
目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 分光器について	2
1.2.1 分散を用いる方式	2
1.2.2 干渉を用いる方式	4
1.2.3 再構成方式	5
1.2.4 分光器の分解能	7
1.3 フォトニック結晶	8
1.3.1 フォトニック結晶	8
1.3.2 ランダムフォトニック結晶分光器	13
1.3.3 当研究室における再構成分光器の研究	14
1.4 本研究の目的	16
第2章 理論	18
2.1 フォトニック結晶	18
2.1.1 フォトニック結晶中のマクスウェル方程式	18
2.1.2 フォトニックバンドギャップ	19
2.1.3 製造誤差とアンダーソン局在	22
2.2 ノイズのある線形逆問題	23
2.2.1 逆行列	23
2.2.2 特異値分解	24
2.2.3 特異値分解とノイズ	25
第3章 実験	27
3.1 フォトニック結晶導波路の設計	27
3.2 実験系の構築	28

3.3	実験	31
3.3.1	実験方法	31
第4章	実験結果とデータ分析	33
4.1	線形性の確認	33
4.2	単一波長入力の再構成実験	34
4.3	2波長入力の再構成実験	38
第5章	結論と展望	41
第6章	謝辞	42

第1章 序論

1.1 はじめに

分光器とは、入力された光を波長ごとに分解し、その強度を調べる装置である。分光器は、理工学、医学、衛生といった種々の産業において非常に重要な装置である。

分光器の始まりは17世紀、Issac Newtonの研究にある。彼は小さな穴を通った太陽光をプリズムに当てることで、七色の光に分かれることを見出した。その後 Joseph Fraunhofer によって太陽光の精密な分光測定が行われ、数多くのフランホーファー線を発見している。Fraunhoferの作製した分光器はスリットとプリズムのみを有しており、さらにそれらの間は24フィート、すなわち約7mもの間隔があいていたという [1]。1839年から1840年にかけて、BabinetとSimmsはそれぞれ独立に、Fraunhoferの分光器を改良して、さらに精密な分光器を作製した。彼らはコリメータレンズを用いて、プリズムに平行光を入射することを思いつき、収差を小さくしてスペクトルを先鋭化することに成功した。この方法は現代の分光器にも続く画期的な方法である。1859年にはGustav KirchhoffとRobert Bunsenが、BabinetとSimmsの手法を採用して、プリズムを用いた精密な分光器を作製した。これにより1860年にはセシウムが、1961年にはルビジウムが発見がされている [2]。

回折格子もまた分光に用いられている。回折格子は1785年、Rittenhouseによってその原型が形作られたが、現代の回折格子に近い素子を発明したのもまたFraunhoferであり、1814年のことであった。その後Michelsonによって高精度な回折格子の製造装置が開発され、1947年、回折格子が商用化された [3]。現代においては、計算機性能の発達により、フーリエ変換方式の分光器が主流となっている。

分光器は、理工学分野であれば成分分析や発光体のスペクトル、透過・反射スペクトルの測定に用いられ、物性解明の主力ツールである。また先述したセシウムやルビジウム以外にも、元素の存在は固有スペクトルの同定によって認められるため、新元素発見には分光器が必須である。分光器は天文分野においても、遠く離れた天体の大気組成を分析することに用いられ、地球様の惑星探査に大きく貢献している。さらには、医療や食品衛生、その他の産業においても、病原物質や毒物の検知、ガス組成の特定のために用いられ、我々の生活にとっても欠かすことのできない装置である。

しかしながら、分光器は微細な波長の変化を、検出できる程度の大きな空間的变化に転換しなければならず、必然的に大きく、精密な空間系を要した。今日の元素分析によく用い

られる FTIR 装置は、数ピコメートルの分解能を確保するために、50 から 60cm 四方の大きな筐体サイズを要する [4] [6]。逆に装置を小型化するためには、分解能の低下は避けられない課題であった。

分解能を担保したまま小型化するための方針として、近年の製造技術により新たに製造可能になった、ナノ構造体を利用することが考えられる。本研究では、フォトニック結晶と呼ばれるナノ構造体を用いて分光器開発を行った。通常、フォトニック結晶を安価に製造するには CMOS 互換のフォトリソグラフィプロセスが用いられるが、その製造誤差は数百 nm と光の波長程度であり、これは製造した素子の光学特性に大きな影響を及ぼす。しかし、近年注目されている分光の新方式である再構成方式を採用することで、この製造誤差の強い波長依存性を利用し、分解能を底上げすることができる。

1.2 分光器について

分光とは、入力された光波を、波長のスペクトルに分解する操作をさす。物質からの反射波や透過波を分光することで、その物体の物性を調査することに役立つ。光入力を受け、分光を行う装置を分光器という。分光器には幾つかの方式があり、それぞれ長所と短所がある。

1.2.1 分散を用いる方式

分散を用いる分光器は、物質の分散や回折格子による分散を用いて、異なる波長の光を、空間中の異なる点に到達させることで分析するものである。

物質の分散とは、入射した光の波長によって、その光が感じる屈折率が変わるという物質の特性である。ガラス製のプリズムに白色光を入射した時に、虹色の光が観測される現象は、ガラスの分散によって説明される。分散の特性は物質によって異なる。

一方で、回折格子とは、微細な格子構造によって回折した光を干渉させ、特定の角度に強く反射あるいは透過させる光学素子である。回折格子を用いた分光器は、現在主流の形式の一つである。以下、回折格子を用いた分光器について解析する。

格子定数 d の反射型回折格子に、波長 λ の光を入射することを考える。入射した光は、格子のある部分において、すべての方向に等しく散乱し、平面波を形成すると考える (Fig. 1.1)。

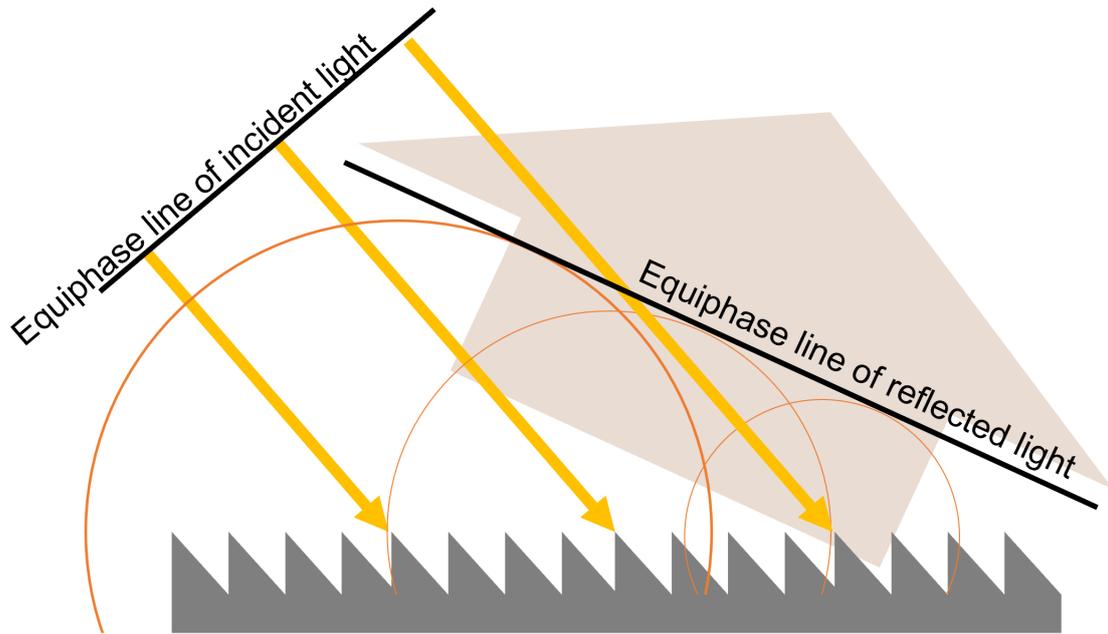


Fig. 1.1: Schematic diagram of light reflection by a grating. Because of the incident angle, time to reach the grating is different between beams next to each other. Then the generated plane wave at each points have certain phase difference. So, at the perpendicular direction to the equiphase plane, the reflected light become strongest.

このとき、各格子から生じる平面波には入射角 θ_i によって、 $\frac{d\sin\theta_i}{\lambda}$ の位相差が生じ、また反射角によって、 $\frac{d\sin\theta}{\lambda}$ の位相差が生じる。したがって、 n 本を隔てた格子との位相差は、

$$n \frac{\sin\theta + \sin\theta_i}{\lambda} d \equiv n\phi \quad (1.2.1)$$

と書ける。格子数が N 本の回折格子を用いた場合は、すべての格子からの散乱波の合計が反射波であるから、反射波の振幅は、

$$Re \left[\sum_{n=1}^N e^{in\phi} \right] = \sum_1^N \cos(n\phi) \quad (1.2.2)$$

である。この関数は、 $\phi = 0, 2\pi, 3\pi, \dots$ となるときにピークを持つ。 $\phi = m\pi (m \neq 0)$ のピークにおいては、反射角

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{d} m\pi - \sin\theta_i \right) \quad (1.2.3)$$

は λ に依存する。すなわち、回折格子は波長の違いを角度の違いに変換する機構として動作しており、分光機能を有しているといえる。

回折格子を用いた分光器は現在広く用いられており、小さいものでは数百ピコメートルの分解能を、10cm ほどの筐体サイズで実現した製品も存在する。しかし、一般に分解能は測定可能な波長の範囲とのトレードオフにあり、この点において回折格子には限界が存在する。

1.2.2 干渉を用いる方式

光の干渉効果によって生じる模様を干渉縞と呼ぶ。干渉縞を用いて分光を行う方法として、フーリエ変換型の分光器が存在する。

Fig. 1.2 にあらわされるマイケルソン干渉計を例に考える。干渉計の反射鏡のうち一方は固定され、もう一方は光路方向に移動が可能である (Fig. 1.2)。はじめハーフミラーから両反射鏡への光路長は等しいが、反射鏡を移動することによって、2つの経路に光路長差 Δ が生じ、位相差は $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$ となる。

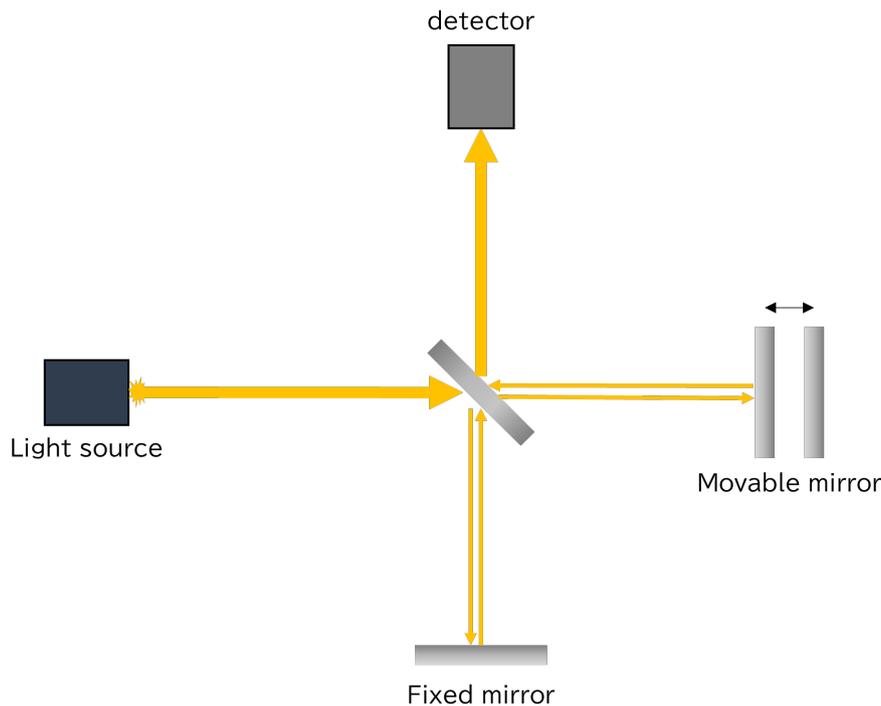


Fig. 1.2: Schematic of a Michelson interferometer. Light emitted by the light source is splitted into two beams. One beam reaches to the fixed mirror, and the other reaches movable mirror. Optical path length changes when the movable mirror moves perpendicular to the beam. Reflected beams confluence at the half mirror and interfere each other.

この干渉計に波長 λ の光を入力すると、干渉によって検出器に届く光強度は光路差の関

数となる.

$$|e^{i\omega t} + e^{i(\omega t + \phi)}|^2 = |e^{i\omega t}(1 + e^{i\phi})|^2 = 2 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right) \right] \quad (1.2.4)$$

複数波長の重ね合わせであらわされる一般のスペクトルについては,

$$2 \sum_i a(\lambda) \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right) \right] \quad (1.2.5)$$

なる強度変化が観測される. $a(\lambda)$ は \cos 関数の係数であり, フーリエ係数とみなせる. したがって, Δ の関数として観測される強度変化をフーリエ変換したものがスペクトルである.

一般に, 離散フーリエ変換後のサンプル数は, 変換前の範囲が大きいほど多くなる. フーリエ変換型の分光器では, 鏡の移動距離 Δ の範囲が大きいほど, 波数 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ のサンプル数は多くなる. そのため, フーリエ変換型分光器の波数分解能は鏡の移動距離を確保することにより向上可能であり, 一般にグレーティング型より高分解能である.

フーリエ変換型の分光器は, 得られた強度情報をフーリエ変換するためにコンピュータを用いるため, 出現当初は非常に高価であった. 近年では, コンピュータの性能の向上, 価格の低下に伴い, 多くの事例で採用されるに至っている.

フーリエ変換型は高性能である一方, 回折格子型に比べ, 60cm 四方と大きな筐体サイズを要する [4] [6]. さらに, 高性能なコンピュータを用いる必要もあるため, 価格が低下したとはいえ, 依然として高価である.

1.2.3 再構成方式

再構成方式は, 近年盛んに研究されている新しい方式の分光器である. これは, 光を散乱させる任意の媒質を用意し, 波長ごとの散乱パターンの違いを事前に記録しておくことで, 未知の入力による散乱から, スペクトルを数値解析的に再構成する方式である (Fig. 1.3).

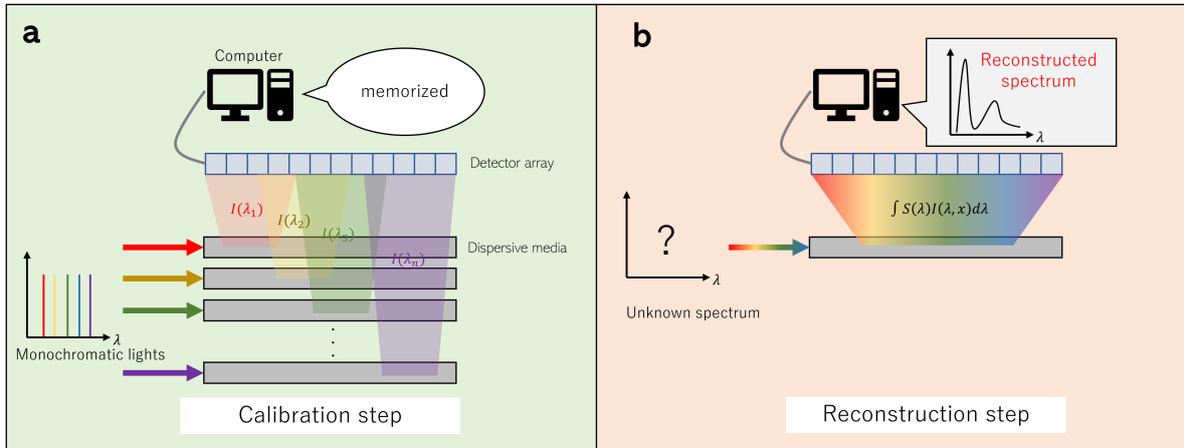


Fig. 1.3: Image of reconstructive spectrometer. (a) Calibration process. Monochromatic incident light is scattered by the dispersive media, and reach to the detector array. Running this process repeatedly for various wavelengths, calibration data is obtained. (b) Reconstruction process. Using calibration data obtained in process (a), reconstruct the unknown spectrum from scattered space pattern.

再構成方式は、散乱体の製造誤差によって生じるランダムな揺らぎすらも記録し、再構成を行う。揺らぎそのものが波長に敏感であれば、小さな波長変化を大きな空間分布の変化に転換することが可能である。そのため、本来であれば分解能を下げる要因であった製造誤差を利用して、分解能を向上させることができると期待される。さらに、回折格子や干渉計といった機能の実装には大きな空間を要するのに対し、再構成方式は1つの散乱体のみを用いればよく、小型化につながると期待されている。

任意の散乱体が光を散乱した場合、その光波の強度分布は位置の関数 $I(x)$ で記述される。特に、強度分布が波長に依存する散乱体を用いた場合、強度分布は λ の関数でもあり、 $I(\lambda, x)$ である。光の強度は、光の重ね合わせの原理から波長についての線形性が保証される。したがって、任意の波長スペクトル $S(\lambda)$ を持つ入力に対して、得られる強度分布は、積分形式で表現される。

$$I(x) = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} S(\lambda) I(\lambda, x) d\lambda \quad (1.2.6)$$

ここで、単一の波長を入力した際の $I(\lambda, x)$ を、範囲内のすべての波長について事前に記録しておく。実際には、強度分布の観測には検出器のアレイを用いるので、位置は離散化される。また、単一波長のパターン記録を行う際に、波長も離散化される。これより、式(1.3.6)は行列表示に書き換えられる。

$$\vec{I} = T\vec{S} \quad (1.2.7)$$

$$T = [\vec{I}(\lambda_1), \vec{I}(\lambda_2), \dots, \vec{I}(\lambda_n)] \quad (1.2.8)$$

T は事前の記録によって作成されるため既知である．式 (1.2.7) を逆に解くことで，スペクトルを再構成することが可能である．

1.2.4 分光器の分解能

分解能は， λ と $\lambda + \Delta\lambda$ とが区別できるような，最小の $\Delta\lambda$ として定義される．回折格子を用いた分光器では，単位長さ当たりの溝本数を N ，回折格子の幅を W として

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mNW \quad (1.2.9)$$

が分解能としてよく用いられる．

一般的に，分光器の筐体サイズと分解能には相関があると考えられる．分光ではグレーティングの大きさ，移動鏡の移動距離，検出器の個数などが大きければ大きいほど，より高い分解能が得られる．そのため，より小さい分解能を得るためには，より大きな装置が必要であると考えられる．また，同じ機械装置を用いた場合，分解能と波長範囲にはトレードオフの関係があり，分解能を高くすれば，分光可能な波長範囲は狭くなると考えられる．Fig. 1.4 は，筐体のサイズと，分解能を波長範囲幅で割った値をプロットしている．左上から右下にかけての相関がみられ，分解能とサイズの間にはトレードオフが存在するとわかる．

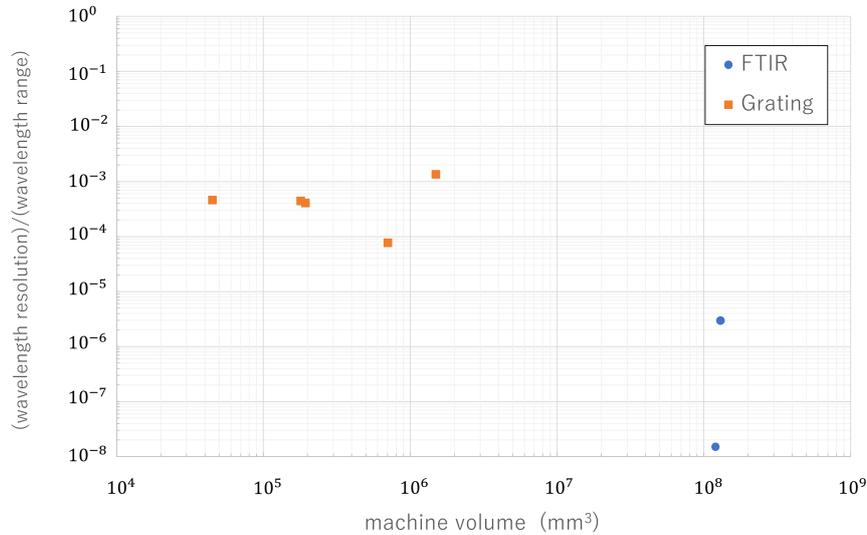


Fig. 1.4: Comparison of size and resolution of spectrometers sold commercially. The horizontal axis is the volume of the device. The vertical axis shows the resolution of the spectrometer divided by the wavelength range width. The device plotted lower and left side of graph is high resolution, while keeps wide wavelength range. The orange rectangle represents the grating type, and the blue circle represents the FTIR type [4] [5] [6] [7].

1.3 フォトニック結晶

1.3.1 フォトニック結晶

フォトニック結晶とは、誘電率が波長程度の長さで周期的に変化する媒質の総称である。フォトニック結晶内では、周期的境界条件によって光波が反射と透過を繰り返し、互いに干渉する。干渉の結果透過波が強め合えばその光は透過し、逆に弱めあえばその光は結晶内部に存在できない。すなわち、光の周波数や進行方向に一定の制約が課され、特徴的な分散関係が生じる。この分散関係には、どのような波数であっても存在の許容されない周波数領域が生じることがある。このような領域をフォトニックバンドギャップ (PBG) と呼ぶ。周期構造に PBG が存在するという事を初めて提唱したのは B. Rayleigh であり、1887 年のことであった。PBG は特定の波長の光を選択的に除外することで強い閉じ込め効果を持つため、共振器や導波路として応用可能である。また、コアとクラッドのみを有する一般的な導波路に比べ非常に高次のモードの存在が許容されることにより、スローライト効果が得られる点も、フォトニック結晶の特徴である。

フォトニック結晶は、その周期構造の方向によって 1 次元、2 次元、3 次元の 3 種類に大別される。

1次元フォトニック結晶は誘電体多層膜とも呼ばれ、2種類以上の薄膜を多数繰り返して重ね合わせた構造を持つ。1次元フォトニック結晶は、スパッタリング法などの方法を用いて比較的簡単に作成され、高効率な反射鏡や共振器に応用されている。

近年注目を集め、盛んに研究されているのは、2次元フォトニック結晶である。2次元フォトニック結晶は、周期構造が平面的に広がっている媒質をさし、主にはシリコンなどの板に、等間隔に多数の穴をあけたものが用いられる。

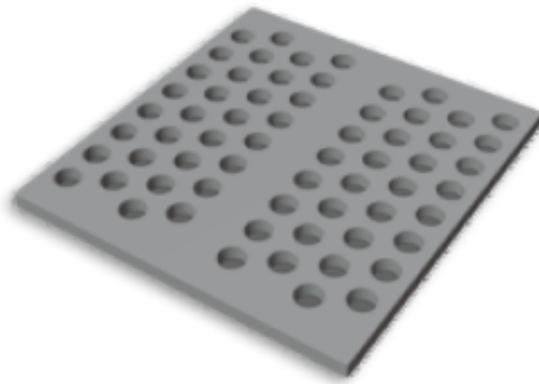


Fig. 1.5: 3D model of 2D photonic crystal waveguide.

このような2次元フォトニック結晶は、フォトリソグラフィーや電子線リソグラフィー等、現在の半導体プロセスに用いられる方法と同様の方法で作成可能である。フォトニック結晶特有の強い閉じ込め効果を2次元方向に発揮できることから、現在のフォトニック結晶の研究は2次元フォトニック結晶が主流である。ただし、周期構造のない軸方向については、従来と同様に屈折率の異なる物質でクラッドすることで閉じ込めを行う。そのため、フォトニック結晶に対して垂直な方向には、強い閉じ込め効果を有しないことが欠点とされる。製造が比較的容易なことから、多数の研究において実際に2次元フォトニック結晶を用いた導波路や共振器のサンプルが作製されている。

2007年の論文では、2次元フォトニック結晶導波路の一部を変形し、共振器を作製している。この共振器に光を導入した場合の光子寿命は1.01nmと、非常に長い。光共振器の評価基準として用いられるQ値に変換すると、 1.2×10^6 と報告されている。このような共振器は光をとどめ、メモリとして応用できると期待されている [8]。光双安定素子を用いたメモリとは違い、受信した光子をそのまま保存するため、量子情報まで保存することも利点の一つである。

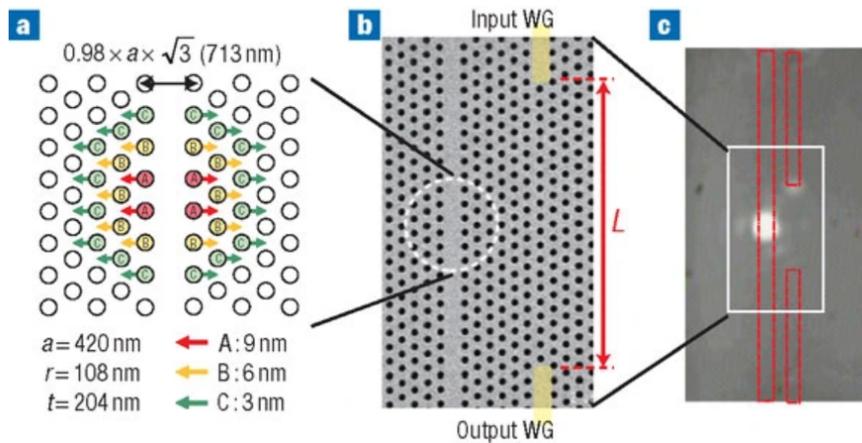


Fig. 1.6: (a) Schematic of 2D photonic crystal cavity. (b) Schematic of photonic crystal waveguide and cavity. (c) Image of fabricated cavity. The cavity shines when inject light to the waveguide. (From T. Tanabe, *et. al.*, "Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity", *Nat. Photonics* 1 49-52(2007).

また、2次元フォトニック結晶のシミュレーションによる研究も多数行われており、フォトニック結晶を用いた全光論理ゲートの実装等が研究されている [9]。Fig. 1.7では、3つの入力導波路を合流し、1つの出力導波路からの光出力を見る。基準波に対する2つの入力波の位相を制御することで、入力Aと入力Bの有無によって出力導波路への透過率を制御するものである。

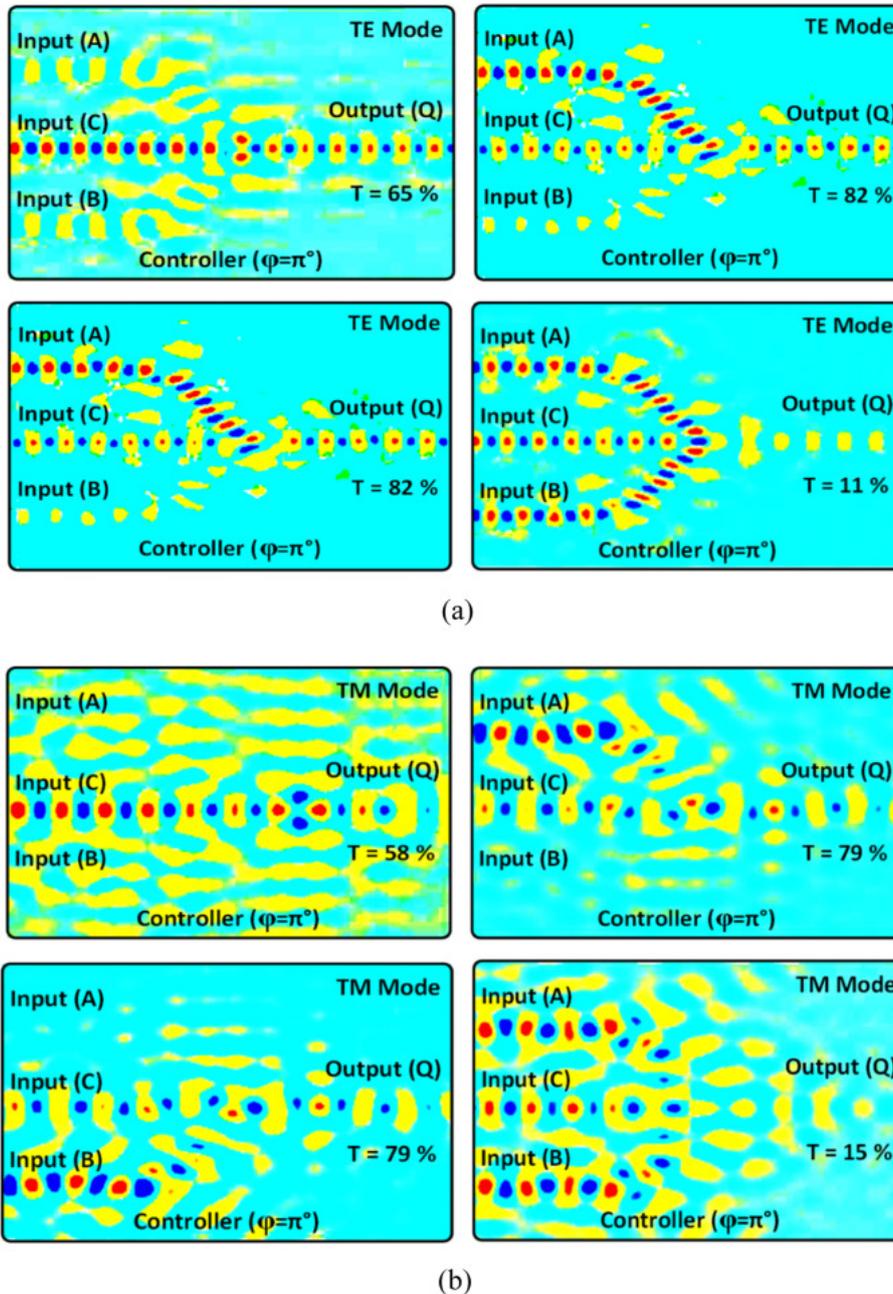


Fig.1.7: Simulation of the designed photonic crystal circuit working as NAND gate.(a)TE mode. (b)TM mode. (N. Shanmuga, *et.al.*, "A novel design of all logic gates in honeycomb photonic crystal and independent of polarization modes (TE/TM) for optical integrated circuit applications", *Opt Lasers Eng.* **161**, 107345(2023).)

3次元フォトニック結晶は、空間の3次元方向すべてについて周期構造が存在する媒質である。3次元フォトニック結晶は空間のすべての方向に対してフォトニック結晶特有の強い閉じ込め効果を得られるため、非常に高いQ値の共振器に応用が可能であると期

待されている．しかしながら，3次元フォトニック結晶は既存のプロセス技術での製造は難しく，新たな製造方法の模索がなされている．3次元フォトニック結晶を独自の方法で実際に製造したという報告は少数ながら存在する．

2000年に発表された論文では，細線を格子状に積層することによって3次元フォトニック結晶を実際に製造している．これは，個別に作成されたストライプ構造を，30nmの精度で精密に位置制御しながら張り合わせて積層する方法で作製された．格子間隔は $0.7\mu\text{m}$ である [10]．

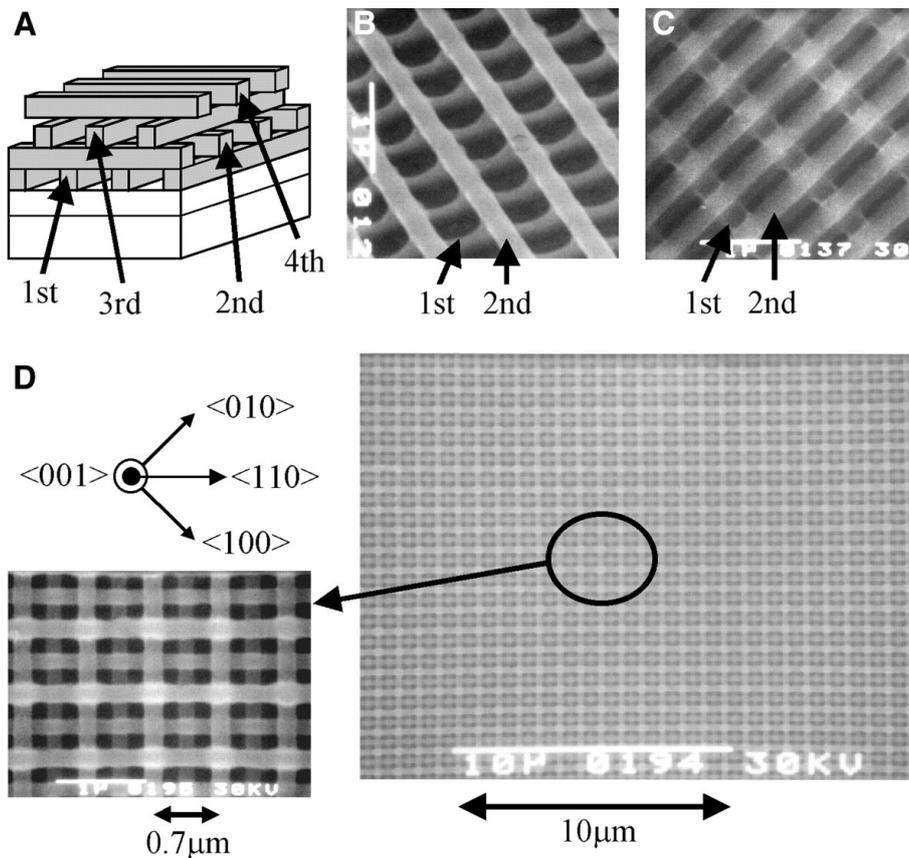


Fig.1.8: (a) Schematic of 3D photonic crystal. (b),(c) SEM image of fabricated 3D photonic crystal.(D)SEM image of pabricated 3D photonic crystal with optimized temperature and edging time length. (From S. Noda, *et.al.* "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths", *Science* **289**, 604-606(2000).)

この方法で8層を積層して作製された3次元フォトニック結晶では， $1.2\mu\text{m}$ から $1.3\mu\text{m}$ において-40dB の減衰が記録されており，近赤外領域で PBG の存在が確認された．

1.3.2 ランダムフォトニック結晶分光器

通常、2次元フォトニック結晶の製造には、既存のフォトリソグラフィや電子線リソグラフィといった方法を用いる。これらのプロセスの精度は数百から数ナノメートルであり、赤外線や可視光の波長程度の大きさに及ぶこともある。したがって、フォトニック結晶のプロセスによる誤差は、それを通過する光の挙動に大きな影響を及ぼす。一般に、このような誤差は共振器のQ値低下や導波路の損失増大を招き、デバイスの動作にとって悪影響となる。しかし、プロセス誤差によってランダム性を付与されたフォトニック結晶は、再構成分光器の散乱体として用いることが可能であると期待される。

ランダムなフォトニック結晶を用いた分光器の代表的な例は、以下に示す "Compact spectrometer based on a disordered phonic chip" である [11]。この研究では、半円構造の中にランダム性を持たせたフォトニック結晶を配置し、その外周に検出器を多数配置している。光は半円の中心から入力され、扇の中を散乱しながら広がる。散乱を繰り返しながら検出器に到達した光は、その光路長が半円の半径に比べて非常に長くなる。光路長が長ければ、波長の違いによる光の経路の違いはより増幅され、分光機能が高くなる。

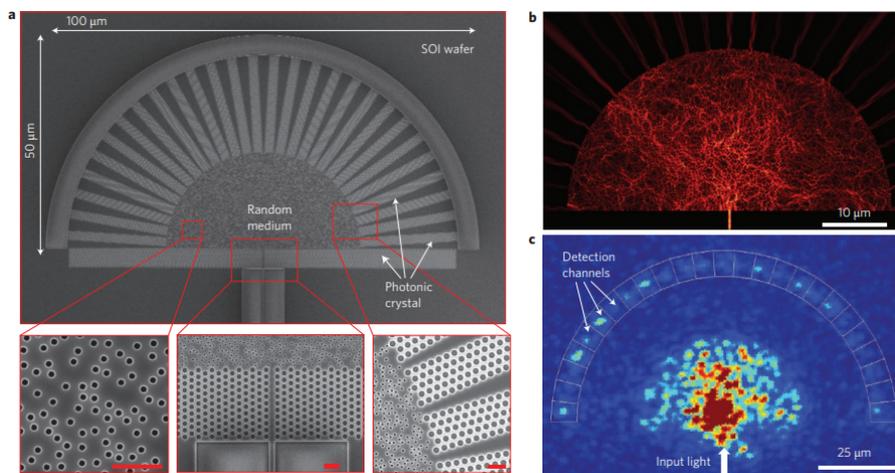


Fig. 1.9: (a)SEM image of fabricated device. (b) Simulation of light route. (c)Experimentally captured image of the scattered and emitted light from the top surface of the device.(From B. Redding, *et. al.*, "Compact spectrometer based on a disordered phonic chip", *Nat. Photonics* **7**, 746-751(2013).)

この分光器の理論的な分解能は 0.6nm と算出され、実際に 0.75nm 離れた 2 波長からなるスペクトルの再構成に成功している。

1.3.3 当研究室における再構成分光器の研究

当研究室においても、ランダムフォトニック結晶を用いた再構成分光器の研究を行ってきた。それらの研究では、CMOS 互換プロセスによって作成された、製造誤差を有するフォトニック結晶導波路を散乱体として用いた。導波路は、入力側から進むにつれ幅が段階的に細くなるよう設計されている（チャープ構造）。チャープ構造により、導波路幅変化の境界では、侵入不能な波長の光が散乱する。また、製造誤差に起因する光波のアンダーソン局在によって、ランダムな位置で光の散乱が起こる。アンダーソン局在は光の波長変化に敏感であり、波長固有のパターンを生じると考えられる。以上2つの効果によって、光の散乱模様は、波長変化に応じて導波路中を緩やかに移動しながら、波長に対して固有のパターンを生じると考えられる。

2020年度には、ディープラーニングを利用し、フォトニック結晶導波路中の散乱パターンから波長を検出する研究を行った [12]。この研究では、キャリブレーション時に取得された散乱パターンを画像として保存し、次元削減、ノイズ除去等の加工を行った上でニューラルネットワーク (NN) に学習させる。テスト時には、未知のスペクトルによって生じる散乱パターンを同様の方法で処理したうえで、NN に入力する。NN は学習した波長すべてについて存在確率を返すようにトレーニングされるため、存在確率の高い波長を存在するとみなすことで、入力光に含まれる波長成分を検出できる。

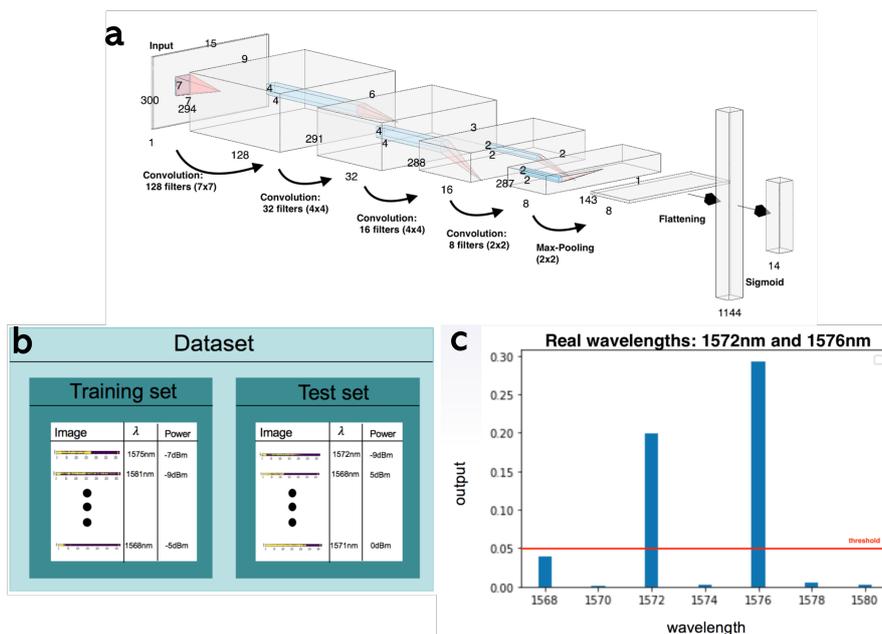


Fig.1.10: (a) Deep neural network structure used to wavelength detection. (b) Example of training and test dataset. (c) Experimental result of 2 wavelengths detection. Injected wavelength is 1572 nm and 1576 nm. Output value represents the probability that the wavelength is exist. If the existence probability exceeds the threshold, the light of that wavelength is considered to exist. (From J.J.Hofs.L, "Light frequency detection in a chirped photonic crystal waveguide using deep learning", Master's thesis in Keio University(2020).)

この研究では、NN を用いて 2 波長からなる光の再構成に成功した。しかし、2 波長検出のための学習データは、学習する波長範囲のうちの任意の 2 波長の組み合わせをすべて学習する必要がある。そのため、多波長解析を行おうとすると、必要な学習データ数は非常に膨大となる。また、Fig. 1.10 (c) に示されるように、NN が出力する値は、その光の強度とは関係のない、単なる存在確率である。ゆえに、波長計としての動作は実現しているものの、強度情報は含まれず、分光器としての動作要件を満たしていなかった。

2021 年度には、上記の導波路と同様の構造を用いて、任意の波形に対応し、かつ強度情報を含めて再構成できる方式が提案された [13]。この方式では、NN の代わりにシミュレーテッドアニーリング (SA) 法と呼ばれる最適化手法を用いた。SA 法では、状態に対してコストを定義したうえで、状態をランダムに変化させることを繰り返し、コストを最小化する状態を探索する。このとき、コストの悪化を一時的に許容することで、局所解を避け、グローバルな最適解を探索できる。

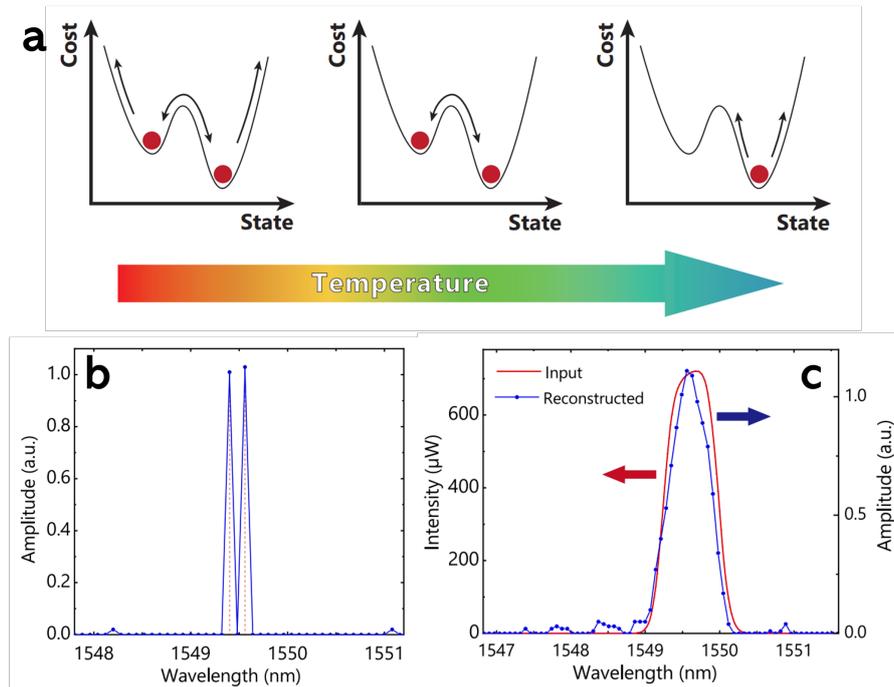


Fig. 1.11: (a) Schematic of Simulated-Annealing method. When the "Temperature" is high, the state can easily jump over the potential barrier. When the system is cooled, the state converges to the "plausible" state. (b) Experimental result of 2 wavelength reconstruction. (c) Experimental result of continuous spectrum reconstruction. (From T. Kodama, "ランダム性を含むフォトニック結晶導波路を用いた多波長解析に関する研究", Master's thesis in Keio University(2022).)

この方式はノイズに強く、任意のスペクトルを復元可能であるとされる。しかし、SA法は非常に多数の繰り返し計算を行うため、計算時間は非常に長く、数分の実行時間を要した。

1.4 本研究の目的

本研究の目的は、CMOS 互換プロセスで Si 基板上に実装されたフォトニック結晶導波路を用いて、再構成分光器を開発することにある。CMOS 互換プロセスを利用することによって、安価かつ小型にデバイスを作製できる。実験では、フォトニック結晶導波路に光を導入し、局在して上面に放射した光を、カメラによって撮影する。撮影された写真をコンピュータ上で処理し、解析することによって、未知のスペクトルの再構成を試みる。本研究は当研究室において以前から行われていたが、その再構成アルゴリズムには、ノイズ対策のために非線形な最適化手法を用いており、一度の分光操作に数分程度の長時間を要した [13]。本研究の目標の一つは、今までの実験系を改善し、ノイズ等の信頼性を低下させる要因を排除することである。さらに再構成手法を、従来の最適化手法ではなく線形

の逆解析として簡略化することによって、分光操作に必要な時間を1秒未満に抑えることを目標とする。

第2章 理論

2.1 フォトニック結晶

2.1.1 フォトニック結晶中のマクスウェル方程式

電磁気学のあらゆる現象はマクスウェル方程式によって説明され、解析したい対象の初期条件・境界条件を代入することによって、電磁界の時空間発展が得られる。最も一般的なマクスウェル方程式は以下の4つの式である。

$$\nabla \cdot D(r, t) = \rho(r, t) \quad (2.1.1)$$

$$\nabla \cdot B(r, t) = 0 \quad (2.1.2)$$

$$\nabla \times E(r, t) = -\frac{\partial}{\partial t} B(r, t) \quad (2.1.3)$$

$$\nabla \times H(r, t) = j(r, t) + \frac{\partial}{\partial t} D(r, t) \quad (2.1.4)$$

ここでは、最も簡単な1次元フォトニック結晶について考察する。計算を簡略化するため、次の仮定を導入する。(1) フォトニック結晶は誘電体であるため、電流密度は0である。(2) 電荷の蓄積はなく、電荷密度は0である。(3) 任意の波形はフーリエ変換で表現できることから、まずは単色波のみ考える。(4) 電磁波はz方向にのみ進行し、電界はx方向のみ、磁界はy方向のみに向いている。仮定(1), (2)によって、マクスウェル方程式は次のように書き換えられる。

$$\nabla \cdot D(r, t) = 0 \quad (2.1.5)$$

$$\nabla \cdot B(r, t) = 0 \quad (2.1.6)$$

$$\nabla \times E(r, t) = -\frac{\partial}{\partial t} B(r, t) \quad (2.1.7)$$

$$\nabla \times H(r, t) = \frac{\partial}{\partial t} D(r, t) \quad (2.1.8)$$

一方、仮定(3), (4)は次のように表現できる。

$$E(r, t) = \begin{pmatrix} E_x(z)e^{i\omega t} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.9)$$

$$H(r, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ H_y(z)e^{i\omega t} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.10)$$

式 (2.1.9), (2.1.10) をマクスウェル方程式に代入することで, x 成分と y 成分それぞれの式に分離できて,

$$\frac{\partial}{\partial z} E_x(z) = -i\omega\mu H_y(z) \quad (2.1.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} H_y(z) = i\omega\epsilon E_x(z) \quad (2.1.12)$$

となる. 誘電率が位置によって変化する場合, 比誘電率に位置依存性を持たせることで, $\epsilon = \epsilon(z)\epsilon_0$ と表現する. ここで位置依存する比誘電率 ϵ が 1 変数 z にのみ依存し, さらに周期関数であるとすることで, 正にマクスウェル方程式が 1 次元フォトニック結晶を含意することとなる. また, 透磁率はほとんどの物質で $\mu = \mu_0$ であるので, ここでもそのように仮定する. すると, $\mu_0\epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ より真空中の光速を用いることができるようになり, 数式が簡単となる. 式 (2.1.11), (2.1.12) から磁界を消去して,

$$E_x(z) = -\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon(z)E_x(z) \quad (2.1.13)$$

が, あるいは電界を消去すれば

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\epsilon(z)} \frac{\partial}{\partial z} H_y(z) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} H_y(z) \quad (2.1.14)$$

なる固有方程式が得られる.

2.1.2 フォトニックバンドギャップ

本節の目標はフォトニック結晶中の分散関係を求め, PBG の存在を示すことである. しかし式 (2.1.13), 式 (2.1.14) は, 一般的な関数 $\epsilon(z)$ についての解析解を求めることはできない. この方程式から分散関係を得るための方針は, 次の二つが考えられる. (1) 誘電率変化が十分小さくして近似する. (2) ブロッホの定理を導入し, 固有値問題に置き換えた上で数値計算を行う.

方針 (2) は計算機を用いなければ実行は難しい. 本節では, 方針 (1) を用いて近似的に PBG を導出する.

$$E_x(z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k)e^{ikz} dk \quad (2.1.15)$$

また、誘電率をフーリエ級数展開で表現しておく．誘電率が周期関数 $\epsilon(z+a) = \epsilon(z)$ を満たすので、

$$\epsilon(z) = \sum_m \kappa_m e^{i\frac{2\pi}{a}zm} \quad (2.1.16)$$

これを式 (2.1.13) に代入することで、

$$\sum_m \kappa_m e^{i\frac{2\pi}{a}zm} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_{-\infty}^{\infty} A(k)e^{ikz} dk = -\frac{\omega^2}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} A(k)e^{ikz} dk \quad (2.1.17)$$

フーリエ変換表示にしたことで、微分計算が実行できて、

$$-\sum_m \kappa_m e^{i\frac{2\pi}{a}zm} \int_{-\infty}^{\infty} k^2 A(k)e^{ikz} dk = -\frac{\omega^2}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} A(k)e^{ikz} dk \quad (2.1.18)$$

変数が互いに独立していることから、積分記号と和の記号は交換できる．ここで、上式左辺は

$$(\text{左辺}) = - \int_{-\infty}^{\infty} \sum_m \kappa_m e^{i(\frac{2\pi}{a}+k)z} dk \quad (2.1.19)$$

と変形できる．これは定積分なので、 $\frac{2\pi}{a} + k \rightarrow k$ と変数を変換しても問題ない．これにより、式 (2.1.18) は

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left[\sum_m \kappa_m A(k - \frac{2\pi}{a}) - \frac{\omega^2}{c^2} A(k) \right] e^{ikz} dk = 0 \quad (2.1.20)$$

積分の値が常に 0 ならば、

$$\left[\sum_m \kappa_m A(k - \frac{2\pi}{a}m) - \frac{\omega^2}{c^2} A(k) \right] = 0 \quad (2.1.21)$$

が必要である．これは結局、フーリエ変換 $A(k)$ が、実際には離散的なふるまいを示している．すなわち、

$$E_x(z) = \sum_m A(k - \frac{2\pi}{a}m) e^{i(k - \frac{2\pi}{a}m)z} \quad (2.1.22)$$

式 (2.1.16), 式 (2.1.22) を改めて式 (2.2.13) に代入する. ここで, 計算を簡単にするため, 誘電率の変化は十分小さいと仮定する. この仮定は式 (2.1.16) において, $m = -1, 0, 1$ 以外の項を切り捨てることに対応する.

$$\begin{aligned} & \kappa_1 \left\{ k + \frac{2(m-1)\pi}{a} \right\} E_{m-1} + \kappa_{-1} \left\{ k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right\} E_{m+1} \\ &= \left\{ \frac{\omega_k^2}{c^2} - \kappa_0 \left(k + \frac{2m\pi}{a} \right)^2 \right\} E_m \end{aligned} \quad (2.1.23)$$

$k\frac{\pi}{a}$, $\omega_k^2 \approx \kappa c^2 k^2$ となる項では電界が大きくなる. そのような項のみを抜きだすと, $m = -1, 0$ のみが残る,

$$(\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2) E_0 - \kappa_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} = 0 \quad (2.1.24)$$

$$-\kappa_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left\{ \omega_k^2 - \kappa_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \right\} E_{-1} = 0 \quad (2.1.25)$$

が得られる. 2式からなる連立方程式が解を持つ条件は,

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2 & -\kappa_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \\ -\kappa_{-1} c^2 k^2 E_0 & \omega_k^2 - \kappa_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \end{vmatrix} = 0$$

である. これを解くと,

$$\omega_{\pm}(h) = \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 \pm |\kappa_1|} \pm \frac{a c \kappa_0^{\frac{3}{2}}}{\pi |\kappa_1|} h^2 \quad (2.1.26)$$

がわかる. ここで, $h = k - \frac{\pi}{a}$ とおき, $|h| \ll \frac{\pi}{a}$ を仮定している. この関数の値域には

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 - |\kappa_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 + |\kappa_1|} \quad (2.1.27)$$

が含まれておらず, これが PBG に対応する.

2.1.3 製造誤差とアンダーソン局在

フォトニック結晶の穴の位置，穴径にランダムな揺らぎがある場合，そこには共振構造が生じる．結果，光はその位置に局在するようになる．このような現象は，導体中のランダムな欠陥によって電子の物質波が局在することで絶縁性を示すアンダーソン局在の物理的なアナロジーである．この構造はランダムであるため，波長依存性などの特性を解析的に理解することは難しい．しかし，シミュレーションや実験によって，特定の試料について Q 値等の特性を測定することは可能である．2007 年には，フォトニック結晶中の局在をフォトダイオードで測定することで，フォトニック結晶中の局在の波長依存特性が測定されている [15]．

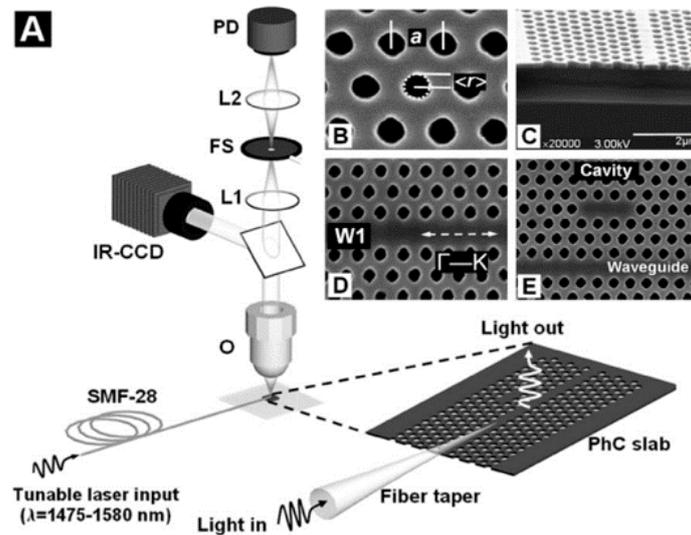


Fig. 2.1: Schematic of Experimental setup. (From J. Topolancil, *et. al.*, "Experimental Observation of Strong Photon Localization in Disordered Photonic Crystal Waveguides", Phys. Rev. Lett. **99** 253901(2007))

この研究では，局在の位置によって Q 値は異なり，低いものでは 3000，高いものでは 30000 程度であるとされた．

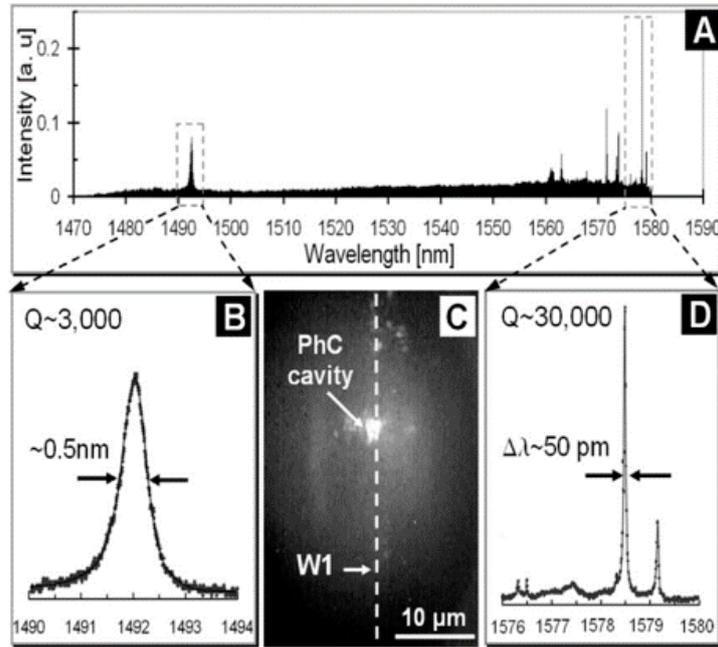


Fig. 2.2: Obtained wavelength dependence of random PhC. (From J. Topolancil, *et. al.*, "Experimental Observation of Strong Photon Localization in Disordered Photonic Crystal Waveguides", *Phys. Rev. Lett.* **99** 253901(2007))

2.2 ノイズのある線形逆問題

2.2.1 逆行列

逆行列とは、 $\det A \neq 0$ なる正方行列 A に対して、以下の条件を満たす行列 A^{-1} のことをいう。

$$AA^{-1} = A^{-1}A = I \quad (2.2.1)$$

I は単位行列である。逆行列は正方行列に対してのみ定義されるため、一般の $m \times n$ 行列に対する逆行列は存在しない。一般的な行列 $A = \{a_{mn}\}$ に対する方程式

$$y = Ax \quad (2.2.2)$$

を x について解く場合、

$$A^+A = I \quad (2.2.3)$$

なる行列 A^+ を見つけることができればよい。式 (2.2.3) を満たす行列として、

$$A^+ = (A^T A)^{-1} A^T \quad (2.2.4)$$

が知られている。 $A = \{a_{mn}\}$ のとき、 $A^T = \{a_{nm}\}$ であるので、 $A^T A$ は正方行列である。したがって、行列 $A^T A$ は $\det(A^T A) \neq 0$ のとき逆行列を持つ。故に、この条件下で A^+ が式 (2.2.3) を満たすことは自明である。式 (1.2.4) によって作製される行列を、 A に対する疑似逆行列、あるいは一般化逆行列と呼ぶ。

2.2.2 特異値分解

任意の $m \times n$ 行列 A について、

$$A = USV^T \quad (2.2.5)$$

なる分解が存在する。ただし、 $U = \{u_{mm}\}$ 、 $V^T = \{v_{nn}\}$ であり、 U, V はユニタリ行列である。また、

$$\begin{aligned} S &= \begin{pmatrix} \sigma & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma &= \text{diag}\{\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_r\} \quad (r < \min(m, n)) \\ \sigma_1 &\geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_r > 0 \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

である。 X^T は行列 X の転置を表す。 $\sigma_1, \dots, \sigma_r$ を特異値と呼び、このように分解することを特異値分解という。式 (2.2.4) に示される逆行列は、特異値分解された行列を用いて

$$A^+ = VS'U^T \quad (2.2.7)$$

と書ける。ただし、

$$\begin{aligned} S' &= \begin{pmatrix} \sigma' & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma' &= \text{diag}\left\{\frac{1}{\sigma_1}, \frac{1}{\sigma_2}, \dots, \frac{1}{\sigma_r}\right\} \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

である。式 (2.2.7) を用いてよいことは、ユニタリ行列の性質である $U^T U = I$ を用いて $A^+ A = (VS'U^T)(USV^T)$ を計算することで、即座に証明できる。

2.2.3 特異値分解とノイズ

再構成分光器において、式 (2.2.2) の x は入力スペクトル、 y は空間分布データに対応する。実験においては、実験時の振動、温度変化、フォトダイオードの雑音等の様々な誤差要因が考えられ、これは y の値を変化させるノイズとして作用する。すなわち、実験によって取得されるデータは、

$$y = y_{\text{true}} + y_{\text{noise}} \quad (2.2.9)$$

である。スペクトルに対する理想的な関係が

$$x_{\text{true}} = A^+ y_{\text{true}} \quad (2.2.10)$$

であるとした場合、ノイズ条件下でスペクトルとして得られるベクトルは

$$x_{\text{true}} + x_{\text{noise}} = A^+ y_{\text{true}} + A^+ y_{\text{noise}} \quad (2.2.11)$$

となる。ここで特異値の中に非常に小さい値が存在した場合、式 (2.2.8) により、その逆数は非常に大きくなる。この効果は、式 (2.2.10) の拘束条件があるために、 x_{true} の要素には影響しない。一方、 y_{noise} に A^+ を作用させた x_{noise} に対しては、非常に大きな値を出現させる可能性がある。これは、逆行列をかけるという操作が、実験上の小さなノイズを増幅させる効果を持つことを表している [16] [17]。結果として、単に逆行列を計算するだけのアルゴリズムでは、ノイズ耐性が極めて弱くなる。

この効果は特異値の中に小さい値が含まれるためにおこる。そのため、小さな値を切り捨てることで、この問題を解決できると考えられる。

ある閾値 N を用意し、 $\sigma_i < N$ となる特異値をすべて 0 に置き換える。この結果、大きい順に N_σ 個の特異値が残るとする。ここで、 $S = \text{diag}\{\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_{N_\sigma}\}$ とすると、 S は $N_\sigma \times N_\sigma$ 行列である。これに合わせ、 U, V のサイズを調整する。すなわち、 m 次元縦ベクトル u_k と n 次元横ベクトル v_k を用いて表現すれば、

$$U = [u_1, u_2, \dots, u_{N_\sigma}, \dots, u_m] \rightarrow [u_1, u_2, \dots, u_{N_\sigma}] \equiv U'_{\text{tr}} \quad (2.2.12)$$

$$V^T = \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \vdots \\ v_{N_\sigma} \\ \vdots \\ v_n \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \vdots \\ v_{N_\sigma} \end{pmatrix} \equiv V'^T_{\text{tr}} \quad (2.2.13)$$

と置き換える。これによって、新たにノイズ耐性を持った逆行列

$$A_{\text{tr}}^+ = V_{\text{tr}} S'_{\text{tr}} U_{\text{tr}}^T \quad (2.2.14)$$

を得る。

第3章 実験

3.1 フォトニック結晶導波路の設計

本研究で用いたフォトニック結晶導波路の諸パラメータを Fig. 3.1 に記す．導波路は産業技術総合研究所（AIST）に作成を依頼した．

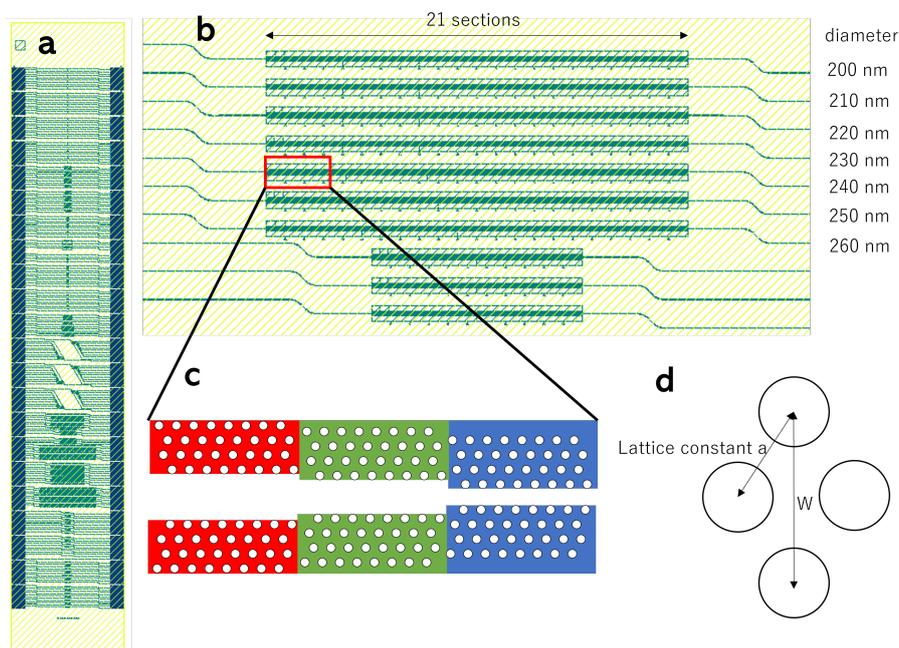


Fig. 3.1: (a) Full view of photonic crystal chip fabricated by AIST. Light is injected into left aspect of the chip, and emitted from light aspect. (b) Close up of chirped photonic crystal waveguide part. We used the waeguide with 21 sections, 80 periods, 240 nm hole radius. (c) Schematic of chirp structure. (d) Schematic of photonic crystal parameters. a is lattice constant, W is waveguide width.

フォトニック結晶導波路を特徴づけるパラメータとして、穴径 d 、格子定数 a 、導波路幅 W がある．使用したフォトニック結晶は、穴の中心が正三角形上に並ぶように設計されているため、 $W = \sqrt{3}a$ の関係が成り立つ．フォトニック結晶導波路は、完全に周期的に並んだフォトニック結晶から、一直線上の穴を取り除き欠陥を作ることで作製される．このときの導波路幅は W である．実際には目的の波長に合わせ、この導波路幅を微調整する．

フォトニック結晶導波路は、穴径と導波路幅によって、PBG の位置が大きく変わる．そのため、使用する目的波長に適した値を選ぶべきである．今回使用したフォトニック

結晶の穴径は 240 nm である．また導波路はチャープされており，入力側が 1.05W(764 nm)，出力側が 0.99 W(722 nm) であり，1 セクションごとに 2 nm ずつ細くなっている．

この導波路幅に対応する参照用の 1 セクション導波路を用いて，透過スペクトルを測定した結果を Fig. 3.2 に示してある．ここでは，4つの異なる導波路幅を比較する．透過率の傾向として，ある値を境に透過率が激しく低下する点があり，これが PBG の境目であることがわかる．この境界付近をバンドエッジと呼ぶ．この図から，PBG の効果を最大限に活用できる波長帯は，1600 nm より長い領域であることがわかる．一方で，本研究を通して示される通り，“長波長ほど左側に寄る傾向を持つランダムな局在現象”は，1530 nm から 1570 nm にも存在することが確認できる．本研究では後述の通り，光源として TSL-510 レーザーを用いているが，このレーザーの対応している最長の波長は 1630 nm であり，本研究で用いている導波路のバンドエッジをすべて網羅することはできない．そのため本研究では，短波長側で生じる局在を用いて実験を行っている．

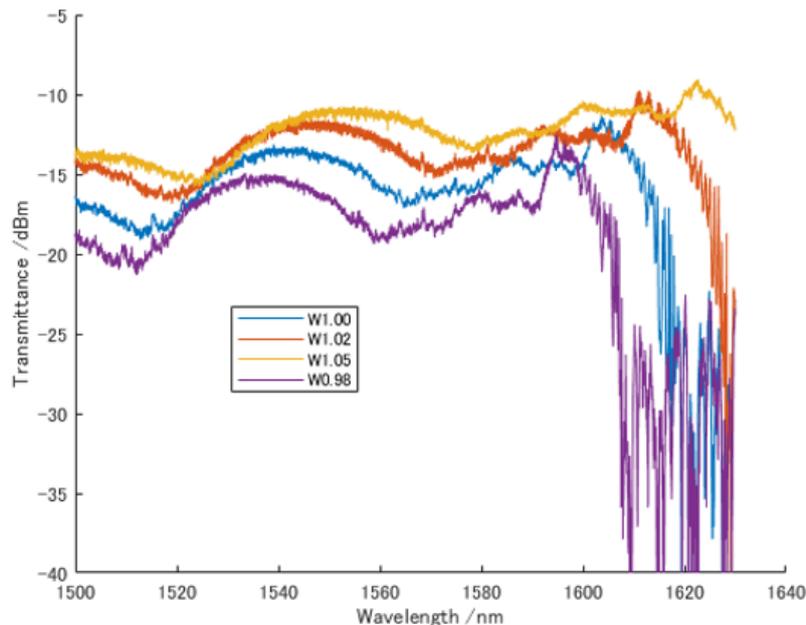


Fig.3.2: Band edges of the different width of PhC waveguides. Periods of each waveguides are 80. Injected light intensity is 0 dBm. Purple line represents 0.98W waveguide. Blue line represents 1.00W waveguide. Orange line represents 1.02W waveguide. Yellow 1.05W waveguide.

3.2 実験系の構築

実験系は，フォトニック結晶導波路が実装された Si チップを上面から撮影するものであり，その概略図は Fig. 3.3 に示されている．この系は本研究室の先行研究 [12] [13]

において使用されていたものを引き継ぎ，改善を施したものである。

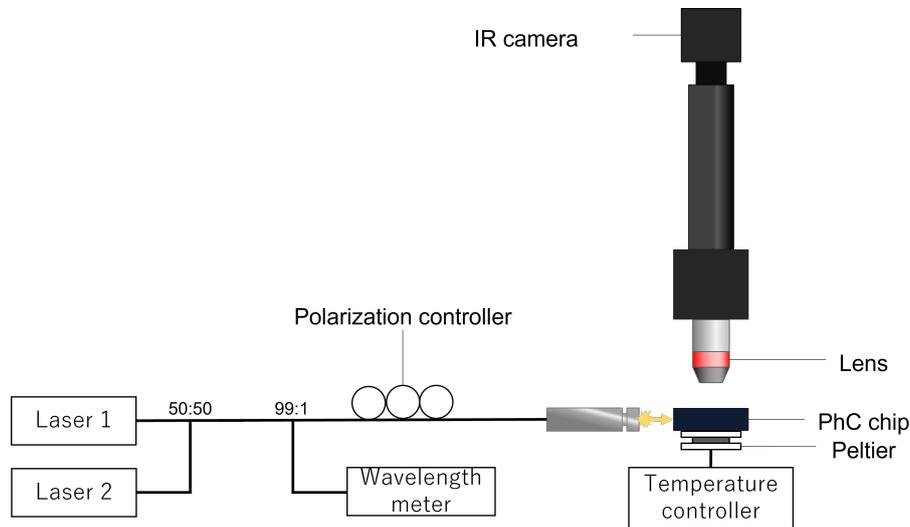


Fig. 3.3: Schematic of Experimental setup. Laser1 is santec TSL-510 type D. Laser2 is santec TSL-710. wavelength meter is bristol 428A. IR camera is artray ArtCam-990SWIR-TEC. Light from Laser1 and Laser2 is couple at 50:50 fiber coupler, and then splitted by 99:1 coupler. 99 percent of light is injected into the PhC chip, and 1 percent is injected into wavelength meter.

改善点として，使用する赤外線カメラを変更した．以前まで使用していたカメラは，画素数が 256×512 であり，経年劣化等により撮像素子の黒点，大きなノイズがあるなど，実験に適さないものであった．今回，新たな赤外線カメラである，Artray 社製 "ArtCam-990SWIR-TEC" を購入し，実験系に組付けた．このカメラは画素数 1280×1024 であり，ペルチェ素子による熱雑音低減機能がある．この変更により，再構成アルゴリズムの障がいとなるノイズが一定程度除去されることが考えられる．また，画素数が増加したことによる情報量の増加によって，再構成精度が向上することが期待される．

また，PhC チップの温度調節を行ったことも改善点としてあげられる．以前まで，PhC チップは室温に依存しており，昼夜の温度変化などの影響を受ける状態にあった．物質の屈折率は温度に敏感であるため，温度が変化すると局在の位置が変化することが考えられる．このため，長時間の実験の最中に温度が変化した場合，正しい実験結果を得られなくなる恐れがあった．これを改善するため，PhC チップの温度を，ペルチェ素子とサーミスタ，温度コントローラを用いて一定に保つ機能を構築した．温度を一定に保つことで，実験時間増加に伴う，上記理由による実験の信頼性低下を防ぐことができると考えられる．

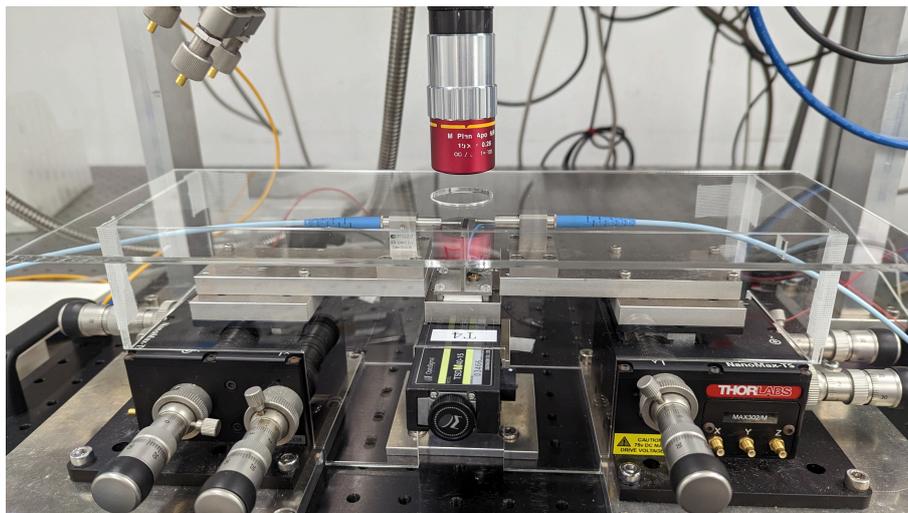


Fig. 3.4: Picture of the experimental setup. The system is covered by acrylic windshields. During the experiment, we put paper on the windshield to shut the ambient light out.

3.3 実験

3.3.1 実験方法

実験の手順を Fig. 3.5 に示す.

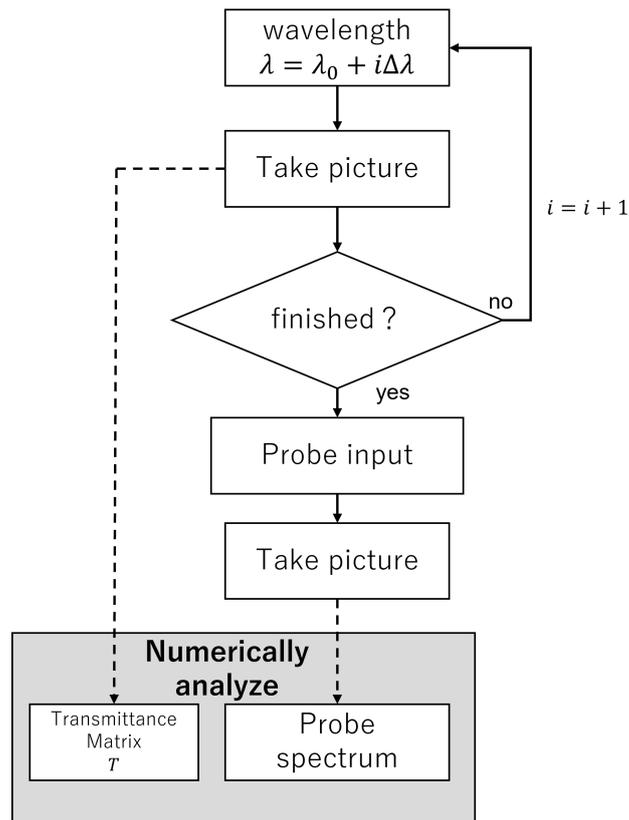


Fig. 3.5: Experiment flowchart.

キャリブレーション時には、開始波長から終了波長までを一定間隔でスキャンし、散乱パターンの写真を撮る。この際の間隔が分解能となる。撮影後、まったく同じ系を用いて、任意のスペクトルを持つ光を入力し、散乱パターンを撮影する。撮影はすべて raw 画像とし、ソフトウェアによるフィルター等はない。今回はカメラの画角の問題から、21 セクションすべてを映すことができなかった。導波路左端が画像左端に移るように調整した結果、撮影可能な最短の波長は 1545 nm となった。

撮影される画像は導波路に比べて非常に広い面積を撮影しているため、導波路外の不要な領域はトリミングし、除去する。撮影される画像にはワイヤー導波路とフォトニック結晶導波路の境界が含まれており、その境界において非常に多くの散乱光が観測される。これは波長とは無関係なデータであるため、これもトリミングにより除去する。

データ処理には線形代数の手法を用いるため、データはベクトル量である必要がある。トリミングされた写真を1次元のデータにするために、縦方向に平均をとる。

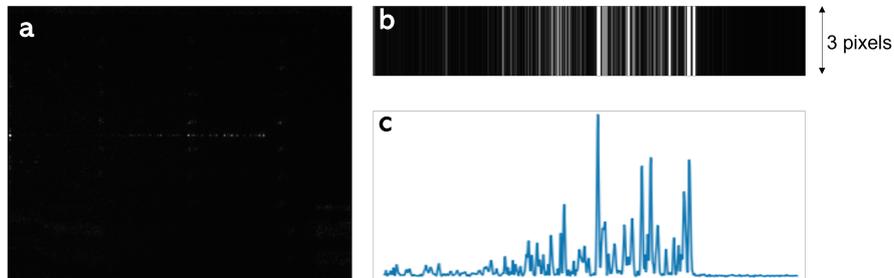


Fig. 3.6: Image processing method. (a) Raw image of PhC waveguide. (b) Trimmed image. (c) 1D data generated from image (b).

撮影時には実験系の振動等のノイズが考えられる。そのため実験におけるすべての撮影で共通して、1つの画像について1秒間隔で8枚の写真を撮り、その平均をとっている。さらに外れ値を除去するため、各ピクセルごとに8枚の写真の標準偏差 σ を計算し、偏差が 1σ よりも大きいデータは、中央値に置き換える処理を行っている。

撮影時の別のノイズ要因として、カメラの暗電流ノイズが考えられる。暗電流ノイズを除去するため、実験開始時に無光状態の写真を撮影しておく。その後の実験におけるすべての写真からは、撮影後に無光状態の写真を減算する。この処理により、光のない場所のピクセル値が正しく0付近となる。

第4章

実験結果とデータ分析

4.1 線形性の確認

まず、強度と局在の明るさに直線の関係があることを確認する。Fig. 4.1 は、同じ波長で入力強度を変えながら、撮影を繰り返した結果である。Fig. 4.1 では、代表的な点として3つのピクセルについて記してある。ピクセルの値は確かに入力パワーに対して線形に増加している。また、その比例定数にはピクセルごとに差があることがわかる。この差は局在の強さに対応しており、強い局在ほど傾きが急になる。198 ピクセルは、およそ 0.1 mW で値が頭打ちになり、以後一定の値を保っている。これはカメラの許容値を超えた光が放出されており、画素値が飽和しているからである。今回使用したカメラは 16 階調 65536 段階であるため、飽和は画素値 65535 で生じる。

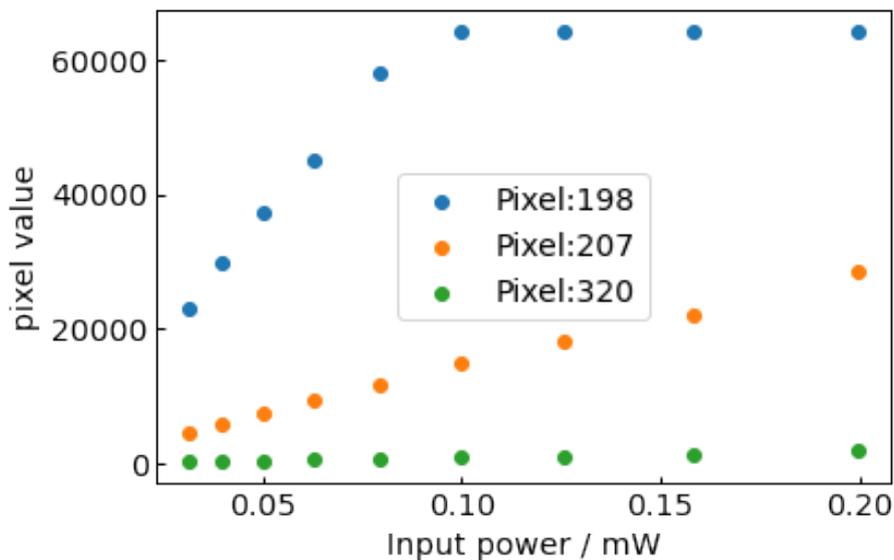


Fig. 4.1: Linear relation between Input power and pixel value. Input wavelength is 1650 nm, input power range is -15 dBm to -7dBm, 1 dBm step.

次に、入力光と局在パターンの中に線形性があることを確認する。Fig. 4.2 は、キャリアブレーション時に撮影された 1550.1 nm と 1550.9 nm のデータを足し合わせたグラフと、実際に 1550.1 nm と 1550.9 nm の 2 波長を入力した際の局在パターンを比較した図である。2 波長を入力する際は、PhC チップ直前の光強度が同じ値となるように、2つのレーザーの強度を調整した。しかし、時間経過によるレーザーの強度の揺らぎは少なからず存在し、その強度を完全に一致させることは難しい。Fig. 4.2 において両者に若干の差

がみられるのは、2 台のレーザーの強度の差に起因すると考えられる。一方、両グラフにおいて局在の位置はよく一致しており、系に線形性があるといえる。

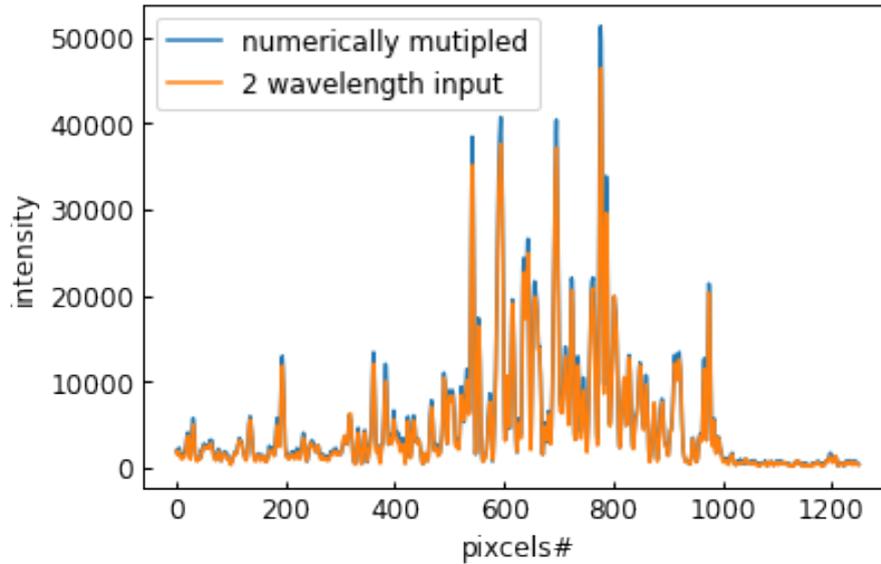


Fig. 4.2: Comparison between numerically superposed data and real 2 wavelength input. Blue line represents numerically superposed data. Orange line represents real 2 wavelength input. Both 2 wavelengths are 1550.1 nm and 1550.9 nm.

4.2 単一波長入力の再構成実験

上記理論により再構成動作が行えることを示すため、単一の波長の再構成実験を行った。入力した光のパワーは、レーザー 1 とレーザー 2 で、PhC チップ直前で同じとなるよう調整した。レーザー 1 の強度の表示値は -7 dBm であった。

キャリブレーションはレーザー 1 で行った。この間、レーザー 2 はシャッターを閉じ、レーザー 2 の光が系に入射しないようにした。波長範囲は 1547.0 nm から 1553.9 nm で、スキャン時のステップは 0.1 nm、スキャンした波長の総数は 70 個である。

スキャンによって得られた伝達行列 T を Fig. 4.3 に示す。このグラフから、チャープされた導波路によって、長波長の光ほど手前で散乱し、短波長ほど導波路奥まで進行する傾向がうかがえる。 T を得た後で、式 (2.2.4) で示される方法によって、 T の逆行列 T^+ を計算した。

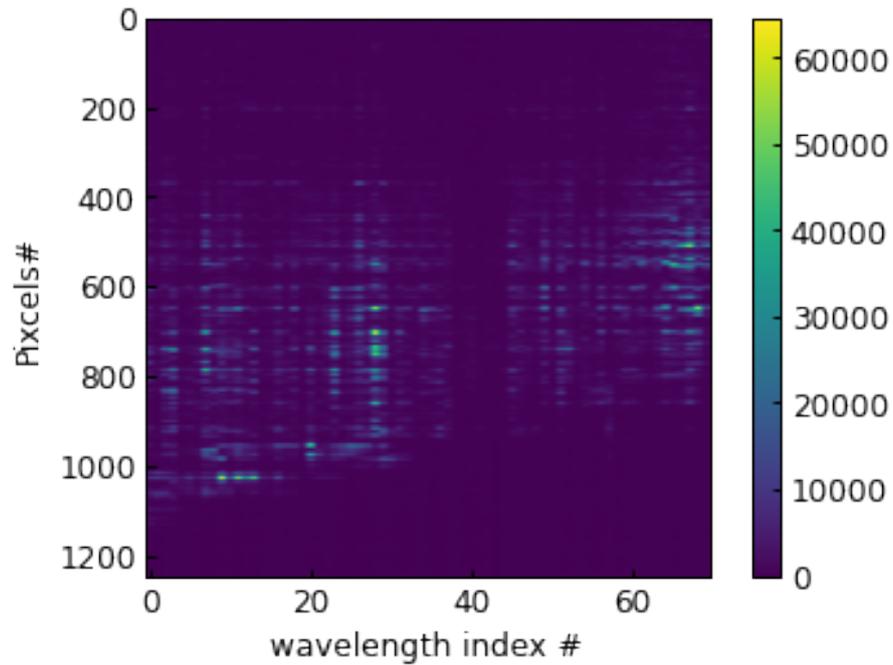


Fig. 4.3: T matrix obtained in the single wavelength detection experiment. Horizontal axis is wavelength index. Index of 1547.0 nm is 0. Index of 1553.0 nm is 69. Vertical axis is pixel. Light is injected in pixels = 0.

キャリブレーション終了後、再構成の対象となるテスト用の入力をレーザー 2 を用いて行った。テスト入力はレーザー 1 でスキャンしたものと同一範囲、ステップ、波長個数で撮影した。

レーザー 2 でもレーザー 1 で行ったのと同様のスキャンを行ったため、Fig. 4.3 をレーザー 2 による結果に置き換えたデータが取得された。これを Fig. 4.4 に記す。

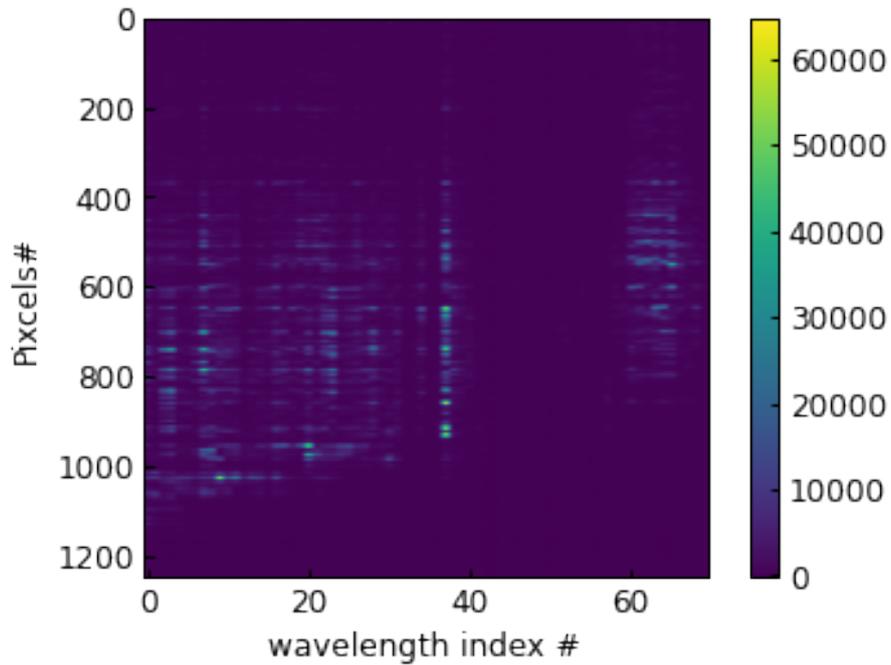


Fig. 4.4: Test data matrix obtained by scanning laser2.

Fig. 4.5 は、単一波長再構成の実行結果を表している。この図では、横軸がレーザー 2 による入力波長、横軸が再構成結果として出力された波長を表している。再構成結果は、実際に $S = T+I$ を解き、その最大値としている。

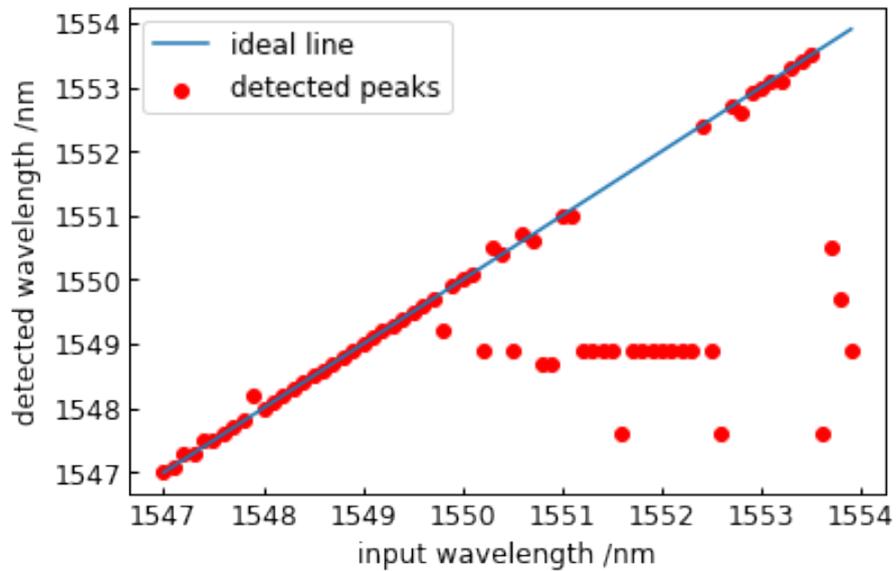


Fig. 4.5: Result of single wavelength input experiment. Red dots represent the maximum values of reconstructed spectra. If a red dot is on the blue line, the wavelength is correctly detected.

Fig. 4.5 では、1547.0 nm から 1550 nm 付近にかけ、高い精度でピーク波長を再構成できていることがわかる。一方、それより長い波長側では、再構成精度が落ちている。長い波長は導波路の入力側に近い領域で散乱しきってしまうため、局在の起こる領域は短波長と比べて短い。これにより、波長を特徴づける情報量が低下し、再構成精度が落ちたと考えられる。

1551 nm から 1552.5 nm にかけては、まったく再構成が意味をなしていないが、これは Fig. 4.4 の対応する領域において、データが欠損していることからわかるように、実験上のエラーである。

スペクトル全域の再構成を行った結果を図 Fig. 4.6 に記す。

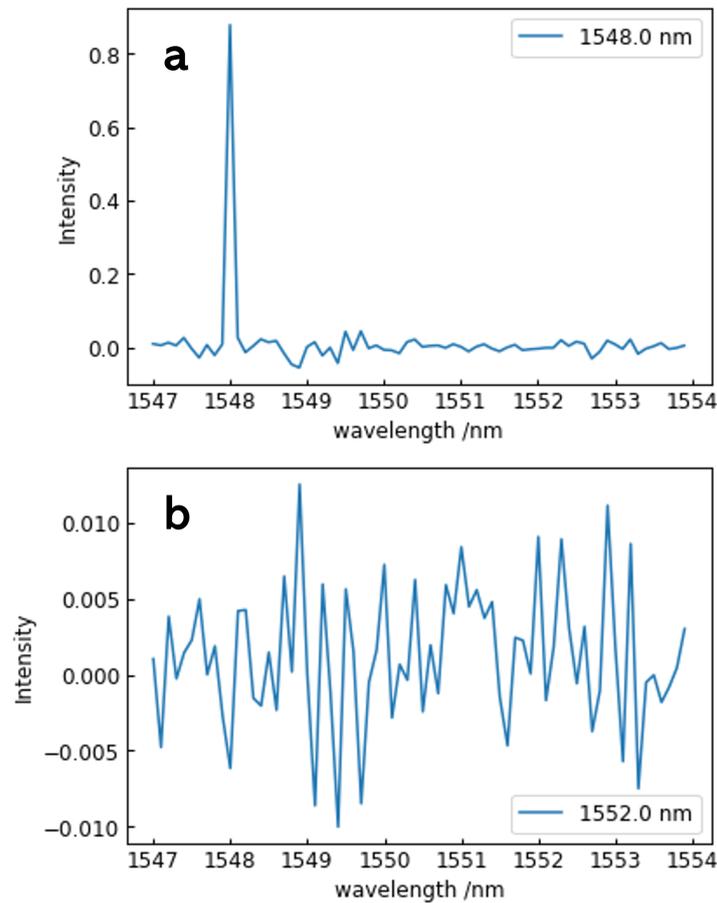


Fig. 4.6: Spectra reconstructed in single wavelength detection experiment. (a) Successfully reconstructed spectrum. Input wavelength is 1548.0 nm. (b) Spectrum when reconstruction failed due to the noise or data deflection. Input wavelength is 1552.0 nm.

Fig. 4.6 (a) では、入力した波長と同じ位置に鋭いピークが立っており、その他の波長においては、小さいノイズを除いてはほとんど値が存在しない。この例では、正しくスペ

クトルを再構成できていると考えられる．一方 Fig. 4.6 (b) では，先に挙げた理由によって，単一波長のスペクトルをほとんど再現していない．

ノイズのある領域において負の値がみられるのは，本来のシステムの仮定とは関係ないノイズを，キャリブレーションデータを用いて無理矢理に再構成しようとした結果であると考えられる．これは単に数値計算の結果であり，物理的意味はないと考えられる．

4.3 2波長入力の再構成実験

複数波長を重ね合わせた光が入力された場合にも正しくスペクトルを再構成できることを確認するため，2波長を混合した光の再構成を行った．

キャリブレーションは，波長範囲 1550.0 nm から 1551.0 nm，スキャン時のステップは 0.1 nm とし，スキャンした波長の総数は 11 個とした．

テスト入力は，レーザー 1 とレーザー 2 をカプラによって接続し，2 台のレーザーで異なる波長を設定することで，2 波長が混合した光を生成した．2 波長の組み合わせ実験では，1550.1 nm + 1550.9 nm，1550.3 nm + 1550.7 nm の 2 組を入力した．

スキャンによって得られた伝達行列 T を Fig. 4.7 に示す．

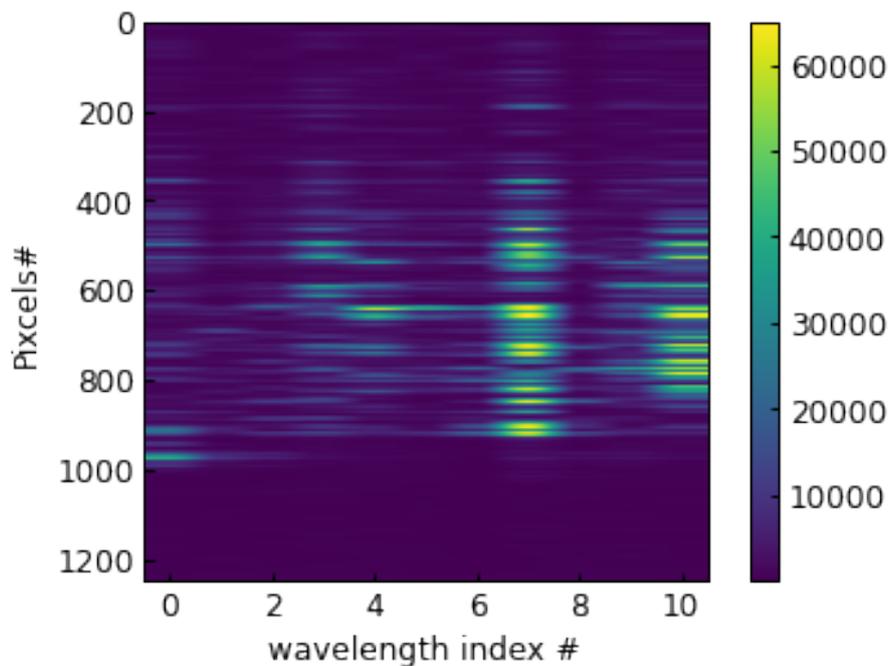


Fig. 4.7: T matrix obtained in 2 wavelength reconstruction experiment.

単一波長再構成時と同じ，逆行列を用いてスペクトルを再構成した．その結果を Fig. 4.8 に記す．

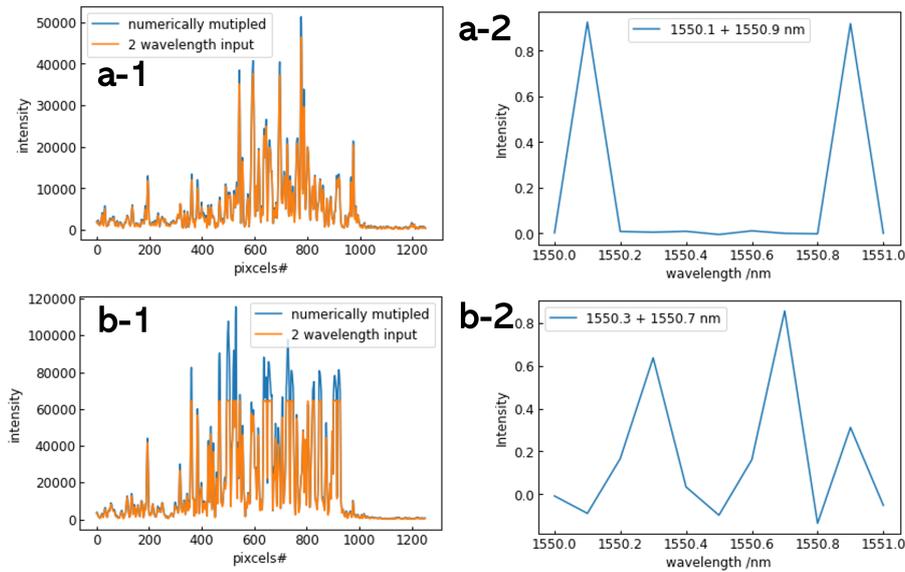


Fig. 4.8: T matrix obtained in 2 wavelength reconstruction experiment. (a-1) Comparison of numerically multiplied pattern and real input pattern with wavelength 1550.1 nm and 1550.9 nm. Same image as Fig. 4.2. (a-2) Reconstructed spectrum from (a-1). (b-1) Comparison of numerically multiplied pattern and real input pattern with wavelength 1550.3 nm and 1550.7 nm. (b-2) Reconstructed spectrum from (b-1).

Fig. 4.8 の左側にあるグラフの青線は、キャリブレーション時に得られたデータから合成された、2波長入力の散乱パターンである。また同グラフのオレンジ色の線は、実際の2波長入力で撮影された散乱パターンである。Fig. 4.8 (a-1) は、両者がよく一致しており、線形性の確認できるグラフとなっている。Fig. 4.8 (a-1) から再構成されたスペクトルは Fig. 4.8 (a-2) である。入力された2波長と同様の位置にピークが立ち、それ以外の波長では0付近の値をとっており、正しく2波長の再構成が行われたことが確認できる。再構成を行う際の逆行行列計算にかかった時間は、0.97秒であった。一方、Fig. 4.8 (b-1) では、青線とオレンジ線の形状が非常に異なっている。これは、2波長入力時に光強度がカメラの限界を超えたために、画素値が飽和したからである。Fig. 4.8 (b-1) を再構成した結果が Fig. 4.8 (b-2) であるが、これは非常に大きなノイズを含んでおり、再構成が成功したとは言い難い。このように、線形性が破れたデータに関しては、正しく再構成できないことが分かった。

飽和が除去できない理由として、波長によって局在光の強度が大きく変化することがあげられる。フォトニック結晶は波長に非常に敏感であり、わずかな波長変化でも透過率は大きく変化する。すなわち、よく透過する波長の光はそのエネルギーのほとんどが滞りなく導波し、局在を生じない。逆に透過しにくい光は、非常によく局在を起し、明るく光って見えることとなる。適切な明るさを得るためには、レーザー光源の出力を調整する

が、飽和が発生しないように強度を調整した場合、最も暗い波長の局在はノイズに埋もれ、情報を喪失する。一方、一番暗い局在に合わせて調整すれば、飽和は避けられない。このトレードオフの解決策としては、波長ごとに強度を変更しながら撮影する方法が考えられ、次回の課題とされる。

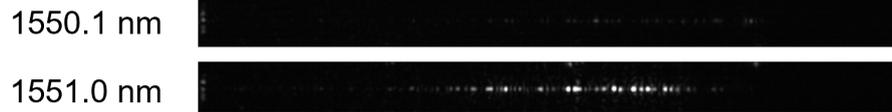


Fig. 4.9: Comparison of the localization image between 1550.1 nm and 1551.0 nm, which is separated 0.9 nm. Localization of 1550.1 nm light is very dark compared to the 1551.0 nm.

第5章

結論と展望

本研究では、ランダム性を有するフォトニック結晶導波路を用いて、分光器の開発を行った。本研究室で用いられていた実験系を改善することで、実験精度の改善を行った。過去の実験系では特に、カメラの映像の質の悪さが課題となっていた。カメラを改善することで、よりデータの信頼性を向上させた。

また、再構成アルゴリズムを変更することで、実行時間を大幅に短縮した。以前に用いられていたシミュレーテッドアニーリング法では、繰り返し計算により最適化を行うため、1回あたりの計算回数が非常に膨大となり、実行に数分程度の長時間を要した。本研究において、再構成アルゴリズムを単純な逆行列計算に変更したことで、実行時間をサブ秒に短縮することに成功した。

一方、多くの課題も残った。本研究においては、カメラの画角、実験時間の問題などから、キャリブレーション時に取得する波長数を少数に制限して行った。本研究の最終目標は、高分解能、広帯域かつ小型な分光器の作成であるため、短い波長間隔で、長い波長範囲のキャリブレーションを行うことが必須である。このような長時間の実験においては、振動、レーザー等の機器の揺らぎといった影響が、時間経過とともに蓄積される。このような影響を排し、安定して結果が得られる実験環境を整えることは、今後も引き続いた課題となると考える。

飽和の問題も帯域を制限する原因の一つである。チャープ構造の導波路では、長波長の光は入力側に近い位置ですべて散乱する。これは、より短い区間に光エネルギーが集中することを示しており、長波長の散乱パターンほど明るく映ることを意味する。この結果、長波長側では飽和が起りやすく、短波長側では情報喪失が起りやすい。このような現象を回避するために、1つの波長ごとにレーザーの強度を最適化する必要がある。この機能を実装することも今後の課題とする。

本研究においてフォトニック結晶のバンドエッジを利用していないことは最大の課題である。今回利用した局在はバンドエッジとは離れた、短波長の光である。この局在光は波長固有のパターンを持ち、分光に用いることが可能であることは本研究において示された。しかしながら、当初に提案されたPBGを用いた分光動作とは、根本的に原理が異なっている可能性がある。短波長での局在が起る原理は完全には解明されておらず、その局在を用いた分光が理論通りの分解能を出しうるのかは今後検討すべき事項である。また、両者の原理が異なっていた場合には、分光器として用いるのにより適している方を決定すべきである。

参考文献

- [1] Takeshi Namioka, “Spectroscopic Instruments I. Introduction to Spectroscopic Instruments”. Research Institute for Scientific Measurements, Tohoku University. Retrived on January 13, 2023.
- [2] Kaoru Harada, “ドイツの切手に現れた科学者、技術者たち (22) グスタフ・ロベルト・キルヒホフ”. Professor Emeritsu, University of Tsukuba. Retrived on January 13, 2023.
- [3] C. Palmer, “Diffraction Grating Handbook”. Newport. Retrieved on January 13, 2023.
- [4] “FT/IR-4000, 6000 series”. 日本分光, 製品情報. Retrieved on January 13, 2023.
- [5] “SR Series Next Generation Spectrometers”. Ocean Insight. Retrieved on January 13, 2023.
- [6] “NicoletTM iSTM 50 FT-IR 分光光度計”. ThermoFisher. Retrieved on January 13, 2023.
- [7] “ファイバ・マルチチャンネル分光器”. 株式会社日本レーザー. Retrieved on January 13, 2023.
- [8] T. Tanabe, *et. al.*, “Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity”, *Nat. Photonics* **1**, 49-52(2007).
- [9] N. Shanmuga, *et.al.*, “A novel design of all logic gates in honeycomb photonic crystal and independent of polarization modes (TE/TM) for optical integrated circuit applications”, *Opt Lasers Eng.* **161**, 107345(2023).
- [10] S. Noda, *et.al.*, “Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths”, *Science* **289**, 604-606(2000).
- [11] B. Redding, Seng Fatt Liew, Raktim Sarma and Hui Cao, “Compact spectrometer based on a disordered photonic chip”, *Nat. Photonics* **7**, 746-751(2013).
- [12] J.J.Hofs.L, “Light frequency detection in a chirped photonic crystal waveguide using deep learning”, Master’s thesis in Keio University(2020).
- [13] T. Kodama, “ランダム性を含むフォトニック結晶導波路を用いた多波長解析に関する研究”, Master’s thesis in Keio University(2022).
- [14] 迫田和彰, 「フォトニック結晶入門」, 森北出版株式会社, 2004.
- [15] J. Topolancil, *et. al.*, “Experimental Observation of Strong Photon Localization in Disordered Photonic Crystal Waveguides”, *Phys. Rev. Lett.* **99** 253901(2007)

-
- [16] B. Redding, *et. al.*, “All-fiber spectrometer based on speckle pattern reconstruction”, *Opt. Express* **21**, 6584-6600(2013).
- [17] Q. Hang, *et. al.*, “Photonic bandgap fiber bundle spectrometer”, *Appl. Opt.* **49** 4791-4800(2010).