{obj} だけ離して配置し、それぞれの場合においてイメージングを行った。FSR1つ分の範囲にスリットパターンが収まるように、最小の $D_{\text{obj}} = 250$ mm として、50 mm ずつ D_{obj} を大きくしている。Table. 4.18 にはその距離に配置したときの FSR の大きさ (mm)、スリット 1つ分の幅 (deg) を併せて示している。 $D_{\text{obj}} = 250$ mm の場合、イメージング対象にはカメラに記録された照射パターンと同じパターンが照射されるため、再構成画像は実際のパターンと同一の 1次元スリットパターンとなることが期待される。また、その他の $D_{\text{obj}} (> 250$ mm) の場合にはその距離におけるスリット 1つ分に相当する角度は小さくなる。

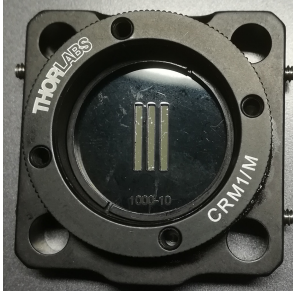


Fig. 4.17: Imaging object made of mirror and slit patterns.

Fig. 4.18: Distances between NFP and the object, FSR and Width of the slit at each distance.

D_{obj} (mm)	FSR (mm)	Width of slit (deg)
250	5.81	0.229
300	6.98	0.191
350	8.14	0.164
400	9.30	0.143
450	10.5	0.127
500	11.6	0.115
550	12.8	0.104

イメージング結果

Table. 4.18 に示したそれぞれの D_{obj} についての、反復法 ($N = 1000$) によるイメージング結果を Fig. 4.19, 4.20 に示す. Fig. 4.19 はオシロスコープのサンプリング周波数と光速から算出した再構成結果と物体までの距離の関係を示したものである. TOF 法においては、本来光出射から受光までの時間を記録するために、光出射と同時にそのタイミングを記録する機構を設けるが、本研究においては測定系の簡略化のために省略している. そのため、 $D_{\text{obj}} = 250$ mm の場合の再構成結果におけるピーク位置を $z = 250$ mm に対応させ、その他の D_{obj} についての結果を示した. オシロスコープのサンプリングレートから、奥行方向の分解能はおよそ 30 mm である. Fig. 4.19 にはパルスのピーク部分を拡大した図を挿入している. Table. 4.4 に各パルスの最大値から物体の存在する距離を算出した結果を示す. 本測定における距離方向の誤差は 30 mm 以内となっている.

Fig. 4.19(b) は Fig. 4.19(a) に示した結果と同じ受光データを、Fig. 4.15(b) に示したパルス光のデータを用いてデコンボリューションして計算した結果である. デコンボリューションには式 (2.88) に示したフーリエ変換による手法を用いている. Fig. 4.19(b) についても Table. 4.4 に各パルスの最大値から物体の存在する距離を算出した結果を示している.

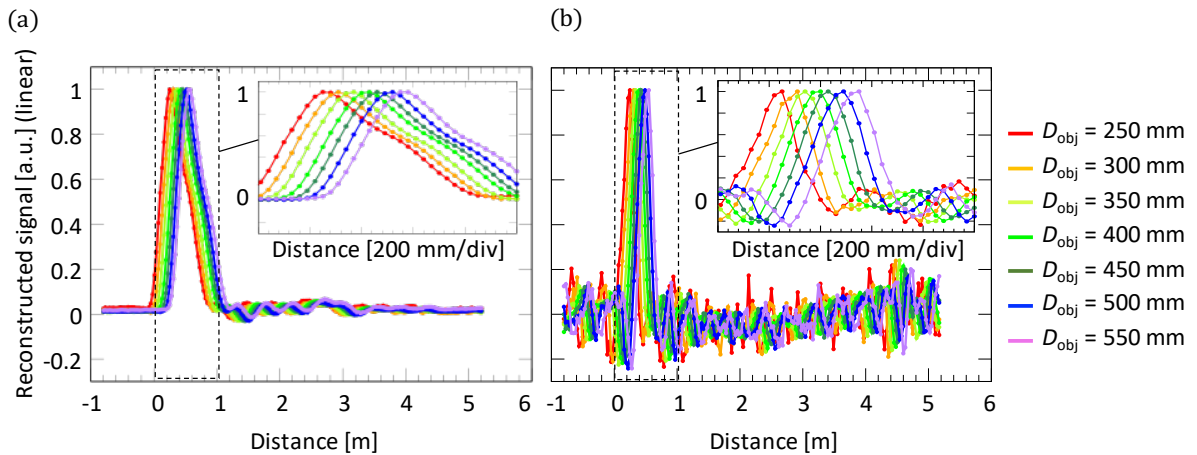


Fig. 4.19: Results of the distance to the reconstructed images (a) without and (b) with deconvolution.

取得した照射パターンと反射光強度から、反復法を用いて算出したゴーストイメージングによる画像再構成結果を Fig. 4.20 に示す. Fig. 4.20 についても、十分な測定回数によるイメージングの例として、 $N = 1000$

Table. 4.4: Obtained distance to the object. The distance obtained with the measurement of $D_{\text{obj}} = 250$ mm is used as a measure of distance.

D_{obj}	w/o deconvolution	w/ deconvolution
250	250 (basis)	250 (basis)
300	310	310
350	370	340
400	430	400
450	460	460
500	520	520
550	550	550

の場合を示している。測定回数が少ない場合についての検討のため、Fig. 4.21 に N の増加に応じた PSNR の変化を示した。

Fig. 4.20 の下段（青線）は受光強度データをそのまま使用したものであり、中段（赤線）は Fig. 4.19(b) と同様にデコンボリューションした強度波形を用いた再構成結果である。Fig. 4.20(a)~(g) はそれぞれ $D_{\text{obj}} = 250$ mm ~ 550 mm の間で 50 mm ずつ物体の位置を変化させた場合の再構成結果であり、 z 軸上における実際にイメージング対象が存在する平面の結果を用いている。 z 軸上の位置によって 1 mm のスリット幅に対応する角度は異なり、Fig. 4.20 の各図の最上段に示したスリットパターンは、これを反映したものとなっている。イメージング対象の中心が光軸からずれていたため、再構成結果の中心が $\theta_x = 0$ deg からずれてしまっている。最上段のイメージング対象の位置はこのずれに合わせてシフトしたものを表示している。

LiDAR 等への応用を考える場合、物体が存在する全ての位置について、予め照射パターンを取得しておくことはできない。このような状況を想定し、イメージング対象の位置を変えた場合の計算においても、照射パターンは素子からの距離を 250 mm に固定して取得したものを角度換算して使用している。各 D_{obj} によって画質に差は見受けられるものの、スリットパターンが再構成されている様子が確認できる。デコンボリューションした場合においても、デコンボリューションしない場合と同等の結果が得られており、PSNR の値にも同様の傾向が現れている。Fig. 4.20(g) に関してはスリット間の領域における誤差が目立つが、これはこの距離におけるスリット幅 1 mm が FSR の 120 分の 1 程度であり、反復法による解像度の限界と同等であることがその原因だと考えている。

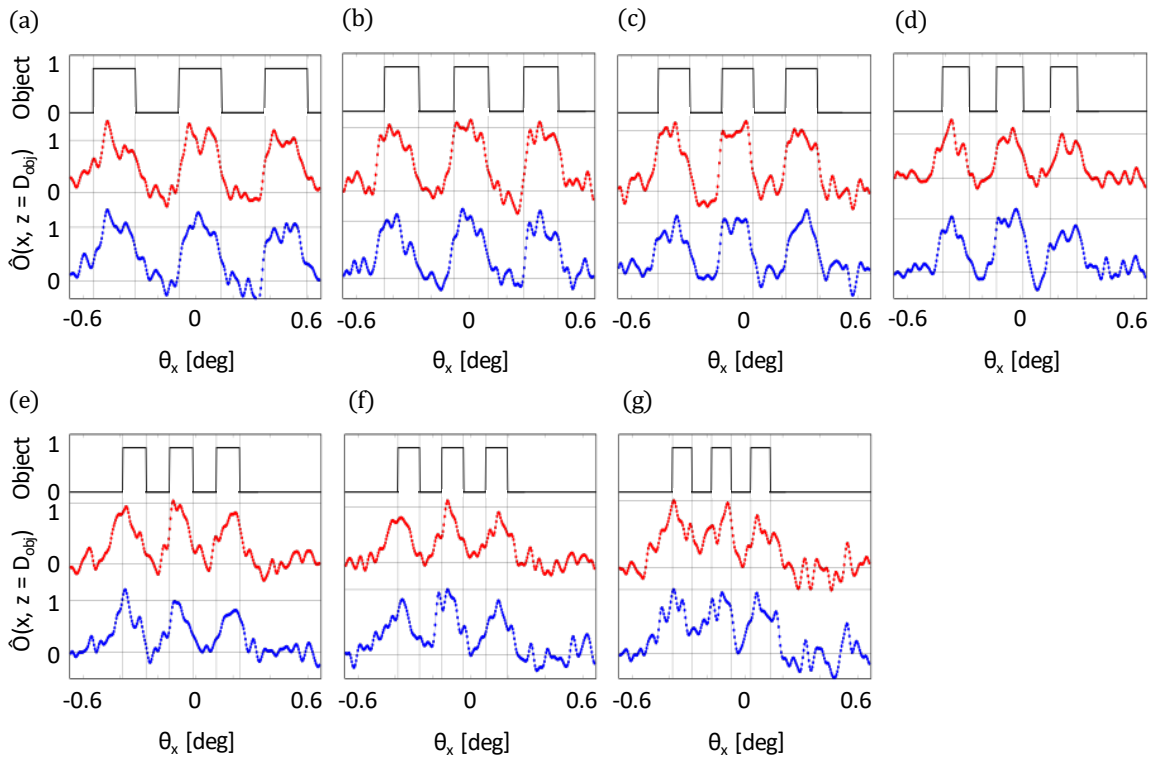


Fig. 4.20: Reconstructed images in x direction at the distance of $D_{obj} =$ (a) 250 mm, (b) 300 mm, (c) 350 mm, (d) 400 mm, (e) 450 mm, (f) 500 mm, (g) 550 mm. Blue and red lines show the results (a) without and (b) with deconvolution.

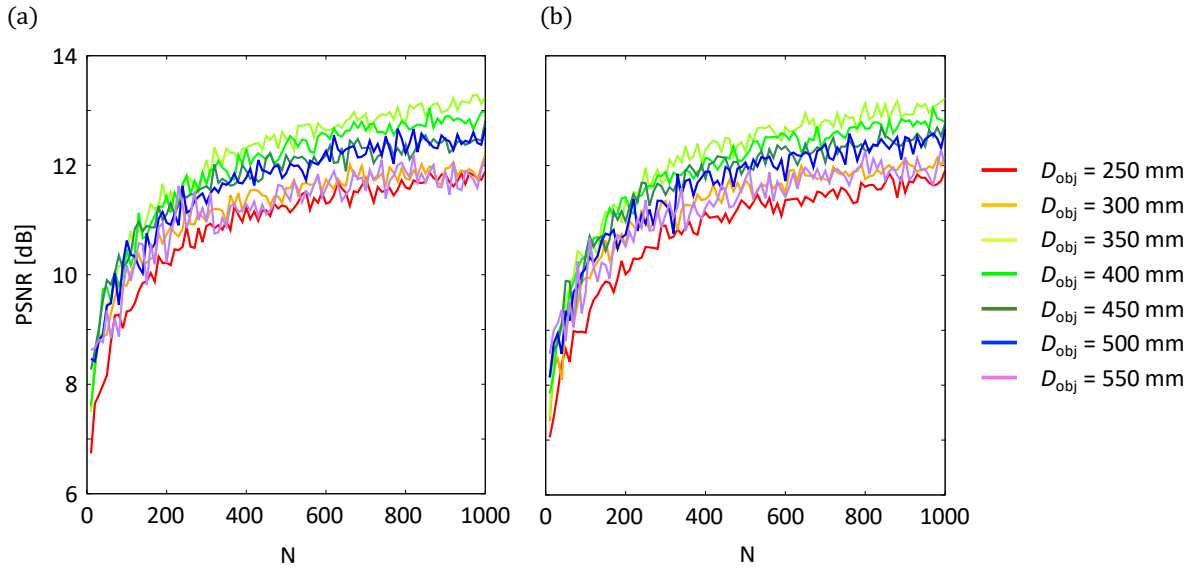


Fig. 4.21: PSNR of reconstructed signals in x direction at each distance (a) without and (b) with deconvolution .

4.2.3 数値シミュレーション

本研究の測定においては、光軸上の1つの点に物体が存在する場合についての反射光を用いたイメージングを行った。LiDAR等への応用に向けたイメージングにおいては、光軸方向に関して2点以上の異なる距離に存在する物体についての距離情報の取得が不可欠である。そこで、4.2.2のイメージングに際し取得したパルス波形と照射パターンを用いた数値シミュレーションを行い、光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングLiDARの可能性について検討した。

APD回路によって受光されたパルス波形を用いたシミュレーション

本研究において使用した測定系を使用することを想定し、異なる距離に存在する複数の物体の情報取得に関しての数値シミュレーションを行った。APD回路の帯域を反映したパルス形状として、Fig. 4.15に示した波形のうち、光ファイバから出射した光をAPDによって直接受光した波形 (Emitted light) を用いた。シミュレーションには2.6に示した計算式を用いた。N種類の照射パターンを表す行列Iとパルス波形を表すベクトル \mathbf{h} には測定データを用い、式(2.86)によってパルス波形の畳み込みを表す行列Hを、式(2.85)によって受光強度を表す行列S'をそれぞれ生成した。S'の生成の際に使用する物体の位置を表す行列Oに関しては、光軸上の2つの異なる距離に物体が存在することを想定した。1つ目の物体のNFP面からの距離はLとし、これはx軸上の $x_{L,0} \leq x \leq x_{L,1}$ の位置に存在する。もう一つの物体はx軸上の異なる位置 $x_{L+l,0} \leq x \leq x_{L+l,1}$ にNFP面からL+lだけ離れた点に位置している。式(2.75)より、受光強度は距離の2乗に反比例すると仮定している。これを相対的な強度に反映し、 $O(x_{L,0} \leq x \leq x_{L,1}, z=L) = 1, O(x_{L+l,0} \leq x \leq x_{L+l,1}, z=L+l) = \{L/(L+l)\}^2$ とした。測定回数は $N=1000$ 、ピクセル数は $P=128$ としている。

Fig. 4.22(b)に逆行列法により算出した \hat{O} を示す。なお、この計算においてはHのデコンボリューションは行っていない。Fig. 4.22(b)は4.2.2の測定時と同等の距離のイメージングを想定し、Fig. 4.22(a)に示すような $L=300$ mm、 $l=300$ mmとした場合のシミュレーション結果である。パルス形状が畳み込まれた影響が見られるものの、2つの物体の存在位置に像が再構成されている様子が確認できる。しかしながら、受光したパルス幅に対して2つの物体間の距離が短いため、2つ目の物体が存在する $z=L+l$ 上において、 $x_{L+l,0} \leq x \leq x_{L+l,1}$ のみならず、 $x_{L,0} \leq x \leq x_{L,1}$ の範囲にも物体が存在するかのようになっている (Fig. 4.22(c))。

パルス幅を考慮して物体間の距離を大きくした場合のシミュレーション結果をFig. 4.22(e)に示す。一つ目の物体までの距離Lは変えずに、物体間の距離 $l=900$ mmとしている (Fig. 4.22(d))。この場合、一つ目の物体からの反射光パルスの立ち下がりの後に2つ目の物体からのパルスの立ち上がりを光検出器によって検知することになるため、再構成結果にもその様子が現れている。パルスの受光に時間的な重なりがほとんどないものの、物体間の距離を大きくしたことによって2つ目の物体からの受光パワーがより小さくなり、再構成された像とノイズとの判別が難しくなっている。Fig. 4.22(f)に示した $z=L+l$ 上における再構成プロットにも一つ目のパルスのテール部分の影響が目立ってしまっている。

十分な強度の光出射が要求されるものの、物体間の距離lが同じ場合、一つ目の物体までの距離が大きくなるほど、2つの物体からの相対的な受光強度差は小さくなる。Fig. 4.22(g), (h), (i)に $l=900$ mm (= 0.9 m)のまま、 $L=3000$ mm (= 3 m)に変更した場合の物体位置とシミュレーション結果を示す。パルス幅の影響を受けない程度の物体間距離を保ちつつも、 $z=L+l$ 上における再構成プロットには明確に2つ目の物体の像が再構成されている様子が確認できる。

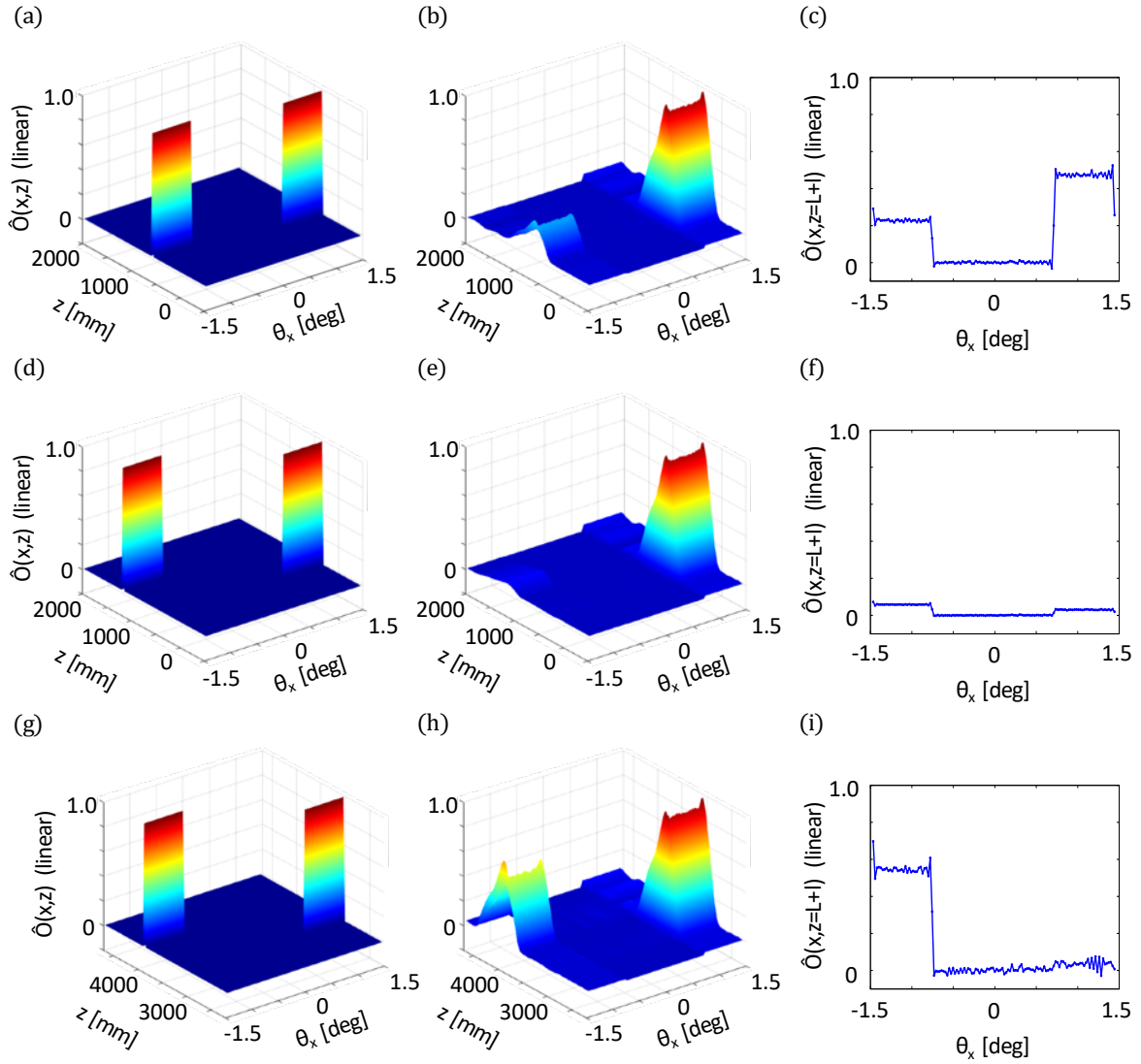


Fig. 4.22: Numerical simulation of ghost imaging LiDAR. Objects are placed at (a) $L = 300$ mm, $l = 300$ mm, (d) $L = 300$ mm, $l = 900$ mm and (g) $L = 3000$ mm, $l = 900$ mm. (b), (e), and (h) are the reconstructed images of (a), (d), and (g), respectively. "Emitted light" is used in the calculation. (c), (f), and (i) are the reconstructed images in x direction at $z = L + l$.

AWGによって生成されたパルス波形を用いたシミュレーション

次に、Fig. 4.15 に示した波形のうち、AWGによって生成されたパルス波形 (AWG pulse) を用いたシミュレーションを行った。本研究の測定に用いた受光回路の帯域が AWG によって生成したパルスに対して十分でなかったことから、受光パルスは AWG によって生成されたパルスより広がった形状を示していた。そこで、より高速な応答が可能な受光回路を使用した場合を想定し、AWG pulse と同様の波形を受光した場合のシミュレーションを行った。パルス波形以外の条件に関しては、Emitted light 波形を使用した場合と同様である。

Fig. 4.23 にシミュレーション結果を示す。Fig. 4.23(a) は Fig. 4.22(a) と同じ物体位置の場合のシミュレーションであり、Fig. 4.22(b) の結果と対応している。Fig. 4.23(b) に示すように、パルス幅が狭くなった

たことにより、 $z = L + l$ の位置において実際に物体が存在する領域とパルスの立ち下がり部分の影響を十分判別することが可能になっている。

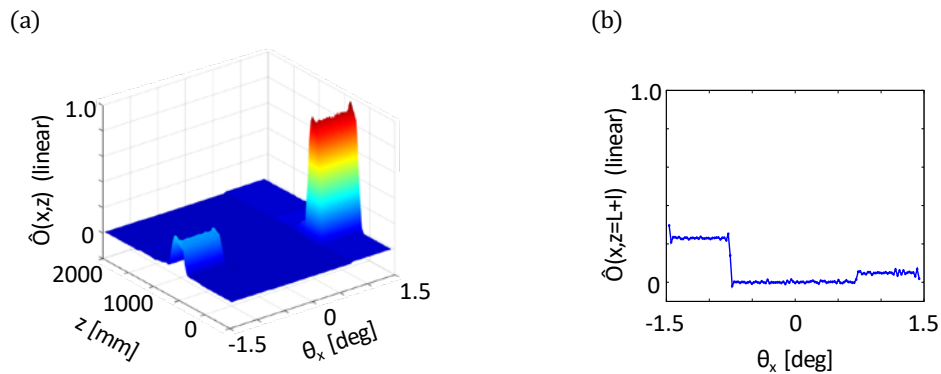


Fig. 4.23: (a) Reconstructed image of Fig. 4.22(a) using "AWG pulse" and (b) x direction plot at $z = L + l$.

検討

実際に取得した照射パターンとパルス波形を用いた数値シミュレーションから、本研究に用いた素子によるゴーストイメージング LiDAR の実現も十分可能であると考えられる。ただし、満たすべき条件も示唆されている。1つは十分な帯域幅をもつ受光回路である。Emitted light と AWG pulse の2つのパルス波形を用いたシミュレーションの比較において確認されたように、受光系の帯域幅に律速された場合、本来実現可能な奥行き方向の分解能が制限されてしまう。また、幅が狭く、テール状のノイズの少ないパルス波形を用いることも、奥行き方向に高い分解能をもち、かつ誤差の少ない再構成を実現するための重要な点である。実測データによる画像再構成において検討したように、デコンボリューションによる分解能向上も1つの手段である。また、Fig. 4.22(e) においては規格化した再構成結果を線形にプロットしたため、2つの物体の再構成結果に大きな差が現れているが、これは受光系のダイナミックレンジにも大きく影響される。ダイナミックレンジが広い場合、近くに存在する物体と遠くに存在する物体の両方からの反射光を検知することができるため、遠くに存在する物体についても正確な再構成が期待できる。一方で、ダイナミックレンジが狭い場合には強度比が大きくなるような位置関係に存在する物体の両方の受光強度比を正確に捉えることができず、正確な再構成は難しいと考えられる。

以上はゴーストイメージングではない場合の TOF 方式の LiDAR においても、測定に大きな影響を与える要素である。ゴーストイメージングにおいては、距離情報の取得に関しても、圧縮センシングのアルゴリズムを取り入れた画質の向上が検討されている [64]。物体の奥行き方向 (z 軸方向) の各点において、 z 軸に直交する xy 平面を考えると、照射パターンは照射素子に近い面から順に反射されるか、透過して次の面に伝搬し、これを繰り返す。同じ (x, y) 座標をもつ各面のピクセルに着目すると、透過率が0あるいは1であると仮定すれば、全ての平面のうちのいずれかのみによって反射されるか、どの平面からも反射されない場合の2通りであり、2つ以上の平面からは反射されないと考えることができる。このように考えた場合、各平面の再構成において空間的な重なりをもつような組み合わせは許されず、式 (2.77) のイメージング対象の空間分布を表す行列 O の各列は直交することになる。これを利用し、3次元イメージングの際に各列の内積を最小化する条件を圧縮センシングのアルゴリズムを組み込むことによって、スパース性を利用した測定回数の圧縮を行いつつ、パルス幅の影響も低減することが可能である。複数回の測定の情報を総合的に利用して所望のイメージ全体を再構成する、圧縮センシング並びにゴーストイメージングの特徴を生かした距離分解能の向上手法である。

第5章 InP 光フェーズドアレイによる測定

InP 光フェーズドアレイによる高速ゴーストイメージングと、2次元光照射手法の1つである3次元導波路を用いた測定を行った。本章の測定は、当研究室において設計・作製された 1×100 および 1×25 InP 光フェーズドアレイを用いて行っている。これらの素子を用いた基本的な評価・測定に関しては既に行われており [50]、本章における測定は高速スイッチング特性の評価と2次元光出射の観測を主な目的としている。

5.1 使用した素子について

本章の測定に使用した素子を Fig. 5.1 に示す。これらの素子は InP ベースの基板に作製されており、InP クラッドと吸収端波長 $1.37 \mu\text{m}$ の InGaAsP コアからなる導波路構造をもつ。層構造は素子の上面から下面に向けて pn 接合を形成しており、電流注入によるキャリア効果を用いて位相シフトを行う。導波路の分岐にはスターカップラを採用している。 1×100 光フェーズドアレイはドライエッチングプロセスによって、 1×25 光フェーズドアレイはウェットエッチングプロセスによって作製されている。これらの素子に関する主要なパラメータを Table. 5.1 に示す。

1×100 光フェーズドアレイにおいては、大規模集積に伴う素子のフットプリントの抑制のために、2段構成のスターカップラによって導波路を分岐している。この光フェーズドアレイはキャリア注入効果と大規模アレイによる高速かつ高解像度のイメージングを目的として作製されている。

1×25 光フェーズドアレイは出射した光を3次元導波路に結合させることによって2次元イメージングを行うことを目的としており、素子出射端のピッチは3次元導波路の入射端ピッチに合わせて作製されている。Fig. 5.1(b)に見られるように、この光フェーズドアレイは出射光に光ファイバからの迷光の影響が現れないように入射端導波路が斜めに傾いた構造となっている。なお、この素子は25本の導波路をもつものの、設計ミスにより出射端における実効的な導波路本数が10本程度となっていることを注記しておく [50]。

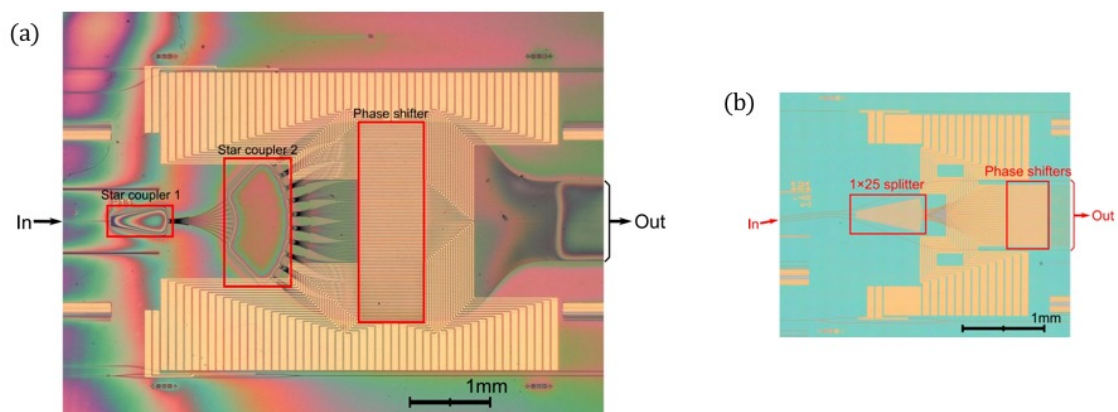


Fig. 5.1: (a) 1×100 and (b) 1×25 InP based OPA[50].

Table. 5.1: Parameters designed for 1×100 and 1×25 InP-based OPA chip[50].

Parameter	Value (1×100)	Value (1×25)
Wafer	InP-based	InP-based
Process	Dry etching	Wet etching
Number of waveguides	100	25
Design wavelength	1550 nm	1550 nm
Width of passive waveguide	$2 \mu\text{m}$	$2 \mu\text{m}$
Width of waveguide (output)	$4 \mu\text{m}$	$3 \mu\text{m}$
Pitch between waveguides (output of star coupler)	$4 \mu\text{m}$	$4 \mu\text{m}$
Length of star coupler	$700 \mu\text{m}$	$800 \mu\text{m}$
Effect of phase shift	Carrier-induced	Carrier-induced
Length of phase shifter	$800 \mu\text{m}$	$800 \mu\text{m}$
Pitch between waveguides (output)	$10 \mu\text{m}$	$30 \mu\text{m}$
FSR	8.88 deg	2.96 deg
FWHM of beam	0.080 deg	0.16 deg

5.2 1×100 光フェーズドアレイを用いた1次元高速ゴーストイメージング

5.2.1 測定系の設計

使用した 1×100 光フェーズドアレイを用いた測定は当研究室において既に行われているが、そのパターン切り替え速度とイメージングにおける解像度には改善の余地が残されていた。本研究においては使用する測定系の性能上最速の 80 ns/pattern の切り替え速度によるイメージングを行った。また、素子の電流電圧特性と位相シフト特性を考慮したランダムな位相シフトによるイメージングを行った。使用した測定系を Fig. 5.2 に示す。基本的には Fig. 4.1(a) の構成と同様の測定系となっている。光ファイバから出射した光のうち、入射導波路に結合しない部分の迷光をカットするために、2 枚目のレンズの結像面には y 軸方向の光の伝搬を制限するスリット状の絞りを設置している。また、照射パターン of y 方向の広がりを抑え、APD による透過光強度の取得の効率を上げるため、絞りを透過した光は y 方向に曲率をもつシリンドリカルレンズによってコリメートしている。使用したレンズの焦点距離等については Table. 5.2 に記している。選択したレンズの焦点距離から、物体に照射される FFP の FSR は $x_{\text{FSR}} = 4.65 \text{ mm}$ となる。

Table. 5.2: Lenses used in the measured setup for ghost imaging with InP-based optical phased array.

Lens number	Type	Focal length (mm)	Notes
f_1	objective	3.6	NA = 0.55, $\text{WD}_1 = 6.0 \text{ mm}$
f_2	spherical	15	
f_3	spherical	125	
f_4	spherical	175	
f_5	objective	1.8	NA = 0.80, $\text{WD}_5 = 3.4 \text{ mm}$
f_c	cylindrical (y)	50	

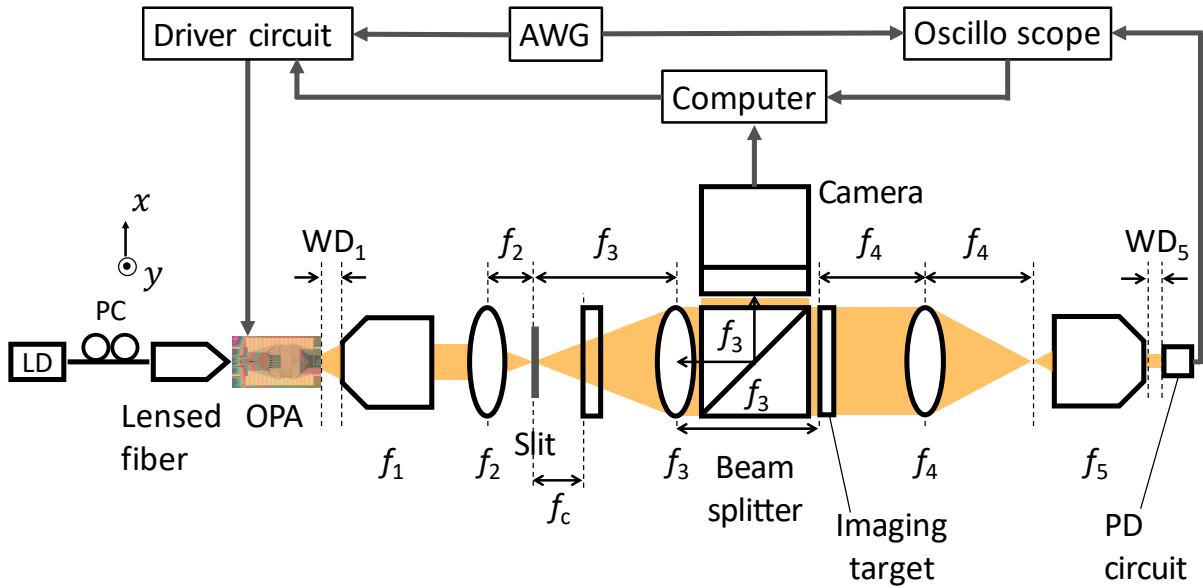


Fig. 5.2: Schematics of the measurement setup for ghost imaging using 1×100 InP OPA.

5.2.2 イメージング結果

本節の測定においては、Fig. 5.3 の最上段に示した 1次元スリットパターンを用いた。このスリットパターンは 0.3, 0.1, 0.2 mm の開口幅のスリットペアがそれぞれ 3 組ずつ並んでいる。逆行列法を用いたイメージング結果を Fig. 5.3 に示す。電流電圧特性と位相シフト特性を考慮した上でランダムに電圧値をサンプルすることにより、ランダムな位相シフトを実現できるような電圧印加パターンを用いたものの、イメージング結果の画質の向上は見られなかった。原因としては、レンズファイバから素子に入射する光のうち、入射導波路に結合しない部分の迷光が十分に除去できず、出射導波路からの光と干渉してしまったことが考えられる。スリットによる除去を試みたものの、取得した FFP のランダム性は小さく、素子構造自体の改善が必要であると考えられる。入射導波路と出射導波路の光軸に並行な方向の位置を十分にシフトした構造にすることによって、この迷光を除去できると考えている。

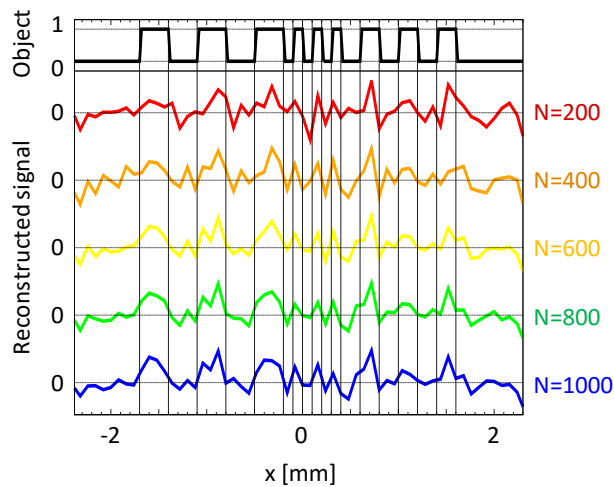


Fig. 5.3: 1D imaging result using 1×100 InP OPA.

5.2.3 応答速度

本章の測定においては、キャリア注入型位相シフタの応答速度を可能な限り反映した測定をするため、使用した駆動回路の性能上最速の 80 ns/pattern によるイメージングを行った。Fig. 5.4 に APD 回路によって受光した応答波形の一部と駆動回路からの出力波形の例を示す。挿入されている拡大図においては2つの波形を重ねて示している。重ね合わせた2つの波形の立ち上がりの傾きが一致していることから、パターンの切り替えは駆動回路の応答に律速されていることが確認できる。パターンの切り替え速度や立ち上がり時間は駆動回路により律速されているものの、80 ns/pattern の切り替え速度によるイメージングは一般的な DMD のパターン切り替え速度よりもはるかに高速である。イメージングの計算には、電圧パターンの切り替え後、次の電圧パターンへの切り替えが起こるまでのデータを平均したものを使用している。

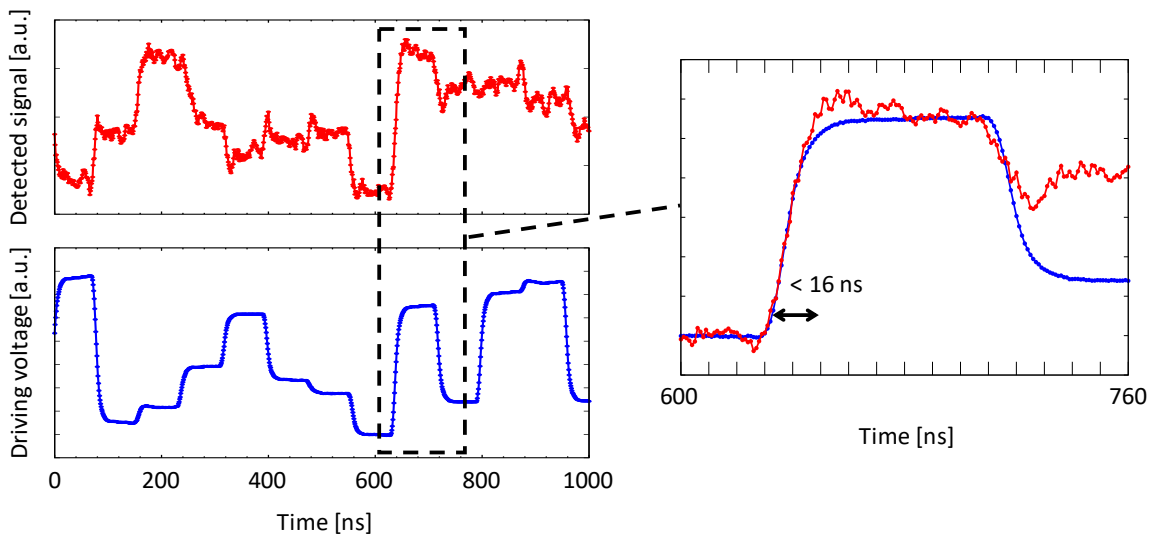


Fig. 5.4: Detected signal in 1000 ns and magnified transient response.

5.3 1×25 光フェーズドアレイと3次元導波路を用いた2次元出射測定

光フェーズドアレイを用いた2次元的な光出射にはいくつかの手法があるが、本節においては、その内の1つである3次元導波路を用いた手法について測定を行った。なお、実効的な導波路本数が少なかったことや、測定の途中で素子が破損したことなどから、本測定は2次元的な光出射を確認する段階に留まっている。

5.3.1 3次元導波路

3次元導波路はブロック状のガラス素子であり、フェムト秒レーザによって材質を変化させることによって複数の導波路が内部に作製されている。作製された導波路は入射端から出射端に至るまでにその位置を3次元的に変化させる。3次元導波路を用いた光フェーズドアレイ素子には、他のグループによる 4×4 の2次元アレイ出力を実現した例が存在する [70] (Fig. 5.5)。

本研究に用いた3次元導波路の入射端は1次元的に25本の導波路が並び、出射端は2次元的に 5×5 本の導波路が並ぶ構造となっている。3次元導波路出射端のピッチは x, y 方向共に $20 \mu\text{m}$ であり、モードフィールド径は最小で $6.5 \mu\text{m}$ の設計となっている。 1×25 光フェーズドアレイ素子の出射部分から出射する光を3次元導波路の入射端に結合させ、 5×5 の2次元アレイ出力を行う。

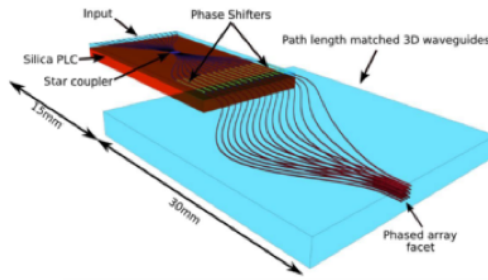


Fig. 5.5: Example of OPA with 3D waveguide[70].

5.3.2 測定系の設計

本節の測定に用いた系の構成を Fig. 5.6(a) に示す. この測定系は2枚のレンズ f_1, f_2 によって3次元導波路の出射端を拡大し, カメラのイメージセンサ上にそれを結像する構成としている. 使用したレンズの焦点距離等については Table. 5.3 に記している. 焦点距離 f_1, f_2 より, 実際のNFPを $f_2/f_1 = 16.7$ 倍に拡大したものが観測される. Fig. 5.6(b) には光フェーズドアレイと3次元導波路を使用した測定の様子を示す写真も併せて示している.

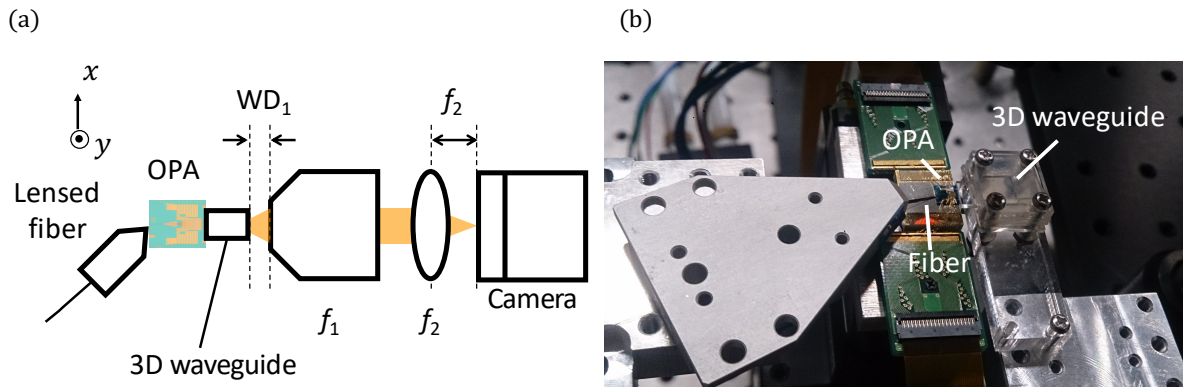


Fig. 5.6: (a) Schematic and (b) image of the setup for observing NFP of 3D waveguide.

Table. 5.3: Lenses used in the measured setup for observing NFP of 3D waveguide.

Lens number	Type	Focal length (mm)	Notes
f_1	objective	3.6	NA = 0.55, $WD_1 = 6.0$ mm
f_2	spherical	60	

5.3.3 NFPの観測

3次元導波路の使用に際しては, 素子間の光結合に注意しなければならない. 光ファイバと光フェーズドアレイ間, 光フェーズドアレイと3次元導波路間の2点における正確なアラインメントが要求される. そのため, 本節の測定においては, はじめに光フェーズドアレイ素子のNFPを確認し, 続いて3次元導波路を結合させ, その出射端のNFPを観測した. 本節の測定には近赤外 InGaAs カメラ (浜松ホトニクス

C10633-13, 320 × 256 画素, ピクセルサイズ 30 μm × 30 μm) を用いた. なお, 素子間の結合に関しては, 素子間のアラインメントの後に紫外線硬化樹脂を用いて固定する方法も存在するが, 素子が損傷する危険性を考慮し, 本研究においては使用していない.

1次元光フェーズドアレイ出射端のNFP

3次元導波路を使用せずに観測したNFPをFig. 5.7(a)に示す. Fig. 5.7(a)において, モード幅は14ピクセル, ピッチは17ピクセル程度であり, 倍率を考慮すると, それぞれ25.2 μm, 30.6 μmに相当する. ピクセルの大きさによる制限を考慮すれば, この点に関しては設計値通りのNFPが確認されているものの, 出射が確認できる導波路は十数本であり, 強度分布も中央付近に偏っていることがわかる.

3次元導波路出射端のNFP

光フェーズドアレイ出射端のNFPを確認した後, 一度レンズ系を取り外し, 3次元導波路を挿入して再び観測した. Fig. 5.7(b)に観測したNFPを示す. Fig. 5.7(a)に示したNFPが2次元平面上に変換されている様子が確認できる. 中心付近の導波路は飽和してしまっているため, 強度の小さい端の導波路の数値から確認すると, x 方向のピッチとモード幅はそれぞれ11, 5ピクセル程度, y 方向のピッチとモード幅はそれぞれ12, 7ピクセルであった. $4f$ 光学系の倍率を考慮するとこれらは順に19.8, 9.0, 21.6, 12.6 μmとなる. 3次元導波路からFig. 5.7(a)と同数程度の導波路からの出射が確認されており, Fig. 5.6に示した構成の系によって光フェーズドアレイから3次元導波路への光結合に成功している.

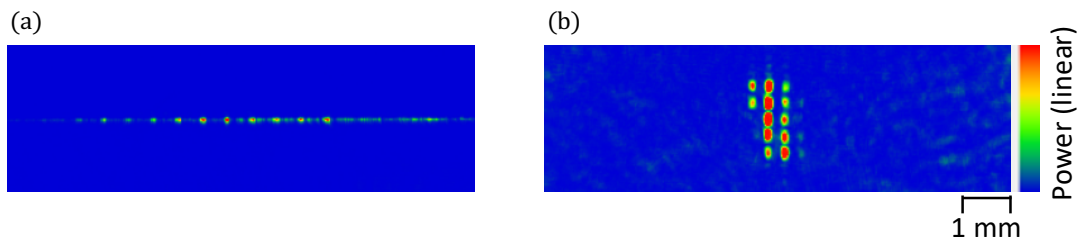


Fig. 5.7: NFPs of (a) OPA output and (b) 3D waveguide output.

検討

本研究は3次元導波路からの光出射の確認に留まっているが, 3次元導波路の利用による1次元光フェーズドアレイを用いた2次元イメージングの実現可能性を示唆している. 本研究に用いた3次元導波路中の全ての導波路に十分な強度の光が導波した場合, そのピッチと導波路数から $\theta_{\text{FSR},x,y} = \pm 2.2 \text{ deg}$, $\Delta\theta_{x,y} = 0.89 \text{ deg}$ となり, 解像点数が $4 \times 4 \sim 5 \times 5$ のイメージングとなる. 3次元導波路を用いる場合, 出射部分に位相を変化させることが可能な開口が2次元的に並び, 一度の光出射によって2次元的な光パターンを生成することができるため, ランダム電圧パターンを入力による2次元平面ゴーストイメージングも可能である.

3D導波路モジュールを使用することによって, 1次元光フェーズドアレイを使用しつつ, 単一波長の2次元イメージングが可能となるが, 同様の構成によって解像点数の多いイメージングを実現するためには, 光フェーズドアレイと3次元導波路両方の導波路数を増やす必要があり, アラインメントの難易度や空間的なフットプリントが大きくなることにも注意しなければならない.

第6章 結論

本研究は、光集積フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングの実用性を検証することを目的として行われた。

まず、本研究室において既に実証されていた、原理検証的な1次元ゴーストイメージングを発展させ、大規模アレイ素子を用いた1次元高解像度イメージング、並びに2次元イメージングを行った。解像点数の大きいイメージングを実現するため、測定にはSOI基板上に集積された 1×128 Si光フェーズドアレイを使用した。光学系に回折格子を組み込み、波長可変光源から出射される光の波長を掃引することによって、2次元的に照射パターンを変化させることが可能な光学系を設計した。2次元イメージングの準備段階として、設計した光学系を用いた1次元イメージングを行い、素子の1次元解像点数を評価した。反復法と逆行列法、圧縮センシングの各種計算方法について、この1次元ゴーストイメージングにおいて比較検討した。各計算手法について、FSRの範囲内におけるイメージングに成功し、特に逆行列法においては、 $N = 400$ 程度の測定による90点以上の解像点数のイメージングを実現した。応答速度に関しては、比較的低速な熱光学型の位相シフタを採用したため、一般的なゴーストイメージングにおいて使用されるDMDの応答速度と同程度の10 kHz オーダであった。

1次元ゴーストイメージングの測定結果を踏まえ、波長掃引を組み合わせた2次元イメージングを行った。拡張した次元方向には波長を切り替えて14点分取得し、各波長について $N = 200$ 程度の測定による2次元イメージングに成功した。光フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングによる2次元イメージングの実現はこれが初めてのことである。

続いて、より実用的なイメージング手法としての性能評価のため、TOF方式に基づく距離情報の取得に関する検討を行った。まず、透過光を用いたゴーストイメージング測定と同一の素子により、反射光を用いたゴーストイメージングを行った。反射光を受光するために光学系の受光部分を再設計し、出射側の光学系に関しても、実際のLiDAR利用を想定し、FFPの形成にレンズを使用しない構成を改めて構築した。イメージング対象にはミラーを使用し、NFPからの距離を250 mm ~ 550 mmに変化させつつ、それぞれの場合における反射光ゴーストイメージングを行い、イメージの取得に成功した。照射パターンの取得は事前にNFPとカメラ間の距離を固定した状態で行い、これを角度換算することによって、NFP-カメラ間の距離と、NFP-物体間の距離が異なる場合についても対応した。光フェーズドアレイによる反射光を用いたゴーストイメージングも、これが初めての実証である。

続いて、LiDARへの応用に向けて、距離の異なる複数の点に存在する物体のイメージングに関する数値シミュレーションを行った。実際に取得した照射パターンとパルス波形を用いて、パルス幅や受光系の帯域幅の影響に応じた複数の場合のシミュレーションを行い、その実現可能性を考察した。複数の距離からの反射光が混在する状況においても、設計した光学系に修正を加えることによって、距離情報を含めた物体のイメージングが可能であることが示されている。出射パルスや受光系、ノイズについての更なる検討により、近い将来、実際に光集積フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングLiDARが実現することが期待される。

Si光フェーズドアレイに加え、InP系材料によって作製された光フェーズドアレイを用いた検討も行った。

まず、 1×100 InP光フェーズドアレイを用いた1次元高速ゴーストイメージングの実証を行った。十分な画質のイメージング結果を得るためには、素子の設計について検討の余地が残るものの、キャリア注入型の位相シフタを用いた80 ns/patternの切り替え速度によるゴーストイメージングに成功した。12.5 MHzに相当する切り替え速度は、DMDを使用した場合に比べて 10^3 程度高速である。使用した素子本来の性能

は更に高速であるだけでなく、キャリア空乏型の位相シフタを用いることにより実現されるパターン切り替え速度は GHz オーダであり、これらの素子の応答速度に即したパターン切り替えが実現すれば、ゴーストイメージングにおける照射パターン生成速度としては革新的なものとなるであろう。

続いて、 1×25 InP 光フェーズドアレイと 3次元導波路の組み合わせによる、2次元光出射測定を行った。この測定は、1次元光フェーズドアレイの出射端アレイの次元を2次元に変換することによる2次元イメージングの準備段階として行った。これらの素子を用いた測定により、光フェーズドアレイ素子出射端の NFP が2次元に変換されることが確認された。解像点数の向上には更に大規模な光フェーズドアレイと、それに対応する導波路数の3次元導波路を用いる必要がある。波長掃引による2次元出射と比較すると、3次元導波路まで含めた素子のフットプリントは大規模なものとなるが、波長可変光源と回折格子の集積を必要としない点や、2次元ランダムパターンの生成が可能である点など、十分に2次元ゴーストイメージングシステムとしての潜在性を備えていると考えている。

最後に、本研究の成果を踏まえた、光集積フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングの展望について述べる。ゴーストイメージングに光集積フェーズドアレイを用いる利点は、その高速な照射パターンの切り替え速度とコンパクトな素子サイズである。パターン切り替え速度に関しては、キャリア空乏型のような GHz オーダの応答が可能な位相シフタを使用し、その応答速度に対応可能な駆動回路及び受光素子を選択することによって、最大限に光集積フェーズドアレイの高速性を生かすことができるだろう。また、本研究においては明確な効果を示すことができなかったが、圧縮センシングの導入についても検討を進める必要がある。光集積フェーズドアレイによるイメージングという観点において、従来のビーム走査と比較した場合、キャリブレーションが不要になるという利点が存在する一方、ピクセル数以上の回数の測定が必要となる点に関しては不利である。この欠点を解消し、利点へと昇華させる可能性をもつのが、圧縮センシングによるピクセル数以下の測定回数のイメージングである。DMD を用いたゴーストイメージング等において、圧縮センシングは頻繁に使用され、その性能が実証されている。光集積フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングにおいても、アルゴリズムの検討やスパースな表現を得るための変換基底の選択についての検討により、十分導入が可能であると考えられる。

現代、そしてこれからの情報社会の基盤技術である、自動運転車やスマートフォン、多様な IoT デバイスへの搭載に向けて、コンパクトなサイズのイメージング素子の需要は高まっている。光集積フェーズドアレイは数 mm～数十 mm 角の微小な半導体チップに多様な機能素子を集積可能であるという特徴がある。3次元情報を取得するためには、2次元出射機構の集積は重要である。本研究に使用した回折格子と波長可変光源は光フェーズドアレイと同一の基板上への集積が可能であり、外部に設置した場合に比べて系全体のフットプリントが格段に小さくなることが期待される。

今後解決すべき課題は残るものの、本研究は光集積フェーズドアレイを用いたゴーストイメージングの実用性を検討する上で意義深いものであったと考えている。本手法に関連する研究が進み、近い将来、LiDAR やバイオイメージングなど、社会からの要請に応えるイメージング手法として確立されることを期待している。

付録A 測定機器・素子の性能等について

駆動回路（多チャンネル任意波形発生・増幅装置）

Table. A.1 に、使用した駆動回路の主な仕様について記す。

Table. A.1: Specifications of driver circuit.

Strobe	Min.	Typ.	Max.
Amplitude (V_{pp})	0.75	1.0	1.25
Width of start pulse (ns)	80		120
Width of strobe pulse (ns)	8		50
Output DC signal	Min.	Typ.	Max.
Maximum Voltage (V)	-3		+3
Maximum output current (mA/CH)			40
Output AC signal	Min.	Typ.	Max.
Settling time ($5 V_{pp}/10-90\%$) (ns)		5	10
DAC sampling frequency (MHz)			125

近赤外 InGaAs カメラ

Table. A.2 に、使用した近赤外 InGaAs カメラの主な仕様について記す。

Table. A.2: Specifications of InGaAs cameras.

	C12741-03	C10633-13
Wavelength	950 nm ~ 1700 nm	950 nm ~ 1700 nm
Effective number of pixels	640 (H) × 512 (V)	320 (H) × 256 (V)
Pixel size	20 μm (H) × 20 μm (V)	30 μm (H) × 30 μm (V)
Effective area	12.8 mm (H) × 10.24 (V)	9.60 mm (H) × 7.68 (V)
Frame rate	59.774 frames/s	60 frames/s
Exposure time	16.7 ms ~ 1 s	100 μs ~ 15 ms

レーザー

- 4.1, 5.3 において使用したレーザー
Keysight Technologies 81980A コンパクト可変波長レーザー光源 (1465~1575 nm)
- 4.1, 5.3 以外の測定において使用したレーザー
横河電機 DFB-LD モジュール AQ2200-111

レーザの出力パワー

- 4.1 0 ~ 10 dBm
- 4.2 -2 ~ 0 dBm (CW)
- 5.3.3 ~6.5 dBm

APD 回路

当研究室において作製された APD 回路を使用している [50]. 回路図を Fig. A.1 に示す. APD (浜松ホトニクス, G8931-20) によって光を検知し, その光電流を R1 によって電流電圧変換する. そして, 低ノイズアンプ (アナログ・デバイセズ, AD8099) によって増幅したものを電圧出力している. Fig. A.1 に関する主な仕様を Table. A.3 に記す.

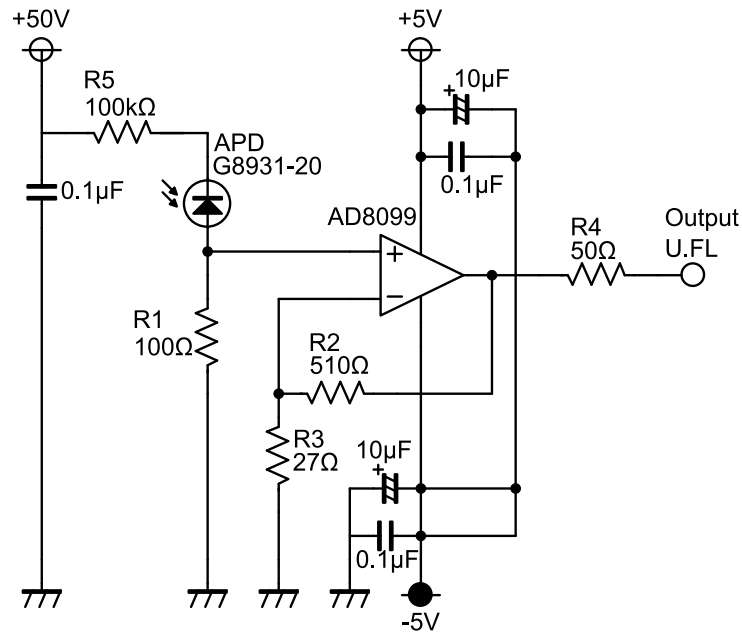


Fig. A.1: Schematic of APD circuit[50].

AWG

Tektronix AWG5004

回折格子

Wasatch Photonics WP-600/1550-25.4

USAF 解像度テストターゲット

Edmund optics 1951 USAF ターゲット ネガ 76.2×76.2

EDFA

古河電工 1.55 µm optical fiber amplifier

OBPF (ファイバ)

光伸光学 TFM/FC 波長可変フィルタモジュール, TFM-1550-S-FS/FC-1560B-1-1

OBPF (空間光学系)

Thorlabs FB1550-40, $\phi 1''$ Bandpass filter, CWL = 1550 ± 8 nm, FWHM = 40 ± 8 nm

Table A.3: Specifications of APD circuit.

APD (Hamamatsu, G8931-20)			
Photosensitive area (mm)	$\phi 0.2$		
Absolute maximum ratings			
Forward current (mA)	2		
Reverse current (mA)	2		
Electrical and optical characteristics	Min.	Typ.	Max.
Spectral response range (μm)	0.95 ~ 1.7		
Peak sensitivity wavelength (μm)		1.55	
Photosensitivity (A/W)	0.8	0.9	
Breakdown voltage (V)	40		60
Dark current (nA)		150	200
Cutoff frequency (GHz)	0.6	0.9	
Terminal capacitance (pF)		1.5	2
Gain		10	
Amplifier (Analog devices, AD8099)			
Input voltage noise ($\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$)			0.95
Gain bandwidth product (GHz)			3.8
APD circuit (Fig. A.1)			
Bandwidth (MHz)			190
Gain (V/A)			~ 2000

LN 変調器

住友大阪セメント 40Gbit/s LN 強度変調器

参考文献

- [1] J. H. Shapiro and R. W. Boyd, “The physics of ghost imaging,” *Quantum Information Processing* **11**, 949–993 (2012).
- [2] D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko, and Y. H. Shih, “Observation of two-photon ghost interference and diffraction,” *Physical Review Letters* **74**, 3600–3603 (1995).
- [3] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, “Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement,” *Physical Review A* **52** (1995).
- [4] R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, ““Two-Photon” Coincidence Imaging with a Classical Source,” *Physical Review Letters* **89**, 9–12 (2002).
- [5] A. Valencia, G. Scarcelli, M. D’Angelo, and Y. Shih, “Two-photon imaging with thermal light,” *Physical Review Letters* **94**, 1–4 (2005).
- [6] J. H. Shapiro, “Computational ghost imaging,” *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **78**, 1–4 (2008).
- [7] Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, “Ghost imaging with a single detector,” *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **79**, 1–4 (2009).
- [8] T. Inoue, H. Tanaka, N. Fukuchi, M. Takumi, N. Matsumoto, T. Hara, N. Yoshida, Y. Igasaki, and Y. Kobayashi, “LCOS spatial light modulator controlled by 12-bit signals for optical phase-only modulation,” *Emerging Liquid Crystal Technologies II* p. 64870Y (2007).
- [9] P. F. Van Kessel, L. J. Hornbeck, R. E. Meier, and M. R. Douglass, “A MEMS-based projection display,” *Proceedings of the IEEE* **86**, 1687–1704 (1998).
- [10] Texas Instruments, “DLP7000 DLP ® 0.7 XGA 2x LVDS Type A DMD,” <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/dlp7000.pdf> (2015).
- [11] S. S. Welsh, M. P. Edgar, R. Bowman, P. Jonathan, B. Sun, and M. J. Padgett, “Fast full-color computational imaging with single-pixel detectors,” *Optics Express* **21**, 23068 (2013).
- [12] M. Douglass, “Lifetime estimates and unique failure mechanisms of the Digital Micromirror Device (DMD),” 1998 IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings 36th Annual (Cat No 98CH36173) RELPHY-98 pp. 9–16 (1998).
- [13] D. L. Donoho, “Compressed Sensing,” *IEEE TRANSACTIONS ON INFORMATION THEORY* **52**, 1289–1306 (2006).
- [14] O. Katz, Y. Bromberg, and Y. Silberberg, “Compressive ghost imaging,” *Applied Physics Letters* **95**, 93–96 (2009).

- [15] L. Bian, J. Suo, G. Situ, Z. Li, J. Fan, F. Chen, and Q. Dai, “Multispectral imaging using a single bucket detector,” *Scientific reports* **6**, 24752 (2016).
- [16] M. P. Edgar, G. M. Gibson, R. W. Bowman, B. Sun, N. Radwell, K. J. Mitchell, S. S. Welsh, and M. J. Padgett, “Simultaneous real-time visible and infrared video with single-pixel detectors,” *Scientific reports* **5**, 10669 (2015).
- [17] J. Hunt, T. Driscoll, A. Mrozack, G. Lipworth, M. Reynolds, D. Brady, and D. R. Smith, “Metamaterial apertures for computational imaging,” *Science* **339**, 310–313 (2013).
- [18] W. L. Chan, K. Charan, D. Takhar, K. F. Kelly, R. G. Baraniuk, and D. M. Mittleman, “A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing,” *Applied Physics Letters* **93**, 2006–2009 (2008).
- [19] D. Shrekenhamer, C. M. Watts, and W. J. Padilla, “Terahertz single pixel imaging with an optically controlled dynamic spatial light modulator,” *Optics Express* **21**, 12507 (2013).
- [20] J. Cheng and S. Han, “Incoherent coincidence imaging and its applicability in X-ray diffraction,” *Physical Review Letters* **92**, 093903 (2004).
- [21] D. Pelliccia, A. Rack, M. Scheel, V. Cantelli, and D. M. Paganin, “Experimental X-Ray Ghost Imaging,” *Physical Review Letters* **117**, 1–5 (2016).
- [22] R. Meyers, K. S. Deacon, and Y. Shih, “Ghost-imaging experiment by measuring reflected photons,” *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **77**, 1–4 (2008).
- [23] C. Zhao, W. Gong, M. Chen, E. Li, H. Wang, W. Xu, and S. Han, “Ghost imaging lidar via sparsity constraints,” *Applied Physics Letters* **101**, 1–4 (2012).
- [24] W. Gong, C. Zhao, H. Yu, M. Chen, W. Xu, and S. Han, “Three-dimensional ghost imaging lidar via sparsity constraint,” *Scientific Reports* **6**, 6–11 (2016).
- [25] M. J. Sun, M. P. Edgar, G. M. Gibson, B. Sun, N. Radwell, R. Lamb, and M. J. Padgett, “Single-pixel three-dimensional imaging with time-based depth resolution,” *Nature Communications* **7**, 1–6 (2016).
- [26] BD Biosciences, “Introduction to Flow Cytometry: A Learning Guide,” Tech. Rep. December (2002).
- [27] S. Ota, R. Horisaki, Y. Kawamura, M. Ugawa, I. Sato, K. Hashimoto, R. Kamesawa, K. Setoyama, S. Yamaguchi, K. Fujiu, K. Waki, and H. Noji, “Ghost cytometry,” *Science* **360**, 1246–1251 (2018).
- [28] B. Lochocki, A. Gambín, S. Manzanera, E. Irls, E. Tajahuerce, J. Lancis, and P. Artal, “Single pixel camera ophthalmoscope,” *Optica* **3**, 1056 (2016).
- [29] P. Clemente, V. Durán, V. Torres-Company, E. Tajahuerce, and J. Lancis, “Optical encryption based on computational ghost imaging,” *Optics Letters* **35**, 2391 (2010).
- [30] M. J. Heck, “Highly integrated optical phased arrays: Photonic integrated circuits for optical beam shaping and beam steering,” *Nanophotonics* **6**, 93–107 (2017).
- [31] D. N. Hutchison, J. Sun, J. K. Doylend, R. Kumar, J. Heck, W. Kim, C. T. Phare, A. Feshali, and H. Rong, “High-resolution aliasing-free optical beam steering,” *Optica* **3**, 887 (2016).

- [32] C. Sun, M. T. Wade, Y. Lee, J. S. Orcutt, L. Alloatti, M. S. Georgas, A. S. Waterman, J. M. Shainline, R. R. Avizienis, S. Lin *et al.*, “Single-chip microprocessor that communicates directly using light,” *Nature* **528**, 534 (2015).
- [33] H. Abediasl and H. Hashemi, “Monolithic optical phased-array transceiver in a standard SOI CMOS process,” *Optics Express* **23**, 6509 (2015).
- [34] J. K. Doylend, M. J. R. Heck, J. T. Bovington, J. D. Peters, M. L. Davenport, L. A. Coldren, and J. E. Bowers, “Hybrid III/V silicon photonic source with integrated 1D free-space beam steering,” *Optics Letters* **37**, 4257 (2012).
- [35] J. C. Hulme, J. K. Doylend, 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,” *Optics Express* **23**, 5861 (2015).
- [36] W. Guo, P. R. Binetti, C. Althouse, M. L. Mašanović, H. P. Ambrosius, L. A. Johansson, and L. A. Coldren, “Two-dimensional optical beam steering with InP-based photonic integrated circuits,” *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **19** (2013).
- [37] J. Sun, E. Timurdogan, A. Yaacobi, E. S. Hosseini, and M. R. Watts, “Large-scale nanophotonic phased array,” *Nature* **493**, 195 (2013).
- [38] F. Aflatouni, B. Abiri, A. Rekhi, and A. Hajimiri, “Nanophotonic projection system,” *Optics Express* **23**, 21012 (2015).
- [39] H. Yu, M. Pantouvaki, J. Van Campenhout, D. Korn, K. Komorowska, P. Dumon, Y. Li, P. Verheyen, P. Absil, L. Alloatti, D. Hillerkuss, J. Leuthold, R. Baets, and W. Bogaerts, “Performance tradeoff between lateral and interdigitated doping patterns for high speed carrier-depletion based silicon modulators,” *Optics Express* **20**, 12926 (2012).
- [40] P. McManamon, “Review of lidar: a historic, yet emerging, sensor technology with rich phenomenology,” *Optical Engineering* **51**, 060901 (2012).
- [41] C. Niclass, M. Soga, H. Matsubara, S. Kato, and M. Kagami, “A 100-m Range 10-Frame/s 340 × 96-Pixel Time-of-Flight Depth Sensor in 0.18- μm CMOS,” *IEEE Journal of Solid-State Circuits* **48**, 559–572 (2013).
- [42] K. Ito, C. Niclass, I. Aoyagi, H. Matsubara, M. Soga, S. Kato, M. Maeda, and M. Kagami, “System design and performance characterization of a mems-based laser scanning time-of-flight sensor based on a 256×64-pixel single-photon imager,” *IEEE Photonics Journal* **5**, 6800114–6800114 (2013).
- [43] C. V. Poulton, A. Yaacobi, D. B. Cole, M. J. Byrd, M. Raval, D. Vermeulen, and M. R. Watts, “Coherent solid-state lidar with silicon photonic optical phased arrays,” *Optics letters* **42**, 4091–4094 (2017).
- [44] S. R. Davis, G. Farca, S. D. Rommel, S. Johnson, and M. H. Anderson, “Liquid crystal waveguides: new devices enabled by >1000 waves of optical phase control,” *Emerging Liquid Crystal Technologies V* **7618**, 76180E (2010).
- [45] B. F. Aull, A. H. Loomis, D. J. Young, R. M. Heinrichs, B. J. Felton, P. J. Daniels, and D. J. Landers, “Geiger-mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging,” *Lincoln Laboratory Journal* **13**, 335–349 (2002).

- [46] R. M. Marino, T. Stephens, R. E. Hatch, J. L. McLaughlin, J. G. Mooney, M. E. O'Brien, G. S. Rowe, J. S. Adams, L. Skelly, R. C. Knowlton *et al.*, "A compact 3D imaging laser radar system using Geiger-mode APD arrays: system and measurements," *Laser Radar Technology and Applications VIII* **5086**, 1–16 (2003).
- [47] Z.-H. Xu, W. Chen, J. Penuelas, M. Padgett, and M.-J. Sun, "1000 fps computational ghost imaging using LED-based structured illumination," *Optics Express* **26**, 2427 (2018).
- [48] K. Komatsu, Y. Ozeki, Y. Nakano, and T. Tanemura, "Ghost imaging using integrated optical phased array," *Optical Fiber Communication Conference* p. Th3H.4 (2017).
- [49] L.-J. Li, W. Chen, X.-Y. Zhao, and M.-J. Sun, "Fast Optical Phased Array Calibration Technique for Random Phase Modulation LiDAR," *IEEE Photonics Journal* **11**, 1 (2018).
- [50] 小松憲人, "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," 東京大学修士論文 (2017).
- [51] A. Yariv and P. Yeh, "光エレクトロニクス 基礎編," 丸善出版 (2010).
- [52] 谷田貝豊彦, "光学," 朝倉書店 (2017).
- [53] A. J. Fenn, D. H. Temme, W. P. Delaney, and W. E. Courtney, "The development of phased-array radar technology," *Lincoln Laboratory Journal* **12**, 321–340 (2000).
- [54] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," *Journal of Lightwave Technology* **13** (1995).
- [55] C. Dragone, C. Henry, I. Kaminow, and R. Kistler, "Efficient multichannel integrated optics star coupler on silicon," *IEEE Photonics Technology Letters* **1**, 241–243 (1989).
- [56] G. Cocorullo and I. Rendina, "Thermo-optical modulation at 1.5 μm in silicon etalon," *Electronics Letters* **28**, 83–85 (1992).
- [57] B. R. Bennett, R. A. Soref, and J. A. Del Alamo, "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **26**, 113–122 (1990).
- [58] M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takhar, J. N. Laska, T. Sun, K. F. Kelly, and R. G. Baraniuk, "Single-Pixel Imaging via Compressive Sampling," *IEEE Signal Processing Magazine* **25**, 83–91 (2008).
- [59] E. J. Candès and M. B. Wakin, "An introduction to compressive sampling," *IEEE signal processing magazine* **25**, 21–30 (2008).
- [60] E. Candes and J. Romberg, "l1-magic: Recovery of sparse signals via convex programming," <http://www.acm.caltech.edu/l1magic/downloads/l1magic.pdf> (2005).
- [61] L. Gurdev, T. Dreischuh, and D. Stoyanov, "Deconvolution techniques for improving the resolution of long-pulse lidars," *JOSA A* **10**, 2296–2306 (1993).
- [62] Y. J. Park, S. W. Dho, and H. J. Kong, "Deconvolution of long-pulse lidar signals with matrix formulation." *Applied optics* **36**, 5158–61 (1997).
- [63] S. M. Nejad and S. Olyaei, "Low-Noise High-Accuracy TOF Laser Range Finder," *American Journal of Applied Science* **5**, 755–762 (2008).

- [64] H. Yu, E. Li, W. Gong, and S. Han, “Structured image reconstruction for three-dimensional ghost imaging lidar,” *Optics Express* **23**, 14541 (2015).
- [65] 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).
- [66] J. E. Simsarian, M. C. Larson, H. E. Garrett, H. Xu, and T. A. Strand, “Less than 5-ns wavelength switching with an SG-DBR laser,” *IEEE photonics technology letters* **18**, 565–567 (2006).
- [67] R. Horisaki, R. Takagi, and J. Tanida, “Learning-based focusing through scattering media,” *Applied Optics* **56**, 4358 (2017).
- [68] A. Gatti, D. Magatti, and F. Ferri, “Three-dimensional coherence of light speckles: theory,” *Physical Review A* **78**, 063806 (2008).
- [69] G. Hollows, “テストターゲット製品の活用,” Edmund Optics Inc, www.eizojoho.co.jp/industrial/pdf/eo/201011_eo.pdf.
- [70] 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,” in “2015 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO),” (2015).

本研究に関する発表

主著者発表

- [1] [河野佑亮](#), 小松憲人, 中野義昭, 種村拓夫, "Si 光フェーズドアレイを用いた 1 次元イメージング手法の評価," 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, 湯河原, 2018 年 4 月
- [2] [河野佑亮](#), 小松憲人, 唐睿, 小関泰之, 中野義昭, 種村拓夫, "光フェーズドアレイによるランダム照明パターンを用いた 2 次元イメージング," 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, 東京, 2018 年 12 月
- [3] [Y. Kohno](#), K. Komatsu, R. Tang, Y. Ozeki, Y. Nakano, and T. Tanemura, "Large-scale silicon photonic phased array chip for single-pixel ghost imaging," 2019 Optical Fiber Communication Conference (OFC), M4E.2, San Diego, California, USA, March 2019 (accepted).
- [4] [Y. Kohno](#), K. Komatsu, R. Tang, Y. Ozeki, Y. Nakano, and T. Tanemura, "Ghost imaging using a large-scale silicon photonic phased array chip," Optics Express, **27**, 3817 (2019).

本研究に関する受賞

- [1] 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会 優秀学生プレゼン賞, 2018 年 4 月
- [2] 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会 優秀学生ポスター賞, 2018 年 12 月

謝辞

本研究を進めるに当たり、多くの方々のご協力を頂きました。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、常日頃から研究方針について議論させて頂き、研究を進める道筋や手法について多くのご助言を賜りました。発表の仕方や論文の書き方についても多くのことを学ばせて頂きました。

中野義昭教授には、研究に関してご指導を頂いただけでなく、世界中から留学生を受け入れることによって研究室に国際的な意識を根付かせ、研究・人間性の両面で多様な価値観を養う経験をさせて頂きました。

小関泰之准教授には、本研究における光学系の設計に欠かせない貴重なご助言を賜りました。

杉山正和教授、渡辺健太郎講師、佐藤正寛助教には、主に研究室のミーティングにおいて、長年の研究を経た深い知見に基づくご意見を賜りました。

本研究の先行研究者である住友電気工業株式会社の小松憲人氏には、重要な研究資源を残して頂いただけでなく、ご多忙の中、折に触れて我々後輩の研究の進捗を気にかけて頂き、論文執筆の際にも的確なご助言を賜りました。

ミネベアミツミ株式会社の中野芳宏氏には、本研究初期の素子の特性評価や測定プログラムの作成、光学系の設計において多くのご協力を賜りました。

技術支援職員の加藤豪作氏、田所久美子氏をはじめとする中野研究室秘書の皆様には、研究を滞りなく進めるための装置の整備や事務処理に尽力して頂きました。

山下大之氏には、測定プログラムの修正や開発環境の使用方法についてのご指導、回路設計におけるご助言等、本研究の重要な部分において惜しみないお力添えを賜りました。

菅沼貴博氏には、回路設計の他、日頃の細かい疑問や研究を進める上で生じた問題の解決に親身になってご協力頂きました。

唐睿氏、福井太一郎氏、田之村亮汰氏には、関連性の高い研究テーマに取り組む中で日頃からご相談に乗って頂き、また、研究に対する積極的な姿勢から多くのことを学ばせて頂きました。

中野・杉山・種村研究室の皆様には、充実した研究生活を送らせて頂き大変感謝しております。皆様のおかげで、研究者としての基礎を学び、成長することができたと考えております。

最後に、私の生活を支えて頂いた家族、友人をはじめとする全ての方々に深く感謝致します。

平成 31 年 1 月 31 日