

## 論文要旨

本論文は、フォトニック結晶を用いた分光デバイスの開発に関する内容となっている。オンチップ可能な分光デバイスの開発は、センシングや光通信など多くの領域で活躍できるポテンシャルを秘めている。さらに、フォトニック結晶をプラットフォームとして用いることによって、CMOS 互換プロセスで大量生産が可能なデバイスとなる。フォトニック結晶の構造ランダム性による影響を活かし、波長分解能の向上を測り、スペクトル再構築にアルゴリズムを用いた。一般的に構造ランダム性は性能に悪影響を与えるが、本デバイスは影響を度外視することが出来るという利点もある。再構築用のアルゴリズムを利用した分光デバイスは近年研究が進んでおり、センサの数による分解能の制限が克服できるため、デバイスサイズの小型化や低コスト化が見込める。

チャープ型のフォトニック結晶導波路を構造として用い、製造誤差による局在のパターンを用いてスペクトルを再構築する。以前の研究では機械学習を用いていた。局在は波長によって非常に敏感に変化するため、機械学習を用いて微小な変化を解析することにより、チャープ型フォトニック結晶導波路という単純な構造のまま、分光器の分解能を上げることに成功した。しかし機械学習を用いた解析では、多波長入力の解析と分解能の概算に課題があった。そこで、以前のテーマを踏襲しながらも、新たに二つの目標を立てた。一つ目は多波長入力のスペクトル再構築である。そして二つ目は分解能の定量評価である。

第1章では、本研究の意義としてオンチップ分光デバイスの先行研究について説明する。また同時に、分光の原理について解説する。その後、フォトニック結晶のデバイスについて取り上げる。

第2章では、フォトニック結晶導波路の原理を説明する。また、フォトニック結晶における構造ランダム性の影響を説明する。またシミュレーションで用いたFDTD法の理論も解説する。

第3章では、再構築アルゴリズムに用いる画像の取得方法について説明する。さらに、強度分布の線形性の証明を行った。

第4章では、実験画像を用いた波長分解能の概算方法、アルゴリズムのフローチャートを解説する。その後、単一波長入力および複数波長入力のスペクトル再構築結果を紹介する。

第5章では、結論及び今後の課題点と展望をまとめる。

## Thesis Abstract

This paper is about the development of on-chip spectrometer using photonic crystals. The development of on-chip spectrometer has the potential to be used in many fields such as sensing and optical communications. In addition, the use of photonic crystals as a platform makes it possible to mass-production using CMOS-compatible processes. By taking advantage of the effect of the structural randomness of photonic crystals, we have improved the wavelength resolution and used an algorithm to reconstruct the spectrum. In general, structural randomness has a negative effect on performance, but this device has the advantage of being able to ignore the effect. A spectroscopic device using an algorithm for reconstruction has been studied in recent years, and it is expected to reduce the device size and cost because it can overcome the limitation of resolution by the number of sensors. Using a chirped photonic crystal waveguide as the structure, the spectrum is reconstructed using the pattern of localization due to manufacturing errors. Previous work has used machine learning. Since the localization changes very sensitively depending on the wavelength, we succeeded in increasing the resolution of the spectrometer with a simple structure of a chirped photonic crystal waveguide by analyzing small changes using machine learning. However, the analysis using machine learning had problems in analyzing multi-wavelength input and estimating the resolution. The first objective is to reconstruct the spectrum of multi-wavelength input, and the second is to quantitatively evaluate the resolution.

In Chapter 1, the significance of this research is explained in terms of previous research on on-chip spectroscopy devices. It also explains the principle of spectroscopy. In the latter, it followed introduction to photonic crystal devices.

In Chapter 2, it explains the theory of the FDTD method used in the simulation and the principle of the photonic crystal waveguide. The effects of structural randomness in photonic crystals are also explained.

In Chapter 3, it explains how to obtain the experimental image to use with spectral reconstruction. In addition, it describes the linearity of the intensity distribution.

In Chapter 4, it explains how to estimate the wavelength resolution using experimental images and a flowchart of the algorithm. Then, it shows the results of spectral reconstruction for single and multiple wavelength inputs.

In Chapter 5, it summarizes the theme, and describes challenges and prospects.

## 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>5</b>
1.1 はじめに	5
1.2 分光法とその原理	6
1.2.1 分散型分光法 . . . . .	6
1.2.2 干渉型分光法 . . . . .	9
1.3 分光デバイスの小型化	11
1.3.1 分散型分光デバイス . . . . .	11
1.3.2 フィルタ型分光デバイス . . . . .	13
1.3.3 フーリエ変換型分光デバイス . . . . .	15
1.3.4 再構築型分光デバイス . . . . .	18
1.4 フォトニック結晶	21
1.4.1 フォトニック結晶導波路/フォトニック結晶ファイバ . . . . .	22
1.4.2 フォトニック結晶共振器 . . . . .	22
1.4.3 フォトニック結晶分光器 . . . . .	23
1.4.4 ランダムフォトニック結晶 . . . . .	26
1.5 本研究の目的	30
<b>第2章 理論</b>	<b>32</b>
2.1 フォトニック結晶の原理	32
2.1.1 光伝搬の基本的原理 . . . . .	32
2.1.2 ブロッホの定理 . . . . .	33
2.1.3 フォトニックバンドギャップ . . . . .	34
2.1.4 フォトニック結晶スラブの線欠陥導波路 . . . . .	37
2.1.5 フォトニック結晶の製造誤差による影響 . . . . .	40

---

2.2	FDTD 法	44
第3章 データ解析に向けた準備		49
3.1	シミュレーション結果	49
3.1.1	Meep の設定 . . . . .	49
3.1.2	透過スペクトル計算 . . . . .	50
3.1.3	チャープ導波路設計および強度プロファイル取得 . . . . .	52
3.2	実験結果	56
第4章 データ解析と再構築結果		60
4.1	再構築用アルゴリズム	60
4.1.1	焼きなまし法 . . . . .	60
4.1.2	データの取得 . . . . .	63
4.2	データ解析	65
4.2.1	分解能の算出 . . . . .	65
4.2.2	再構築結果 . . . . .	68
第5章 結論と展望		77
謝辞		81

# 第1章

## 序論

### 1.1 はじめに

ヒトは紀元前から「電気」を知っていた。初めは摩擦から生まれた小さな静電気に気づき、その後、雷は強大な電力である事も理解した。しかし原理が理解できないため雷は天災として恐れられ、ギリシャ神話などにも大神の武器として描かれている。それから偉大な科学者たちの努力によって、電気とは何かを理解してゆき、電気を用いて生活を豊かにする策を模索し始めた。そして、トーマス・エジソン (Thomas Edison) は発電機や電球の開発を進め、現代社会の基盤ともいえる技術確立した。その後トランジスタが開発され、電気回路が生まれ、電子機器が広まった。これにより人間の生活水準や生活基盤は大きく向上した。さらに、電気回路の更なる高性能化のために、トランジスタの小型化に尽力してきた。この回路の発展の速度に関して、ゴードン・ムーアは、彼の経験則から、半導体回路の集積密度は1年半2年で約2倍になるだろうと予測した。これはかの有名なムーアの法則であり、20世紀までは維持されてきた。しかしそのムーアの法則も追従することが難しくなっている。トランジスタのサイズは数 nm まで到達しており、集積回路もより複雑な構造になってきた。これにより、発熱の問題が生じ、原子の大きさでさえも影響するミクロな領域まで到達してしまった。それ故現代技術をもってしても、これ以上トランジスタの小型化を推し進めることは困難である。

以上により、キャリアを電子から、近年別の素粒子にシフトする動向が見られるようになってきた。次の研究対象となるキャリアは「光子」である。光集積回路の研究は近年盛んに行われており、電気回路には無い優位点や課題が散見される。例えば、光集積回路は熱を発生させない。したがって発熱という課題がなくなり、省エネを見込める。しかし光子は電子とは異なり、常に光速で動いているため、光子を止めることが出来ないのである。これが光子を扱う上で最も重要な問題であり、光子のトラップや複雑な光制御は目下の課題となっている。この課題を克服するため、シリコンナイトライドのリング共振器や、フォトニック結晶などのシリコン基板のオンチップデバイス、また最近では光をサブ波長レベルで操るメタサーフェスなどが登場し、開発されている。

フォトニック結晶の研究の歴史は長く、1897年に B.Rayleigh によって結晶が持つ光バンドギャップ性質の発見に端を発する。その後、フォトニック結晶の稀有な性質により、世界各地で盛んに研究が行われてきた。フォトニック結晶のデバイスは微小であり、素子

も比較的安価に作製できるため、生産技術を向上させやすいというメリットがある。他に、光を微小空間に閉じ込める性質や、自由なデバイス設計ができるなどの長所もあり、今後の実用の発展が期待される。

本チームが研究しているテーマは、フォトニック結晶導波路を用いた分光デバイスの開発である。分光デバイスとは、入力光のスペクトル測定を行う光学機器の総称であり、現在その多くは回折格子を用いたものである。しかし、従来の回折格子型の波長計やスペクトルアナライザ(スペアナ)は空間系が必要となり、機器のサイズが大きく高価であるため、研究用以外での販売は難しい。そのため、オンチップで稼働可能な分光デバイスの光学素子が盛んに研究されており、様々なプラットフォームを用いた先行研究が存在する。これらにより素子サイズは劇的な小型化が可能となり、更なる分光学の普及が期待されている。本研究もその流れに準拠しており、フォトニック結晶分光器の高性能化を推し進めている。シンプルな構造を用いて、更なる分解能の向上に成功した。この研究によって少しでも光学素子の発展に貢献したい。

## 1.2 分光法とその原理

分光学は、天文学やセンシングなどの領域で頻繁に用いられる。大別すると、分光デバイスは分散型と干渉型は2種類に分けることができる。分散型分光器は、プリズムや回折格子など、光の分散の性質を用いて分光する。また干渉分光器は、ビームスプリッタなどで光路を分け、光路差を加えることで干渉縞からスペクトルを再構築する方法である。まずはこの二つの原理について紹介する。

### 1.2.1 分散型分光法

分散型分光は、最も古典的な分光法であり、プリズムや回折格子などを用いる。Figure. 1.1.(a)に回折格子の原理を示す。Figure. 1.1.(a)における光路差は $2d(\sin \alpha - \sin \beta)$ 表されるため、任意の波長 $\lambda$ における遠方における強め合う条件は、自然数 $m$ を用いてEq (1.2.1)表される。

$$\frac{d(\sin \alpha + \sin \beta)}{\lambda} = m \quad (1.2.1)$$

すなわち、位相差が波長の整数倍になると、入射光と反射光が互いに強め合うため、波長によって反射角が異なる。その干渉縞を測定することによって元のスペクトルを再構築することができる。Fig. 1.1.(b)に一般的な回折格子分光器の内部構造を示す。入口スリッ

トを透過した光はコリメータ (Mirror 1) によって平行光束となり，平面回折格子に当たる．回折格子に当たった光は回折し波長ごとに異なる方向に分散する．波長によってカメラ鏡 (Mirror 2) への入射角が異なるため，Mirror 2 を反射した光は焦点面で別の場所に結像することとなる．

ここで，二つの近接した 2 波長  $\lambda$  と  $\lambda + \Delta\lambda$  を考える．どの程度まで小さな  $\Delta\lambda$  までスペクトルとして区別できるか，その能力を示す指標を分解能という．レーリーの基準 (Rayleigh criterion) によると， $\lambda$  のスペクトルの第 1 極小値の部分と， $\lambda + \Delta\lambda$  の最大値が重なる状態を分解できる限界と定義しており，回折格子型分光器の理論分解能は  $d\lambda$  は Eq (1.2.2) で表される．

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = mNW \quad (1.2.2)$$

$N$ (本/mm) は溝本数， $W$  は回折格子に光が当たる有効幅を示しているため，回折に関与する総溝本数は  $N \times W$  である．また  $m$  はスペクトル次数であり，通常高次の回折光は遮断されるため  $m = 1$  のみ考慮することが多い．Eq (1.2.2) より，波長分解能は総溝本数にのみ依存していることがわかる．一例として，300 本/mm の回折格子を用いて 1000 nm 近辺の波長を分解する場合を考える．回折格子への入射幅が 200 mm とすると，波長分解能は 0.167 nm となる．しかし Eq (1.2.2) で得られる分解能は，回折格子の構造のみを考慮した理想的な理論分解能であり，他の光学素子の収差や焦点距離，スリットの大きさなどから実際の分解能は理論分解能より悪くなる．

実際の分解能を概算するため逆線分散  $D$  を考える．逆線分散は出力の焦点面上で単位長さだけ離れた場所の波長差を意味し，Eq (1.2.1) を  $\lambda$  で微分することで算出できる．入射角  $\alpha$  を一定とし，Eq (1.2.1) の両辺を  $\lambda$  で微分すると，

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{mN}{\cos\beta} \quad (1.2.3)$$

を得る．Eq (1.2.3) の両辺に焦点距離  $f$  をかけ整理すると，

$$D = \frac{d\lambda}{dx} = \frac{\cos\beta}{mNf} \quad (1.2.4)$$

となり逆線分散  $D$  を求めることができる．ここで  $x$  は出力の焦点面の位置を表す．出力のスリット幅を  $s$  とすると実際の波長分解能  $\Delta\lambda$  は，

$$\Delta\lambda = Ds = \frac{s \cos\beta}{mNf} \quad (1.2.5)$$

と算出される。したがって理論分解能  $d\lambda$  と実際の波長分解能  $\Delta\lambda$  は Eq (1.2.6) の関係式で示される。

$$\frac{\Delta\lambda}{d\lambda} = \frac{sW \cos \beta}{f\lambda} \quad (1.2.6)$$

さらにレンズ収差の影響も加わるため、収差による波長差の拡大係数を  $k(k > 1)$  として、

$$\Delta\lambda = \left(1 + k + \frac{sW \cos \beta}{f\lambda}\right) d\lambda \quad (1.2.7)$$

となる。

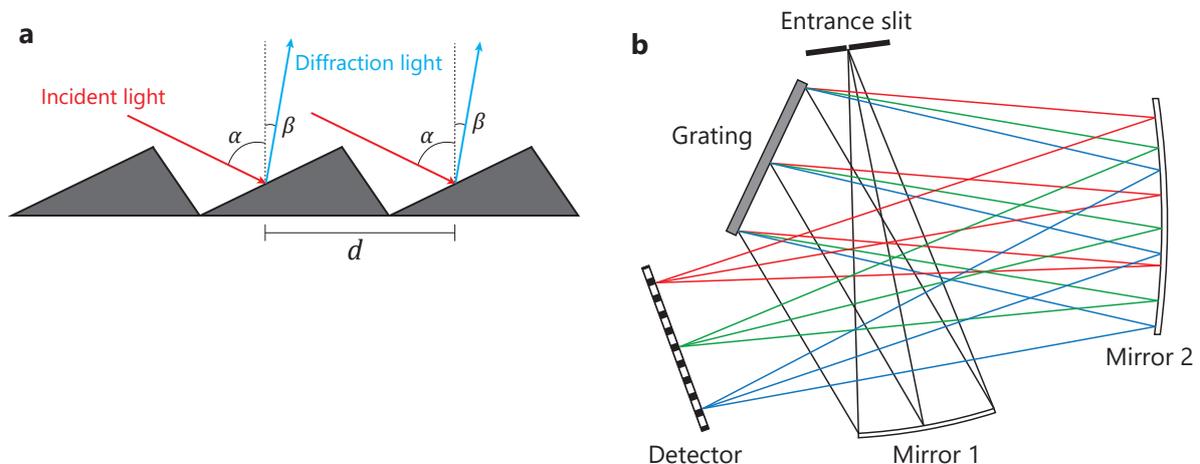


Fig. 1.1. (a) The principle of diffraction grating. Each parameter is defined lattice constant, incident and reflect angle as  $d$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ . (b) Schematic image of crossed Czerny-Turner spectrograph.

Eq (1.2.7) より波長分解能を理論値に近づけるためには、出力スリット幅  $s$  や回折格子の有効幅  $W$  を狭める、あるいは焦点距離  $f$  を大きくする必要がある。スリット幅を小さくする手段は限度がある一方、焦点距離は容易に大きくすることができる。しかし  $f$  は分光器のサイズに大きく関与する定数であり、この原因により回折格子分光器のデバイスサイズは大型となる傾向がある。

回折格子を用いた分光法は古くから行われており、この分光法は非常に波長精度が高く、普及するほぼすべてのスペアナはこの手法を用いている。回折格子型のスペクトルアナライザは、その原理から空間系となり、空間アライメントが必要となるため、繊細に取り扱わなければならない。さらに上述の原因により機器サイズが大きくなり、デバイスも高価になる傾向がある。しかし、近年では Figure. 1.2. に示すような、コンパクトな回折格子型分光器が登場している。

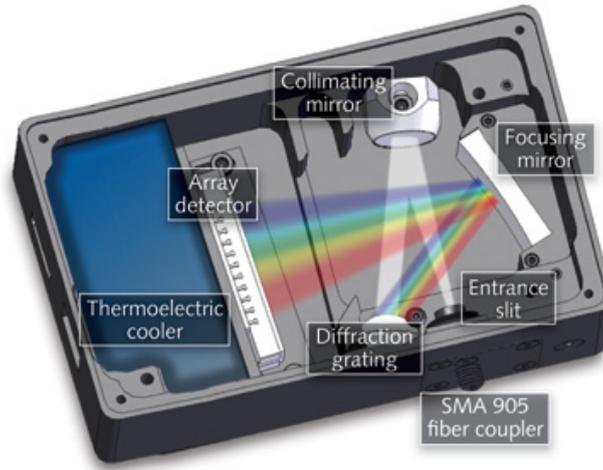


Fig. 1.2. Spectrometer used diffraction grating and optical component in spectrometer. (From B&W Tek. An Introduction to a Spectrometer-Diffraction Grating. AZoM. Retrieved on December 30, 2019)

また、最も古典的な手法として、プリズムを用いた分光法が存在する。プリズムを用いた分光法の原理は非常にシンプルである。プリズム内を透過する光は、波長によって屈折角が異なる。この屈折差を利用することで分光する<sup>[1]</sup>。プリズムを透過した光はレンズを通過し、焦点面で集光されている [Fig. 1.3.]。

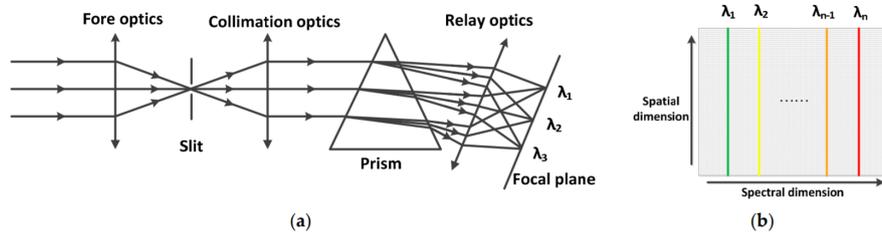


Fig. 1.3. Schematic of a typical prism spectrometer. (a) Structure of the prism spectrometer. (b) Raw data on the focal plane. (From Xu.L, *et al.*, "Integrated System for Auto-Registered Hyperspectral and 3D Structure Measurement at the Point Scale", Remote Sens. **2017**)

### 1.2.2 干渉型分光法

干渉型分光法はフーリエ変換分光 (FTS: Fourier Transform Spectrometer) とも呼ばれ、その名の通り光の干渉波形をフーリエ変換することによってスペクトルを測定する手法である。古くは分散型が主流であったが、現在ではフーリエ変換方式のデバイスが盛ん

に研究されている。FTS は分散型と比較して信号対雑音比 (SN 比) が低い、波長精度が高い、検出器が 1 つで済むなどの利点がある。また分散型は回折格子の向き変えで測定に時間がかかるが、FTS は一挙に動作帯域のスペクトルが測定できるというメリットもある。特に、赤外スペクトルを対象とした分光器をフーリエ変換赤外分光光度計 (FT-IR) と呼び、化合物の同定や分子構造を知るために利用されている<sup>[2,3]</sup>。Figure. 1.4. に FTS の概念図を示す。ある波長  $\lambda$  の光強度  $P(\lambda)$  とする。この場合、入力スペクトルが  $P(\lambda)$  となる。移動鏡が  $x$  だけ動いているとき、受光器に検出される光強度  $I(x)$  は、

$$I(x) = \frac{1}{2}P(\lambda) \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \right] \quad (1.2.8)$$

となる。移動鏡を時間に伴って移動させるため、移動鏡と固定鏡の位相差は時間によって変化し、干渉縞が変化する。その干渉波を検出器で計測し、フーリエ変換を行うことによって、スペクトルが得られる。FT-IR のような応用研究がなされ、サンプルを透過した赤外線透過スペクトルをフーリエ変換で再構築し、サンプルに含まれる物質の同定や分子配列の観察が可能となる。発売当時は非常に高価であったが、コンピュータの低価格化に伴い、FT-IR の値段も下がり、分散型分光器より性能も高いため主流となりつつある。

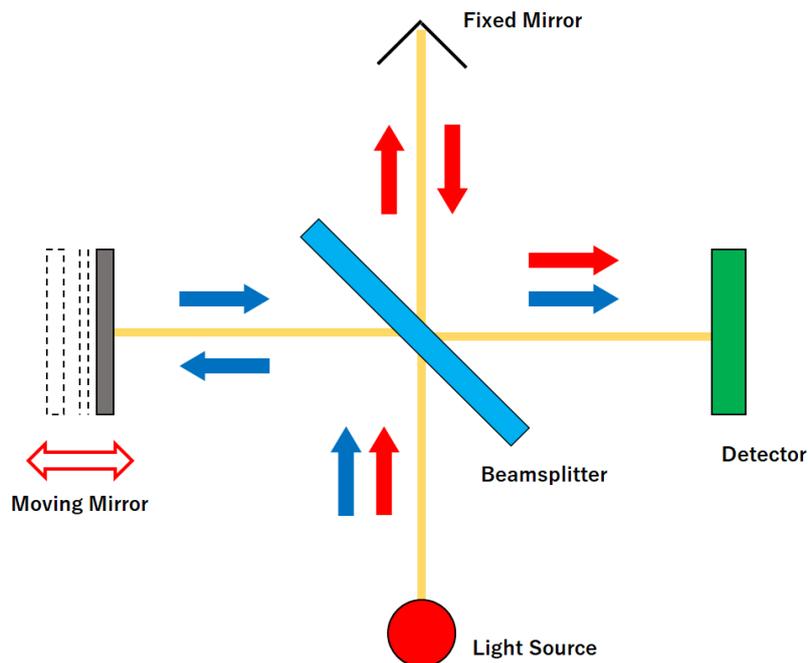


Fig.1.4. The schematic representation of a FTS. This image represents a general Michelson interferometer.

## 1.3 分光デバイスの小型化

先述したように分光法には様々な手法があり，商業において強力なデバイスとなっていることは間違いない．しかし近年の分光デバイスに対する応用先の急増と多様化に従い，高性能な研究施設用の大型なデバイスから，低コストで集積可能な小型デバイスへと需要が変化している．この市場動向に伴い，1990年代初頭から様々なプラットフォームで，様々な研究が行われている<sup>[4]</sup>．オンチップな分光デバイスは基本原理から4種類に大別することができる．本節では4種類のデバイスの特徴を，重要な先行研究を交えながら紹介する．

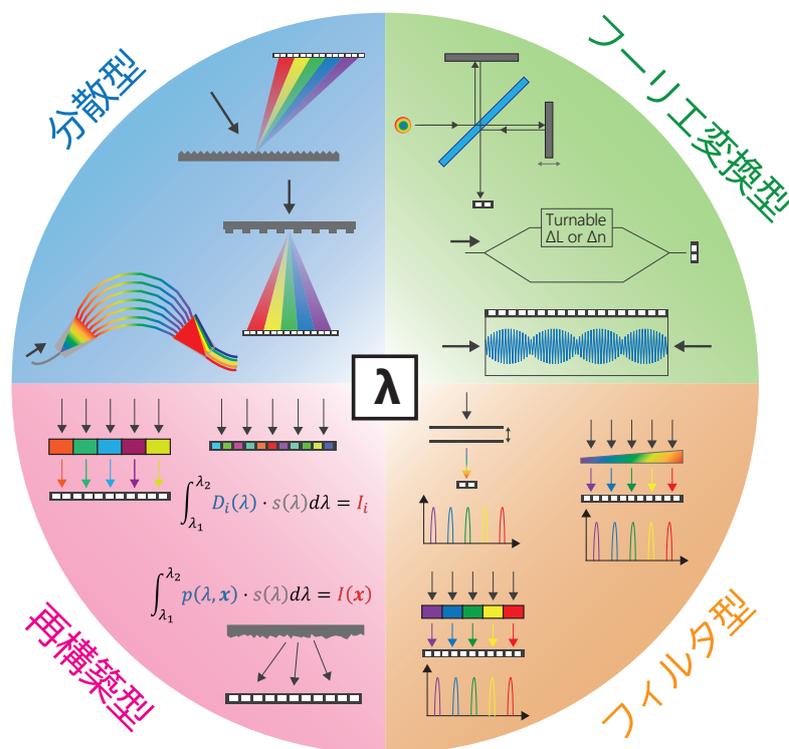


Fig. 1.5. Schemes for miniaturized spectral sensing systems based on dispersive optics, narrowband filters, Fourier transform interferometers, and computational spectral reconstruction.

### 1.3.1 分散型分光デバイス

分散型分光デバイスとは，従来の回折格子などを用いる分光器をオンチップで動作可能としたデバイスである．入力光をスリットに通し，回折格子に当てる．回折格子を反射し

た光は波長によって様々な方向に分散し、センサアレイ面に集束する。この方策で 1990 年から数 cm の小型分光器が開発され、動作が実証された<sup>[5,6]</sup>。しかし空間的に光を分散をさせる必要があるため、小型化には幾つかの要因を考慮する必要がある。回折格子を用いた分光の分解能はレーリーの基準から定まっており、センサアレイ上で見分けることのできる波長間が分解能となる。したがって回折格子の反射後に光が伝搬するほど分散は広がるため、分解能を高めようとする、デバイスサイズが大きくなることは必至である。このトレードオフは検出器の密度を高めることで解消できるが、コリメータの不在やエッチングによる表面の粗さによる分解能の低下を取り去ることが出来ない。そこで凹面回折格子を用いることによって、複雑な反射ミラーやコリメータを不要とする研究が登場した<sup>[7][8]</sup>。さらに、メタレンズを用いた先行研究<sup>[9]</sup>や、超電導ナノワイヤを用いて、単一光子検出まで感度を高めた研究もある [Fig. 1.6.]<sup>[10]</sup>。

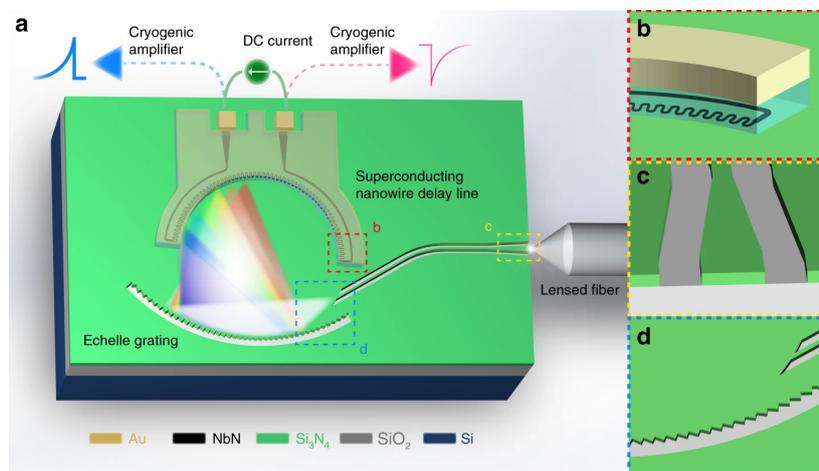


Fig.1.6. Three-dimensional sketch of the device, which is nanowire single-photon spectrometer with focused grating. The on-chip focusing echelle grating operates as wavelength-discriminating microphotonic component while the superconducting nanowire functions simultaneously as a single-photon detector and a slow microwave delay line to continuously map the dispersed photons. (From Cheng,R, *et al.*, "Broad-band on-chip single-photon spectrometer", Nat.Communication **2019**)

また、分光型の小型分光デバイスでは、導波路構造を用いたものが最も普及している。導波路構造は、自由空間伝搬を必要とせず、デバイスサイズを小さくできる点に長けている。アレイ導波路回折格子 (Arrayed waveguide grating: AWG)<sup>[11]</sup> は、パターンの異なる複数の導波路を集積し、波長ごとに光を分波するデバイスであり、光通信の波長多重通信で使用されている<sup>[12]</sup>。入力波は長さが一定間隔で異なる複数導波路に入力され、出力端で位相差が生じる。アレイ導波路で生じる位相差は波長によって異なるため、出力光の

波面の傾きが波長によって変わる．そのため波長によって別々の出力導波路に集光される [Fig. 1.7.]. その他，これまでに平面導波路<sup>[13][14]</sup> やフォトニック結晶<sup>[15]</sup> を用いたものなど，様々な実証例がある<sup>[16]</sup>.

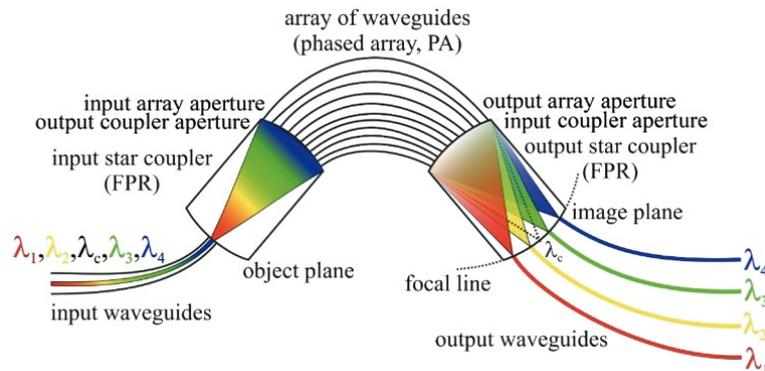


Fig. 1.7. Waveguide-based spectrometers based on AWG.  
(From <http://www.tarluz.com/what-is/what-is-awg-arrayed-waveguide-gratings/>)

### 1.3.2 フィルタ型分光デバイス

フィルタ型分光デバイスとは，特定の波長の光を選択的に透過させる狭帯域なフィルタを使用し，センサで検出するデバイスである．デバイスサイズは，フィルタやセンサの大きさにより制限されるが，分光を行う過程で自由空間伝搬を必要としないため，コンパクト化を見込める．

フィルタ型分光デバイスでは，透過特性を制御できる単一のフィルタを用いるものと，複数の異なる透過特性を持つフィルタを複数用意するものと2種類に大別できる．

透過特性を変えることができる波長可変フィルタには，音響光学チューナブルフィルタ (AOTF)<sup>[17]</sup>，液晶チューナブルフィルタ (LCTF)<sup>[18]</sup>，ファブリペロー・チューナブルフィルタ<sup>[19]</sup>などが挙げられる．このような波長可変フィルタは，電圧や音響信号を印加することにより，透過する波長帯域を動的に制御することが出来る．特に，ファブリペロー・チューナブルフィルタはMEMS 互換プロセスを用いて作製が可能であるため，大量生産が見込むことができる<sup>[20]</sup>．Figure. 1.8. にファブリペロー・チューナブルフィルタを用いた分光法を示す．透過波長帯域の制御は，一般的にミラーの位置  $d$  をもって調節され，圧電アクチュエータなどが用いられる．フィルタを用いる分光法の分解能は，透過ピークの半値全幅 (FWHM) に依存している．これは共振器のフィネスに対応しており，高い分解能を保つには，高い反射率が必要となる．しかし逆に透過率が低くなるため SN 比が悪く

なる。このトレードオフの打開策として、分布ブラッグ反射器をミラーとして用いる研究も存在する<sup>[21]</sup>が、製造コストがかかるという難点もある。

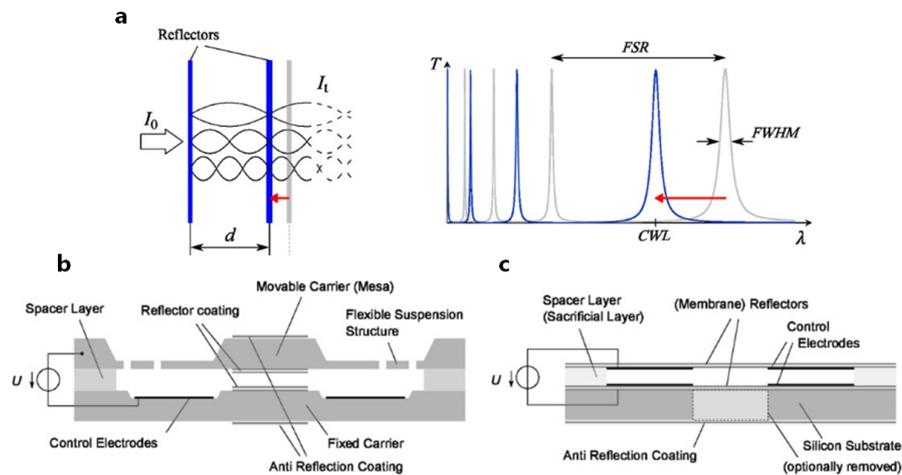


Fig. 1.8. (a) Basic structure and working principle of the FPI. The red arrows should indicate tuning of the peak position (center wavelength CWL) by adjusting the reflector spacing  $d$ . Typical cross sections of  $\mu$  FPF fabricated by means of (b) bulk micro-machining and wafer bonding, (c) surface micromachining and sacrificial layer etching. (From Ebermann, Z, *et al.*, "Tunable MEMS Fabry-Pérot filters for infrared microspectrometers: a review", SPIE, 2016)

上述の波長可変フィルタを用いた分光は、スペクトルが時間応答として得られるため、計測に時間がかかる欠点もある。そのため、高速なスペクトル計測を行うアプリケーションでは採用が難しい。一方、複数のフィルタを用いるデバイスでは、全ての透過率を同時に測定することが出来るため、計測時間を短縮するための解決策として研究が進められ、その趣旨の論文も多数報告されている<sup>[22-27]</sup>。当初はファブリペローエタロン<sup>[22]</sup>や薄膜<sup>[23]</sup>から始まり、リソグラフィーの技術進歩によって、フォトニック結晶<sup>[24]</sup>やメタサーフェス<sup>[26][28]</sup>も用いられるようになった。Figure. 1.9. は、メタサーフェスのフィルタを用いた先行研究である。スペクトルの波長分解能はフィルタの数によって制限されるため、フィルタをどの程度配置するかが性能向上の鍵となる。デバイスのコストやサイズを抑えるため、堆積プロセスやリソグラフィなど、一気にフィルタを同一基板上に作製する技術が用いられてきた。また視点を変え、光が入射する位置によって透過特性が可変の一つの線形フィルタを用いる手法も登場している。具体例をいくつか挙げると、GaN から InN にかけて、 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  が一軸方向に対して濃度が線形に分布する、材料勾配を応用したデバイス<sup>[29]</sup>や、テーパ構造の導波路を用いた研究<sup>[30]</sup>などが実証されている。このような先行研究は、フィルタを複数枚使わないため、デバイスサイズを小さくすることが

可能である。さらに、センサアレイと組み合わせることによって計測時間が縮小され、同時に広範囲の波長帯域を検出することが出来るため、従来の難点を克服できる [31]。

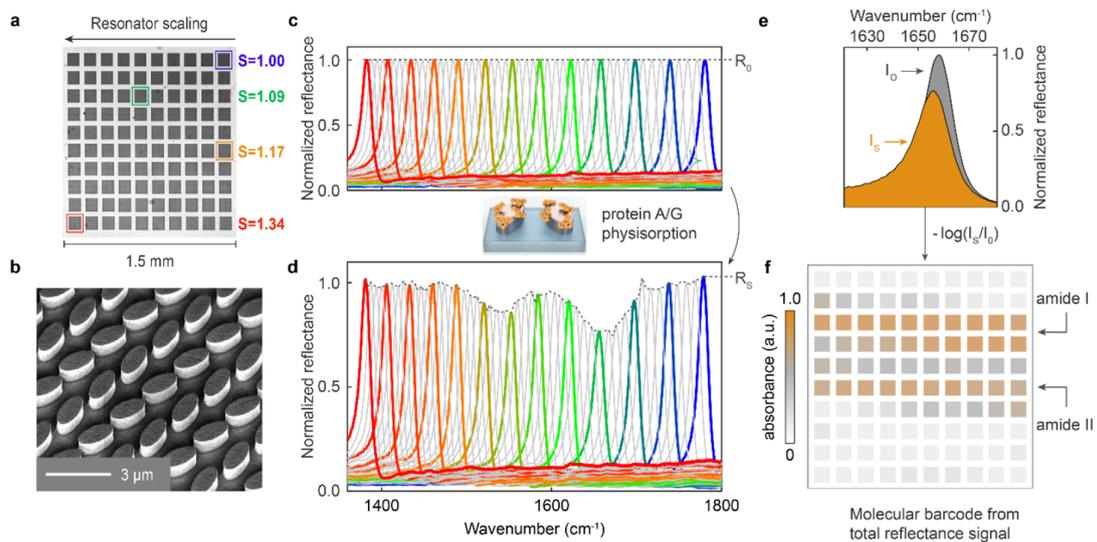


Fig. 1.9. (a) Optical image of the sensor metasurface consisting of a  $10 \times 10$  metapixel array. (b) Scanning electron beam micrograph confirming the high uniformity, precise shape and straight side wall profile of the all-dielectric resonators. (c) Reflectance spectra of the pixelated metasurface (d) Reflectance spectra after protein A/G physisorption. (e) Integrated reflectance signals illustrating the spectrometerless operation principle. (f) Molecular barcode of a protein A/G monolayer obtained from total reflectance signals. (© [year of original publication] IEEE. Reprinted, with permission, from A.Leitis, *et al.*, "All-dielectric metasurfaces for infrared absorption spectroscopy applications", in CLEO. 2019)

### 1.3.3 フーリエ変換型分光デバイス

フーリエ変換の原理を用いた分光法は非常に精度が良く、空間系を必要としない。そしてセンサは一つで済むため、コストを削減できる。更に、同一時刻にスペクトル範囲全てを計測しスリットも用いないため、分散型よりも信号対雑音比が小さくなるという利点もある ( Fellgett advantage )。従来のフーリエ変換分光は、入射光を干渉計で変調して受光し、検出した光強度の時間応答をフーリエ変換することによって、元のスペクトルを求めるものである。デバイス小型化の第一歩は、アクチュエータを用いて物理的に光路差を与えるという基本的原理をコンパクトに再現したことであった。小さな領域でミラーを制御するために、MEMS 技術を取り入れた研究が多い [32]。コムドライブの静電アクチュエータ [33] や、リラクタンスマータ [34]、電熱アクチュエータ [35]、などが用いられている。こ

のように可動ミラーにより光路差を生み出す場合、スペクトル分解能はミラーの可動範囲によって制限される。これは、最大光路差が大きいほど分解能が高くなる、マッハツェンダー干渉法を用いた分光の特徴でもある。

次に登場したのは、可動ミラーを用いないシステムである。入力光を複数の光路に分割し、それぞれで異なる光路長をもつチャンネルを通過させることで光路差を作り出す手法が台頭し、干渉計を横一列に並べた研究<sup>[36]</sup>や、半径の異なるスパイラル構造の導波路を並べた研究<sup>[37]</sup>があった。しかしこのような先行研究においても、分解能は最大光路差によって制限され、複数の干渉計を配置する必要があるため、デバイスサイズも大きくなってしまふ。代替案としては、単一の干渉計を用い、片方の導波路の特性を変化させるシステムがある。電気光学効果を用いたもの<sup>[38,39]</sup>や、熱光学効果および熱膨張を用いた先行研究<sup>[40,41]</sup>が存在している [Figure 1.10.]。さらに、光スイッチ技術と機械学習アルゴリズムを掛け合わせて、様々な光路差を再現し、チャンネル数を指数関数的に増加させることによって大幅なノイズの抑制とスペクトル分解能の向上に成功した研究<sup>[42]</sup>もある。

定在波集積フーリエ変換分光 (SWIFT)<sup>[43,44]</sup>の原理を用いたデバイスも研究されている。閉ループの構造を持つ導波路を用い、導波路の片側にミラーが設置されている。入力光がミラーで反射し、入力光と反射光が干渉しあうため、定在波が生まれる。先述のフーリエ変換分光は、センサに入射する光を時間的に計測するのに対し、この手法では空間的に分布する入力強度を測定する。定在波を空間的にサンプリングし計測するために、金属のナノワイヤが等間隔に置かれ、デバイス上に設置される受光器によってエバネッセント波を観測する [Fig. 1.11.]。空間的にサンプリングする場合、サンプリング定理に基づいた波長帯域に制限されてしまふが、デバイスサイズを非常に小さく出来る可能性を秘めている。

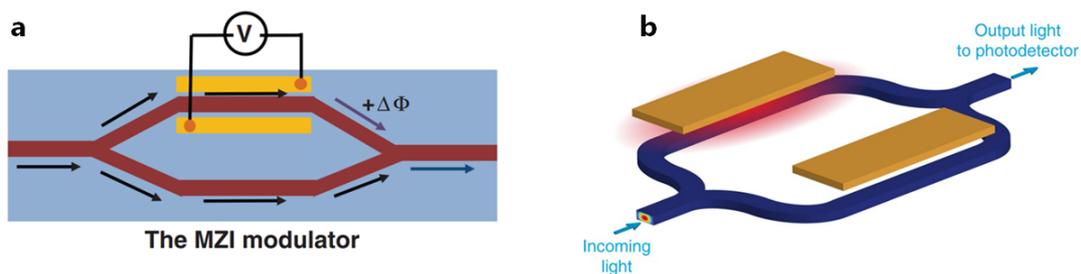


Fig.1.10. (a) Schematic of the Mach-Zehnder interferometer(MZI) modulator on lithium niobate waveguide. (From Sun.D, *et al.*, "Microstructure and domain engineering of lithium niobate crystal films for integrated photonic applications", Light:Science&Application. **2020**) (b) Schematic of a MZI with integrated metal microheaters on silicon-on-insulator (SOI) platform. (From Zheng.S.N *et al.*, "Fourier transform spectrometer on silicon with thermo-optic non-linearity and dispersion correction", Nat.Communications. **2018**)

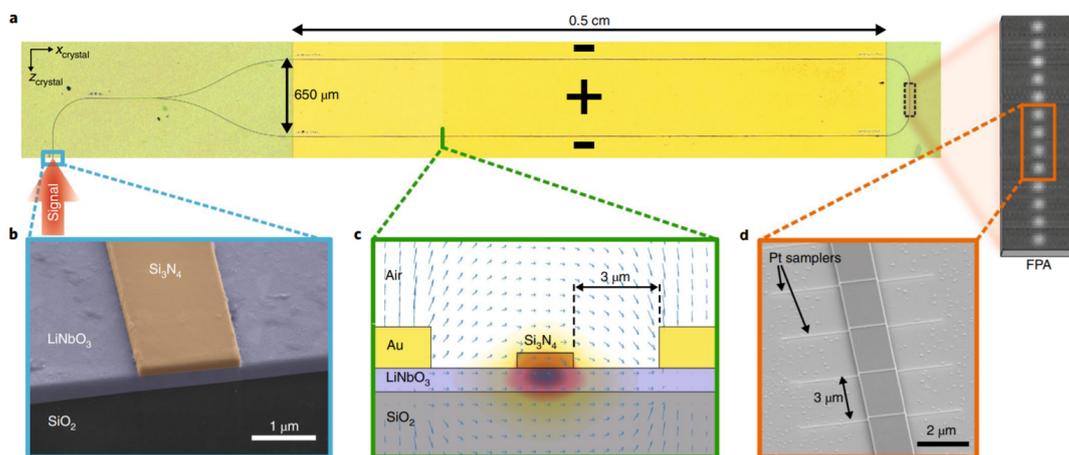


Fig. 1.11. An image of a SWIFTS with gold electrode. (From D.Pohl *et al.*, "An integrated broadband spectrometer on thin-film lithium niobate", Nat.Photonics. **2020**)

しかし近年では、時間的にも電圧を加えることによって空間サンプリングによる制限を克服する研究が登場した<sup>[45]</sup>。SiN/LiNbO<sub>3</sub>のハイブリット導波路に電圧を加えることによって、電気光学効果を引き起こし、定在波を導波路方向に沿ってシフトさせる [Fig. 1.12.]。したがって周期的に固定されたサンプラーを用いた場合でも、全ての領域での強度分布の計測が可能となり、波長帯域が大きく向上する。これにより小さなデバイス領域、広い波長帯域、なおかつ高分解能という精巧な技術が開発された。

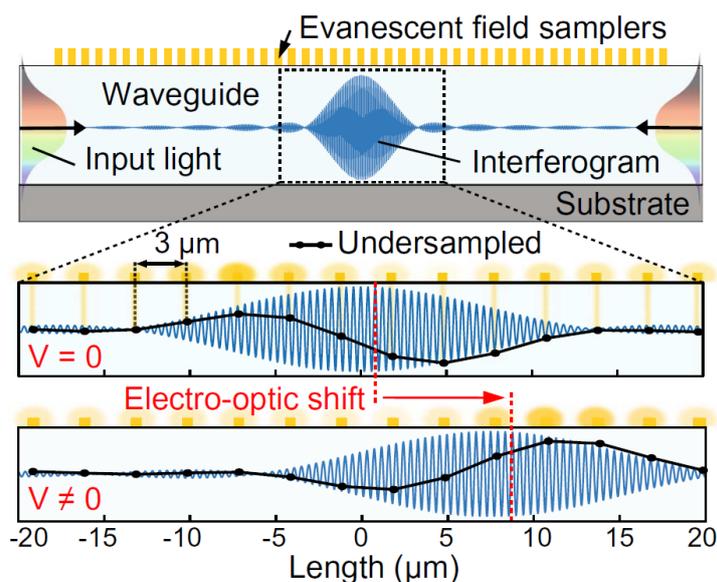


Fig. 1.12. Schematic (top) of a standing-wave integrated Fourier transform spectrometer system in an electro-optically tunable medium; diagrams (below) illustrate the use of the electro-optic effect in  $\text{LiNbO}_3$  to shift the interferogram along the waveguide over time through application of a bias voltage  $V$ . (From D.Pohl *et al.*, "An integrated broadband spectrometer on thin-film lithium niobate", *Nat. Photonics*. **2020**)

### 1.3.4 再構築型分光デバイス

このデバイスは他三つとは方針が異なる。事前にスペクトルの入出力応答の情報を取得し、未知の入力光のスペクトルの再構築に用いる。このようなデバイスはここ 10 数年で台頭した、マイクロ分光器ならではの手法である。今までのところ、スペクトル再構築の手段として主に二種類に大別できる。

一つ目は、入力 (スペクトル情報) と出力 (空間へのマッピング) の関係を校正し、波長を区別するアプローチである [Fig. 1.13.(a)]. そして二つ目のアプローチは、複数のセンサを用いて、それぞれで異なるスペクトル応答を測定するものである [Fig. 1.13.(b)]. 従来のフィルタや回折格子を用いた分光法の場合、分解能はピークの半値全幅によって定まる。そのため、フィルタの透過スペクトルの線幅や回折格子から受光器までの距離などによって制限を受ける。一方、入力から受光器の間に散乱体を挟む場合、波長分解能は散乱体の光学特性のみに依存するため、更なる分解能の向上を見込める。

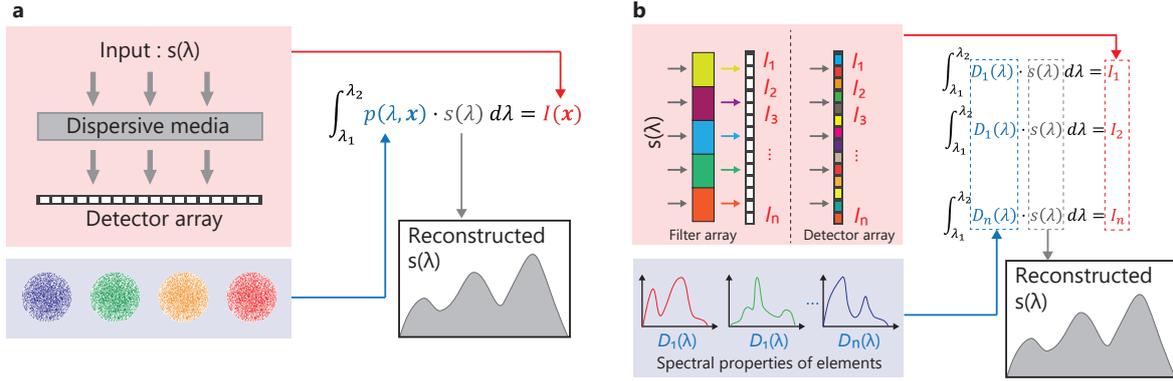


Fig. 1.13. (a) Operational principles behind spectrometers based on spectral-to-spatial mapping. (b) Principles behind reconstructive spectrometers based on engineered spectral response filtering or detection.

Fig. 1.13.(a) において,  $s(\lambda)$  と  $I(x)$  はそれぞれ, 入力光とそれに対応する空間マップである. また  $p(\lambda, x)$  は事前に校正してある, 単一波長入力のマップである. この時, それぞれの関係式は,

$$I(x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} p(\lambda, x) \cdot s(\lambda) d\lambda \quad (1.3.1)$$

となる. これを離散化することで, 次式のような行列計算として理解することが出来る.

$$\mathbf{I} = \mathbf{P} \cdot \mathbf{S} \quad (1.3.2)$$

ここで  $\mathbf{I}, \mathbf{P}, \mathbf{S}$  はそれぞれ, 観測されたパターン, 校正されたパターン, そして入力光のスペクトルである. このようなデバイスのプラットフォームは多数存在し, マルチモードファイバ<sup>[46]</sup> やフォトニック構造<sup>[47-49]</sup>, スパイラル導波路<sup>[50]</sup>, polychromat と呼ばれる散乱媒体を用いたもの<sup>[51]</sup> などがある. 特に, スパイラル導波路におけるエバネッセント光の干渉を用いた先行研究では, 波長 1520 nm 付近で非常に高い分解能 (0.01 nm) を記録している.

また, Fig. 1.13.(b) の手法において,  $i$  番目のセンサのスペクトル応答を  $D_i(\lambda)$  とすると, そのセンサで測定される光強度  $I_i$  は,

$$I_i = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D_i(\lambda) \cdot s(\lambda) d\lambda \quad (1.3.3)$$

と表わされる. そのためセンサが  $n$  台設置されているアレイで測定される光強度は,

$$\mathbf{I} = \mathbf{D} \cdot \mathbf{S} \quad (1.3.4)$$

と離散的に行列式で纏めることが出来る。量子ドット<sup>[52,53]</sup> やフォトニック結晶スラブ<sup>[54]</sup>、液晶<sup>[55]</sup> や薄膜<sup>[56]</sup>、ナノスケールのフォトダイオード<sup>[57]</sup> やメタサーフェス<sup>[58]</sup> を用いた先行研究がある。このようなデバイスがもつ光学特性は、入力スペクトル  $\mathbf{S}$  と出力パターン  $\mathbf{I}$  を用いて Eq (1.3.2), Eq (1.3.4) のような行列式で表現される。そのため、既知の単一波長の線線スペクトルを入力し、遷移行列  $\mathbf{P}$  もしくは  $\mathbf{D}$  を事前に校正しておくことで、未知の出力パターン  $\mathbf{I}$  を用いて入力スペクトルを再構成することが出来る。最も単純な解法は、逆行列の手法を用いることだが、実際には実験ノイズなどの影響から上手くいかないことが多い。そのため、最適化の手法が良く用いられている。このようなデバイスの特徴として、波長分解能がデバイスの構造そのものに依存しない。再構築の精度や分解能は、それぞれの出力パターンの類似度によって決定される。よって分解能はスペクトル相関係数を用いて求め、分解能の向上のためにはパターンの多様化を考慮する必要がある。もう一つの特徴として、このようなデバイスは製造誤差に堅牢となる。出力パターン自体に製造誤差の影響も含まれるため、スペクトル再構成の際にその影響を度外視することが出来る。しかし、温度変化に敏感であることや、パラメータが多いほど再構築の計算時間が大きくなる特徴もある。さらに、複数のフィルタやセンサが必要となり、デバイスのサイズや構造が複雑性が小型化の課題となる可能性がある。

その課題への対策として近年、フィルタとセンサを同一化したデバイスも登場している。具体例として、ナノワイヤを用いた実証例がある<sup>[59-61]</sup>。ナノワイヤは、その構成要素を変えることによってバンド構造が変化し、スペクトル応答が操作できることが知られている<sup>[62]</sup>。そのため、一軸に沿って少しずつ構成比を変化させナノワイヤを並列に並べ、光電流を観測する。その後、その電流の情報と事前に校正された応答関数を照合することで、入射光の情報を再構築することが出来る。ナノワイヤを使った分光計は、まだ分解能は向上の余地があるが、波長選択と光検出の両方をナノワイヤのみで完結させることが出来るため、これまでのマイクロ分光計のサイズから更に2桁小さいオーダーまで小さくすることが可能となる。ほぼ同じシステムだが、ペロブスカイト半導体を用いた研究も存在する<sup>[63,64]</sup>。ちなみにペロブスカイト半導体を用いた太陽電池は、高いエネルギー効率を期待できるとして、非常に注目が集まっている。

最後に再構築方法について紹介する。Eq (1.3.2) や Eq (1.3.4) からわかるように、離散化されたスペクトル信号と各々センサの測定値の関係は行列式で表現される。したがって最も簡潔で手早い方法は逆行列を用いることであるが、この場合ノイズが増強され、元のスペクトルを復元することは現実的ではなく、この手法は用いることは出来ない。代わりに最適化アルゴリズムのような数値解析を用いることが多い。具体的なフローチャートは後述する。また、再構築するスペクトルのデータ数 ( $S$  とする) とセンサの数 ( $N$  とす

る)の大小によるなど、様々な工夫がある。  $S < N$  の場合、再構築の時に過学習が起きてしまい、ノイズによる誤差が増幅されてしまう。その影響を低減するために、特異値分解などを利用して、測定誤差の一部を切り捨て、精度を向上させる方法が多く用いられている。反対に  $S > N$  の場合、スペクトルを再構築するのに十分な情報が得られていないことになる。そのため、求めるスペクトルをガウス分布の足し合わせとみなし、それに準じて滑らかさなどの初期条件を与える方法などが用いられている。

## 1.4 フォトニック結晶

フォトニック結晶 (Photonic Crystal: PhC) とは、屈折率が周期的に変化する人工的な誘電体構造である [Fig. 1.14.]. 原理は 1887 年に B.Rayleigh によって提唱され、1987 年に E.Yablonovitch によって理論が纏められたことによって、それ以降世界各地の研究機関で研究が進められている。フォトニック結晶にはフォトニックバンドギャップ (PBG) と呼ばれる禁制帯が存在し、PhC によって実現されたデバイスは構造内の光伝搬をナノスケールで自在に操る機能を実現している。

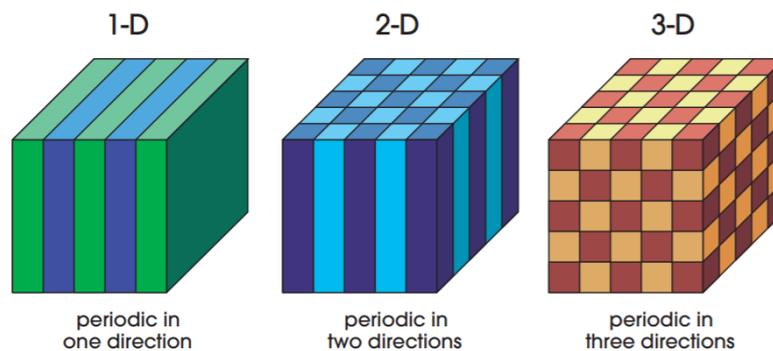


Fig. 1.14. Simple structure of photonic crystal. The different color represents different dielectric materials. (From Joannopoulos, John D., et al., "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, (2008))

PhC の応用としては、その禁制帯という特徴から、光を閉じ込める用途に用いられることが多い。特に、導波路や共振器構造などを用いた興味深い研究が多数報告されている。また、その周期構造の微小さゆえに光集積回路への応用も期待されている。本節では、フォトニック結晶の具体的な応用例について幾つか紹介する。

### 1.4.1 フォトニック結晶導波路/フォトニック結晶ファイバ

フォトニック結晶導波路 (PCW) とは、フォトニック結晶の周期構造を部分的に欠損させた構造をしている [Fig. 1.15.(a)]. 導波路構造は結晶の一行の穴が開いていない構造をしており、その部分を光が伝搬する<sup>[65]</sup>. フォトニック結晶のバンド構造は格子定数や導波路幅などのパラメータを変化させることで制御することが出来る. そのため、所望の光学特性をもつ構造を自在に作製することが出来ることもメリットの一つである. また従来の導波路は、光の全反射の性質を用いて光を閉じ込めるため、急激な曲げや分岐などがあると、光の損失に直結する. 一方、PCW はバンドギャップの特性上、曲げや分岐などに強く、この点が光集積回路との好相性に繋がっている. また PCW は群屈折率を制御できるため、光の速度を桁違いに遅くすることが出来る. この特性を生かしたスローライト導波路は、物質と光の相互作用の強化や光バッファなどに応用される.

フォトニック結晶ファイバ (PCF) は Fig. 1.15.(b) のような 3 次元のフォトニック構造である. 周囲をフォトニック結晶で囲んだコアを持つ PCF は、設計自由度や非線形性に富み、全く新しい光学特性を可能とする. さらに従来の光ファイバとは閉じ込めの原理が異なっているため、曲げ損失が非常に小さいメリットもある. 通信<sup>[66]</sup> やセンサ<sup>[67]</sup> などに応用されている.

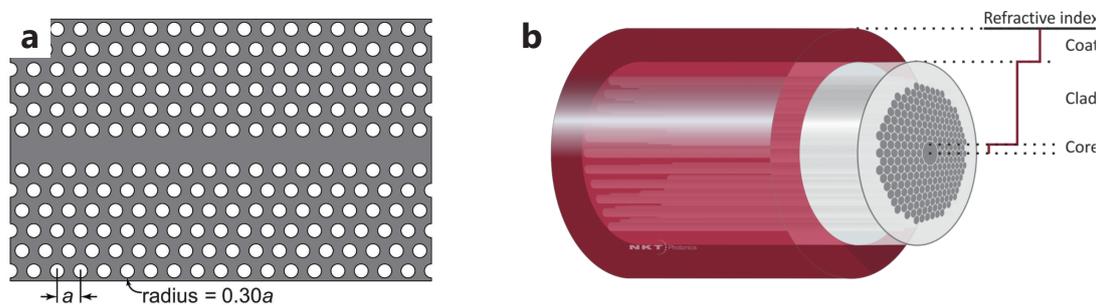


Fig. 1.15. (a) Photonic crystal waveguide for terahertz waves. Top-view diagram. (From W. Withayachumnankul, *et al.*, "Integrated Silicon Photonic Crystals Toward Terahertz Communications", *Adv. Optical Mater* **2018**) (b) Schematic view of PCF. (<https://www.nktpotonics.com/lasers-fibers/technology/photonic-crystal-fibers/>)

### 1.4.2 フォトニック結晶共振器

共振器とは光を微小空間に閉じ込める器であり、棒状やリング状、球状など様々な形状のものがある. 材質もシリカや窒化ケイ素 (SiN), フッ化マグネシウム (MgF<sub>2</sub>) などがある.

る。フォトニック結晶共振器はフォトニック結晶の閉じ込め効果を利用した共振器の総称である。PhC は設計の自由度が非常に高いため、用途に合わせて様々な形状の PhC 共振器が存在する<sup>[68-70]</sup>。Fig. 1.16.(a) は L3 共振器と呼ばれており、隣接した三つの空孔を取り除くことで、その箇所がファブリペロー共振器のような働きをする。Fig. 1.16.(b,c) はそれぞれ、リング共振器と幅変化型 PhC 共振器である。Fig. 1.16.(c) では、局所的に導波路幅を変化させることによってモードギャップの差を作り出し、光を閉じ込めている。これらの具体例のように、フォトニック結晶はバンドギャップの性質上、共振器との相性が良い。さらに周期構造が微細なためモード体積が小さく、その結果 Q 値が高くなりやすい。これらの共振器構造は、シリコン基板上に集積できるため応用先も幅広く、光スイッチ<sup>[71]</sup>や DeMuX<sup>[72]</sup>にも利用されている。

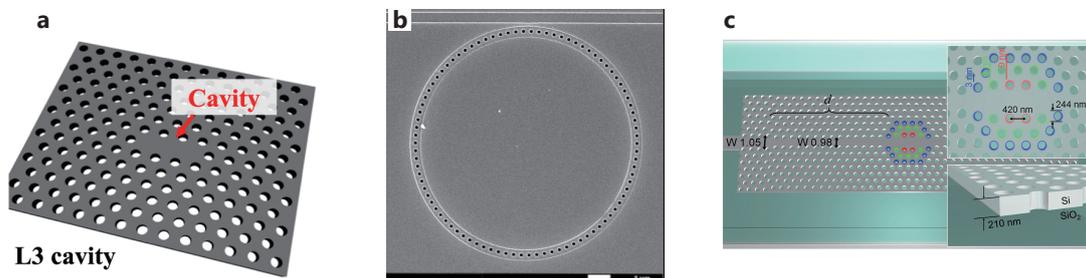


Fig. 1.16. (a) Schematic of an L3 cavity. (From K.Kuruma *et al.*, "Strong coupling between a single quantum dot and an L4/3 photonic crystal nanocavity", *Applied Physics Express*, **2020**) (b) A scanning electron microscope image of a 10- $\mu\text{m}$ -diameter PhCRR evanescently coupled to a 0.450  $\mu\text{m}$  wide strip waveguide. (From K. McGarvey-Lechable, *et al.*, "Slow light in mass-produced, dispersion-engineered photonic crystal ring resonators", *Opt. Express*, **2017**) (c) Schematic illustration of a two-dimensional width-modulated line defect PhC nanocavity. Air holes only at the centre of the structure are slightly shifted toward the outside of the waveguide from their original position. (From Y.Ooka *et al.*, "CMOS compatible high-Q photonic crystal nanocavity fabricated with photolithography on silicon photonic platform", *Scientific Reports* **2015**)

### 1.4.3 フォトニック結晶分光器

本節ではフォトニック結晶を用いた分光デバイスを紹介する。フォトニック結晶は波長ごとに異なる挙動をさせることに優れており、分散型やフィルタ型の分光デバイスが多く見られる。Fig. 1.17.(a) は PhC のスーパープリズム効果を用いた先行研究である<sup>[15]</sup>。スーパープリズム効果とは、フォトニック結晶に入射光の波長や入射角によって、屈折角が極めて敏感に変化する現象である。この効果を利用して設計された八つの出力ポートに

より計測する．波長帯域と分解能はそれぞれ，1510 nm – 1590 nm，10 nm である．また，Fig. 1.17.(b) はフォトニック結晶共振器構造を複数用いた先行研究である<sup>[24]</sup>．それぞれの共振器は共振周波数をずらして設計されており，その結果として共振周波数の光のみが増幅され，上部に設置されたセンサで計測される．

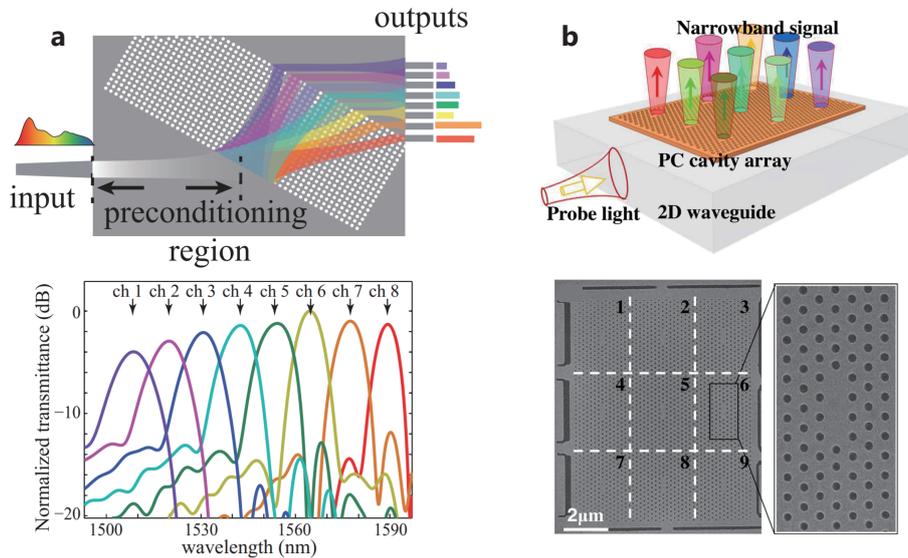


Fig.1.17. (a) Schematic diagram of a flat-band superprism spectrometer (top), and spectral transmission of the 8 channels (bottom). (From B.Gao *et al.*, "Design of flat-band superprism structures for on-chip spectroscopy", *Opt. Express.* **2015**) (b) Schematic of the compact spectrometer based on a PhC cavity array coupled with a 2D waveguide (top), and SEM images of a fabricated PhC cavity array (bottom). (From X.Gan *et al.*, "A high-resolution spectrometer based on a compact planar two dimensional photonic crystal cavity array", *Appl. Phys. Lett.* **2012**)

このようなデバイスは，センサの数によって分解能が制限されるため，性能を向上させるためにはデバイスサイズを大きくする必要があり，性能と製造コスト，デバイスサイズとのトレードオフがある．そこで構造ランダム性を用いた再構築型分光デバイスの研究が進められている．上述した通り，スペクトル再構成を用いたデバイスは，分解能がセンサの数に捕らわれず，ランダム媒体の透過特性にのみ依存する．Fig. 1.18. はランダムフォトニック結晶を用いた分光デバイスである<sup>[47]</sup>．入力光は空孔がランダムに配置されたランダム PhC で散乱し，PhC 導波路の透過先のセンサで受光される．波長によって散乱の分布が異なるため，センサで受光される光強度の分配は波長依存性があり，光強度の情報を用いて再構築を行う．式を含む詳細は前節に説明した．Fig. 1.18.(c) はスペクトル相関係数と呼ばれ，このグラフから分解能を概算することが出来る．こちらの詳細は後述する．結果として，波長帯域 1500 nm – 1525 nm において，波長分解能 0.6 nm と算出され

ている。Fig. 1.18.(d,e) はスペクトルの再構築結果である。デバイスに設置されたセンサの数は 25 であるため、センサ数による分解能の限界を克服できていることが確認できる。

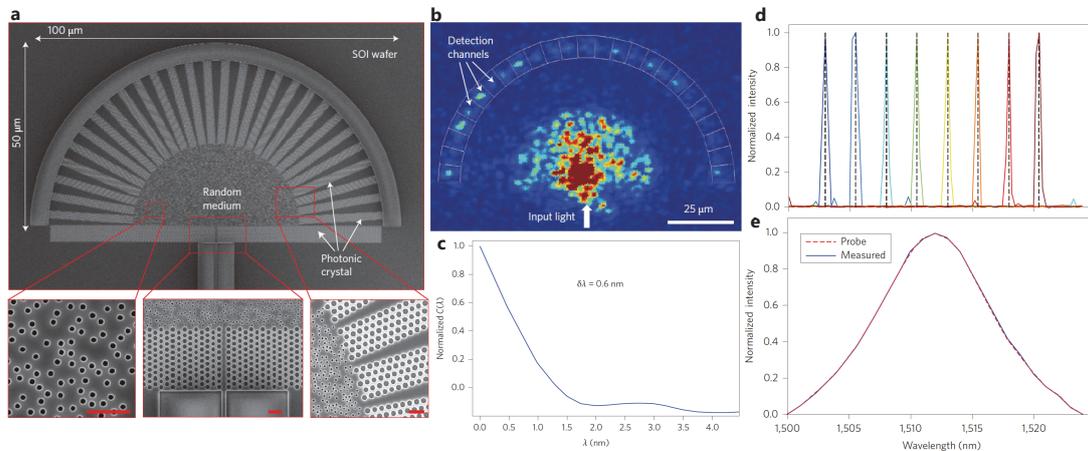


Fig. 1.18. (a) SEM image of the fabricated spectrometer. The dispersive element is a semicircular array of randomly positioned air holes, surrounded by a photonic-crystal lattice. (b) Experimental near-infrared optical image of the random spectrometer with a probe signal at  $\lambda = 1500$  nm. (c) The spectral correlation function of light intensities averaged over all detection channels. (d,e) Reconstructed spectra for a series of narrow spectral lines across the 25 nm bandwidth, and a continuous, broadband probe spectrum. (From B.Redding *et al.*, "Compact spectrometer based on a disordered photonic chip", Nat. Photonics. **2013**)

もう一つ重要な再構築型の、フォトニック結晶を用いた分光デバイスを紹介する。Fig. 1.19. に示された分光デバイスは、多様な透過スペクトルをもつフォトニック結晶スラブを並べた構造をしている<sup>[54]</sup>。周期構造が異なるフォトニック結晶スラブは全 36 パターン用意されており、シミュレーション上で数百パターンの透過スペクトルを計算し、最も互いに相関がない組み合わせが選ばれている。Fig. 1.19.(c) はある 3 パターンの透過スペクトルである。スラブの下に設置されているセンサで強度を測定し、スペクトルの再構成を行う。再構成結果を Fig. 1.19.(d,e) に示す。波長帯域は 550 nm-750 nm、分解能は 1 nm である。このデバイスは空間系であるが、極めてコンパクトで高性能であり、CMOS プロセスで作成されているため、非常に低コストで生産が可能である。

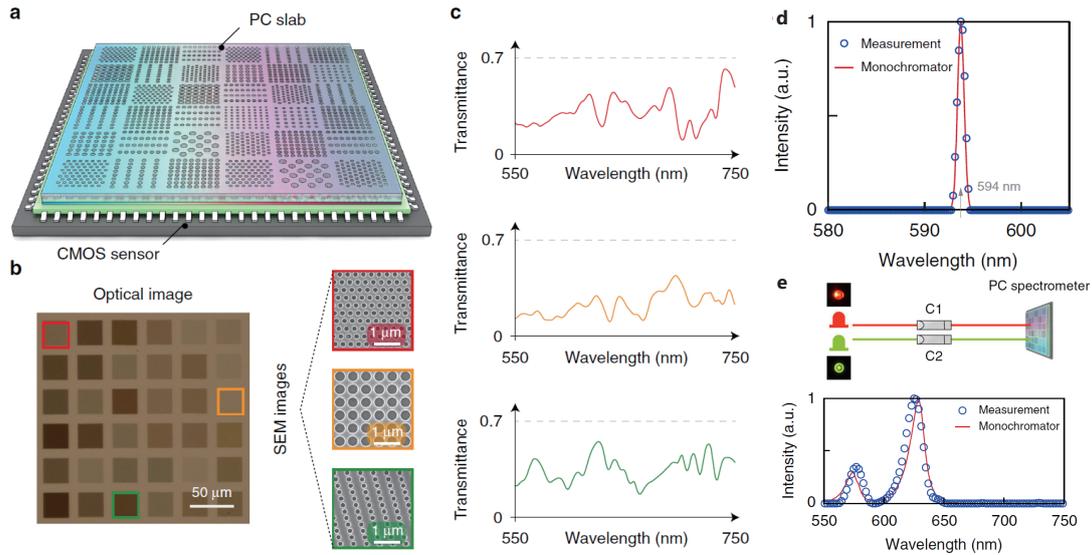


Fig. 1.19. (a) Schematic of the spectrometer, which consists of an array of PC slabs with different parameters. (b) Optical image of the fabricated  $6 \times 6$  PC structures. Three scanning electron microscopy (SEM) images of selected PC-slab structures marked by red, orange, and green frames, respectively, are shown on the side. (c) Measured transmission spectra  $T(\lambda)$  of the three structures in (b). (d) Measurements of the emission spectra of two HeNe lasers at 594 nm. The average measured linewidth is around 1 nm. (e) Recovery of broadband spectra. (From Z.Wang *et al.*, "Single-shot on-chip spectral sensors based on photonic crystal slabs", Nat. Communications. **2019**)

#### 1.4.4 ランダムフォトニック結晶

フォトニック結晶導波路でも構造誤差によってアンダーソン局在が生じる。構造誤差によりバンド端のモードが広がり、導波モードが短波長側にシフトすることが確認されている<sup>[73]</sup>。特に構造誤差に起因する損失はスローライト領域で顕著に現れ、多くの理論研究や技術向上が行われてきた<sup>[74]</sup>。Fig. 1.20. に PCW における構造誤差の影響を示す。構造誤差のない PCW では禁制帯中に導波モードがあることが知られている。しかし構造誤差がある場合、禁制帯の境界に局所的な揺らぎが生じ、ギャップ付近の周波数にのみ有効な障壁が形成される [Fig. 1.20.(b)]。この場合、導波路中の伝搬は従来の導波モードとは異なり、導波路内の無秩序な共振器構造に連鎖的に結合しながら進んでゆく。Fig. 1.20.(c) に導波路から垂直に漏れ出した光をモニターした結果を示す。この図からも導波路中に局在しながら伝搬する様子を確認できる。また、顕著なピークが見られた四つの波長の電界分布の画像を Fig. 1.20.(d) に示す。電界強度の総和より求めたスペクトルより Q 値を算出し、 $10^4$  程度の Q 値を得た<sup>[75]</sup>。

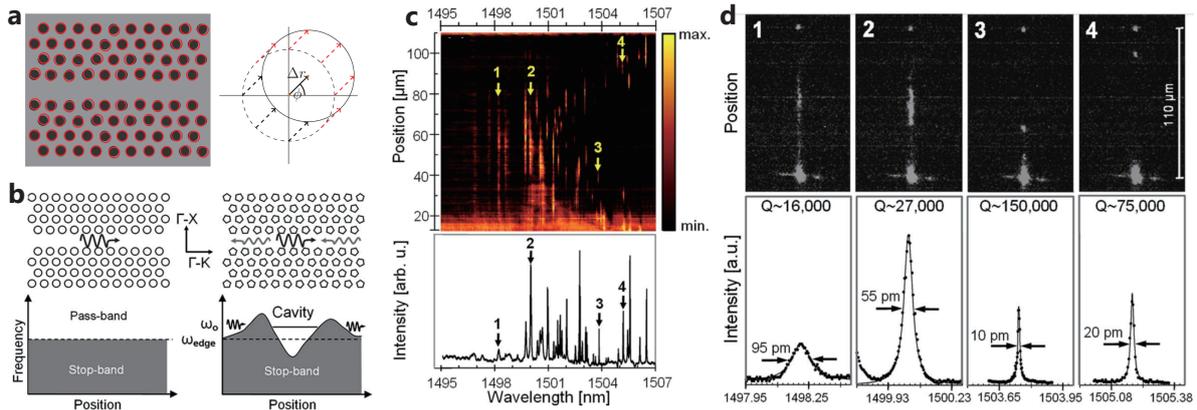


Fig. 1.20. (a) Schematic of a disordered PCW with ideal air holes (solid black circles), and disordered holes (red circles). (From N. Mann, *et al.*, "Theory and experiments of disorder-induced resonance shifts and mode-edge broadening in deliberately disordered photonic crystal waveguides", *Phys. Rev. A* (2015)) (b) Schematic illustration of the effect of disorder on the band structure of  $\Gamma$ -K line-defect waveguides. (c) Contour plot of spatially resolved spectra of the vertically dissipated light from a  $110\ \mu\text{m}$  long disordered waveguide (top), and total spatially integrated spectra of the same sample (bottom). (d) Near infrared images of the scattered fields (top) and detailed spectra (bottom) for four wavelengths marked in (c). (From T. Topolancik, *et al.*, "Random high-Q cavities in disordered photonic crystal waveguides", *Applied Physics Letters*. (2007))

上に述べた通り，フォトニック結晶における構造ランダム性はバンドギャップの性質を悪化させ光学特性を損なう一方，局所的な光の共振を引き起こし局在を生成することが分かった。

次に PCW の構造ランダム性を応用した先行研究を取り上げる．構造ランダム性による影響を応用したデバイスは多く存在し，ランダムレーザ<sup>[76,77]</sup> や電気光学変調<sup>[78]</sup>，量子ドットの発光<sup>[79]</sup> に用いた研究がある．Fig. 1.21. に局在を利用したランダムレーザを示す。

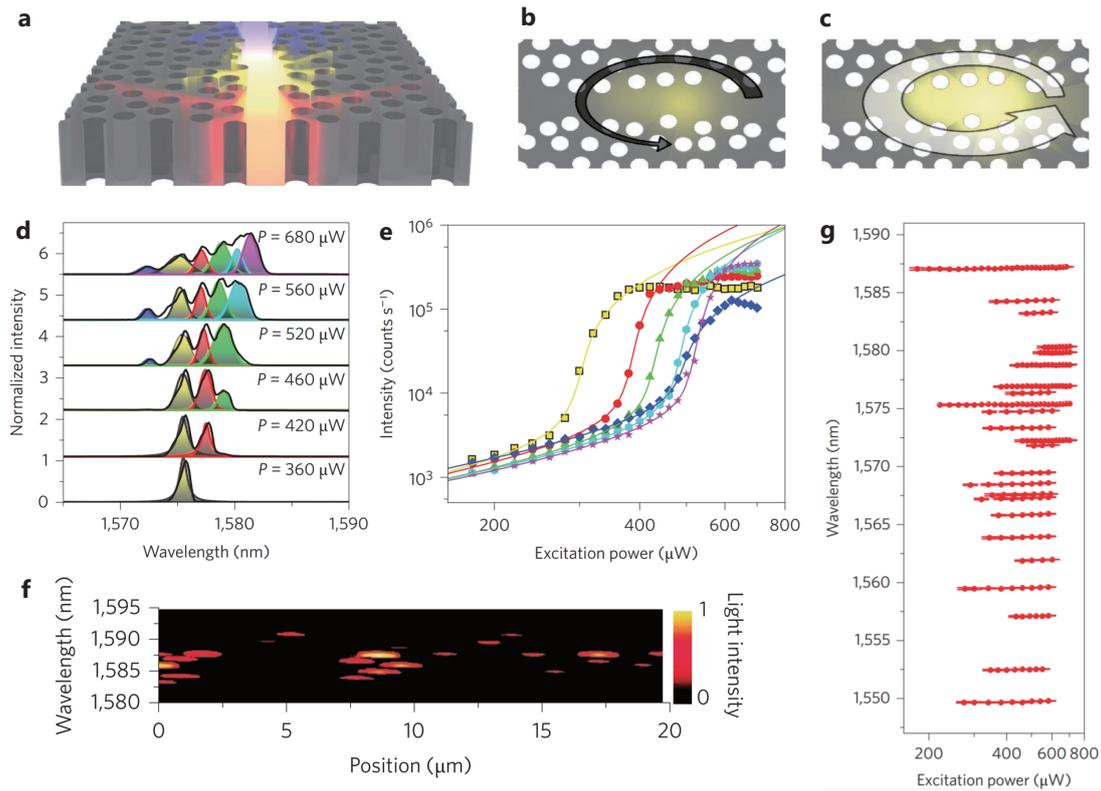


Fig. 1.21. (a) Illustration of a random laser in a disordered PCW formed from Anderson localized modes, where the different colours indicate that multifrequency lasing can occur. (b,c) Illustration of multiplescattering process, where arrows represent optical feedback below (b) and above (c) threshold, respectively. (d) Photoluminescence spectra versus excitation power in multimode operation. (e) Output intensity versus excitation power corresponding to the different lasing modes in (d). (f) Photoluminescence intensity for an excitation power of 500 mW. (g) Central wavelength obtained from a Lorentzian fit of all the measured modes versus excitation power. (From J. Liu, *et al.*, "Random nanolasing in the Anderson localized regime", *Nat. Nanotechnology*. (2014))

フォトニック結晶導波路にある閾値を超える励起光が入射したとき、構造ランダム性によって局在が生じ強い共振が起こる [Fig. 1.21.(b,c)]. Fig. 1.21.(d) に示すように各モードのレーザ発振は逐次的であり、ポンプ光の強度の増加とともにピークが発生、成長する。すなわちレーザ発振の閾値はモードによって異なり、Fig. 1.21.(e) に光強度の入出力のグラフを示す。これはモードによって局在の生じる箇所の Q 値が異なるため、閾値が変わるためであると予測される。Fig. 1.21.(f) に発振した箇所が示されているが、この図からも波長によって異なる領域で発振していることが確認できる。またランダムレーザ発振に PCW を用いるメリットとして、モード競合が抑制される点が挙げられる。利得をもつ散乱体を利用する拡散型ランダムレーザでは異なるモードが空間的に重なり、強いモー

ド競合が生じる．その結果，狭線幅なスペクトル発振が難しいと示唆されている．一方 PCW を用いた場合，スペクトル的に近い発振モードであっても競合が起きず，非常に安定した発振が確認できている．Fig. 1.21.(g) にポンプ光のパワーと発振モードの波長の関係を示す．構造ランダム性による光の閉じ込めは局所的であり，モードの重なりが弱いことが狭線幅な発振モードの安定性を保証している．

最後に PCW の構造ランダム性を用いた分光器を説明する．用いる構造はチャープ型の PCW である．構造ランダム性による局在は波長依存性があり，波長によって局在パターンは大きく異なる．そのため局在パターンを入力し，出力ラベルを波長とする機械学習モデルを作成し，局在パターンを学習させる [Fig. 1.22.(a)]．シミュレーションで用いた PCW 構造は三つの異なる幅をもつセクションをもち，局在が確認できる波長帯域をターゲットとした．分解能は 0.2 nm とし単一波長入力の局在パターンを学習した結果を Fig. 1.22.(b) に示しており，94 % の高い正答率を確認した．また Fig. 1.22. に実験画像を用いた学習結果を示す．波長帯域を 10 nm とし分解能は 0.2 nm である．実験画像を用いた場合でも 98 % の高い正答率を確認した．

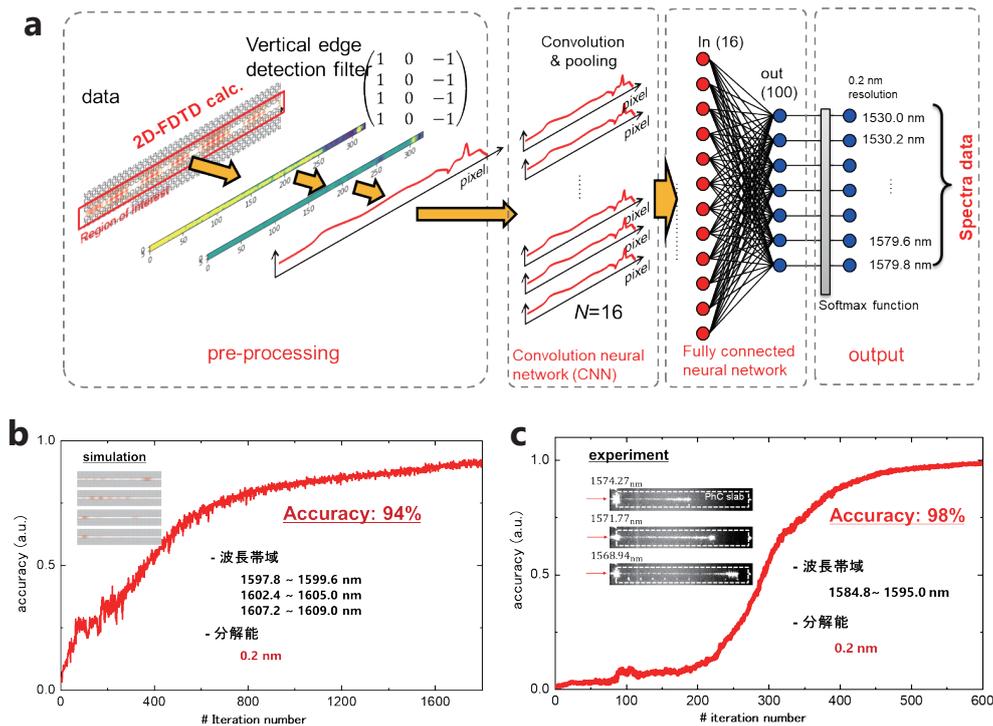


Fig. 1.22. (a) Schematic diagram of a series of spectral reconstructions. We used Convolutional neural network to classify wavelength by learning localization pattern in a disordered photonic crystal waveguide. Result of reconstruction of single wavelength input using simulation images (b) and experimental images (c).

## 1.5 本研究の目的

微小サイズでオンチップ可能な分光デバイスの開発は、光集積の更なる発展に貢献できるポテンシャルを秘めている。オンチップの分光デバイスを原理の観点から四つに分類したが、それぞれにおいて利点と欠点がある。まず利点としては、分散型とフーリエ変換型は性能が良い。また、フィルタ型は生産がしやすく、フィルタの数を増やすことで分解能を向上させることが出来る。再構築型は、フィルタ数と分解能のトレードオフを克服できる可能性をも秘めている。一方欠点としては、分散型とフーリエ変換型は素子の生産が難しく、量産に課題が残る。特に分散型はセンサの数が多く必要となるため、素子の低コスト化が難しい。フィルタ型は、フィルタ数つまりデバイスサイズと分解能のトレードオフがある。そして再構築型はスペクトル再構築に計算時間を要することが挙げられる。

本研究は、大量生産が可能なオンチップ分光デバイスの開発を目的としている。そのため、フォトニック結晶という CMOS 互換プロセスで大量生産が可能なプラットフォームを用いる。さらに研究テーマとして、フォトニック結晶分光デバイスの高性能化に努めてきた。そこで再構築型のフォトニック結晶分光デバイスに着目した。このようなデバイスの利点は大きく二つある。一つ目は、小型分光デバイスの高性能化の制約となっていたセンサ数とのトレードオフを、再構築型分光器の利点を生かして克服している点である。これにより、デバイスのさらなる低コスト化が見込むことができる。そして二つ目は、フォトリソグラフィによる製造誤差の影響を度外視する(更に活用する)ことが出来るという点である。

最後に説明した我々の先行研究では、機械学習を用いてスペクトル再構築を行った。フォトニックバンドギャップ内の波長を入力した際、構造誤差は局在となって表れる。この局在は波長によって非常に敏感に変化するため、微小な変化を機械学習を用いて解析することにより、チャープフォトニック結晶導波路という単純な構造のまま、分光器の分解能を上げることに成功した。波長分解能は 0.2 nm となり、構造として用いたチャープ導波路では、バンドギャップの差から 1.5 nm の波長分解能しか得られなかったことに対し、分解能の向上を確認した。しかし機械学習を用いた解析では、多波長入力に対して有効な手段が得られなかった。多波長入力を想定する場合、膨大な量のスペクトルの形状を学習する必要があるため、従来のニューラルネットワークでは学習が現実的ではなかった。さらに、分解能の定量評価もつけられていなかった。そこで本研究は先行研究を踏襲しながら、多波長解析と分解能の定量評価の二つを取り組む。

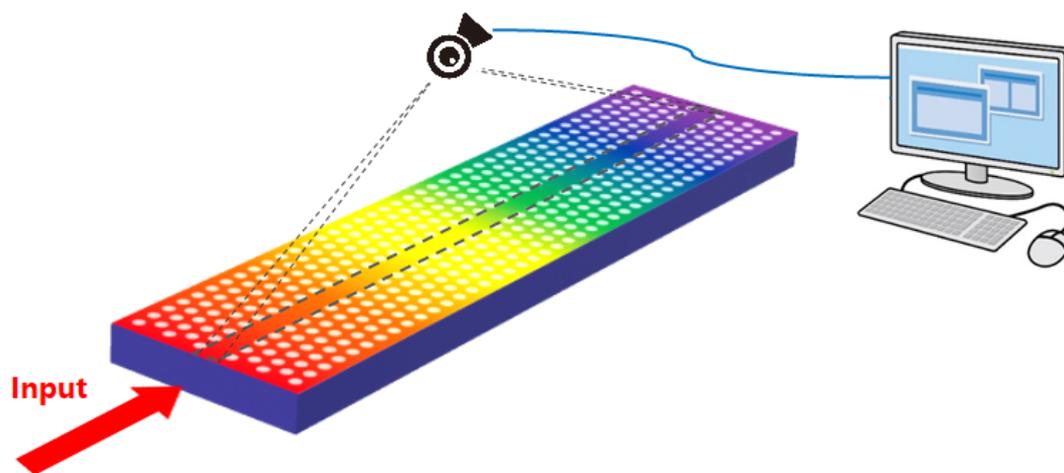


Fig. 1.23. Schematic image of the objective of the theme.

## 第2章 理論

### 2.1 フォトニック結晶の原理

フォトニック結晶は、異なる屈折率を持つ媒質が周期的に繰り返される構造をもち、一般的にはシリコン (Si) とシリカ (SiO<sub>2</sub>)、あるいは III-V 族半導体が使用される。本節ではフォトニック結晶の原理を数式を用いて解説する。

#### 2.1.1 光伝搬の基本的原理

光の伝搬についてはマクスウェル方程式で表記できる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.4)$$

ここで、電界  $\mathbf{E}$  [V/m]、磁界  $\mathbf{H}$  [A/m]、電束密度  $\mathbf{D}$  [C/m<sup>2</sup>]、磁束密度  $\mathbf{B}$  [T] とし、電荷密度  $\rho$ 、電流密度  $\mathbf{J}$  は無いものとする。また、 $\epsilon_0$  は真空誘電率、 $\mu_0$  は真空透磁率としたときの構成方程式は、

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.1.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.1.6)$$

で示される。ここで比誘電率  $\epsilon$ 、透磁率  $\mu$  をもつ物質を仮定し、Eq (2.1.5)、Eq (2.1.6) を Eq. (2.1.1)、Eq (2.1.2) に代入し、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1.8)$$

を得る。更に、Eq (2.1.3)~(2.1.8) を用いて波動方程式を導出する。Eq (2.1.7) の両辺に、右から  $\nabla \times$  を加え、式変形を行うと、

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.1.9)$$

を求められる。Eq (2.1.9) は波動方程式と呼ばれ、任意の空間中を伝搬する電磁波を記述することが出来る。ここで、波動方程式を満たす解として  $x$  方向に進行しながら振動する解

$$E_z = A \exp i(kx - \omega t) \quad (2.1.10)$$

を考える。Eq (2.1.10) を Eq (2.1.9) に代入することで、

$$A(-k^2 + \mu\epsilon_0\epsilon\omega^2) \exp i(kx - \omega t) = 0 \quad (2.1.11)$$

よって、

$$k = \pm\omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon\mu} \quad (2.1.12)$$

を求める。これによって解  $E_z = A \exp ik(x - \frac{\omega}{k}t)$  が明らかとなり、これは位相速度  $\omega/k = 1/\sqrt{\epsilon_0\epsilon\mu}$  で進む波動を意味している。そして求められた解は、比誘電率  $\epsilon$ 、透磁率  $\mu$  の媒質中を透過する電磁波  $\mathbf{E}$  の固有モードである。

### 2.1.2 ブロツホの定理

前節では、媒質が変化しない一様な環境を伝搬する光の固有モードを確認した。次に、誘電率が周期的に変化する媒質を伝搬する光の固有モードを考える。ここで重要となるのがブロツホの定理である。まず誘電率の分布が  $\epsilon(x) = \epsilon(x + a)$  の周期性を満たす状況を想定する。

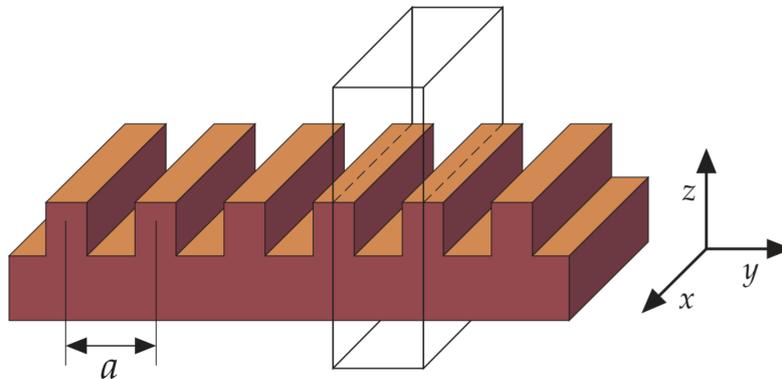


Fig. 2.1. A dielectric configuration with discrete translational symmetry. The repeated unit of this periodic system is framed with a box. (From Joannopoulos, John D., *et al.*, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, 2008)

そのような媒質を伝搬する固有モードは、ある波数  $k$  を用いて

$$E_z(x + a) = e^{ika} E_z(x) \quad (2.1.13)$$

を満たす。この定理をブロッホの定理という。この定理を用いることで、固有モードは  $u_k(x+a) = u_k(x)$  を満たす周期関数を用いて、

$$E_z(x) = e^{ikx} u_k(x) \quad (2.1.14)$$

と表現できる。さらに誘電率の周期構造の波長は  $a$  であるため、逆格子点は  $2\pi/a$  の間隔で存在する。そのため、第一ブリルアンゾーンの範囲は、

$$-\frac{\pi}{a} \leq k \leq \frac{\pi}{a} \quad (2.1.15)$$

となり、当てはまる波数を無限に考える必要はなく、Eq (2.1.15) で与えられた範囲のみで確認すればよい。実際 Eq (2.1.13) から見て取れるように、 $k$  と  $k + 2\pi/a$  の挙動は同じとなる。 $E_z(x)$  は  $k$  に対しても周期的であり、その周期長さは  $2\pi/a$  である。

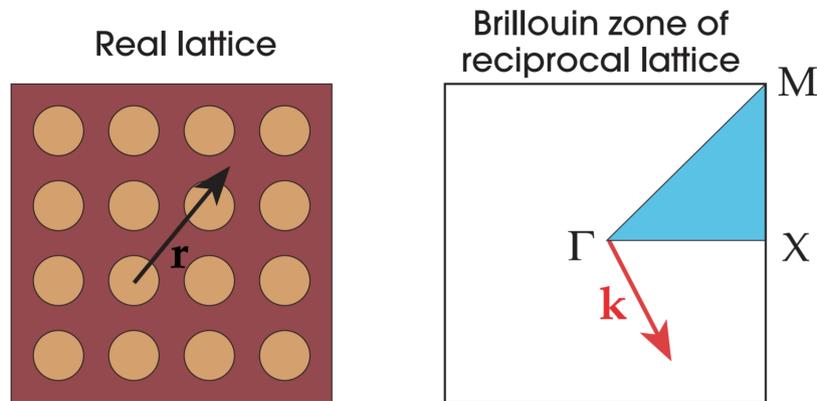


Fig. 2.2. A photonic crystal made using a square lattice. An arbitrary vector  $\mathbf{r}$  is shown (left). The Brillouin zone of the lattice, centered at the origin ( $\Gamma$ ). An arbitrary wave vector  $\mathbf{k}$  is shown (right). (From Joannopoulos, John D., *et al.*, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, 2008)

### 2.1.3 フォトニックバンドギャップ

フォトニック結晶のバンド構造について解説する。同じくバンド構造(禁制帯)を持つ物質として、半導体が挙げられる。シュレディンガー方程式を解くことによって、半導体中の電子状態は離散的になることが知られており、その間の電子状態は存在できず禁制帯となる。このアナロジーをフォトニック結晶に応用する。まず簡単のため、電場  $\mathbf{E}$  と磁

場  $\mathbf{H}$  を,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (2.1.16)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (2.1.17)$$

とおく. ここで  $\mathbf{r}$  は, ある任意の点を表す空間ベクトルである. 一般的に電磁波は複雑な関数であるが, フーリエ級数展開の見解とマクスウェル方程式の線形性から, どのような関数でも Eq (2.1.16), Eq (2.1.17) の線形結合により表現できる. これらをマクスウェル方程式に代入すると,

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) - i\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.1.18)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) + i\omega\varepsilon_0\varepsilon\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.1.19)$$

を得られる. したがって Eq (2.1.19) を  $\varepsilon$  で割り,  $\nabla$  を両辺にかけ, Eq (2.1.18) を代入すると,

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.1.20)$$

を得る. この式はマスター方程式と呼ばれ, 解くことにより電磁界の挙動の全てを理解することが出来る. 与えられた構造  $\varepsilon(\mathbf{r})$  において Eq (2.1.20) を解き,  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  と対応する  $\omega$  を求めればよい. ここで, 演算子  $\Theta$  を

$$\Theta\mathbf{H}(\mathbf{r}) \equiv \nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) \quad (2.1.21)$$

と定義すると, Eq (2.1.20) は,

$$\Theta\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.1.22)$$

と固有値問題として簡素に表現することが出来る. ここで, フォトニック結晶中を伝搬する光はブロッホの定理を満たすため,

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.1.23)$$

$$\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R})$$

となる. ここで  $\mathbf{k}$  は波数ベクトル,  $\mathbf{R}$  は格子ベクトルである. Eq (2.1.23) を Eq (2.1.22) に代入すると,

$$\begin{aligned} \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) &= \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \\ (i\mathbf{k} + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} (i\mathbf{k} + \nabla) \times \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) &= \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \\ \Theta_{\mathbf{k}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) &= \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.1.24)$$

となり，演算子が

$$\Theta_{\mathbf{k}} = (i\mathbf{k} + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} (i\mathbf{k} + \nabla) \times \quad (2.1.25)$$

に置き換わる．すなわち，演算子が連続的に変化する波数ベクトル  $\mathbf{k}$  に依存していることが分かる（波数ベクトルは第一ブリルアンゾーンに制限できる）．よって対応する固有値も変化し，角周波数  $\omega$  も  $\mathbf{k}$  に依存する． $k - \omega$  の関係をグラフ化した図が Fig. 2.3. である．

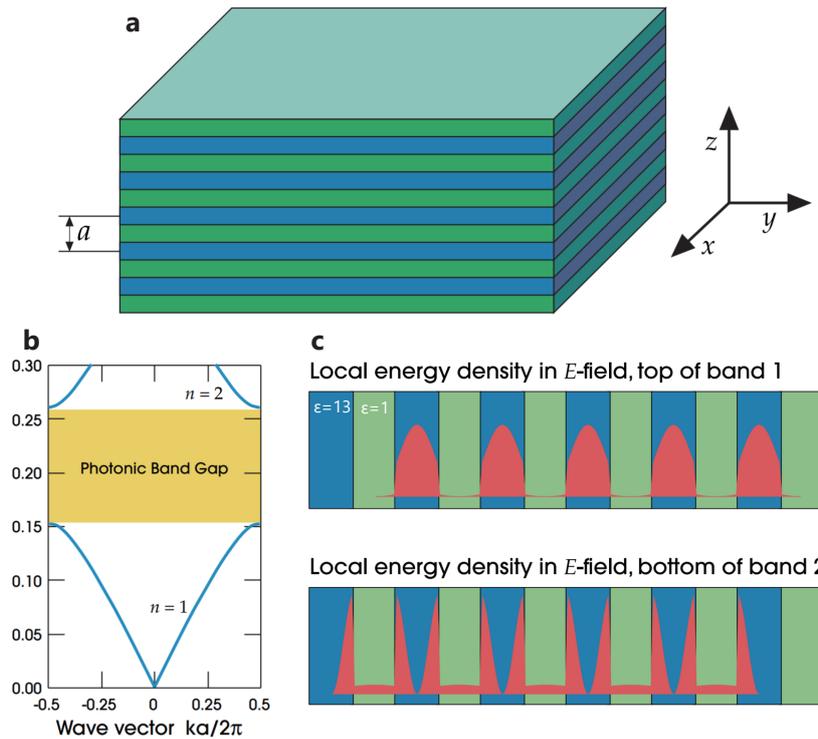


Fig. 2.3. (a) The multilayer film, a one-dimensional photonic crystal. (b) The photonic band structure for on-axis propagation. Layers alternate between  $\varepsilon$  of 13 and 1. (c) The modes associated with the lowest band gap, at  $k = \pi/a$  in (b). (From Joannopoulos, John D., *et al.*, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, 2008)

Fig. 2.3.(a) のような周期構造を持つ構造を  $z$  方向に伝搬する光を仮定しており，Fig. 2.3.(b) は  $\varepsilon$  が 13 と 1 の領域が交互に繰り返されている場合の  $k - \omega$  の関係を表している．Fig. 2.3.(b) より，どのような波数ベクトル  $\mathbf{k}$  を取っても固有モードが立たない領域が確認できる．この領域をフォトニックバンドギャップ (PBG) といい，この帯域の周波数の光は結晶中に入射できない．PBG の仕組みをより直感的に理解するには，結晶中の電界強度分布を考えればよい．Fig. 2.3.(c) は  $k = \pi/a$  におけるモード  $n = 1, 2$  の電界強度分布である．また，この 2 モードは禁制帯に接している．このときの波長は  $2a$  と

なるため、対称性を満たすためには Fig. 2.3.(c) にあるような 2 種類の分布しか考えられない。そのため  $\epsilon = 13$  に電界が集中するモードは周波数が小さくなり ( $n = 1$  に対応),  $\epsilon = 1$  に電界が集中するモードは周波数が大きくなる ( $n = 2$  に対応)。従ってその間に禁制帯が生まれ、誘電率の差が大きいほど禁制帯の幅は大きくなる。

二次元のフォトニック結晶でも同じ理論で解釈が可能である。なお二次元の場合は TE モードと TM モードが別に存在している [Fig. 2.4.]. さらに、一次元の場合は横軸が波数だったが、二次元の場合は光の伝搬方向を定める、波数ベクトル  $\mathbf{k}$  が取られている。

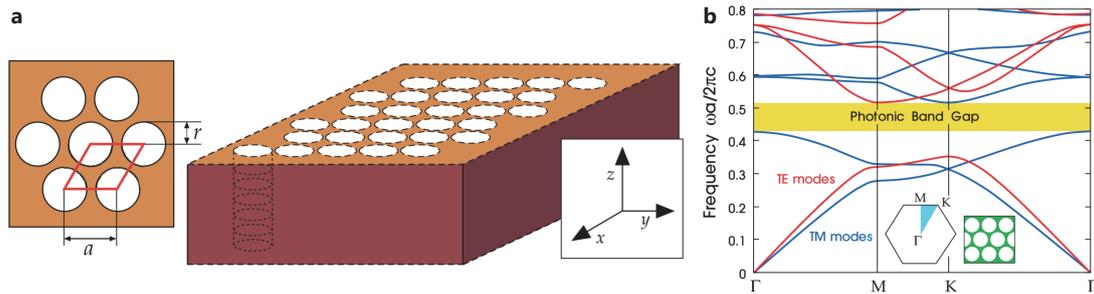


Fig. 2.4. (a) A two-dimensional photonic crystal of air columns in a dielectric substrate. (b) The band structure in case of  $\epsilon = 13$ . (From Joannopoulos, John D., *et al.*, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, 2008)

#### 2.1.4 フォトニック結晶スラブの線欠陥導波路

次に、本研究でも用いたフォトニック結晶スラブの線欠陥導波路の光学特性について説明する。

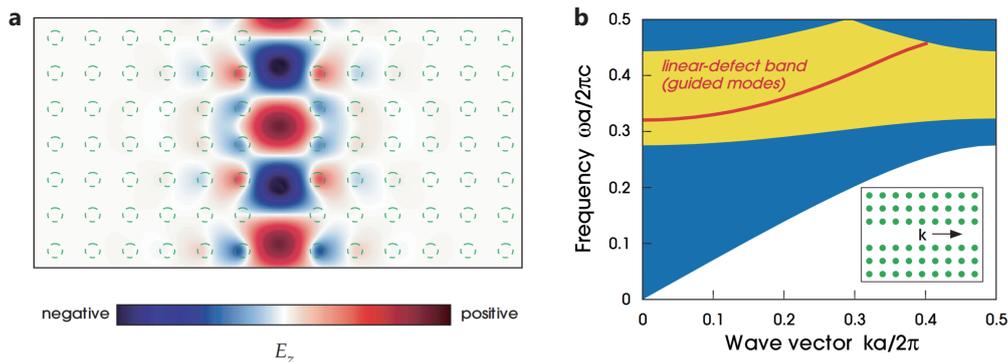


Fig. 2.5. (a) Electric field ( $E_z$ ) pattern associated with a linear defect formed by removing a column of rods from an otherwise-perfect square lattice of rods in air. (b) The projected band structure of the line defect. (From Joannopoulos, John D., *et al.*, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, 2008)

前置きとして、二次元フォトニック結晶の線欠陥導波路を説明する。Fig. 2.5.(a) にフォトニック結晶の線欠陥導波路を示す。これは結晶を構成する円柱が一行取り除かれた構造であり、PBG 中にある光は横方向に伝搬することは出来ず、導波路構造に閉じ込められる。結果として Fig. 2.5.(b) のように、PBG の中に導波路モードが生まれる。なお TE モードを仮定している。このように、線欠陥導波路のあるフォトニック結晶は、PBG 内の周波数の光を閉じ込め、伝搬させる能力を持つ。

次にスラブ構造のフォトニック結晶のバンド構造を考える。Fig. 2.6.(a) は  $z$  方向に厚みのある、穴径が六方格子状に配列されたフォトニック結晶スラブである。ここで先述 Fig. 2.4. と異なる部分は、厚みが有限の値を仮定しているところである。 $x$  と  $y$  方向に伝搬する平面波の波数ベクトル  $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$  は保存される一方、スラブに対して垂直方向の波数ベクトル  $\mathbf{k}_{\perp}$  は保存されない。垂直方向にはスラブ内と外の屈折率の差によって閉じ込められている。Fig. 2.6.(b) は波数ベクトル  $\mathbf{k}_{\parallel}$  のバンド図である。ライトコーンとは、 $c|\mathbf{k}_{\parallel}| \leq \omega$  の条件を満たす領域を意味し、スラブから漏れ出し空气中を伝搬する。さらに、バンドギャップが存在するのは TE モードの場合のみであり、TM モードではバンドギャップは存在しないこともわかる。そのため、TM モードは結晶中を伝搬することが出来る。

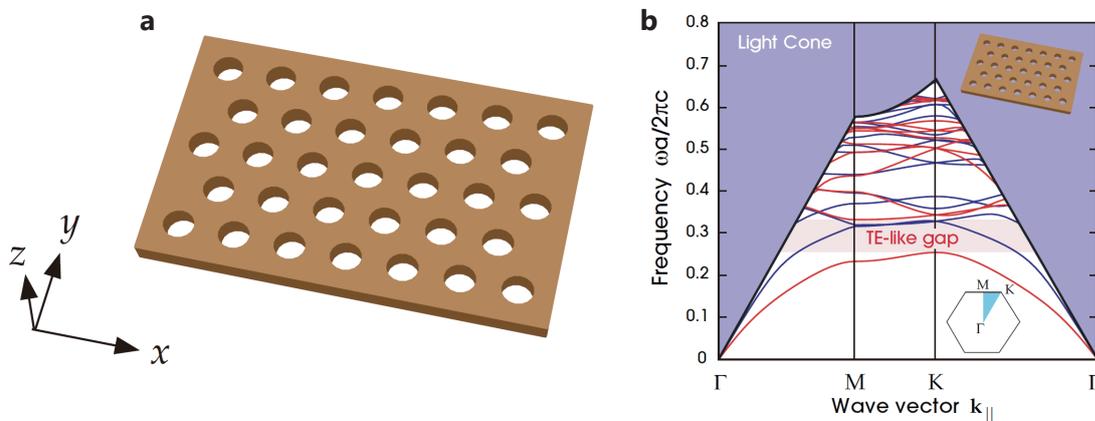


Fig. 2.6. (a) Examples of photonic crystal slabs. The hole slab, a triangular lattice of air holes in a dielectric slab. The holes have a radius  $r = 0.3a$ , and the slab has a thickness  $0.6a$ . (b) Band diagrams of (a). The blue shaded area is the light cone, all of the extended modes propagating in air. (From Joannopoulos, John D., *et al.*, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, 2008)

Fig. 2.7.(a) は対応するバンド図である。上述のとおり導波路を伝搬する光は、バンドギャップによる (スラブに対して) 平行方向の束縛、三層スラブ構造による (スラブに対し

て) 垂直方向の束縛が同時に科せられる. Fig. 2.7.(a) において, バンドギャップは薄赤色の部分で示され, ライトコーンは青色の部分で示されている. 濃赤色の領域は TE モードが結晶内を伝搬する領域である. また Fig. 2.7.(a) に存在するモード "a"~"f" に対応する  $z = 0$  における  $H_z$  の分布が Fig. 2.7.(b) である (Fig. 2.7.(a) ではモードは (\*) と記載されているが, 区別のため "\*" とする. ). モードは  $y$  方向の対称性によって奇モード (even) と偶モード (odd) に分けられている. 加えて, 周囲の大気とスラブの屈折率が大きく異なる事で新たに屈折率導波型モードが見られる. このモードは光ファイバの全反射と同じ原理で伝搬し, 全方向において適応されることが分かる (モード "a").

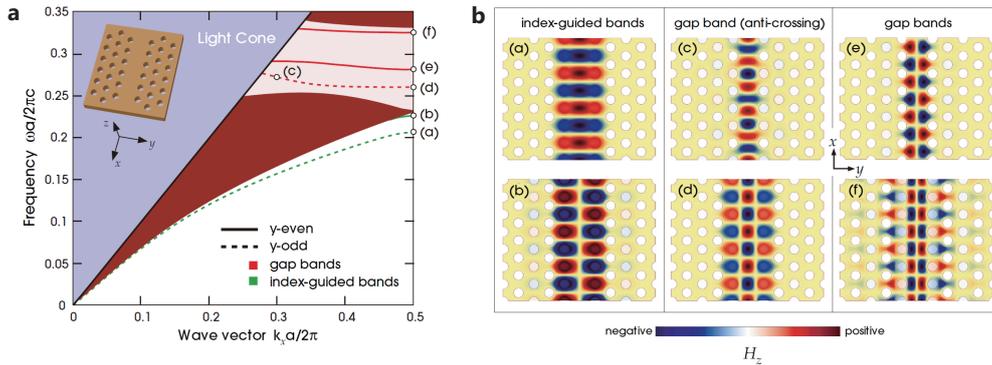


Fig. 2.7. (a) Projected band diagram of TE-like states for the hole-defected slab. (b)  $H_z$  field cross section for the missing-hole waveguide, with "a~f" corresponding to the labelled points. (From Joannopoulos, John D., *et al.*, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light," Princeton university press, 2008)

次に, フォトニック結晶スラブの線欠陥導波路のもつ興味深い性質を二つ紹介する. 一つ目に「スローライト」, そして二つ目に「導波路幅の変化による影響」を説明する.

#### ▷ スローライト

フォトニック結晶導波路では光の群速度が非常に遅くなることが知られている<sup>[81]</sup>. 群速度は包絡線の進む速度を意味し,  $k = \omega/(c/n)$  の関係を用いて群屈折率  $n_g$  は,

$$n_g \equiv \frac{c}{v_g} = c \frac{dk}{d\omega} \quad (2.1.26)$$

と表わされ,  $c$  と  $v_g$  はそれぞれ, 光速と群速度である. ここで,  $dk/d\omega$  はバンド図中のモードの傾きをであり, モードの傾きが小さいほど群速度が遅くなることを意味している. Fig. 2.8.(b) は Fig. 2.8.(a) の導波路のバンド図である. 青い領域はフォトニックバンドギャップを表しており, 黒い実線はモードを示している. 群屈折率は実線の傾きと同値であるため, バンドエッジの頂点部分において群屈折率は

発散する。つまり光は透過できなくなることを意味する。さらに、バンドエッジ付近では群屈折率が 50 を超え、光の伝搬速度が著しく遅くなる。この現象をスローライトと呼び、光バッファや光と物質の相互作用の強化に技術が応用されている [82]。

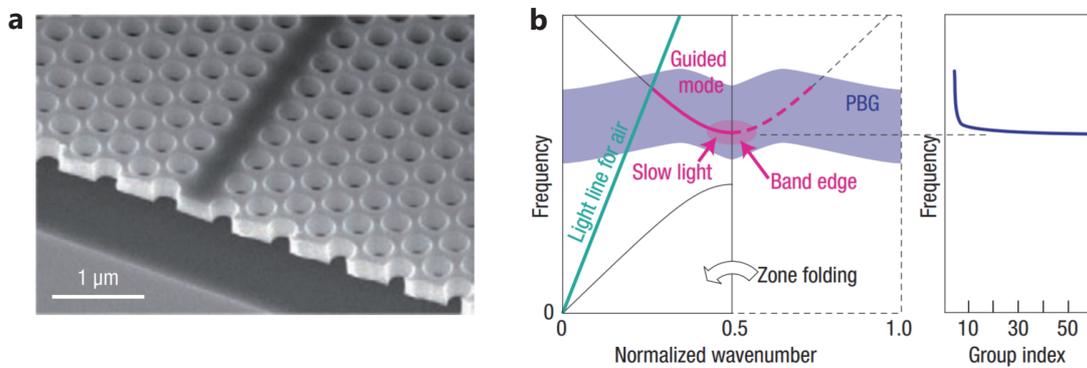


Fig. 2.8. (a) Scanning electron microscope image and, (b) schematic band and group-index spectrum of a silicon PCW with respect to the absolute frequency. (From T.Baba, *et al.*, "Slow light in photonic crystals", *Nat. Photonics* (2008).)

#### ▷ 導波路幅の変化による影響

フォトニック結晶導波路の幅の変化による影響を、具体例を挙げながら説明する。ある先行研究では、幅がテーパ構造に設計された導波路を構造として用いている [83]。格子定数に変化を加えておらず、導波路幅のみを狭める。導波路幅  $w(x)$  の変化を示しており、 $x$  方向に対してリニアな関数である。導波路幅が狭くなるにしたがって伝搬モードが上にシフトしていることが分かる。すなわち、バンドエッジが短波長側に推移していることを意味する。このように、長波長の光は狭い幅は通れずに散乱、反射する。この原理から、導波路幅を変化させることによって、PBG は変えずに導波路を透過する波長帯域を制御することが出来る。このような幅変化型フォトニック結晶は DeMux などにも応用されている。

### 2.1.5 フォトニック結晶の製造誤差による影響

理想的に設計された PhC デバイスでは、シミュレーション通りの光学特性を得ることが出来る。しかし実際には製造上の誤差は避けられず、製造誤差はデバイスの性能に (基本的には) 悪い影響を及ぼす。PCW における製造誤差による影響について様々な研究が行われている [84, 85]。PhC 共振器においても、Q 値の低下などのネガティブな影響を与え

てしまう<sup>[86]</sup>。また、製造誤差は局所的な光の閉じ込め効果を起こす場合があり、この現象はアンダーソン局在と呼ばれている。Fig. 2.9. は局在のイメージ図である。製造誤差があることによって入射光が散乱され、透過特性に影響を与えたり、もしくはランダムな箇所にも光を閉じ込める。製造誤差による局在を応用した研究も存在する<sup>[78,79]</sup>。

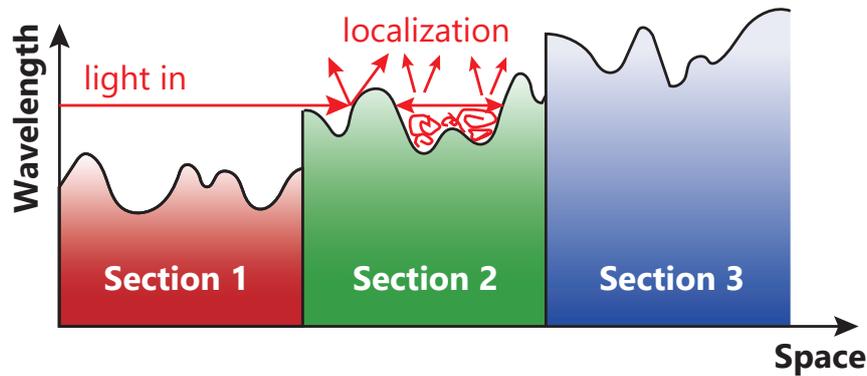


Fig. 2.9. Schematic image of localization in chirped PCW.

フォトニック結晶の製造誤差は、リソグラフィの工程で生まれる。リソグラフィとは、フォトニック結晶のパターンをシリコン基板上に構成する際に光や電子ビームを用いて露光し、転写する手法のことである。基盤の表面にレジストを塗り、パターンに切り取られたフォトマスク被せ、そこにレーザーを当てる。そして露光した部分のみがレジストと反応して削られ、パターンが形成される。リソグラフィの解像度は、

$$R = k \frac{\lambda}{NA} \quad (2.1.27)$$

で与えられる。ここで、 $R$  は解像度、 $\lambda$  は光の波長、 $NA$  は開口数、そして  $k$  は  $k$  ファクターを表す。リソグラフィは光を当ててウェハを削るため、入力光の波長が短いほど微細な構造を作成することが出来る。さらに、開口数は狙ったスポットにどれだけの確に光を当てられるかを意味する。開口数は、 $NA = n \sin \theta$  で示される。 $n$  はレンズとウェハ間の屈折率、 $\theta$  はウェハに対する入射角である。そして  $k$  はリソグラフィのプロセスの良し悪しを表し、レジスト上で光が当たっている部位と当たっていない部位がどれだけ綺麗に分かれているか等の効率を示す係数である。レジストのコントラストが最大でも波長の  $1/4$  以下は解像することが出来ず、他のレジスト現像の際のプロセスや素材を最適化しても、その限界は  $0.30$  程度になる。そのため、リソグラフィの精度向上のためには、用いるレーザーをより短波長にするか、開口数を上げる方向性が妥当である。

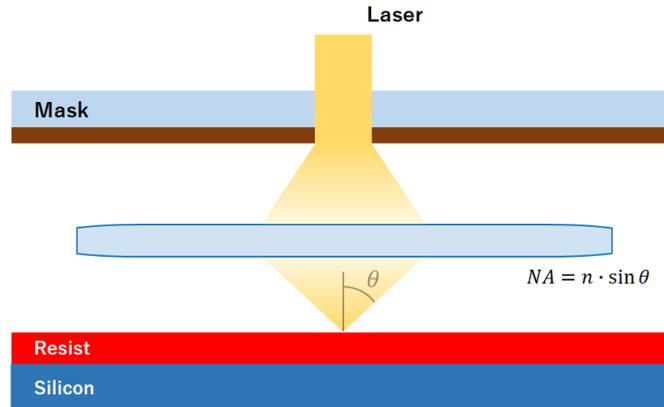


Fig. 2.10. Resolution in photolithography.

一般的な ArF のエキシマレーザ ( $\lambda$ : 193 nm) を用いたフォトリソグラフィでは分解能は約 2 nm である。そこで更なる微細な構造の作成のため、電子線を用いた EB リソグラフィや EUV(Extra Ultra Violet) リソグラフィ等が研究されている<sup>[87]</sup>。さらに、レンズとウェハ間を液体で満たし、屈折率を上げることで開口数を上げる液浸リソグラフィも開発されている。

次に局在のメカニズムの詳細を説明する。局在には二つのメカニズムが存在し、それぞれが異なる局在パターンを見せる。局在の様子をシミュレーションした画像を Fig. 2.11.(a,b) に示す。光源は導波路の中央部分に設置しており、格子定数は  $a = 260$  nm である。光強度は 1 で規格化されている。また製造誤差に見立てて、 $\sigma = 0.04a$  の乱数を空孔の中心に振っている。Fig. 2.11.(a) は導波路を伝搬する波長、Fig. 2.11.(b) は伝搬することのできないバンドギャップの波長でのシミュレーション画像である。また、ここで局在の度合を示す係数として、局在長  $\xi$  を定義する。局在長  $\xi$  は  $\langle \ln(I) \rangle = -x/\xi$  で定義され、 $I$  は強度分布の時間平均、 $x$  は格子定数で規格化された距離である。Fig. 2.11.(c) において、赤い直線の傾きの逆数が局在長と言える。局在長の定義から、光が光源からより遠くまで伝搬しているほど高い値を取ることが分かる。次に光源に設定された波長と、局在長の関係を Fig. 2.11.(d) に示す。それぞれ、バンドギャップ (灰) 伝搬する周波数領域 (赤) と、伝搬できないエバネッセント領域 (青) に色分けする。また黒線はバンドギャップに対応する周波数を示しており、ドットは観測点である。さらに Fig. 2.11.(e) は波長と光子密度 (DOS: Density of state) のグラフである。DOS とは光子がどれだけ一点に集中をしているか表す指標である。カットオフ周波数付近では光は導波路を伝搬することが出来ないため、光源付近で光子が留まり続け、光子密度が発散することが確認できる。

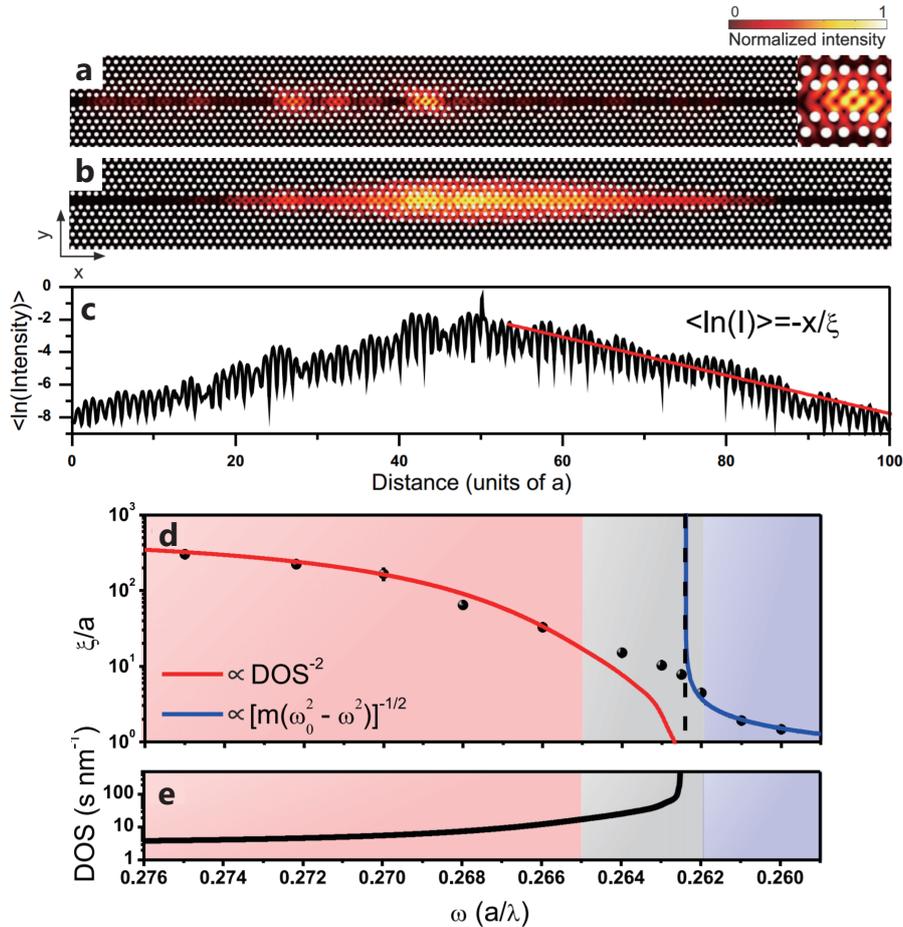


Fig. 2.11. (a) Electromagnetic field intensity at propagating wavelength. (b) Steady-state electromagnetic-field intensity in a disordered PCW. (c) Ensemble-averaged electromagnetic-field intensity profile along the waveguide direction. The localization length can be extracted from slope of the exponential decay. (d) Localization length calculated in a disordered PCW. (e) The corresponding density of optical states (DOS) of a perfect photonic-crystal waveguide. (From P.Lodahl, *et al.*, "Two mechanisms of disorder-induced localization in photonic crystal waveguide," *Phy. Rev. B*, 96 (14) **2017**)

Fig. 2.11.(d) より、局在長  $\xi$  は伝搬領域において  $\text{DOS}^{-2}$ 、エバネッセント領域では  $[m(\omega_0^2 - \omega^2)]^{-1/2}$  にフィッティングされている。ここで  $m$  は有効光子質量と呼ばれ、 $m = \partial^2\omega/\partial k^2$  で定義される。これはバンド構造によって決定される定数であり、 $m$  は分散関係の曲率の逆数である。それぞれ  $\omega_0$  と  $\omega$  は、構造誤差がない場合とある場合のカットオフ周波数である。

伝搬領域とエバネッセント領域ではフィッティング関数が異なるため、異なる原理が局在を生み出していると考えられる。Fig. 2.12.(a,b) はそれぞれ伝搬領域とエバネッセント領域における、製造誤差の大きさと局在長の関係を示したグラフである。まずは

Fig. 2.12.(a) に着目する.  $\sigma$  が大きくなるにしたがって局在長は逆数の関係で小さくなり,  $1/\rho\Sigma$  にフィッティングされている.  $\rho$  と  $\Sigma$  はそれぞれ散乱密度と散乱面積を表しており,  $\rho$  は Fig. 2.12.(a) の挿入図の黒い領域の面積を表す. これは空孔の理想の位置からのずれにより, 移動した部分の総面積である. また,  $\Sigma$  は散乱する確率を表しており, 光子密度が大きいほど散乱する確率は高くなる. 実際, DOS と  $\Sigma$  は  $\Sigma \propto \text{DOS}^{-2}$  の関係で表される. つまり局在長  $\xi$  は  $\rho$  と  $\Sigma$  に影響され, そのどちらも散乱に関連している. そのため, 伝搬領域における局在は, 主に製造誤差の影響による散乱ということが理解できる. 一方 Fig. 2.12.(b) から, エバネッセント領域の周波数では, 製造誤差によって局在長が大きく変わることはない. これは局在が, 製造誤差によるトンネル効果に起因しているため, 製造誤差が大きくなることで局在長が劇的に変化することはないためである.

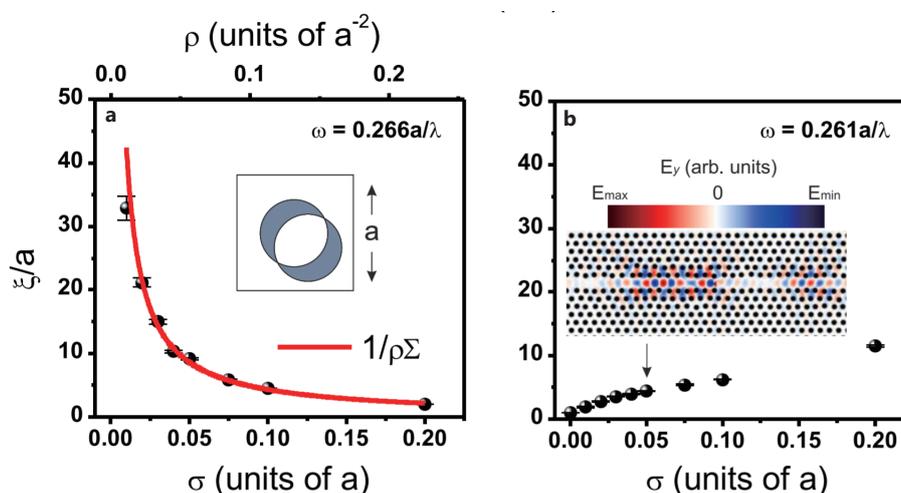


Fig. 2.12. Plot the localization length vs disorder at  $\omega = 0.266a/\lambda$  [(c) inside band] and at  $\omega = 0.261a/\lambda$  [(d) inside band gap], respectively. The inset in (a) shows the effective scattering (shaded) area when a hole is displaced from its ideal position. The inset in (b) shows the electric-field component perpendicular to the waveguide at  $\omega = 0.261a/\lambda$  and for  $\sigma = 0.05a$ . (From P.Lodahl, *et al.*, "Two mechanisms of disorder-induced localization in photonic crystal waveguide," *Phy. Rev. B*, 96 (14) **2017**)

## 2.2 FDTD 法

時間領域差分法 (Finite Different Time Domain method: FDTD 法) とは, 電磁界問題の数値解法として用いられるアルゴリズムである. 偏微分方程式であるマクスウェル方程式を離散的に定式化し, 時間的に漸化式として逐次的に計算する. シミュレーション時間はかかるが定式化は簡素で直感的であり, 電磁波の伝搬の様子を確認することが出来る

強力なツールである．ここでは二次元 FDTD 法の定式化を説明していく．

まず，微分形式のマクスウェル方程式はを再掲する．

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2.4)$$

$\mathbf{J} = 0$  とし，真空中の構成方程式を Eq (2.2.1), Eq (2.2.2) に代入する．

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.2.6)$$

Eq (2.2.5), Eq (2.2.6), を各成分ごとに表すと，Eq (2.2.7)~(2.2.12) となる．

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (2.2.7)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.2.8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (2.2.9)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.2.10)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.2.11)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (2.2.12)$$

ここで，二次元に次元を下げるために， $z$  方向を一様と定義する．そのとき， $\partial/\partial z = 0$  と

なるため, Eq (2.2.7)~(2.2.12) に適用する.

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (2.2.13)$$

$$-\frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.2.14)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (2.2.15)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.2.16)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.2.17)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (2.2.18)$$

TE 偏波を仮定する場合, 磁界は  $z$  成分, 電界は  $x, y$  成分で構成されるため,

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (2.2.19)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.2.20)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.2.21)$$

の三式を用いる. Eq (2.2.19)~(2.2.21) を空間的に離散化するために, 大きさが  $\Delta x, \Delta y$  のセルを考える [Fig. 2.13.]. ここで, 時間微分  $\partial/\partial t$  を  $\dot{\cdot}$  (ドット) で表記し, Eq (2.2.19)~(2.2.21) を離散化し, 中心差分で近似することで Eq (2.2.22)~(2.2.24) を得る.

$$\varepsilon_0 \dot{E}_x \left( i + \frac{1}{2}, j \right) = \frac{H_z(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2})}{\Delta y} \quad (2.2.22)$$

$$\varepsilon_0 \dot{E}_y \left( i, j + \frac{1}{2} \right) = -\frac{H_z(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})}{\Delta x} \quad (2.2.23)$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \dot{H}_z \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) &= \frac{E_x(i + \frac{1}{2}, j + 1) - E_x(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta y} \\ &\quad - \frac{E_y(i + 1, j + \frac{1}{2}) - E_y(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta x} \end{aligned} \quad (2.2.24)$$

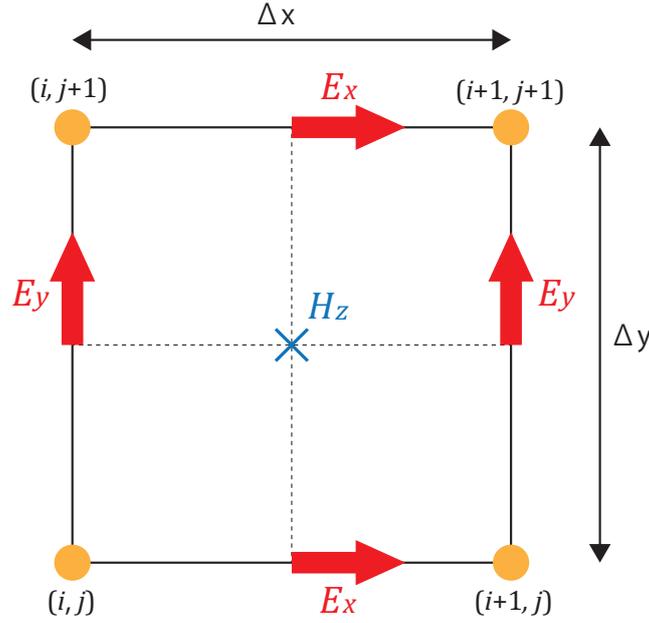


Fig. 2.13. Space relationship between  $\mathbf{E}$  and  $\mathbf{H}$  in FDTD method. The coordinate  $(i, j)$  corresponds to the place  $(i\Delta x, j\Delta y)$

上記の式から更に時間領域において差分化を行う。そこで、時間領域においても時間ステップ  $\Delta t$  で分割し差分化を行う。

$$E_x^n = E_x(t = t_0 + n\Delta t) \quad (2.2.25)$$

$n$  はシミュレーション上の計算の繰り返し回数である。したがって、時間領域で中心差分で近似をすることで Eq (2.2.22)~(2.2.24) は、

$$E_x^n \left( i + \frac{1}{2}, j \right) = E_x^{n-1} \left( i + \frac{1}{2}, j \right) + \frac{\Delta t}{\Delta y} \frac{1}{\varepsilon_0} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}} \left( i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - H_z^{n-\frac{1}{2}} \left( i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (2.2.26)$$

$$E_y^n \left( i, j + \frac{1}{2} \right) = E_y^{n-1} \left( i, j + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{1}{\varepsilon_0} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - H_z^{n-\frac{1}{2}} \left( i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (2.2.27)$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+\frac{1}{2}} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) &= H_z^{n-1} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \\
&\quad - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{1}{\mu_0} \left\{ E_y^n \left( i + 1, j + \frac{1}{2} \right) - E_y^n \left( i, j + \frac{1}{2} \right) \right\} \\
&\quad + \frac{\Delta t}{\Delta y} \frac{1}{\mu_0} \left\{ E_x^n \left( i + \frac{1}{2}, j + 1 \right) - E_x^n \left( i + \frac{1}{2}, j \right) \right\}
\end{aligned} \tag{2.2.28}$$

Eq (2.2.26), Eq (2.2.27) より, 繰り返し時間  $n$  における電場  $E^n$  は,  $H^{n-\frac{1}{2}}$  と  $E^{n-1}$  から求められることが分かる. さらに, Eq (2.2.28) より,  $H^{n+\frac{1}{2}}$  は,  $H^{n-\frac{1}{2}}$  と  $E^n$  から求められる. このように時間領域で離散化された電場と磁場を, 交互に逐次解いていく [Fig. 2.14].

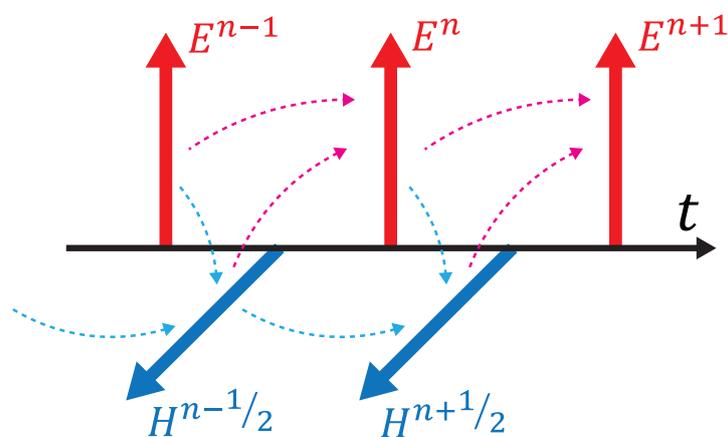


Fig. 2.14. Time configuration of electric and magnetic fields.

## 第3章

# データ解析に向けた準備

## 3.1 シミュレーション結果

### 3.1.1 Meep の設定

フォトニック結晶導波路のシミュレーションは、Meep と呼ばれる FDTD 法のシミュレーションを行うオープンソースアプリケーションを用いて進めた。計算サーバーは hpc02 を用いた。サーバー上にコードを作成するために "WinSCP", 命令を出力するため "Poderosa Terminal" を用いた。それぞれフリーのアプリケーションのため、自由にインストールが可能である。さて、Meep には Scheme という言語で記述したコードで命令するが、フォトニック結晶は多くの空孔を設置する必要があるため、各空孔に対して一文を書いて連ねる必要がある。これは人力では不可能であるため、C++ の for 構文を用いた。cpp ファイルは C++ 言語で記述されたコードであり、Scheme で書かれたコードを出力する。Scheme で書かれたファイルの拡張子は ctl である。ctl ファイルを Meep に命令することによって、電磁波シミュレーションをすることが出来る。Fig. 3.1. は、WinSCP で確認できるファイルの拡張子と、Poderosa でのコマンドを示したチャートである。

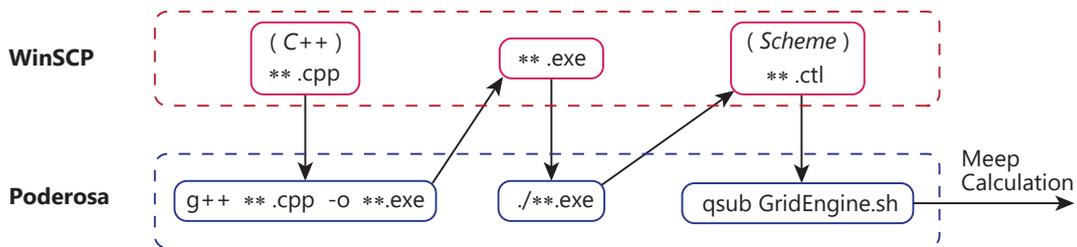


Fig. 3.1. File extensions and their commands correspond to the extension.

また、Meep の計算において時間や長さは無単位であり、基準値は任意に設定が可能である。今回のシミュレーションでは、フォトニック結晶の格子定数 420 nm の長さを 1 として計算した。そのため時間 1 を、格子定数の長さを光速で進むのに要する時間と定義する。以下に、フォトニック構造を設計する上で記述するパラメータと、そのコードを記す。

▷ (set-param! resolution *number*)

計算の分解能を設定している。今回の解析では 15 に設定しており、具体的には 420/15 nm で 28 nm である。

▷ (set-param! r1 *r*); sigma =  $\Delta r$ 

フォトニック結晶の空孔の半径を設定している。"sigma"は半径にランダムな値を加えており、実際の半径は  $r - \Delta r \leq r \leq r + \Delta r$  をとる。

## ▷ (set-geometry (append))

シミュレーション上の構造を設定、配置する。記述した順番に配置していくため、まずは計算領域を定義する。計算領域の定義は geometry-lattice クラスの (make lattice ...) を用いる。

## ▷ (list ...)

append 内に記述することで、空孔の設置を一挙に行うことが出来る。

▷ (make cylinder (center *x y z*)(radius *r*)(height *h*)

(material (make dielectric (epsilon  $\epsilon$ ))))

誘電率  $\epsilon$  の円筒を配置する。座標、半径、高さを設定することが出来る。

## ▷ (set! source (list

(make source (src (make gaussian-src (frequency *f*)(fwidth *df*)(cutoff *cf*))  
(component  $E_y$ )(center *x y z*)(size *X Y Z*))))

光源に関する情報を記述する。ガウシアンパルスの光源を用いる場合は、中心周波数(波長)や線幅を定める必要がある。場合によっては強度やカットオフを定めることもできる。代わりに連続波(CW: continuous wave)を設置することもできる。

## 3.1.2 透過スペクトル計算

まずは単純なフォトニック結晶導波路の透過スペクトルを計算する。透過スペクトルを取得する場合、以下のコマンドを追加する。

▷ (define *object*

(add-flux *fcen df nfreq*)

(make flux-region (center *x y z*)(size *X Y Z*)))

ある任意の場所に任意のサイズの流束ベクトル場を計測する領域を作成する。このシミュレーションではポインティングベクトルが対象である。さらに、(add-flux ...) によって、そのフーリエ変換を時間積分、つまりフーリエ級数を蓄積することが出来るため、それが透過率に対応している。また、周波数領域や中心周波数、算出する周波数間隔を設定する。

▷ (run source+ time ...)

シミュレーションの継続時間を決定する。上のコマンドの場合、全ての光源が切れてから *time* 経過するまで継続する。

▷ (display-fluxes *object*)

*object* に蓄えたデータを Excel データとして出力する。

Fig. 3.2. の結果は半径のランダム性を比較した結果である。

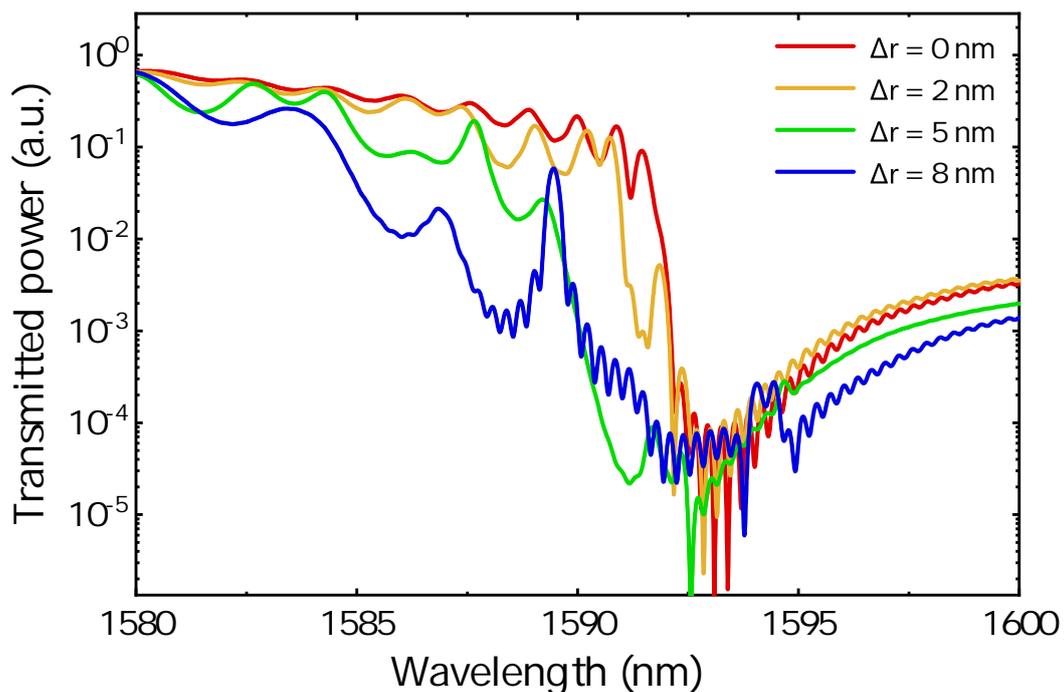


Fig. 3.2. The transmittance spectrum of PhC waveguide. It shows these four cases, radius randomness  $\Delta r = 0$  nm, 2 nm, 5 nm, 8 nm.

なお導波路幅と導波路長はそれぞれ、744 nm と格子定数 60 周期に固定している。この結果から、半径のランダム性が大きいほど、バンドギャップの波長帯域でスペクトルが

歪になっていることが分かる。これは局在のメカニズムからも理解できる現象である。次に Fig. 3.3. に導波路幅を変化させたときの透過スペクトルの比較結果を示す。この結果から、導波路幅によってバンドエッジが制御できることが確認できる。これは、導波路幅が広くなるにつれて導波路モードが長波長側に推移することを考慮すれば納得がいく結果である。

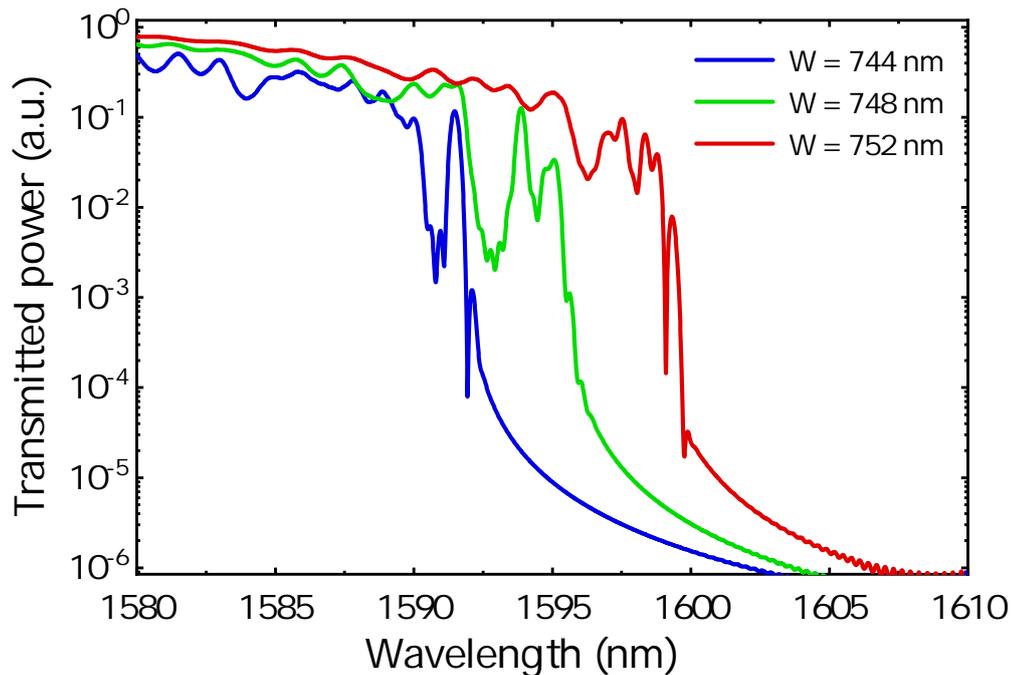


Fig. 3.3. Comparison of the transmittance spectrum of PhC waveguide, which width are 744 nm, 748 nm, 752 nm. A radius randomness is fixed at 2 nm.

### 3.1.3 チャープ導波路設計および強度プロファイル取得

次にチャープ導波路の設計を行った。Fig. 1.14. は 752 nm から 744 nm まで、4 nm ずつ幅が狭くなるチャープ導波路のイメージである。なお全てのセクションにおいて、格子定数、穴径、導波路長は同等である。この構造において強度プロファイルを取得する。強度プロファイルを取得するコマンドを下に記す。

▷ (at-beginning output-epsilon)

シミュレーションの開始時に誘電体マップを出力する。

▷ (after-time *time* (at-every *dt* synchronized-magnetic output-tot-pwr))

ある任意の時間 *time* 以降シミュレーション終了時まで、*dt* 間隔で光強度マップを出力する．時間が離散化されている FDTD 法において、時刻 *t* における強度分布  $P(t)$  は次式で表される．

$$P_{-}(t) = \frac{1}{2}\varepsilon\|E(t)\|^2 + \frac{1}{2}\mu\|H(t - \Delta t/2)\|^2$$

この式からわかる様に、ポインティングベクトルを計算する際に磁界成分が  $\Delta t/2$  は生じないが、シミュレーションの精度が一次精度  $O(\Delta t)$  となる．FDTD 法は二次精度  $O(\Delta t^2)$  のため、精度が低減することは避けられない．そのため、中央差分近似を利用することによって精度を回復させる (synchronized-magnetic コマンド)．

$$P_{+}(t) = \frac{1}{2}\varepsilon\|E(t)\|^2 + \frac{1}{2}\mu\|H(t + \Delta t/2)\|^2$$

$$P_{\text{syn}}(t) = (P_{+}(t) + P_{-}(t))/2$$

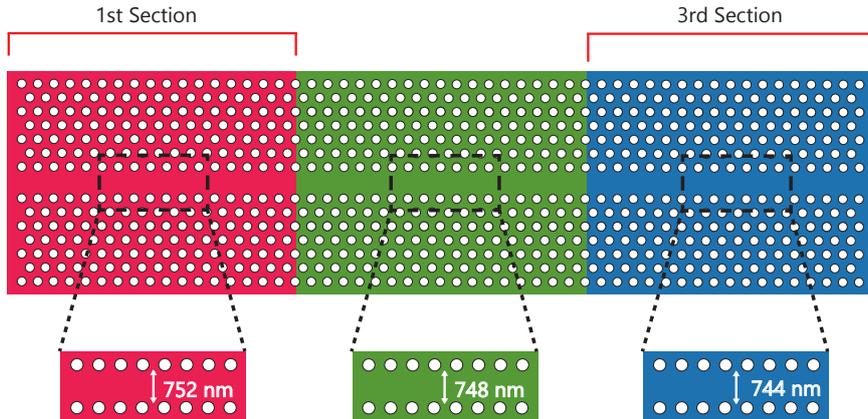


Fig. 3.4. The chirp PhC waveguide, which width decreases from 752 to 744 nm in 4 nm steps.

以上の二つのコードを使って得られた h5 ファイルを、重ねて png 画像に変換することが出来る．この変換は h5topng コマンドをターミナルから入力すればよい．

次に、Fig. 3.4. に示した構造を用いて実際に強度分布を出力した．Fig. 3.5. はその図である．波長帯域は、1588.8 nm - 1598.6 nm とした．なお構造ランダム性は、空孔の半径に対して 2 nm、中心に対して 2 nm 振っている．したがって局在が生成され、そのパ

ターンは波長によって異なることが確認できる．また，枠色は Fig. 3.4. の構造と対応しており，大まかに局在の位置を制御することも出来ている．

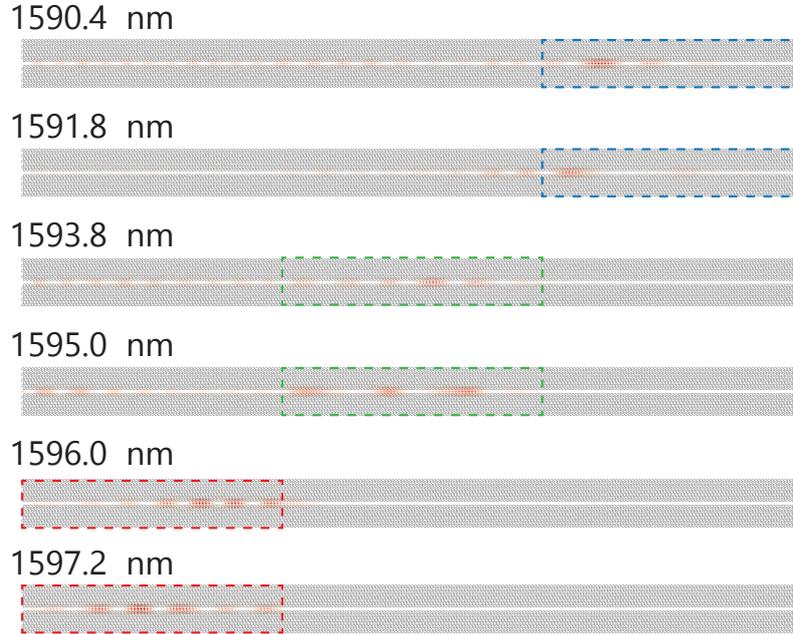


Fig.3.5. The intensity profiles of chirp PhC waveguide. It represents wavelength-dependent localization.

次に複数波長を入力して強度分布を出力する． $\lambda_1$  と  $\lambda_2$  の二波長入力を想定し，それぞれの強度分布を  $I_1(x)$ ,  $I_2(x)$  とする．二波長入力の強度分布  $P_{\text{multi}}(x, t)$  は

$$P_{\text{multi}}(x, t) = I_1^2(x) + I_2^2(x) + 2I_1I_2 \cos \phi$$

となる． $\phi$  は二つの波長の位相差を表している．つまり多波長入力には振動項が含まれている．後章で登場する最適化アルゴリズムでは，強度分布は線形型である必要がある．そのため，多波長入力の強度分布を，単一波長入力の線形結合とみなすためには，時間平均を考慮しなければならない．そこで一例として，1592.2 nm と 1595.0 nm の二波長入力において，位相による影響を確認した．一般的に， $\lambda_1$  と  $\lambda_2$  のうなりの周波数  $\Delta f$  は次式で表される．

$$\Delta f = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda_{\text{cen}}^2}$$

$\Delta\lambda$ ,  $\lambda_{\text{cen}}$  はそれぞれ，差分波長と中心波長を表している． $c$  は光速である．従って，Meep で規格化された時間において，うなりの周期は  $\lambda_{\text{cen}}^2/a\Delta\lambda$  となる．先に挙げた具体例の場合

合，周期は約 2159.5 meep-time である．今回のシミュレーションでは，その周期時間を 20 でサンプリングし，平均することによって近似的に時間平均を算出した．

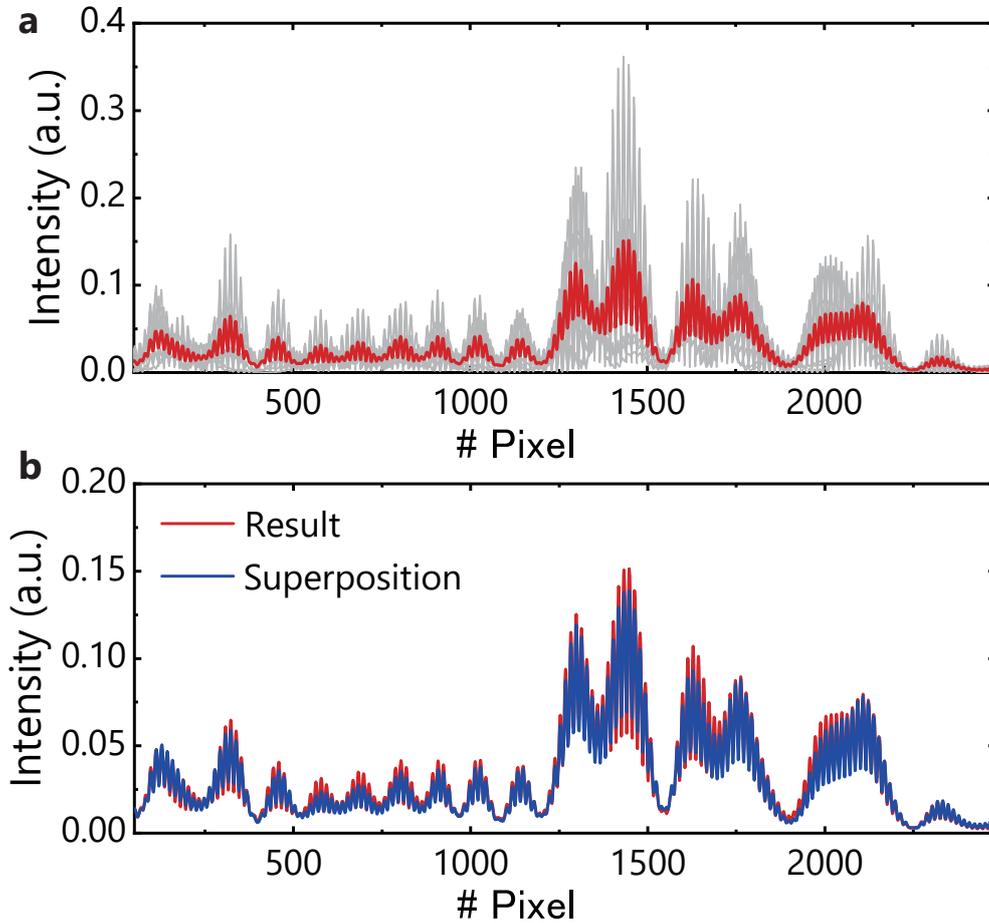


Fig. 3.6. (a) Discretely sampled intensity distributions (black) and time averages of approximate calculated intensity distributions (red). (b) Comparison of the intensity distribution between the result of two wavelength input (red) and superposition of single wavelength (blue).

Fig. 3.6.(a) に，その結果を示す．なお，導波路に対して垂直方向に強度の総和を取っている．黒線はサンプリングされた時間での強度分布を表し，赤線はそれら全てを平均して算出した，強度分布の時間平均結果である．そして，Fig. 3.6.(b) に，時間平均した強度分布と単一波長入力の強度分布の足し合わせの比較結果を示し，またそれぞれを赤と青で表す．ここから時間平均を取った場合，位相によるうなりの影響を低減することが出来ていることがわかる．さらに，実験で用いるカメラの露光時間は，うなりの周期よりも非常に長く，位相の影響は無視できると考えられる．そのため，複数波長入力による強度分

布を，単一波長入力の強度分布の線形結合とみなせることが確認できた。

## 3.2 実験結果

本節では，実験に用いた構造や，実験によって得たデータについて説明する．まず，Fig. 3.7. に，実験に用いた PhC チップと，幅変化型 PhC 導波路を示す．

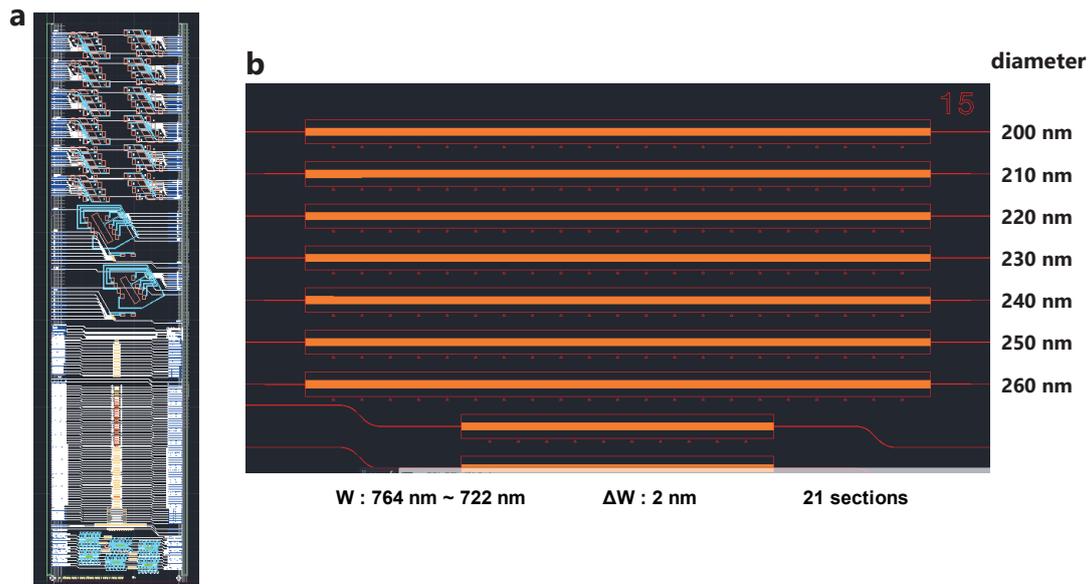


Fig. 3.7. (a) CAD design of the whole PhC chip. (b) The structure of chirped PhC waveguide for the spectrometer. The lattice constant  $a = 420$  nm, and the width decrease from 764 nm to 722 nm by 2 nm.

本研究では，Fig. 3.7.(b) のような幅変化型 PhC 導波路を用いた．格子定数は 420 nm とし，周期的に空孔が設置されている．幅は 764 nm から 722 nm まで変化し，各セクションの長さは 80 周期分である．そのため，セクション数は 21 であり，導波路全体の長さは，約 0.71 mm である．なお導波路構造において直径が振られており，200 nm から 260 nm まで設計した．このチップは産業技術総合研究所（AIST）に作成を依頼した．次に，アライメントを行った後に導波路構造の左側から光を入力し，上に設置されているカメラを用いて局在を観察した．Fig. 3.8. はその結果を示している．プロファイルの左側には空孔の直径を記し，右側には局在の確認できた波長帯域を記している．本論文では局在の分布が重要な要素となっているため，局在の見える波長帯域は重要となる．最もアプリケーション先が見込める通信波長をターゲットとするため，後章では直径 240 nm の構造を用いて進めていくこととした．

diameter			wavelength range
210 nm	1608.00 nm	1630.00 nm	1608 nm ~
220 nm	1577.22 nm	1613.50 nm	1577 nm ~ 1614 nm
230 nm	1553.09 nm	1585.25 nm	1553 nm ~ 1586 nm
240 nm	1530.02 nm	1569.43nm	1530 nm ~ 1570 nm
250 nm	1518.61nm	1551.27nm	1518 nm ~ 1552 nm

Fig. 3.8. Experimental profiles obtained by each chirped PhC waveguide. The wavelength band where localization can be seen is shown on the right of the profiles.

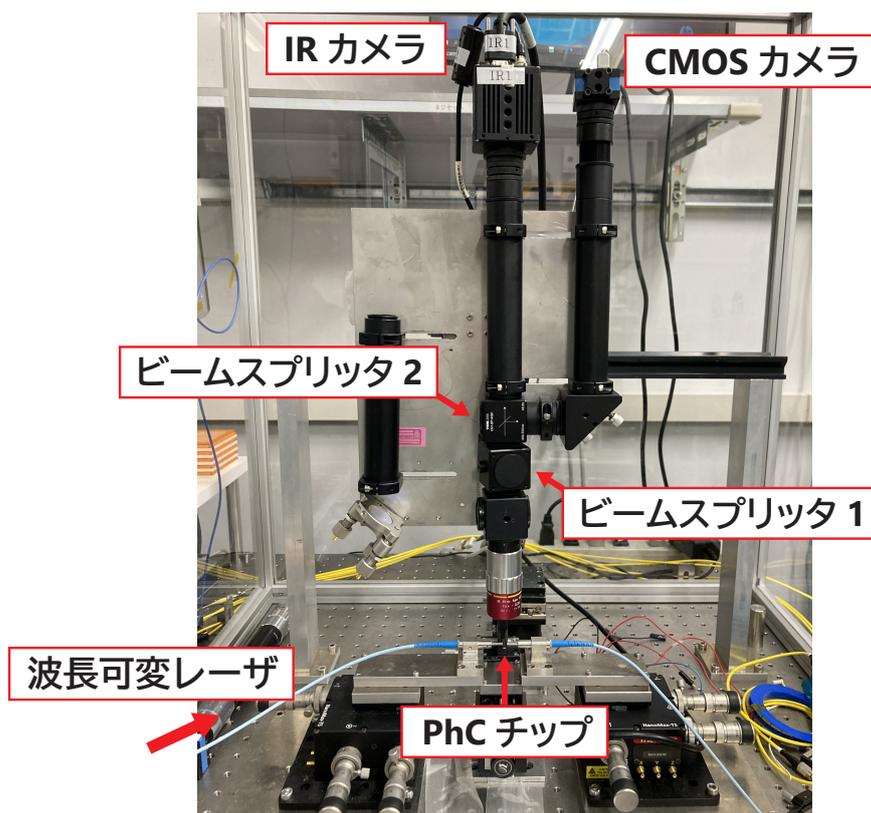


Fig. 3.9. Experimental setup.

Fig. 3.9. に実験系を示す．使用したレーザは SANTEC 社の波長可変レーザ「TSL-510」である．ビームスプリッタ 1, 2 はそれぞれ THORLABS 社の「CM1-BP108」, 「CM1-BP145B1」である．ビームスプリッタ 1 の後部にはライドガイドが繋がっており，チップを照射する可視光が入力されている．ビームスプリッタ 2 で可視光領域を左に分離し，CMOS センサで受光する．IR カメラは Goodrich 社「SU320-KTS」, CMOS センサは The Imaging Source 社「DFK 72AUC02」である．対物レンズは Mitutoyo 社「M PLAN APO 20×」を使用する．

次に，実験画像において強度分布が線形の関係となるかを確認する必要がある．検証のため，波長を固定した状態で光の入力強度を上げ，画素値がどのように変化するかを確認した．Fig. 3.10.(a) はその結果を示している．入力波長は 1560.95 nm に固定し，ある三つのピクセルの画素値がどのように変化しているかを確認した．このことから入力強度を上げると画素値は線形に上昇していき，ある閾値で横這いになることが分かる．これは画像のビット深さが 16bit のため，画素値の最大値が 65536 であることが理由である．したがって入力光の強度が強い場合は画素値が飽和してしまい，線形が崩れてしまうことが確認できた．それに加えて，画像にはカメラに依存するノイズが入っているため，その影響も考慮する必要がある．このため光を全く入力していない状態で画像を取得し，ノイズ情報として利用した．Fig. 3.10.(b) は，ノイズの影響を除去した二波長入力と，単一波長入力の強度分布の足し合わせ結果を比較したグラフである．なお，画素値が飽和しないようにカメラ感度と入力強度を制限し，画素値を導波路の垂直方向に足し，一次元化した．この結果からも，強度分布が線形に扱えることがわかる．

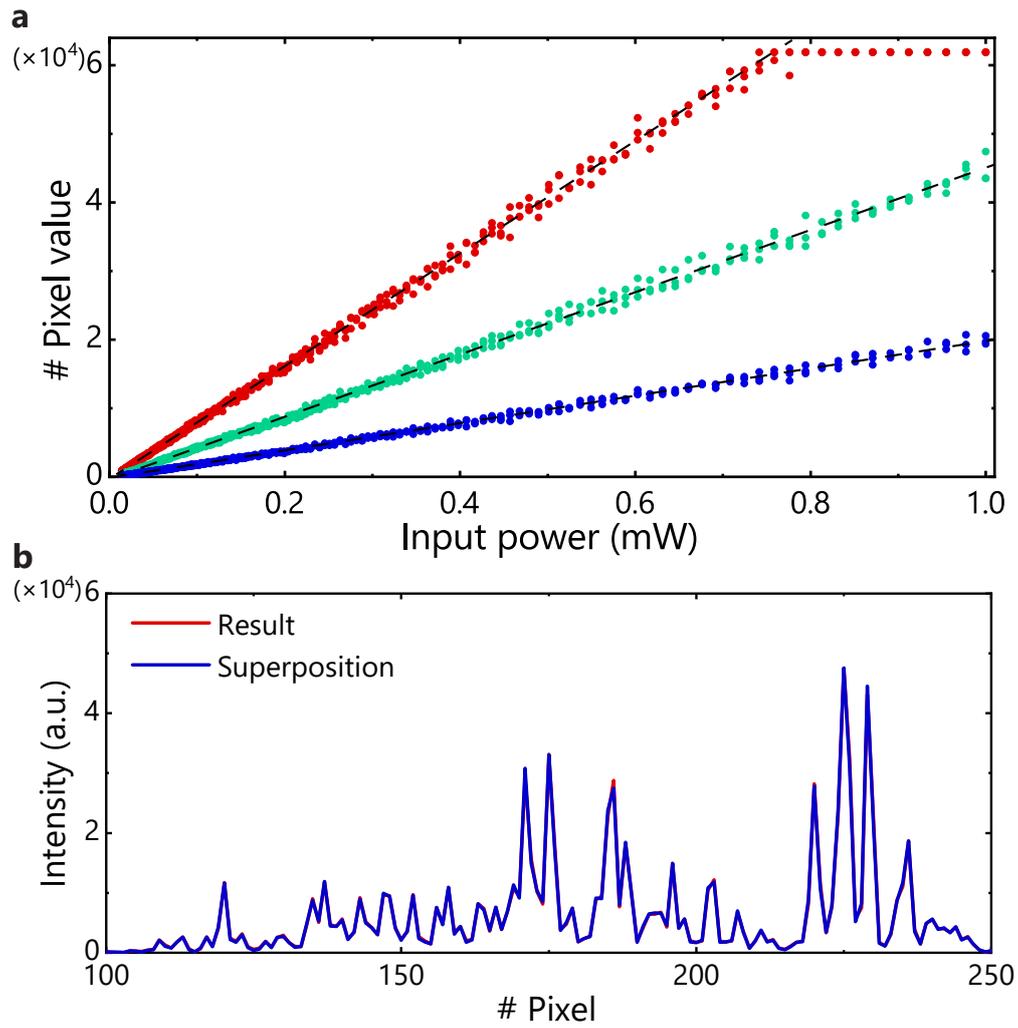


Fig. 3.10. (a) Relationship between light input intensity and a pixel value. We found to be linear up to a threshold. (b) Comparison of the result of two wavelength input,  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$ . This graphs shows that the intensity distribution is linear.

## 第4章

# データ解析と再構築結果

前章ではシミュレーションと実験の両方で、フォトニック結晶導波路における局在を確認した。この章では、得られた強度分布画像を用いて、如何にして分光デバイスとして機能させるかを説明する。また、データ解析によって得られた結果を示す。

### 4.1 再構築用アルゴリズム

最適化アルゴリズムとは、最適化問題を解く際に用いられるアルゴリズムの総称であり、最適解の問題の近似解を見つけ出す手法として、現在も研究されている<sup>[88]</sup>。最適化問題とは、パラメータ変数や目的関数、制約条件を定義し、制約を満たしつつ目的の値を最大化もしくは最小化する条件を探る問題の総称である。最も有名な一例として、巡回セールスマン問題がある。セールスマンがいかに効率よく複数の顧客先を巡るかを模索するこの問題は、訪問する順番を変えながら、最も短い距離、または時間で巡回できる経路を逐次的に調べてゆく。順番を変えながら最短経路を比較しながら進めるため、時間はかかるが、組み合わせ問題の近似解を求めることが出来る強力なツールである。

#### 4.1.1 焼きなまし法

焼きなまし法 (Simulated Annealing: SA) とは、最適化アルゴリズムの一種であり、広域での最適解を見つける事に長けたアルゴリズムである。金属のような物質を融解するまで熱を加え、徐々に冷却するアニーリングから着想を得ている。SA アルゴリズムの模式図を Fig. 4.1. に示す。一般的に最適化アルゴリズムは、コスト関数が小さくなる方向に向けてパラメータを変化させる。一方 SA の場合、パラメータ制御を繰り返すたびに温度が低下する、システム温度が定義されている。そして、温度が高い状態の場合、その温度に依存する確率をもって、コストが悪くなるパラメータの変化を許容する。温度が低くなるにつれて、改悪される変化を受け付けなくなり、狭域での局所解の探索に移行する。この特徴から、計算に時間はかかるが、局所解に捕捉されにくく、広域解を探し出すことに長けていると言える。

次に、本研究における焼きなまし法の使用方法を説明する。前章では、局在の強度分布は線形であることが確認できた。つまり、ある複数波長入力による局在の強度分布  $\vec{I}_{\text{multi}}$

は、次式のように表すことができる。

$$\vec{I}_{\text{multi}} = \sum_{i=1}^n a_i \vec{I}_{\lambda_i} \quad (4.1.1)$$

ここで、複数波長入力を構成する波長を  $\lambda_k$  ( $k = 1 \sim n$ ) とする。事前に単一波長入力の強度分布のデータを校正してあれば、ある未知の複数波長入力の強度分布が検出された際に線形結合の係数  $a_i$  が定まる。したがって最適化アルゴリズムを用いて最適な  $\vec{a}$  を求めることが出来れば、それがスペクトル情報の再構築結果となる。

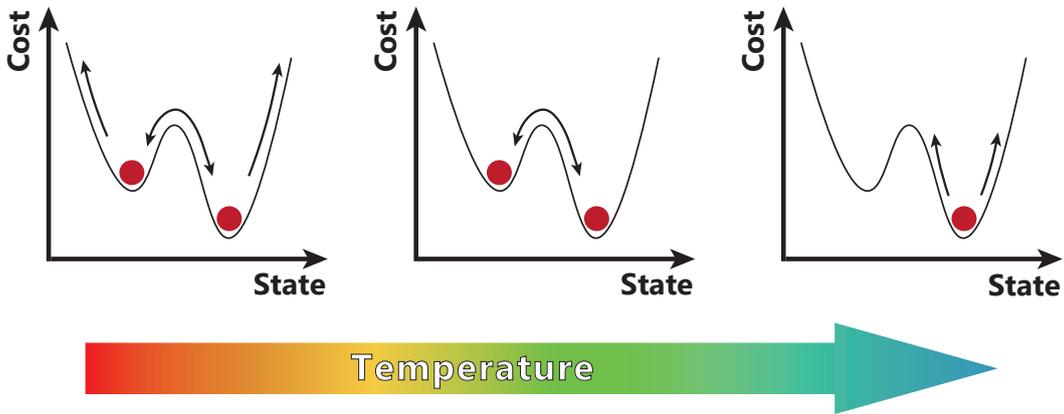


Fig. 4.1. Schematic image of simulated annealing algorithm.

簡潔に表すために行列表記を行う。ある任意の波長  $\lambda_i$  を入力することで得られる強度分布データを  $\vec{I}_i$  とする。ターゲットとする波長帯域幅を  $N$  nm とし、波長分解能が  $\Delta\lambda$  の場合、最適化すべき波長クラス数は  $N/\Delta\lambda$  となる。この波長クラス数を  $n$  とする。このように、それぞれの波長を単一入力して得られる強度分布データは  $\vec{I}_k$  ( $k = 1 \sim n$ ) と表わすことができる。次に遷移行列  $\mathbf{T}$  を考える。遷移行列は  $\mathbf{T} = (\vec{I}_1, \vec{I}_2, \dots, \vec{I}_n)$  と定義される。するとこの遷移行列  $\mathbf{T}$  は、スペクトルを表すベクトル  $\vec{S} = (a_1, a_2, \dots, a_n)^T$  と強度分布データ  $\vec{I}$  を結びつける行列となることに注意したい。

$$\vec{I} = \mathbf{T}\vec{S} \quad (4.1.2)$$

Eq 4.1.1 と Eq 4.1.2 は、表記法は違えど全く同じ意味を持つ式である。次に、ある未知のスペクトルを持つ光が入力された場合を考える。未知のスペクトルを波長分解能  $\Delta\lambda$  に合わせこむように離散化した入力スペクトルのベクトルを  $\vec{S}_{\text{unknown}}$ 、得られた強度分布データを  $\vec{I}_{\text{unknown}}$  と置く。予め遷移行列  $\mathbf{T}$  を校正しておき、最適化アルゴリズムを用い

て  $\vec{S}_{\text{unknown}}$  を再構成する場合、パラメータ変数および目的関数、制約条件は以下のよう  
にまとめられる。

#### パラメータ変数

変化させるパラメータは  $a_1, a_2, \dots, a_n$  であり、すなわち  $\vec{S}$  の全ての要素である。

#### 目的関数

アルゴリズムによって得られた強度分布の解  $\mathbf{T}\vec{S}$  と、スペクトルが未知の強度分布  
データ  $\vec{I}_{\text{unknown}}$  の差分を表す目的関数が設定される。目的関数は多種多様であ  
り、その形式によって幾許か性質が異なる。しかし本質的には、同じ次元や要素数  
を持つ行列やベクトルの各要素を比較し、どれだけ乖離しているかを示す関数で  
あることは同じである。本研究で用いた目的関数は、平均二乗誤差 (MSE: Mean  
Squaared Error) や正則化項を用いた。詳細は後述する。

#### 制約条件

パラメータを変化させる際に、非負条件 ( $a_k \geq 0; k$  は  $n$  以下の自然数) を課した。

以上のことを踏まえ、最適化アルゴリズムを用いたスペクトル再構築のプロセスを纏め  
る。初めに、単一波長を入力し、その強度分布データを蓄積し、遷移行列  $\mathbf{T}$  を求める。次  
に、取得した未知のデータ  $\vec{I}_{\text{unknown}}$  に対して  $\mathbf{T}\vec{S}$  と  $\vec{I}_{\text{unknown}}$  の差が小さくなるように  $\vec{S}$   
の要素を変化させる。このとき要素が負にならないよう気を付ける。その差が小さくなる  
につれ、 $\vec{S}$  が  $\vec{S}_{\text{unknown}}$  に近づき、スペクトルを再構築できる。Fig. 4.2. にフローチャー  
トを示す。Fig. 4.2. に示す通り、アルゴリズムにはシステム温度  $T$  が定義される。 $C$  は  
パラメータの変化前後のコスト関数の変化を示し、 $C > 0$  の場合、コスト関数が増大  
する方向のパラメータ変化であることを意味する。そして、パラメータを変化させたとき  
に、コスト関数の値が大きくなってしまった場合でも、 $\exp(-C/T)$  という確率をもって、  
変化を許容する。これが焼きなまし法の特徴であり、温度に関するパラメータ  $T_{\text{ini}}, T_{\text{fin}},$   
 $\eta$  を調節することで、様々なケースのスペクトル再構築に対応することが可能となる。な  
お、改悪にあたるパラメータ変化を許容する確率は、温度が高い時やコスト関数がさほど  
大きくなならないときほど高くなる。

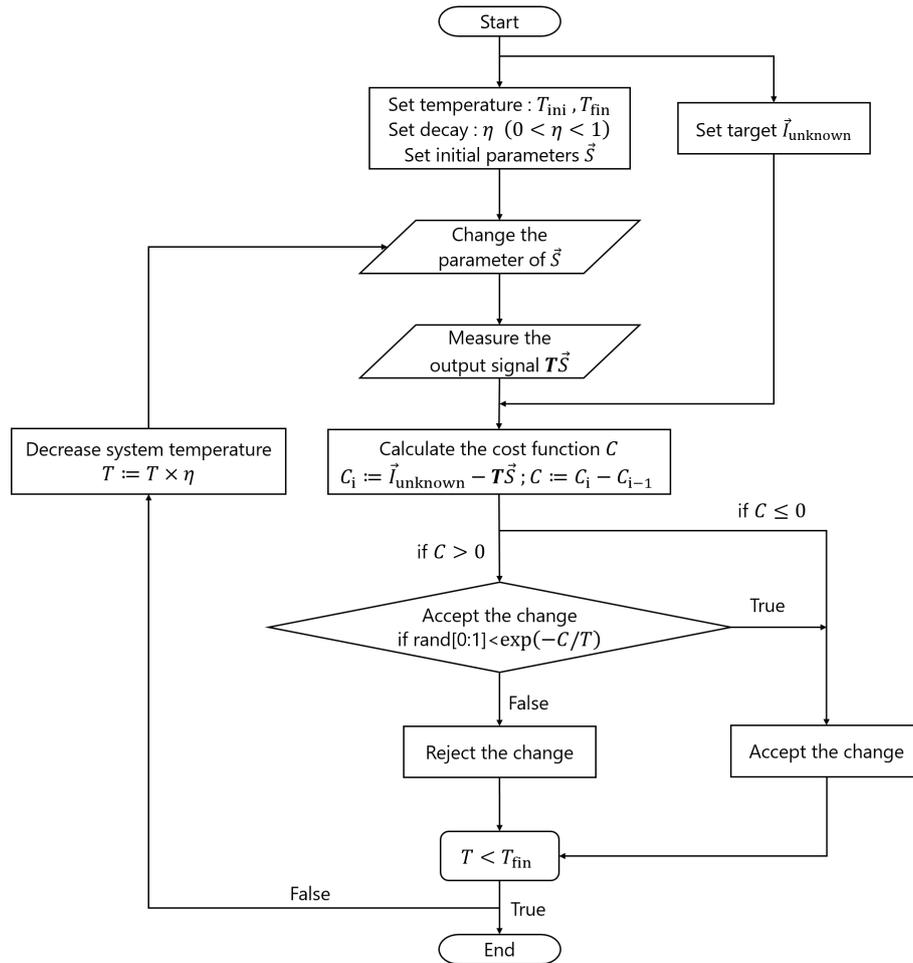


Fig. 4.2. Flowchart of Simulated annealing algorithm.

#### 4.1.2 データの取得

次に、実験画像の取得方法について説明する。用いた構造は、AISTのYNU-STIRIのチップに設計された、幅変化型フォトニック結晶導波路 [構造番号 15] である。ターゲット波長帯域を通信波長帯域に合わせるため、半径が 240 nm の構造を選択した。格子定数は 420 nm であり、導波路幅は 764 nm から 722 nm まで 2 nm ずつ、80 周期間隔で狭まっていく。前章で述べた通り、局在による強度分布が線形であるためには画素値を飽和させることは出来ない。そのため、入力光強度やカメラ感度を設定する必要がある。カメラの感度は Labview の設定から 7 段階の制御が可能である (OPR1 ~ 7 までであり、数字が大きいほど感度が高い)。画素値の飽和を確認するため、各単一波長入力によって得られた強度分布データにおける最大画素値を確認した。なお、カップリング付近や必

要のない領域はトリミングし、ノイズ情報を除去している。Fig. 4.3. にその結果を示す。なお、カメラ感度は OPR4，入力パワーは  $-15$  dBm で一定である。なお、波長帯域は  $1535$  nm -  $1555$  nm である。

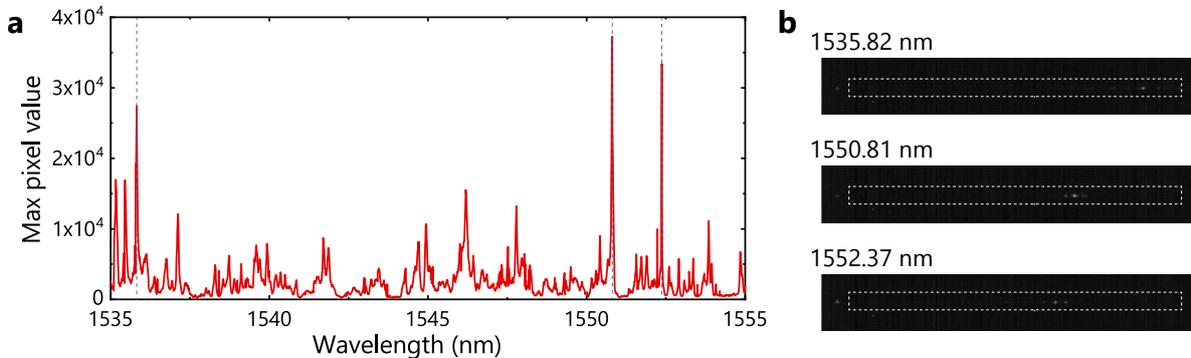


Fig. 4.3. (a) The experimental result of the max pixel value of the intensity distribution when inputting each wavelength light. Near the coupling is cropped, as shown in the white frame. The blue dotted lines represent strongly localized wavelengths, which profiles are indicated in (b).

前述の通り、画像のビット深さは 16 bit であり、画素値のとりうる最大値は 65536 である。Fig. 4.3.(a) の場合、どの入力波長においても画素値が飽和していないことが確認できる。また、Fig. 4.3.(b) は、Fig. 4.3.(a) のうち、最大画素値の大きい強度分布データを 3 つ取り上げた画像である。これらの結果によって、波長によって局在の強さや箇所が異なることが分かる。これは製造誤差によるアンダーソン局在を用いたためである。なお、カップリング付近や、導波路外の部分を切り取ってデータ解析に用いる (白枠部分)。後述する解析のパートでは、狙った波長帯域は  $1535$  nm -  $1555$  nm であり、波長帯域幅は  $20$  nm となっている。局在自体は、 $1560$  nm - より長波長側でも確認できる。 $20$  nm に抑えたのは、これ以上帯域を広げると局在の強弱が激しすぎ、再構築の精度が落ちてしまうと判断したためである。 $1560$  nm 以上の長波長の入力による局在は、導波路構造の入口付近で生じる。そのため、局在の強度が非常に強くなる傾向が確認できた。しかし、線形の関係を保つために画素値の飽和は避ける必要があった。局在の強いパターンに感度を合わせると、反対に局在の弱いパターンはノイズに埋もれてしまい、再構築の精度が低下した。そのため、精度が確保できる  $1535$  nm -  $1555$  nm をターゲットとして解析を進めるに至ったのである。

## 4.2 データ解析

強度分布データを用いてスペクトルの再構築を行う場合、入力の強度分布データは一次元のベクトル情報である必要がある。そのため、Fig. 4.3.(b) のように得られた画像データの画素値を、導波路垂直方向に総和を取り、「光強度」とした。このように扱っても線形関係は崩れない。Fig. 4.4. はこのようにして得られた光強度分布のベクトルを表している。カメラ感度は OPR4 であり、入力強度は  $-15$  dBm である。同じように、 $1535$  nm -  $1555$  nm の波長帯域において、 $0.01$  nm 間隔でデータを取得していく。導波路の両端はカップリング損失によって強い光強度が確認されるため取り除き、局在の情報が存在する部分を、導波路に沿って取り出した。

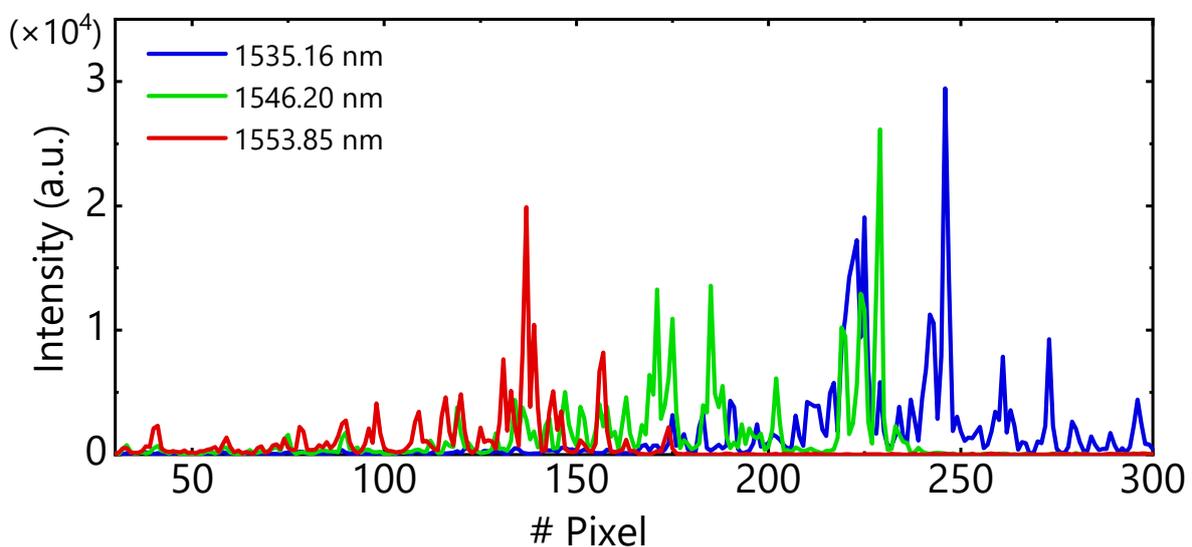


Fig. 4.4. Intensity map of each input wavelength,  $1535.16$  nm,  $1546.20$  nm and  $1553.85$  nm. Intensity is obtained by adding up the 3 pixels width nearby the centre of the waveguide.

### 4.2.1 分解能の算出

Fig. 4.4. より、局在の分布のパターンは波長によって大きく異なることが確認できた。このパターンのデータを蓄積し、再構築に用いたが、どれほど近い二波長を識別できるのかは未知数である。波長同士が近いほど局在パターンが似かよることは明白であり、識別できる限界がこの分光デバイスの波長分解能といえる。波長分解能を算出するため

に、スペクトル相関係数 (Spectral Correlation Function: SCF) と呼ばれる関数を用いた。SCF は Eq. (4.2.1) で与えられる。

$$C(\Delta\lambda, x) = \frac{\langle I(\lambda, x)I(\lambda + \Delta\lambda, x) \rangle}{\langle I(\lambda, x) \rangle \langle I(\lambda + \Delta\lambda, x) \rangle} - 1 \quad (4.2.1)$$

$I(\lambda, x)$  は、入力波長  $\lambda$  における  $x$  番目のピクセルの画素値を表している。 $\langle \dots \rangle$  は波長帯域 1535 nm – 1555 nm の全波長で平均を取ることを意味している。Eq. (4.2.1) の SCF は、相互相関関数とほとんど同じ様式であり、式の持つ意味もほとんど同じである。元来、相互相関関数は二つの信号、ベクトルの類似性を確認するために用いられる式である。SCF の持つ意味は、 $\vec{I}(\lambda)$  と、そこから  $\Delta\lambda$  だけ離れた波長を入力して得られた  $\vec{I}(\lambda + \Delta\lambda)$  の類似度を求め、それを全波長の組み合わせを算出し、その平均を取るようになる。この結果から  $C(\Delta\lambda, x)$  を計算する。その後、全てのピクセルの平均を取り、 $\Delta\lambda = 0$  の部分を 1 として規格化し、Fig. 4.5. の結果を得る。

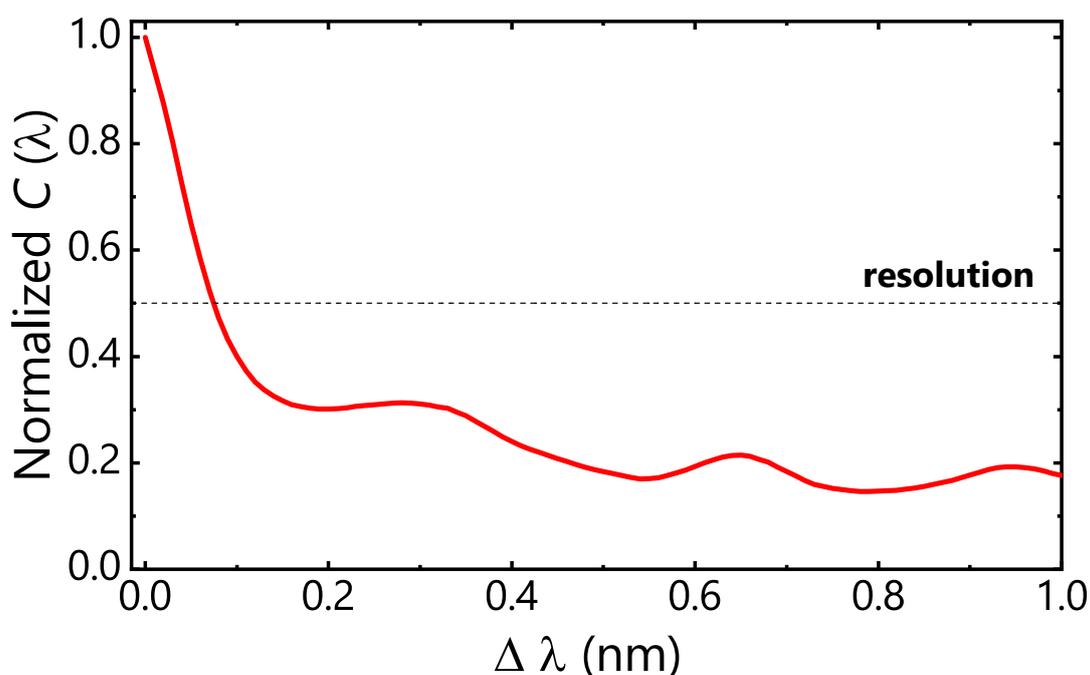


Fig. 4.5. Spectral correlation function of the intensity distribution averaged over all pixels.

強度分布の類似性が高い場合は識別が難しい。そのため波長分解能は、スペクトル相関係数のグラフ [Fig. 4.5.] における半値全幅で定義される。上記の結果から波長分解能は、 $\delta\lambda = 0.08$  nm と概算することが出来た。Fig. 4.6. は、0.08 nm だけ離れた二波長の強度分布の差を明示するグラフである (1549.88 nm, 1549.96 nm).

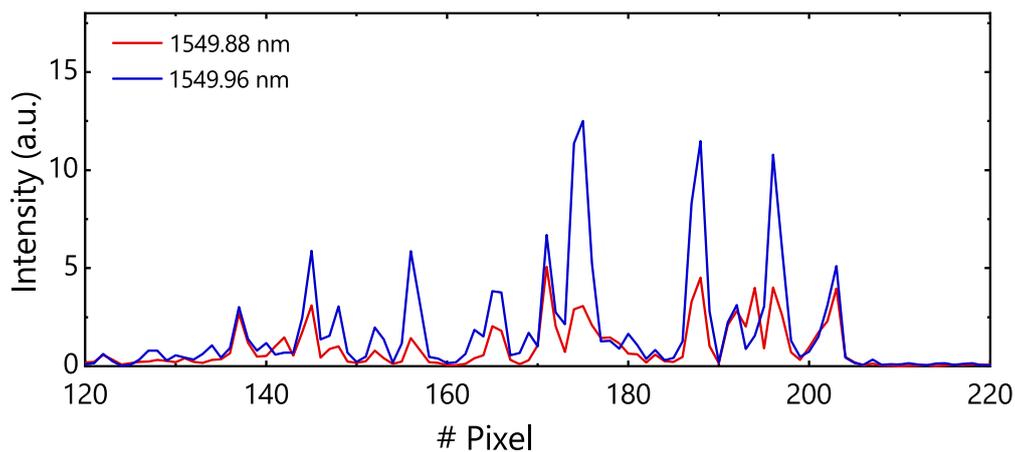


Fig. 4.6. Intensity distribution of two narrow wavelengths separated by 0.08 nm.

Fig. 4.6. から確認できる通り、強度分布パターンは区別できるほど十分に異なっている。また Fig. 4.7. は、強度分布と入力波長の関係を図示したヒートマップである。波長帯域は 1535 nm – 1555 nm であり、波長分解能は 0.08 nm として強度分布を取得し、マップを作成した。

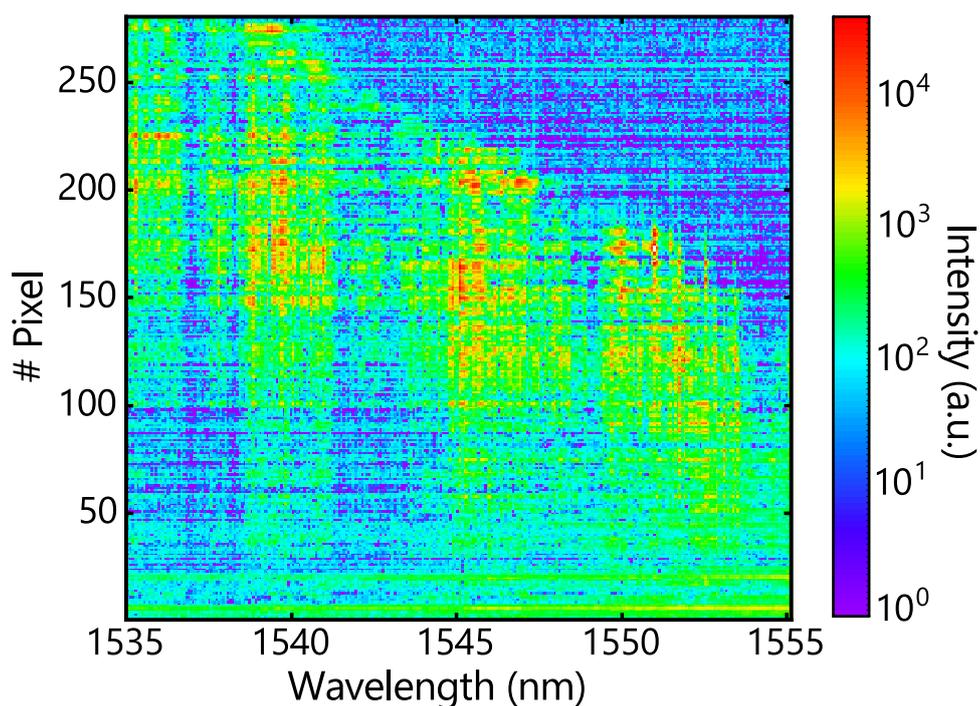


Fig. 4.7. Transition matrix of a chirped PhC waveguide with randomness. It is acquired by recording the intensity distribution at the center of the PhC waveguide while sweeping the single input wavelength.

Fig. 4.7. は、まさに遷移行列  $\mathbf{T}$  を表していると言える。強度情報は分解能概算の際に 0.01 nm 間隔で取得している。しかしすべての強度情報を用いた場合、計算時間が非常に長くなってしまう。そのため再構築を行う際は 0.08 nm 間隔の強度情報を使用した。Fig. 4.7. より、入力光が長波長側になるにつれて導波路構造の手前側で散乱し、微々たる波長の変化によって強度分布が大きく変化していることが分かる。また強度分布が弱い波長があることも確認できるが、これは散乱光が対物レンズの方向に散乱せず、センサに到達しないためであると考えられる。Fig. 4.3.(a) から入力波長によって局在の強弱があることがわかる。

## 4.2.2 再構築結果

単一波長を入力して遷移行列  $\mathbf{T}$  のキャリブレーションを行った後、未知の強度分布  $\vec{I}_{\text{unknown}}$  に対して、

$$\min \|\vec{I}_{\text{unknown}} - \mathbf{T}\vec{S}\|_2 \quad (4.2.2)$$

の解  $\vec{S}$  を最適化アルゴリズムを用いて求める [Eq. 4.1.2]。すなわち Eq. 4.2.2 が最適化における目的関数となる。

しかし実験データには環境ノイズや、レーザの安定性やアライメントなどによる実験誤差があるため、それらの誤差によって最適化の精度が落ちることが考えられる。そこで特異値分解 (Singular Value Decomposition: SVD) と呼ばれる線形代数学のツールを用いて精度向上を図った。まずは SVD について紹介する。

### ▷ 特異値分解 (SVD)

ある任意の  $m \times n$  行列  $\mathbf{T}$  は、

$$\mathbf{T} = (\mathbf{u}_1^T, \dots, \mathbf{u}_m^T) \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \sigma_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{v}_m \end{pmatrix}^T \quad (4.2.3)$$

$$= \mathbf{U}\mathbf{\Gamma}\mathbf{V}^T \quad (4.2.4)$$

のように三つの行列に分解することが出来る。これは正方行列の固有値分解に似たような変換である。 $\mathbf{\Gamma}$  は対角行列のため、Eq. 4.2.3 は、

$$\mathbf{T} = \sigma_1 \mathbf{u}_1 \mathbf{v}_1^T + \sigma_2 \mathbf{u}_2 \mathbf{v}_2^T + \dots + \sigma_m \mathbf{u}_m \mathbf{v}_m^T \quad (4.2.5)$$

と表わされる。ここで、それぞれの項の順番を  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_m (\geq 0)$  となるように仮定する。つまり、項番号が高くなるにつれて、 $\mathbf{T}$  に対する影響が小さい

こと意味する。  $\sigma$  は特異値と呼ばれているが、ある閾値  $\sigma_{\text{tr}}$  を設け、それよりも小さい特異値を 0 に置換し、新たな対角行列  $\mathbf{\Gamma}_{\text{tr}}$  を生成する。その対角行列を用いて  $\mathbf{T}_{\text{tr}}$  を再構築する。このプロセスは特異値分解を用いた次元削減であり、過学習を防ぐために機械学習や最適化問題では良く使われるテクニックである [89][90]。Fig. 4.8. はこのプロセスのイメージ図である。

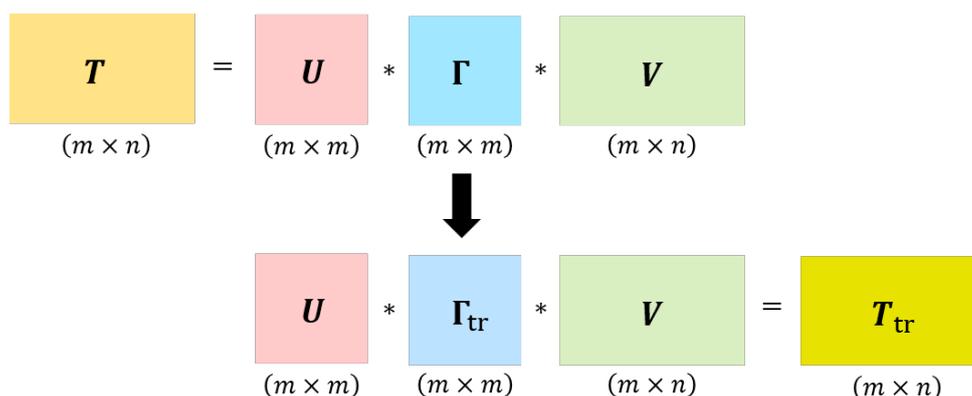


Fig. 4.8. Schematic image of dimensionality reduction with SVD.

このプロセスを経て、 $\mathbf{T}$  を  $\mathbf{T}_{\text{tr}}$  に置き換え、新たに、

$$\min \|\vec{I}_{\text{unknown}} - \mathbf{T}_{\text{tr}} \vec{S}_{\text{unknown}}\|_2 \quad (4.2.6)$$

を最小化する解  $\vec{S}_{\text{unknown}}$  を求めた。この過程によって影響の小さな摂動、つまりノイズの影響を低減することが出来る。

Fig. 4.9. は、単一波長入力のスペクトル再構築結果である。波長帯域は 1535 nm ~ 1555 nm であり、波長分解能は 0.08 nm である。  $T_{\text{ini}}$ ,  $T_{\text{fin}}$ ,  $\eta$  はそれぞれ、  $10^3$ ,  $10^{-1}$ , 0.99998 であり、  $\vec{S}$  の各要素の初期値は一律で 0.5, 繰り返し 1 回の変化量は 0.01 とした。今回の遷移行列  $\mathbf{T}$  のサイズは  $251 \times 270$  であるため、特異値は 251 個存在する。 Fig. 4.9. では、小さい特異値を 101 個切り捨て、150 個のみ残して再構築を行っている。 Fig. 4.9.(a) において、波長は 1538.04 nm から 1552.04 nm まで 2 nm ずつ変化させて入力している。さらに、 Fig. 4.9.(b) は、1550.04 nm と 1550.12 nm の、0.08 nm だけ離れた二つの入力の再構築結果である。この結果から、様々な入力波長の線スペクトルを正確に再構築できていることが確認できた。また、 Fig. 4.10. は、特異値を切り捨てる個数を変え、その他のパラメータに手を加えず再構築を試みた結果である。

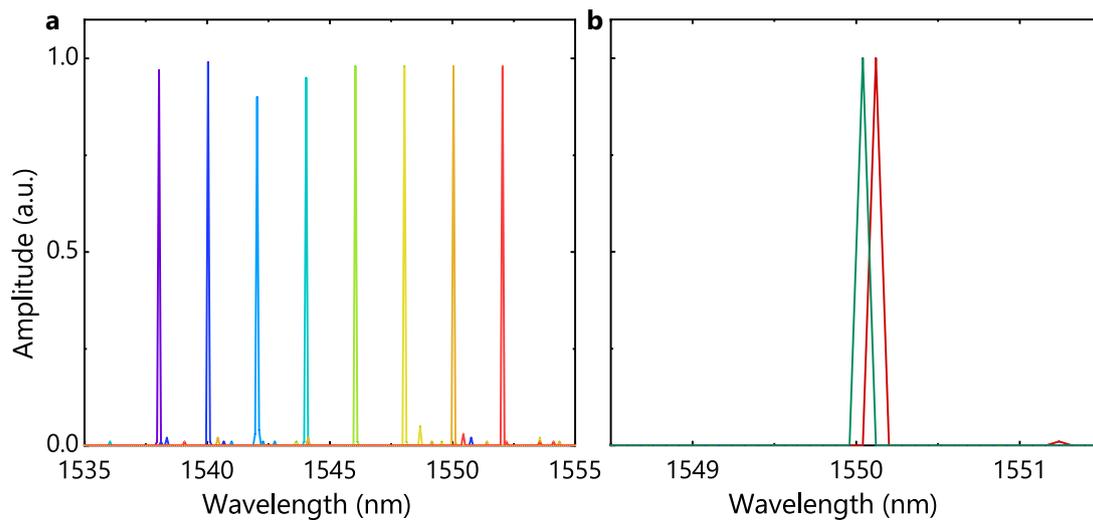


Fig. 4.9. Reconstructed spectrum with single wavelength inputs across the 20 nm spectral band.

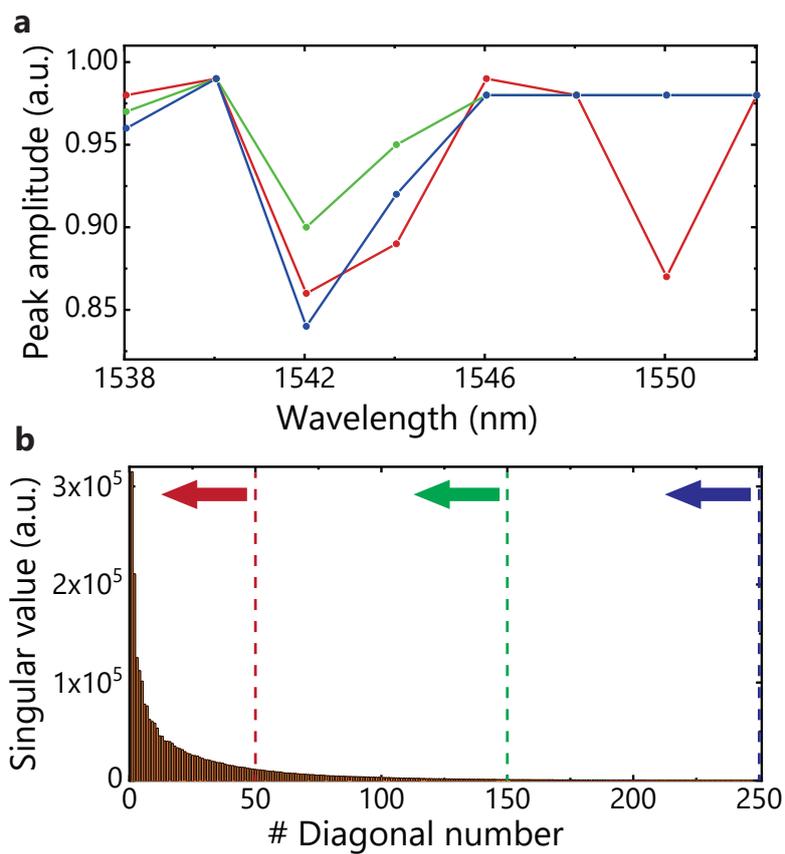


Fig. 4.10. **a.** Comparison of peak amplitude using various singular value thresholds  $\sigma_{tr}$ . **b.** Singular value of at each thresholds  $\sigma_{tr}$ .

それぞれ青は特異値 251 個を全て残した場合の結果，緑は特異値 150 個，赤は特異値 50 個を残した場合の結果である．なお緑の結果は Fig. 4.9. に対応している．この結果から，特異値をすべて使うより，閾値を設けたほうが 1542 nm – 1544 nm 付近でピーク値が向上していることがわかる．しかし，赤のケースのように特異値を切り捨てすぎると情報が抜け落ちすぎ，反対に再構築精度が低下することも確認できた．最も大きな特異値の値は 315011 であり，緑の破線に対応する特異値の値は 1056 となっているが，ノイズ除去を前処理で行っているため，比率的に非常に軽微な閾値で充分であったと予測される．

次に二波長入力のスペクトル再構築を行った．遷移行列  $\mathbf{T}$  のキャリブレーションを行う際，全ての単一波長入力を測定し，強度分布を取得する必要がある．そのため，設定した波長帯において波長を掃引させ，波長分解能おきに画像を取得していた．しかしその場合，掃引中のレーザのずれによって再構築の精度が低下することがわかった．そのため，二波長入力のスペクトル再構築を考える際は，二つのレーザの波長を固定して二波長入力の強度分布とし，スイッチの on-off をして単一波長入力のデータとして用いた．なお，システム温度の初期値やその他のパラメータは，単一波長入力のスペクトル再構築時と同じ数値を用いた．Fig. 4.11. は二波長入力のスペクトル再構築の結果を表している．

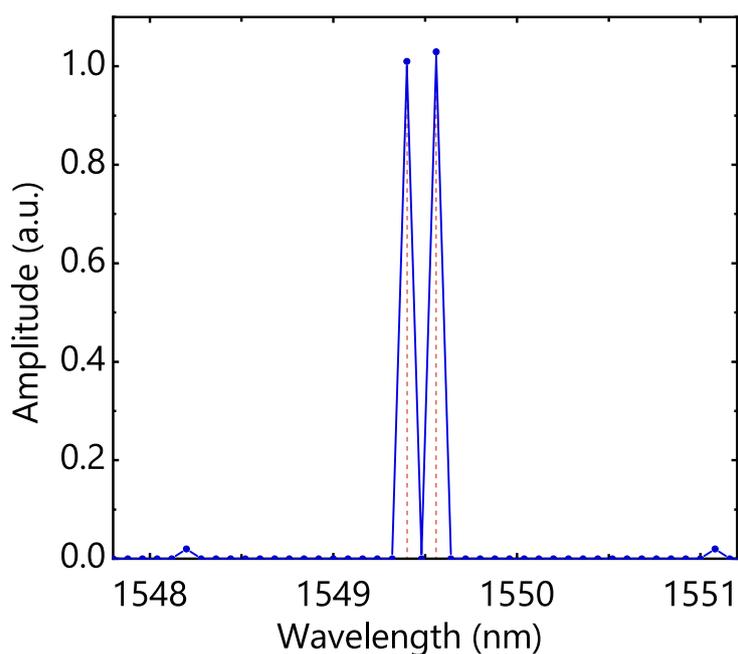


Fig. 4.11. Reconstructed spectrum of an input composed of two narrow lines separated by 0.16 nm.

入力波長として，1549.40 nm と 1549.56 nm を入力しているため，各波長は 0.16 nm

のみ離れている。Fig. 4.11. から、二波長入力の再構築は非常に精度よく出来ることが確認できた。さらに、スペクトル相関係数より算出した波長分解能 0.08 nm において、十分な精度で線スペクトルを区別することが出来た。Fig. 4.12. は上記スペクトルの再構築時の各パラメータの推移を示している。

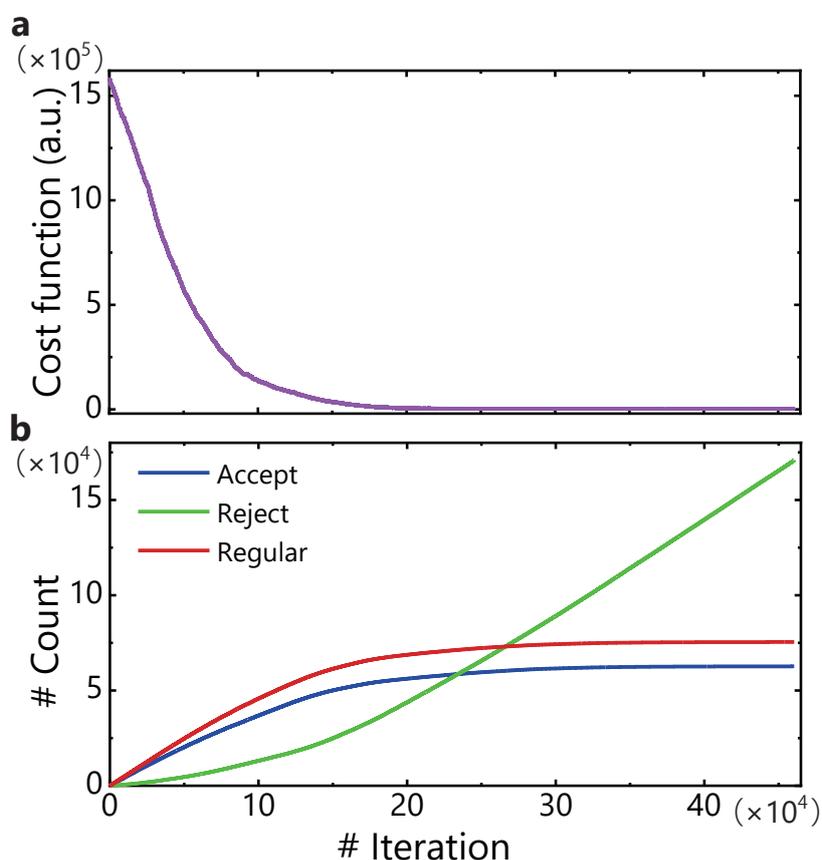


Fig. 4.12. (a) The transition of the cost function. (b) The transition of the parameters, "Accept", "Reject", "Regular".

Fig. 4.12.(a) はコスト関数を表し、(b) は"Accept", "Reject", "Regular"のそれぞれのパラメータの推移を示している。"Accept"はコスト関数が改悪される変化を許容する回数、"Reject"は改悪される変化を拒絶する回数、"Regular"はコスト関数が改善される回数をカウントしている。これらの結果から、コスト関数が急激に減少する範囲では"Reject"の回数が少なく、広域解の探索が可能となる。コスト関数の変化が滑らかになるにつれ、"Reject"の回数が線形に増えはじめ、局所解の探索を行っていることが確認できる。また、Fig. 4.13. は、様々な二波長入力のスペクトル再構築の結果を示している。赤、緑、青のグラフはそれぞれ、15 nm, 10 nm, 2 nm 離れた二波長の入力の再構築ス

ペクトルである。この結果からも、二波長入力のスเปクトル再構築の精度は非常に良く、どのような組み合わせでも適切に再構成が可能だと考えられる。

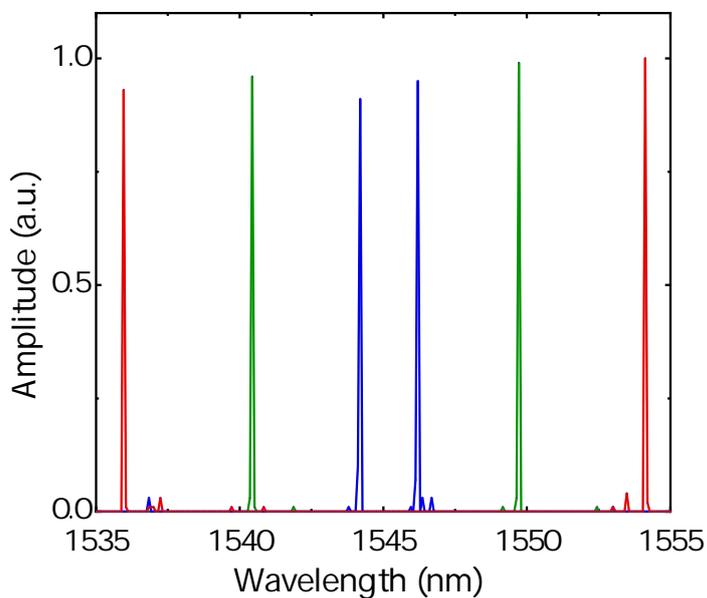


Fig. 4.13. Reconstructed spectrum of an input composed of two narrow lines, each input is separated by about 15 nm, 10 nm and 2 nm.

次に、より複雑なスペクトルを持つ複数波長入力を用いて、スペクトル再構築を試みた。Fig. 4.14. は、スペクトルを作成した実験システムの概略図である。フェムト秒パルスレーザを光源として用い、バンドパスフィルタを透過させて導波路とスペアナに入力した。

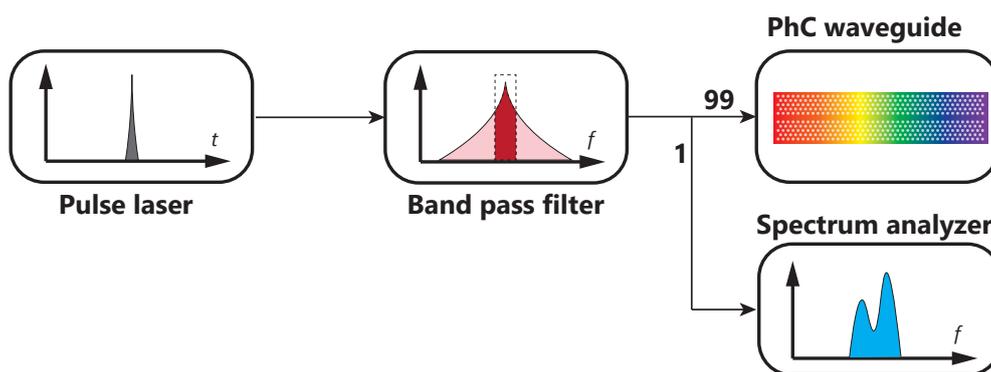


Fig. 4.14. Schematic image of the experiment system used for obtaining more complicated spectrum.

Fig. 4.14. によって FWHM が約 0.75 nm のスペクトルを取得した．ここでスペクトル再構築に用いる，コスト関数を以下のように改良した．

$$\text{Cost}(\vec{S}) = \left\| \vec{I}_{\text{unknown}} - \mathbf{T}\vec{S} \right\|_2 + k \times \left\| \frac{\partial \vec{S}}{\partial \lambda} \right\|_2^2 \quad (4.2.7)$$

$$= C_{\text{gap}} + C_{\text{dif}} \quad (4.2.8)$$

改良前のコスト関数 Eq. 4.2.2 に，第二項  $C_{\text{dif}}$  を追加している．これは再構築されたスペクトルの二次微分を表しており，この項を足すことでスペクトルの形状を滑らかにすることが出来る．Fig. 4.15. は  $k = 10^4$  として再構築を行った結果である．なお  $T_{\text{ini}}, T_{\text{fin}}, \eta$  はそれぞれ， $5 \times 10^3, 10^{-1}, 0.99999$  である．

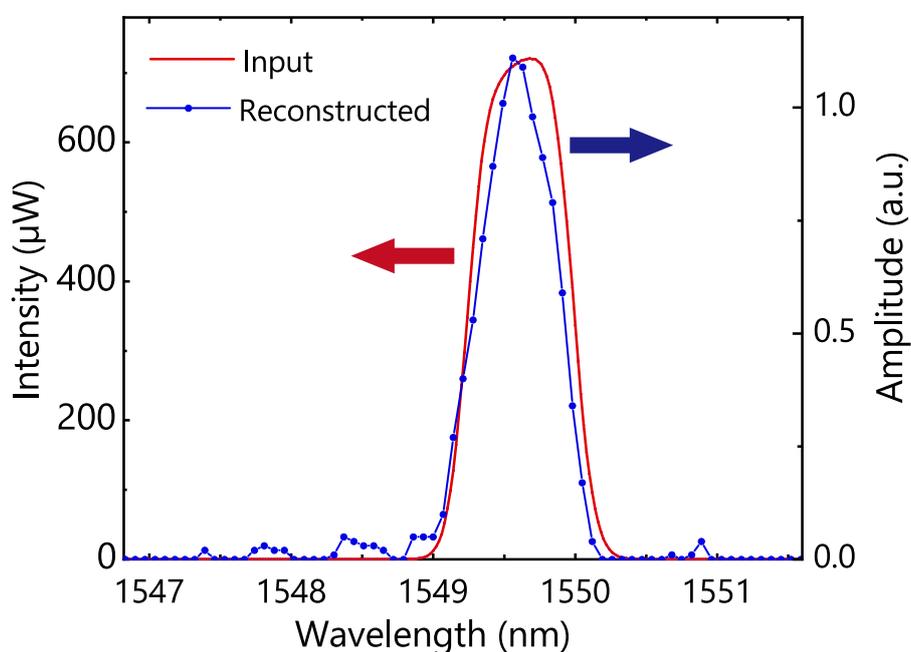


Fig. 4.15. Reconstructed spectrum with input broad-band spectrum.

Fig. 4.15. において，赤線は実際のターゲットとなる入力信号のスペクトルであり，青は再構築結果を表している．入力信号はスペアナで観測されたスペクトルである [Fig. 4.14.]. この結果から，幅のあるスペクトルの再構築も可能であることが確認できた．なお，単一波長入力による遷移行列のキャリブレーションは CW レーザで行い，ターゲットの入力はパルス光源を用いているため，光強度の再現はあまり本質的な問題ではない．また Fig. 4.16. は，Fig. 4.15. の再構築時のパラメータの推移を表している．Fig. 4.16.(a) において，赤線は  $C_{\text{dif}}$ ，緑は  $C_{\text{gap}}$ ，青はその合計である．この結果から，

$C_{\text{dif}}$  は  $C_{\text{gap}}$  と比較して 10 倍以上も小さな値であることが見て取れる。つまり  $C_{\text{dif}}$  によって加わる値は軽微なものであり、 $C_{\text{gap}}$  の最適化が最優先であることは変わらない。

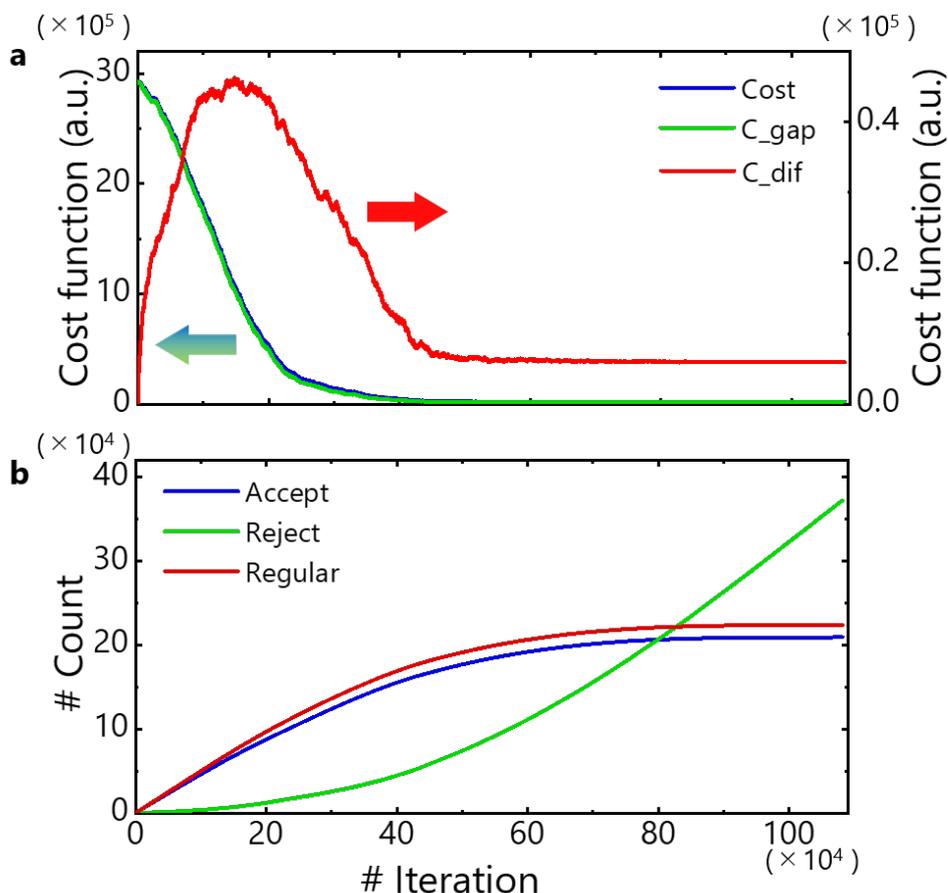


Fig. 4.16. **a.** The transition of the cost functions in case of Fig. 4.15. **b.** The transition of the parameters, “Accept”, “Reject”, “Regular”.

しかし  $C_{\text{dif}}$  による再構築スペクトルの形状の変化は著しいものとなっている。Fig. 4.17. は、 $C_{\text{dif}}$  に含まれる係数  $k$  を変えて再構築を行った結果である。  $k = 0, 10^2, 10^4$  のケースを比較している。  $k = 0, 10^2$  の場合は、再構築スペクトルの形状ががたついていることが分かる。これは、波長分解能  $0.08 \text{ nm}$  ごとに再構築しているため、その間にある波長成分は勘定に入れられないためであると考えられる。そして  $k = 10^4$  の場合に最も入力信号のスペクトルに近い形状となる。反対に  $k = 10^6$  のように  $k$  が大きすぎる場合、得られるスペクトルは潰れてしまう。そのため、ある適切な値に留める必要があった。また、Fig. 4.18. は、  $k = 0, 10^4$  の再構築スペクトルが得られたときの、その強度分布を表している。このことから、  $C_{\text{dif}}$  を加えることによる、強度分布への影響は軽微であること

も確認できる。

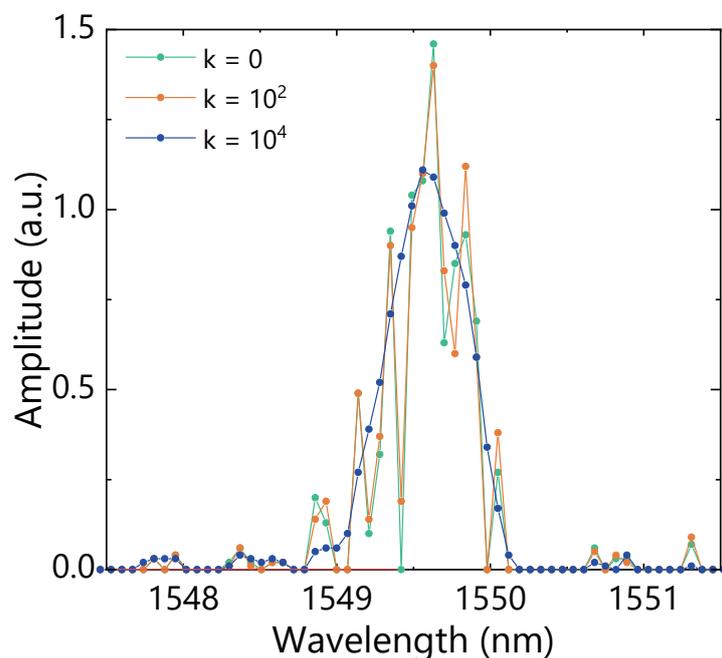


Fig. 4.17. Comparison of the reconstructed spectrum obtained using these three constants,  $k = 0, 10^2, 10^4$ .

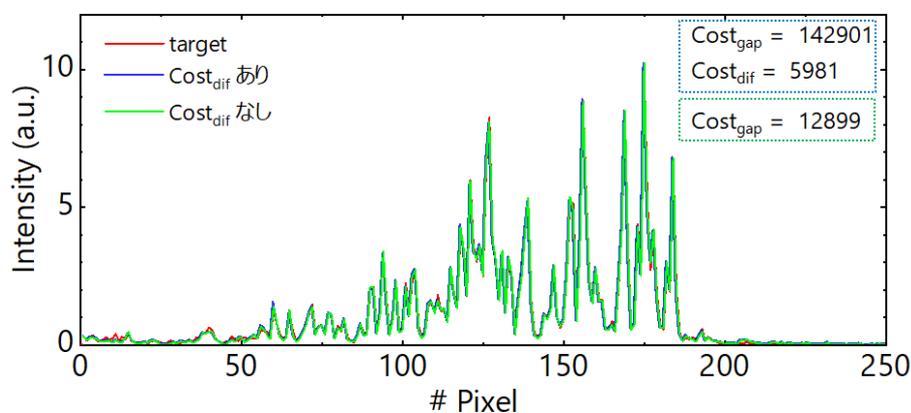


Fig. 4.18. Comparison of the intensity map in case of  $k = 0, 10^4$ .

さらに、 $C_{\text{dif}}$  の問題としては、狭線幅のスペクトルの再構築の場合は加えてはならないことがある。スペクトルの形状を均すため、再構築スペクトルの線幅が広がり、ピークは小さくなる。このように現段階では、スペクトルの形状によって  $C_{\text{dif}}$  の有無を変えなければならないため、より万能なコスト関数あるいは再構築方法を模索する必要がある。

## 第5章

# 結論と展望

最後に、本論文のまとめを記す。幅変化型フォトニック結晶導波路を用いて、波長分解能 ( $\Delta\lambda = 0.08 \text{ nm}$ ) を概算し、多波長解析を行った。

## 強度分布の時間平均

初めに、複数波長入力の強度分布が単一波長入力の強度分布の足し合わせとして表現できるかを確認した。第3章ではシミュレーションと実験の両方で確認を行い、強度分布の線形性を確認した。シミュレーションではある時刻での強度をスナップで取ってしまうため、位相の情報が加味されない。そのため、うなりの一周で時間平均を取ることで、干渉による振動項を打ち消した。その結果、シミュレーションにおいて、強度分布の線形性を確認できた。実験においてもノイズの情報を取り除き、画素値が飽和しない入力強度に制限することで、画素値と入力強度が線形に変化することを確認でき、強度分布の線形性を確認できた。

## 再構築用アルゴリズムの作製

強度分布の線形性を確認した後に、再構築用のアルゴリズムを作成した。先行研究では機械学習を用いたが、複数波長入力の解析が課題であった。その代替案として焼きなまし法と呼ばれる最適化アルゴリズムを採用し、スペクトルの再構築を行った。これは、強度分布が線形であるために可能となった手法である。複数波長入力の強度分布を単一波長入力の強度分布の線形結合と見立て、未知のスペクトルによる強度分布とアルゴリズムの解が最小となるように最適解を模索する。その結果として得られる係数のベクトルが再構築されたスペクトルに対応する。

## 波長分解能の概算

本研究の目標の一つであった、波長分解能の概算を行った。波長が変わることによって強度分布がどれだけ変化するかが分解能の指標となる。そのためスペクトル相関係数という二つの強度分布の相関係数を取り、全ての波長の組み合わせで平均を取ることで、波長分解能の概算を行った。動作帯域は  $1535 \text{ nm} - 1555 \text{ nm}$  とし、強度分布と

---

して導波路部分の画素値を用いた。0.01 nm 間隔で強度分布を取得し概算を行った結果、0.08 nm という波長分解能を取得できた。この結果は、その他の先行研究と比較しても非常に高い性能を誇っている。

## 多波長解析

本研究の2つ目の目標は多波長入力の解析であった。まず単一波長入力で再構築を行った。結果が第4章に記載されているが、波長帯域 1535 nm – 1555 nm, 分解能 0.08 nm において再構築を確認できた。次に様々な組み合わせの二波長を入力した。結果として、0.16 nm だけ離れた二波長入力を含め、全ての組み合わせにおいて適切にスペクトルの再構築をすることが出来た。最後に、より複雑なスペクトルとして、幅のあるスペクトルの再構築を行った。この場合、コスト関数に再構築スペクトルをなだらかにする項を追加する必要があった。追加しない場合、スペクトルの形状が歪になってしまった。この原因としては、実際のスペクトルは連続的であることに対して、再構築時は離散的なスペクトルで近似するため、厳密には異なっていることが考えられる。もう一つ考えられる原因としては実験ノイズの影響である。遷移行列  $\mathbf{T}$  を校正する際に単一波長入力の強度分布を用いるが、その際のレーザの誤差や温度やアライメントの外界の影響等によってずれることが想定される。実際に別日に実験を行った遷移行列を確認すると誤差がみられた。掃引中のレーザの数 10 pm のずれは充分考えらるため、実験ノイズの影響は無視できない。

## [展望] スペクトル相関係数の改良

デバイスの波長分解能の概算を行うために、スペクトル相関係数を用いた。結果として 0.08 nm と得られたが、この値は全ての波長において平均を取ったものであり、概算に過ぎない。構造ランダム性による局在のとる Q 値には幅があり、波長を変えてもあまり強度分布が変化しない波長帯域があることは容易に予測出来る。その場合、0.08 nm 波長をずらした場合でも相関係数が 0.5 以上の値を取ってしまい、その波長に関しては再構築の精度が低下することが考えられる。その課題を克服するためには、各波長で相関係数を算出する必要がある。つまり波長によって近傍の波長分解能を変える事が重要となる。そのようにスペクトル相関係数を改良することが、今後の展望の一つとして挙げられる。

---

## [展望] コスト関数の改良

コスト関数は、最適化アルゴリズムの機能性を定める、非常に重要なファクターである。問題によって最適なコスト関数は異なり、本研究で用いたコスト関数は最も一般的な二乗誤差関数である。単一波長入力の解析ならびに二波長入力の解析では、十分な精度でスペクトルを再構築することを確認できた。しかし幅のあるスペクトルでは、 $C_{\text{dif}}$  を加えて再構築スペクトルをなだらかにする必要があった。対して単一波長入力の解析に際し  $C_{\text{dif}}$  項を加えてしまうと、スペクトルの線幅が広がってしまい、ピークが低くなってしまった。このように入力光のスペクトルの形状によってコスト関数を変える必要があることは、実用化に向けた重大な課題である。さらにより複雑なスペクトルとして、山が二つあるスペクトルを再構築した場合は、谷の部分をクリアに再構築することが出来なかった。どのような幅を持つスペクトルが入力された場合でも適応できるようなコスト関数を模索する必要がある。具体的な解決手段としては、より細かい波長で遷移行列  $\mathbf{T}$  を校正することが考えられる。現在は波長分解能 0.08 nm 間隔で強度分布の情報を取得していた。例えば 0.04 nm 間隔で取得し、得られたスペクトルの移動平均を取ることで、単一波長入力で  $C_{\text{dif}}$  を用いた場合でもピーク値や幅を適切に再構築できる可能性がある。

## [展望] 構造の改良

本研究で用いたデバイスは、幅変化型フォトニック結晶導波路である。この構造は 80 周期で幅が 2 nm ずつ狭まってゆき、764 nm から 722 nm まで変化するものであった。この構造の場合バンドギャップ波長が段階的に変化するため、近い波長が同じ箇所で散乱する可能性がある。さらに幅が狭まる箇所で反射が起き、その部分の強度 (画素値) が周囲より大きくなる事が確認できた。そのため、画素値の飽和が起きやすくダイナミックレンジを狭める要因となっている可能性が否めない。解決策としては、幅がなだらかに変化するテーパ構造のフォトニック結晶導波路を用いることが挙げられる。また導波路構造を複数用いることも、分解能向上につながる可能性がある。ある導波路では局在がほぼ確認できなかった波長でも、別の導波路では強い局在が確認できる可能性がある。導波路を複数用いる手段は、分解能向上や再構築精度の向上を見込める一方、ダイナミックレンジを狭めることが懸念される。ダイナミックレンジを広げるためには、様々なカメラ感度で単一波長入力の強度分布を取得する必要がある。

---

## [展望] 機械学習による多波長解析

更なる展望として、機械学習による多波長解析を行うことが見込まれる。最適化アルゴリズムを用いる以前は機械学習を用いていた。しかし多波長解析が従来のニューラルネットワークでは難しいため、その課題が残っている。機械学習を利用するメリットは、一度学習するとその後の再構築には計算時間がかからない点である。以前は画素値の飽和を考慮しなかったため、強度分布が線形にならなかった。次の展開としては、画素値の飽和を考慮しながら強度分布を取得することが考えられる。さらにある程度スペクトルの形状を予想し、大まかなスペクトルを出力する方策に可能性がある。

## 参考文献

- [1] H. Zhao, S. Shi, X. Gu, G. Jia, and L. Xu, “Integrated system for auto-registered hyperspectral and 3d structure measurement at the point scale,” *Remote Sensing* **9** (2017).
- [2] X. Hou, S. Lv, Z. Chen, and F. Xiao, “Applications of fourier transform infrared spectroscopy technologies on asphalt materials,” *Measurement* **121**, 304–316 (2018).
- [3] Â. Novais, A. R. Freitas, C. Rodrigues, and L. Peixe, “Fourier transform infrared spectroscopy: unlocking fundamentals and prospects for bacterial strain typing,” *European Journal of Clinical Microbiology & Infectious Diseases* **38**, 427–448 (2019).
- [4] Y. Zongyin, A.-O. Tom, C. Weiwei, and H. Tawfique, “Miniaturization of optical spectrometers,” *Science* **371**, eabe0722 (2021).
- [5] T. Kwa and R. Wolffenbuttel, “Integrated grating/detector array fabricated in silicon using micromachining techniques,” *Sensors and Actuators A: Physical* **31**, 259–266 (1992). *Proceedings of Eurosensors V*.
- [6] R. Wolffenbuttel, “State-of-the-art in integrated optical microspectrometers,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **53**, 197–202 (2004).
- [7] R. F. Wolffenbuttel, “MEMS-based optical mini- and microspectrometers for the visible and infrared spectral range,” *Journal of Micromechanics and Microengineering* **15**, S145–S152 (2005).
- [8] T. Yokino, K. Kato, A. Ui, S. Nakata, T. Suzuki, R. Abe, S. Suzuki, Y. Warashina, K. Shibayama, and K. Yamamoto, “Grating-based ultra-compact SWNIR spectral sensor head developed through MOEMS technology,” in “MOEMS and Miniaturized Systems XVIII,” , vol. 10931 W. Piyawattanametha, Y.-H. Park, and H. Zappe, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2019), vol. 10931, pp. 55 – 68.
- [9] A. Y. Zhu, W.-T. Chen, M. Khorasaninejad, J. Oh, A. Zaidi, I. Mishra, R. C. Devlin, and F. Capasso, “Ultra-compact visible chiral spectrometer with meta-lenses,” *APL Photonics* **2**, 036103 (2017).
- [10] R. Cheng, C.-L. Zou, X. Guo, S. Wang, X. Han, and H. X. Tang, “Broadband

- on-chip single-photon spectrometer,” *Nature Communications* **10**, 4104 (2019).
- [11] P. Cheben, J. H. Schmid, A. Del age, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, P. Waldron, and D.-X. Xu, “A high-resolution silicon-on-insulator arrayed waveguide grating microspectrumeter with sub-micrometer aperture waveguides,” *Opt. Express* **15**, 2299–2306 (2007).
- [12] R. Ullah, L. Bo, S. Ullah, M. Yaya, F. Tian, and X. Xiangjun, “Proposing simulation model for multi-wavelength source offering 40 Tbps wdm-pon using awg with a single laser,” *Computer Applications in Engineering Education* **27**, 1299–1307 (2019).
- [13] D. S. Goldman, P. L. White, and N. C. Anheier, “Miniaturized spectrometer employing planar waveguides and grating couplers for chemical analysis,” *Appl. Opt.* **29**, 4583–4589 (1990).
- [14] M. Faraji-Dana, E. Arbabi, A. Arbabi, S. M. Kamali, H. Kwon, and A. Faraon, “Compact folded metasurface spectrometer,” *Nature Communications* **9**, 4196 (2018).
- [15] B. Gao, Z. Shi, and R. W. Boyd, “Design of flat-band superprism structures for on-chip spectroscopy,” *Opt. Express* **23**, 6491–6496 (2015).
- [16] S. Nezhadbadeh, A. Neumann, P. Zarkesh-Ha, and S. R. J. Brueck, “Chirped-grating spectrometer-on-a-chip,” *Opt. Express* **28**, 24501–24510 (2020).
- [17] Z. He, R. Shu, and J. Wang, “Imaging spectrometer based on AOTF and its prospects in deep-space exploration application,” in “International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2011: Space Exploration Technologies and Applications,” , vol. 8196 J. C. Zarnecki, C. A. Nardell, R. Shu, J. Yang, and Y. Zhang, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2011), vol. 8196, pp. 640 – 646.
- [18] W. Li, C. Jiang, Y. Chen, J. Hypp a, L. Tang, C. Li, and S. W. Wang, “A liquid crystal tunable filter-based hyperspectral lidar system and its application on vegetation red edge detection,” *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters* **16**, 291–295 (2019).
- [19] J. P. Carmo, R. P. Rocha, M. Bartek, G. de Graaf, R. F. Wolffenbuttel, and J. H. Correia, “A review of visible-range fabry - perot microspectrumeters in silicon for the industry,” *Optics & Laser Technology* **44**, 2312–2320 (2012).
- [20] M. Ebermann, N. Neumann, K. Hiller, M. Seifert, M. Meinig, and S. Kurth,

- “Tunable MEMS Fabry-Pérot filters for infrared microspectrometers: a review,” in “MOEMS and Miniaturized Systems XV,” , vol. 9760 W. Piyawattanametha and Y.-H. Park, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2016), vol. 9760, pp. 64 – 83.
- [21] J.-H. Liao, W. Wang, C.-J. Chen, C.-J. Yu, and M.-C. Wu, “Design and fabrication of large-area tunable moems-based shortwave infrared fabry-pérot filters,” *Journal of Vacuum Science & Technology B* **37**, 032002 (2019).
- [22] S.-H. Kong, J. Correia, G. de Graaf, M. Bartek, and R. Wolffenbuttel, “Integrated silicon microspectrometers,” *IEEE Instrumentation Measurement Magazine* **4**, 34–38 (2001).
- [23] S.-W. Wang, C. Xia, X. Chen, W. Lu, M. Li, H. Wang, W. Zheng, and T. Zhang, “Concept of a high-resolution miniature spectrometer using an integrated filter array,” *Opt. Lett.* **32**, 632–634 (2007).
- [24] X. Gan, N. Pervez, I. Kymissis, F. Hatami, and D. Englund, “A high-resolution spectrometer based on a compact planar two dimensional photonic crystal cavity array,” *Applied Physics Letters* **100**, 231104 (2012).
- [25] Q. Hang, B. Ung, I. Syed, N. Guo, and M. Skorobogatiy, “Photonic bandgap fiber bundle spectrometer,” *Appl. Opt.* **49**, 4791–4800 (2010).
- [26] T. Andreas, L. Aleksandrs, L. Mingkai, Y. Filiz, C. Duk-Yong, N. D. N., K. Y. S., and A. Hatice, “Imaging-based molecular barcoding with pixelated dielectric metasurfaces,” *Science* **360**, 1105–1109 (2018).
- [27] A. Nitkowski, L. Chen, and M. Lipson, “Cavity-enhanced on-chip absorption spectroscopy using microring resonators,” *Opt. Express* **16**, 11930–11936 (2008).
- [28] A. Leitis, A. Tittl, M. Liu, F. Yesilkoy, D.-Y. Choi, D. N. Neshev, Y. S. Kivshar, and H. Altug, “All-dielectric metasurfaces for infrared absorption spectroscopy applications,” in “Conference on Lasers and Electro-Optics,” (Optical Society of America, 2019), p. SF3J.1.
- [29] M. Grundmann, “Modeling of a waveguide-based uv - vis - ir spectrometer based on a lateral (in,ga)n alloy gradient,” *physica status solidi (a)* **216**, 1900170 (2019).
- [30] R. DeCorby, N. Ponnampalam, E. Epp, T. Allen, and J. McMullin, “Chip-scale spectrometry based on tapered hollow bragg waveguides,” *Opt. Express* **17**, 16632–16645 (2009).

- [31] O. Pust, “Innovative filter solutions for hyperspectral imaging,” *Optik & Photonik* **11**, 24–27 (2016).
- [32] O. Manzardo, H. P. Herzig, C. R. Marxer, and N. F. de Rooij, “Miniaturized time-scanning fourier transform spectrometer based on silicon technology,” *Opt. Lett.* **24**, 1705–1707 (1999).
- [33] M. Erfan, Y. M. Sabry, M. Sakr, B. Mortada, M. Medhat, and D. Khalil, “On-chip micro–electro–mechanical system fourier transform infrared (mems ft-ir) spectrometer-based gas sensing,” *Appl. Spectrosc.* **70**, 897–904 (2016).
- [34] U. Wallrabe, C. Solf, J. Mohr, and J. G. Korvink, “Miniaturized fourier transform spectrometer for the near infrared wavelength regime incorporating an electromagnetic linear actuator,” *Sensors and Actuators A: Physical* **123-124**, 459–467 (2005). Euroensors XVIII 2004.
- [35] W. Wang, S. R. Samuelson, J. Chen, and H. Xie, “Miniaturizing fourier transform spectrometer with an electrothermal micromirror,” *IEEE Photonics Technology Letters* **27**, 1418–1421 (2015).
- [36] H. Podmore, A. Scott, P. Cheben, A. V. Velasco, J. H. Schmid, M. Vachon, and R. Lee, “Demonstration of a compressive-sensing fourier-transform on-chip spectrometer,” *Opt. Lett.* **42**, 1440–1443 (2017).
- [37] A. V. Velasco, P. Cheben, P. J. Bock, A. Delâge, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, M. L. Calvo, D.-X. Xu, M. Florjańczyk, and M. Vachon, “High-resolution fourier-transform spectrometer chip with microphotonic silicon spiral waveguides,” *Opt. Lett.* **38**, 706–708 (2013).
- [38] J. Li, D. feng Lu, and Z. mei Qi, “Miniature fourier transform spectrometer based on wavelength dependence of half-wave voltage of a linbo3 waveguide interferometer,” *Opt. Lett.* **39**, 3923–3926 (2014).
- [39] D. Sun, Y. Zhang, D. Wang, W. Song, X. Liu, J. Pang, D. Geng, Y. Sang, and H. Liu, “Microstructure and domain engineering of lithium niobate crystal films for integrated photonic applications,” *Light: Science & Applications* **9**, 197 (2020).
- [40] M. C. M. M. Souza, A. Grieco, N. C. Frateschi, and Y. Fainman, “Fourier transform spectrometer on silicon with thermo-optic non-linearity and dispersion correction,” *Nature Communications* **9**, 665 (2018).
- [41] S. N. Zheng, J. Zou, H. Cai, J. F. Song, L. K. Chin, P. Y. Liu, Z. P. Lin, D. L.

- Kwong, and A. Q. Liu, “Microring resonator-assisted fourier transform spectrometer with enhanced resolution and large bandwidth in single chip solution,” *Nature Communications* **10**, 2349 (2019).
- [42] D. M. Kita, B. Miranda, D. Favela, D. Bono, J. Michon, H. Lin, T. Gu, and J. Hu, “High-performance and scalable on-chip digital fourier transform spectroscopy,” *Nature Communications* **9**, 4405 (2018).
- [43] E. le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Lérondel, G. Leblond, P. Kern, J. M. Fedeli, and P. Royer, “Wavelength-scale stationary-wave integrated fourier-transform spectrometry,” *Nature Photonics* **1**, 473–478 (2007).
- [44] X. Nie, E. Ryckeboer, G. Roelkens, and R. Baets, “Cmos-compatible broadband co-propagative stationary fourier transform spectrometer integrated on a silicon nitride photonics platform,” *Opt. Express* **25**, A409–A418 (2017).
- [45] D. Pohl, M. Reig Escalé, M. Madi, F. Kaufmann, P. Brotzer, A. Sergeev, B. Guldemann, P. Giaccari, E. Alberti, U. Meier, and R. Grange, “An integrated broadband spectrometer on thin-film lithium niobate,” *Nature Photonics* **14**, 24–29 (2020).
- [46] B. Redding, S. M. Popoff, and H. Cao, “All-fiber spectrometer based on speckle pattern reconstruction,” *Opt. Express* **21**, 6584–6600 (2013).
- [47] B. Redding, S. F. Liew, R. Sarma, and H. Cao, “Compact spectrometer based on a disordered photonic chip,” *Nature Photonics* **7**, 746–751 (2013).
- [48] W. Hartmann, P. Varytis, H. Gehring, N. Walter, F. Beutel, K. Busch, and W. Pernice, “Waveguide-integrated broadband spectrometer based on tailored disorder,” *Advanced Optical Materials* **8**, 1901602 (2020).
- [49] T. Yang, C. Xu, H. pui Ho, Y. yuan Zhu, X. hao Hong, Q. jin Wang, Y. chao Chen, X. ao Li, X. hui Zhou, M. dong Yi, and W. Huang, “Miniature spectrometer based on diffraction in a dispersive hole array,” *Opt. Lett.* **40**, 3217–3220 (2015).
- [50] B. Redding, S. F. Liew, Y. Bromberg, R. Sarma, and H. Cao, “Evanescently coupled multimode spiral spectrometer,” *Optica* **3**, 956–962 (2016).
- [51] P. Wang and R. Menon, “Computational spectrometer based on a broadband diffractive optic,” *Opt. Express* **22**, 14575–14587 (2014).
- [52] J. Bao and M. G. Bawendi, “A colloidal quantum dot spectrometer,” *Nature* **523**, 67–70 (2015).

- [53] X. Zhu, L. Bian, H. Fu, L. Wang, B. Zou, Q. Dai, J. Zhang, and H. Zhong, “Broadband perovskite quantum dot spectrometer beyond human visual resolution,” *Light: Science & Applications* **9**, 73 (2020).
- [54] Z. Wang, S. Yi, A. Chen, M. Zhou, T. S. Luk, A. James, J. Nogan, W. Ross, G. Joe, A. Shahsafi, K. X. Wang, M. A. Kats, and Z. Yu, “Single-shot on-chip spectral sensors based on photonic crystal slabs,” *Nature Communications* **10**, 1020 (2019).
- [55] Y. August and A. Stern, “Compressive sensing spectrometry based on liquid crystal devices,” *Opt. Lett.* **38**, 4996–4999 (2013).
- [56] J. Oliver, W.-B. Lee, and H.-N. Lee, “Filters with random transmittance for improving resolution in filter-array-based spectrometers,” *Opt. Express* **21**, 3969–3989 (2013).
- [57] Y. Gao, H. Cansizoglu, K. G. Polat, S. Ghandiparsi, A. Kaya, H. H. Mamtaz, A. S. Mayet, Y. Wang, X. Zhang, T. Yamada, E. P. Devine, A. F. Elrefaie, S.-Y. Wang, and M. S. Islam, “Photon-trapping microstructures enable high-speed high-efficiency silicon photodiodes,” *Nature Photonics* **11**, 301–308 (2017).
- [58] B. Craig, V. R. Shrestha, J. Meng, J. J. Cadusch, and K. B. Crozier, “Experimental demonstration of infrared spectral reconstruction using plasmonic metasurfaces,” *Opt. Lett.* **43**, 4481–4484 (2018).
- [59] Y. Zongyin, A.-O. Tom, C. Hanxiao, A.-W. Jack, G. Fuxing, W. Xiaomu, W. Tien-Chun, Z. Minghua, W. Calum, W. Pan, V. Zayats Anatoly, C. Weiwei, D. Lun, H. Stephan, O. Mauro, T. Limin, Y. Qing, S. Zhipei, and H. Tawfique, “Single-nanowire spectrometers,” *Science* **365**, 1017–1020 (2021).
- [60] J. Meng, J. J. Cadusch, and K. B. Crozier, “Detector-only spectrometer based on structurally colored silicon nanowires and a reconstruction algorithm,” *Nano Letters* **20**, 320–328 (2020).
- [61] B. Zheng, L. Li, J. Wang, M. Zhuge, X. Su, Y. Xu, Q. Yang, Y. Shi, and X. Wang, “On-chip measurement of photoluminescence with high sensitivity monolithic spectrometer,” *Advanced Optical Materials* **8**, 2000191 (2020).
- [62] J. Xu, X. Wang, and R. Nötzel, “Single-nanostructure bandgap engineering enabled by magnetic-pulling thermal evaporation growth,” *Nanoscale Adv.* **2**, 4305–4322 (2020).
- [63] M.-N. Zhang, X. Wu, A. Riaud, X.-L. Wang, F. Xie, W.-J. Liu, Y. Mei, D. W.

- Zhang, and S.-J. Ding, “Spectrum projection with a bandgap-gradient perovskite cell for colour perception,” *Light: Science & Applications* **9**, 162 (2020).
- [64] H. Sun, W. Tian, X. Wang, K. Deng, J. Xiong, and L. Li, “In situ formed gradient bandgap-tunable perovskite for ultrahigh-speed color/spectrum-sensitive photodetectors via electron-donor control,” *Advanced Materials* **32**, 1908108 (2020).
- [65] M. Yata, M. Fujita, and T. Nagatsuma, “Photonic-crystal diplexers for terahertz-wave applications,” *Opt. Express* **24**, 7835–7849 (2016).
- [66] M. S. Islam, J. Sultana, A. Dinovitser, M. Faisal, M. R. Islam, B. W.-H. Ng, and D. Abbott, “Zeonex-based asymmetrical terahertz photonic crystal fiber for multichannel communication and polarization maintaining applications,” *Appl. Opt.* **57**, 666–672 (2018).
- [67] V. Portosi, D. Laneve, M. C. Falconi, and F. Prudenzano, “Advances on photonic crystal fiber sensors and applications,” *Sensors* **19** (2019).
- [68] K. Kuruma, Y. Ota, M. Kakuda, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, “Strong coupling between a single quantum dot and an  $l/3$  photonic crystal nanocavity,” *Applied Physics Express* **13**, 082009 (2020).
- [69] D. Urbonas, A. Balčytis, K. Vaškevičius, M. Gabalis, and R. Petruškevičius, “Air and dielectric bands photonic crystal microringresonator for refractive index sensing,” *Opt. Lett.* **41**, 3655–3658 (2016).
- [70] Y. Ooka, T. Tetsumoto, A. Fushimi, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “Cmos compatible high-q photonic crystal nanocavity fabricated with photolithography on silicon photonic platform,” *Scientific Reports* **5**, 11312 (2015).
- [71] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, and M. Notomi, “Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity,” *Nature Photonics* **4**, 477–483 (2010).
- [72] Y. Ooka, T. Tetsumoto, N. A. B. Daud, and T. Tanabe, “Ultrasmall in-plane photonic crystal demultiplexers fabricated with photolithography,” *Opt. Express* **25**, 1521–1528 (2017).
- [73] N. Mann, A. Javadi, P. D. García, P. Lodahl, and S. Hughes, “Theory and experiments of disorder-induced resonance shifts and mode-edge broadening in deliberately disordered photonic crystal waveguides,” *Phys. Rev. A* **92**, 023849 (2015).
- [74] M. Patterson, S. Hughes, S. Combrié, N.-V.-Q. Tran, A. De Rossi, R. Gabet, and Y. Jaouën, “Disorder-induced coherent scattering in slow-light photonic crystal

- waveguides,” *Phys. Rev. Lett.* **102**, 253903 (2009).
- [75] J. Topolancik, F. Vollmer, and B. Ilic, “Random high-q cavities in disordered photonic crystal waveguides,” *Applied Physics Letters* **91**, 201102 (2007).
- [76] J. Liu, P. D. Garcia, S. Ek, N. Gregersen, T. Suhr, M. Schubert, J. Mørk, S. Stobbe, and P. Lodahl, “Random nanolasing in the anderson localized regime,” *Nature Nanotechnology* **9**, 285–289 (2014).
- [77] M. Lee, S. Callard, C. Seassal, and H. Jeon, “Taming of random lasers,” *Nature Photonics* **13**, 445–448 (2019).
- [78] Y. Ooka, N. A. B. Daud, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Compact resonant electro-optic modulator using randomness of a photonic crystal waveguide,” *Opt. Express* **24**, 11199–11207 (2016).
- [79] L. Sapienza, H. Thyrrerstrup, S. Stobbe, P. D. Garcia, S. Smolka, and P. Lodahl, “Cavity quantum electrodynamics with anderson-localized modes,” *Science* **327**, 1352–1355 (2010).
- [80] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov, “Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides,” *Opt. Express* **11**, 2927–2939 (2003).
- [81] T. Baba, “Slow light in photonic crystals,” *Nature Photonics* **2**, 465–473 (2008).
- [82] H. Altug and J. Vučković, “Experimental demonstration of the slow group velocity of light in two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays,” *Applied Physics Letters* **86**, 111102 (2005).
- [83] B. Neşeli, E. Bor, H. Kurt, and M. Turduev, “Rainbow trapping in a tapered photonic crystal waveguide and its application in wavelength demultiplexing effect,” *J. Opt. Soc. Am. B* **37**, 1249–1256 (2020).
- [84] D. Gerace and L. C. Andreani, “Disorder-induced losses in photonic crystal waveguides with line defects,” *Opt. Lett.* **29**, 1897–1899 (2004).
- [85] P. D. García, G. Kiršanskė, A. Javadi, S. Stobbe, and P. Lodahl, “Two mechanisms of disorder-induced localization in photonic-crystal waveguides,” *Phys. Rev. B* **96**, 144201 (2017).
- [86] M. Minkov, U. P. Dharanipathy, R. Houdré, and V. Savona, “Statistics of the disorder-induced losses of high-q photonic crystal cavities,” *Opt. Express* **21**, 28233–28245 (2013).
- [87] E. van Setten, G. Bottiglieri, J. McNamara, J. van Schoot, K. Troost, J. Zekry,

- T. Fliervoet, S. Hsu, J. Zimmermann, M. Roesch, B. Bilski, and P. Graeupner, “High NA EUV lithography: Next step in EUV imaging,” in “Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography X,” , vol. 10957 K. A. Goldberg, ed., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2019), vol. 10957, pp. 9 – 18.
- [88] A. R. Karlin, N. Klein, and S. O. Gharan, “A (slightly) improved approximation algorithm for metric tsp,” Proceedings of the 53rd Annual ACM SIGACT Symposium on Theory of Computing (2021).
- [89] Z. Jiang, Z. Lin, and L. S. Davis, “Label consistent k-svd: Learning a discriminative dictionary for recognition,” IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence **35**, 2651–2664 (2013).
- [90] M. Elad and M. Aharon, “Image denoising via sparse and redundant representations over learned dictionaries,” IEEE Transactions on Image Processing **15**, 3736–3745 (2006).