

学位論文 博士（工学）

シングルピクセルイメージングに関する研究

2018 年度

徳島大学大学院先端技術科学教育部
知的力学システム工学専攻

澁谷 九輝

目次

第1章 序論

| | |
|-------------------------------------|----|
| 1.1 イメージング技術の背景と技術的な事項..... | 4 |
| 1.2 シングルピクセルイメージング(SPI)と研究の方向性..... | 7 |
| 1.2.1 スペクトル測定と SPI..... | 9 |
| 1.2.2 2次元イメージングへの拡張..... | 11 |
| 1.2.3 分光画像測定手法の分類..... | 13 |
| 1.2.4 SPIで使用される検出器..... | 15 |
| 1.3 ゴーストイメージング (GI) | |
| 1.3.1 量子的ゴーストイメージング..... | 16 |
| 1.3.2 古典的ゴーストイメージング..... | 18 |
| 1.3.3 計算機ゴーストイメージング..... | 21 |
| 1.3.4 GIの応用と展開..... | 22 |
| 1.4 本論文の意義と論文構成..... | 24 |

第2章 計算機ゴーストイメージングと アダマール変換型イメージングの再構成画像の比較

| | |
|---|----|
| 2.1 緒言..... | 27 |
| 2.2 計算機ゴーストイメージング(CGI)とアダマール変換型イメージング(HTI)..... | 28 |
| 2.3 数値計算 | |
| 2.3.1 検出部にノイズを重畳した場合..... | 30 |
| 2.3.2 マスクにノイズを重畳した場合..... | 32 |
| 2.4 実験装置の構成..... | 34 |
| 2.5 実験結果と考察 | |
| 2.5.1 画質比較..... | 34 |

| | |
|--|----|
| | 2 |
| 2.5.2 コントラストの定量評価..... | 35 |
| 2.5.3 考察..... | 36 |
| 2.6 結言..... | 36 |
| 第3章 擬似逆行列演算処理を用いた サブピクセルシフト方式巡回アダマール変換型顕微イメージング | |
| 3.1 緒言..... | 37 |
| 3.2 動作原理 | |
| 3.2.1 巡回型アダマール変換イメージング (CHI) | 38 |
| 3.2.2 サブピクセルシフト方式巡回アダマール変換型イメージング (SPS-CHI) | |
| 1) SPS-CHI 法..... | 41 |
| 2) ノーマル方式サブピクセルシフト (NSPS) 法..... | 43 |
| 3) インターリーブ方式サブピクセルシフト (ISPS) 法..... | 44 |
| 3.2.3 擬似逆行列演算処理を用いた画像再構成..... | 45 |
| 3.3 数値計算 | |
| 3.3.1 計算機ゴーストイメージング (CGI) と CHI の比較..... | 47 |
| 3.3.2 NSPS 法と ISPS 法の比較..... | 48 |
| 3.4 装置と構成..... | 49 |
| 3.5 実験結果と考察 | |
| 3.5.1 二重スリットの測定..... | 50 |
| 3.5.2 回折限界を超える測定の可能性についての検討..... | 51 |
| 3.6 結言..... | 52 |
| 第4章 スキャンレスデュアルコム分光 シングルピクセルイメージングによるモード分解イメージング | |
| 4.1 緒言..... | 53 |
| 4.2 デュアルコム分光シングルピクセルイメージング (DCS-SPI) | |
| 4.2.1 装置と構成..... | 55 |
| 4.2.2 振幅と位相のモード分解スペクトル..... | 57 |
| 4.3 実験結果と考察 | |
| 4.3.1 モード分解振幅イメージング..... | 60 |
| 4.3.2 モード分解位相イメージング..... | 62 |
| 4.4 結言..... | 64 |

[付録]

| | |
|-------------------------|----|
| A1. 実験装置の詳細..... | 65 |
| A2. 振幅および位相像再構成の詳細..... | 66 |

第5章 光子計数型シングルピクセル回折位相顕微鏡

| | |
|---|----|
| 5.1 緒言..... | 68 |
| 5.2 回折位相顕微鏡 (DPM) と光子計数型シングルピクセルイメージング (PC-SPI) | |
| 5.2.1 従来の DPM..... | 70 |
| 5.2.2 PC-SPI の導入..... | 71 |
| 5.3 装置と構成..... | 72 |
| 5.4 実験結果と考察 | |
| 5.4.1 透明薄膜の膜厚計測..... | 74 |
| 5.4.2 画質の評価..... | 77 |
| 5.5 今後の展望..... | 78 |
| 5.6 結言..... | 79 |

[付録]

| | |
|---------------------|----|
| A1. DPM の理論的側面..... | 80 |
|---------------------|----|

第6章 総括

| | |
|-----------------|----|
| 6.1 本研究の成果..... | 82 |
| 6.2 まとめと展望..... | 83 |

| | |
|-------------------------|-----|
| 略語一覧..... | 85 |
| 参考文献..... | 87 |
| 本研究に関する研究論文..... | 97 |
| 本研究に関する業績およびその他の業績..... | 98 |
| 謝辞..... | 103 |

第1章

序論

1.1 イメージング技術の背景と技術的な事項

イメージング (imaging) とは、通常は奥行きのある 3 次元対象物の情報を、2 次元撮像機器を用いて平面的な画像として取得することを意味する。その歴史は古く、1820 年代にフランス人発明家 Niépce が風景を感光板に記録したのが最初とされている (図 1) [1]。1930 年代になるとリアルタイム処理が可能な電子線走査方式の撮像管が出現し、テレビジョン放送技術の発展とともにその関連技術も急速に進展した。さらに、その後の半導体 2 次元撮像素子の高集積化と高感度化がそれに拍車をかけた。

イメージングを科学計測 (scientific measurement) の手段として捉えると、1 次元以上の物理空間で展開される種々の物理現象を、可視化、記録、数値化する手法・操作であると定義できる。その発展は、物理学、天文学、医学を始めとして、全ての科学や産業の分野で大きく貢献してきた。そして、通常の振幅や強度イメージのみならず、時間や位相などもパラメータとして用いられるようになった。特に、波長 (周波数) の関数として与えられる透過、吸収、反射、散乱などの分光情報を画像として提示する様々な形態のイメージング手法や装置が開発されてきた。

そのようなイメージングを行う場合には、少なくとも以下の項目に留意する必要がある。すなわち、1) 対象とする波長、もしくは周波数、2) 総画素数と 1 画素の大きさ (pixel size)、3) フレームレート (frame rate)、4) 感度 (sensitivity)、5) ダイナミックレンジ (dynamic range)、6) 信号対雑音比 (SNR; signal-to-noise ratio) である。1) の波長に関しては、被測定対象からの情報伝達媒体が電磁波であることを考えれば当然である。既に述べた通り、対象とする領域は、状況に応じて短波長の電子線やガンマ線から長波長のテラヘルツ波、マイクロ波、あるいはそれを越えた電波領域までの広範囲に亘り、それぞれに応じて検出器 (detector) だけでなく、

光源やそれに付随する光学系も大きく形態が異なってくる。電磁波以外でも、ソナー (sonar) などの超音波映像機器も実用化されている。ここで、特に波長を意識した場合の目的は、上述の分光画像 (spectroscopic image) の取得であり、最終的には対象物の物質情報の抽出となる。次の 2) はどのような場合でも留意すべき事項である。1 画素のサイズが取得画像の空間的な分解能 (spatial resolution) を決定する場合も少なくないからである。総画素数は最終的な視野 (FOV; field of view) を決める場合が多い。このようなことは、2 次元検出器と顕微鏡を結合させて顕微画像を取得する場合、さらにはそれに分光手段を追加して顕微分光画像を取得する場合に重要となる。3) のフレームレートは、通常は画素数の増加に応じて低下するが、高速測定が要求される場合にはそれを制限するのが普通である。さらに高速な現象に対しては、それが繰り返し可能な現象であるならば、検出器自体にゲート動作をさせる手法や装置も古くから多く提案されている [2-4]。その目的は時間分解分光測光であり、2 次元画像情報に波長だけでなく時間という新たなパラメータを追加する。さらに偏光情報を追加すれば次元がもう一つ上がる。

このようにイメージングは本来的に多次元データ処理と密接な関係がある。4) ~6) で示した、感度、ダイナミックレンジ、SNR などは、対象とする波長域に応じて、あるいは同一波長域においてさえも検出器の種類によって大きく変わる。そのような中で、すべての波長域で最も高感度な検出器と言え、紫外・可視波長域での金属の光電効果を利用した光電子増倍管 (PMT; photomultiplier tube) であろう。厳密には、“感度が高い”という表現は、その定義によってはあまり正しいとは言えないが、電磁波をその量子単位の光子 (photon) として捕捉できるという意味で感度が高い。しかも、検出器自体が少なくとも 10^6 以上の利得を有しているため、原理的に高い SNR で測定ができ、ダイナミックレンジもその意味で広い。ただし、PMT 自体は単一検出器であって、撮像素子ではないため、画像計測のためには何らかの走査 (scanning) という手段が要求される。この走査という問題点を緩和し、単一検出器の長所を受け継ぐ手法として、以下で述べるシングルピクセルイメージング (SPI; single-pixel imaging) が位置づけられる。

本節の最後に、学術雑誌記事のデータベース scopus において、“imaging”というキーワードで検索した科学論文数の推移を調べた結果を図 2 に示す。また、代表的なイメージングの例を対象波長域ごとにまとめたものを図 3 に示す。



図1 最古の写真とされる View from the window at Le Gras [1].

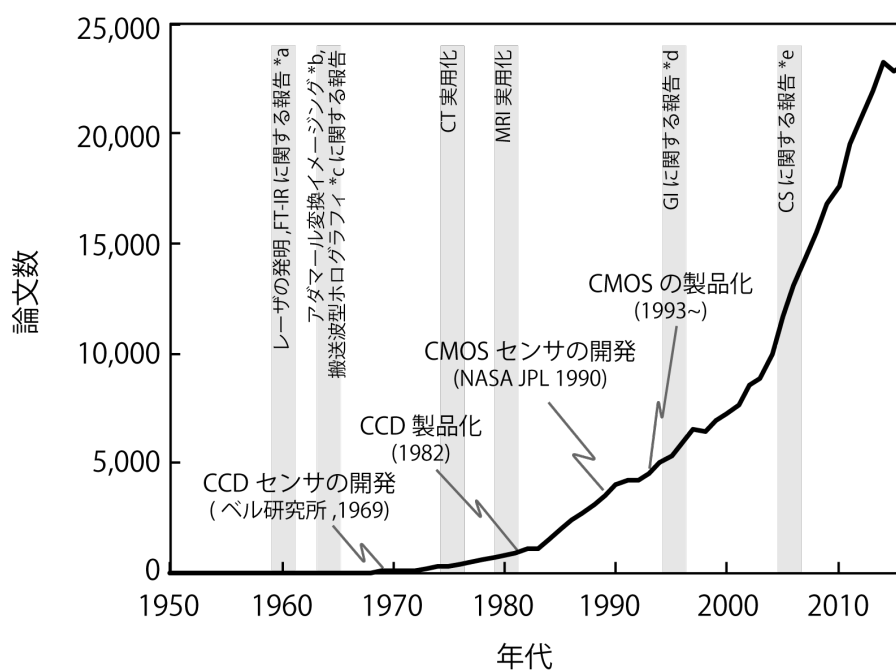


図2 “imaging”に関する論文数*1.

*1: scopus にてタイトル検索“imaging”の結果.

*a: N. J. Harrick, J. Opt. Soc. Am., **49**, 376 (1959)., J. Fahrenfort, Spectrochimica Acta, **17**, 698 (1961)., *b: J. A. Decker, Appl. Opt. **9**, 1392 (1970)., *c: E. N. Leith et al., J. Opt. Soc. Am., **54** 1295 (1964)., *d: D. V. Strekalov et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3600 (1995)., T. B. Pittman et al., Phys. Rev. A **52**, R3429 (1995)., *e: E. J. Candes et al., IEEE Trans. Inf. Theory **52**, 489 (2006)., D. L. Donoho, IEEE Trans. Inf. Theory **52**, 1289 (2006)., M. F. Duarte et al., IEEE Signal Process. Mag. **25**, 83 (2008).

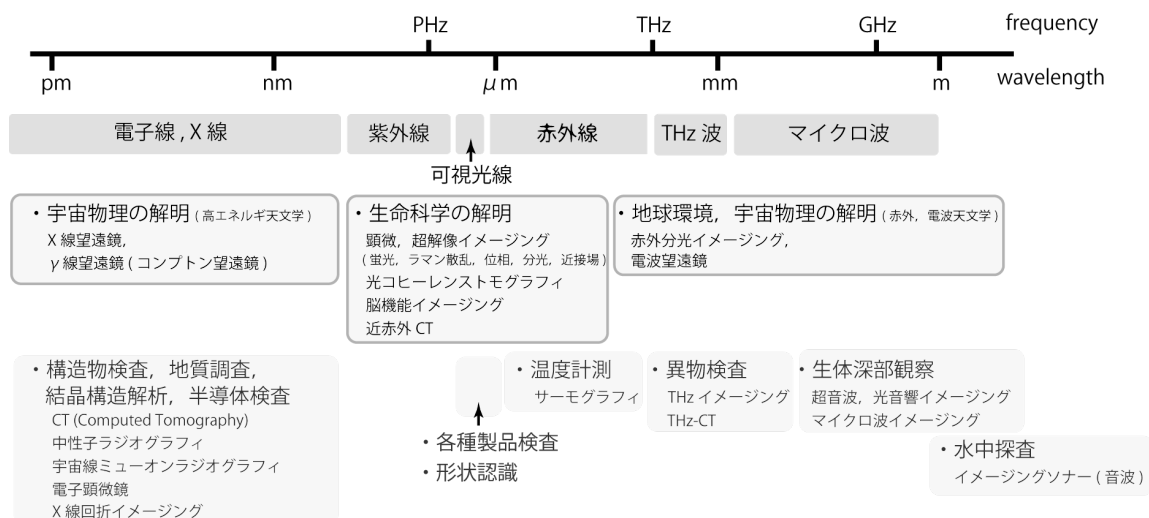


図3 代表的なイメージング例とその波長域.

1.2 シングルピクセルイメージング (SPI) と研究の方向性

シングルピクセルイメージング (SPI; single-pixel imaging) では、単一検出器 (single-pixel detector) を用いてイメージングを行う。ラインセンサや2次元撮像素子をマルチチャネル検出器 (multi-channel detector) と呼ぶことからすれば、シングルチャネルイメージング (single-channel imaging) と言うべきかもしれない。しかし、後述のゴーストイメージング (GI; ghost imaging) において、2次元半導体撮像素子の一部をビンニング (binning) して使用するという意味でこのように名付けられて以来 (bucket detector と呼称する場合もあるが)、そして同時期に論文数が急増した圧縮センシング (CS; compressive sensing) でもこのように呼ばれたことから、「構造化照明 (structured illumination) を用いて画像を符号化 (coding) し、単一検出器から得られる時系列データに何らかの処理を施して対象物体の画像を再構成・復元する手法」は、何でも SPI と呼ぶようになったようである。本論文でも特に断らない限りこのように呼称する。したがって、このすぐ後で述べる分光計測分野でのマルチプレックススペクトル測定も広義の意味では SPI と言える。また、後述の計算機ゴーストイメージング (CGI; computational ghost imaging) と従来の SPI との関係について触れる報告はこれまでに殆どない。また、GI そのものに関しても、歴史は短いもののそれなりの変遷を経て来ており、その特長や形態が異なる全てをまとめて GI と呼ぶにはやや無理がある。そこで以下では、それぞれの歴史的な経緯を簡単に記述し、言葉の定義を明確にしたうえで、本論文で主張するところを述べる。

そのためのフローを図4に示す。まず、分光計測分野でのマルチプレックス測定についてまとめた後、GI について詳述する。それによって、CGI を SPI の一手法として捉え、それが分

光計測分野での SPI の一形態ともいえる「アダマール分光、もしくは画像計測分野での「アダマールイメージング」以上のものではないことを明確にする。本論文の第2章はそのことを初めて明確に検証した結果である。第3章では、SPI をアダマールイメージングとして捉え、その顕微鏡下での空間分解を、「サブピクセルシフト法」という手法を導入して向上させた結果を示す。ここでは手法そのものと処理形態の新規性を主張する。第4章では、デュアルコム分光法と SPI 法（アダマールイメージング法）を初めて結合させた「ハイパースペクトルイメージング装置」について述べる。また、それによって超高波長分解能の位相画像を高速取得できることを示す。第5章では、「回折位相顕微鏡」という最近報告された装置に、SPI 法（アダマールイメージング法）を結合させ、さらに光子計数法を導入することにより、SPI 法のダイナミックレンジの問題を緩和しつつ微弱光対応ができることを示す。本章の最後では、改めて本論文の構成と内容についてまとめ直す。

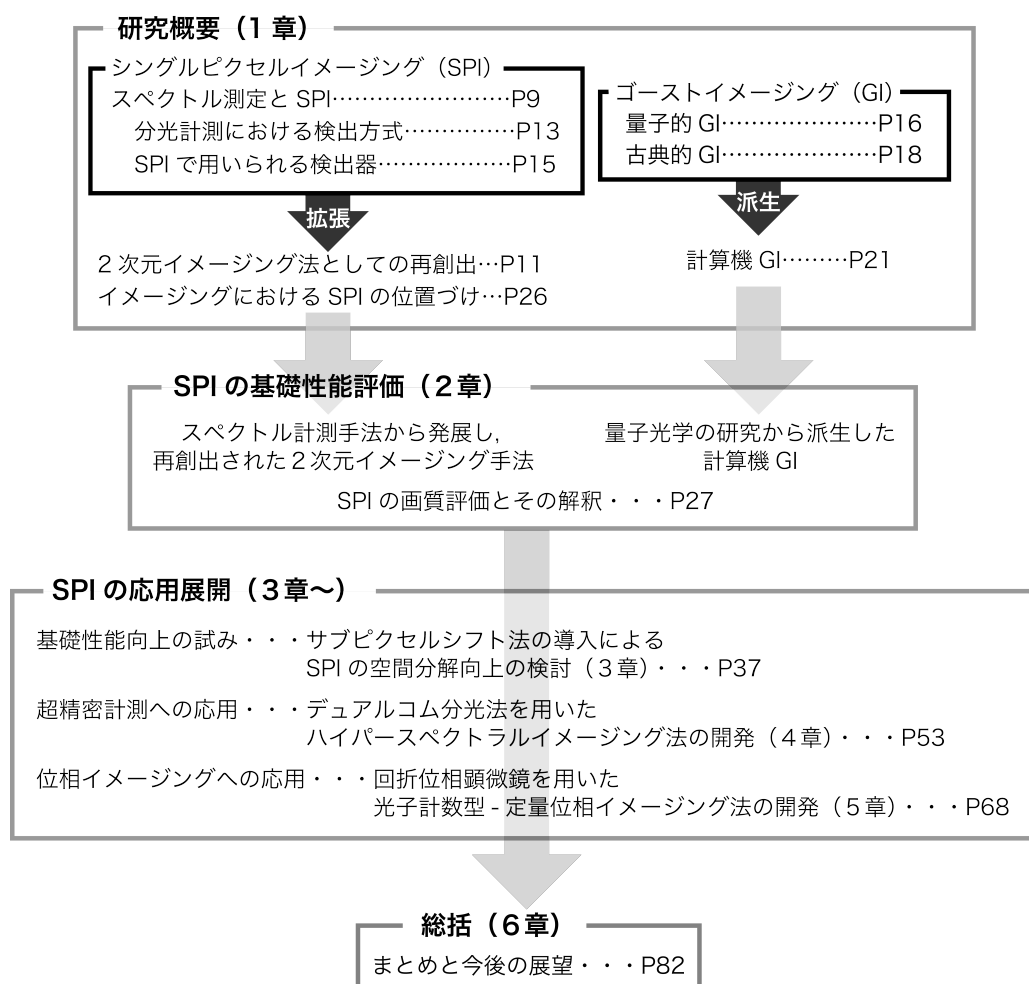


図4 本論文の概要.

1.2.1 スペクトル測定と SPI

SPI は、元来、分光測定の分野でマルチチャネル検出器がそれほど一般的でなかった時代に、スペクトル測定を効率的に行うために創出された手法である。その後、そのような検出器が比較的普及した後でも、高画素化が技術的に、または価格的に難しい波長域に対応させるために、しばしば顧みられてきた手法である。ただし、1次元スペクトル測定は当然イメージングとは呼ばれていなかったし現在でもそうである。しかし、後年に再創出された SPI はその単純な拡張版であると言える。したがって、やや違和感はあるが、本節に限り 1次元スペクトル測定に対しても SPI という用語を取って使用する。

図 5 に示すように、スペクトル測定における SPI の比較対象は、単色計 (monochromator; 以後は分散型分光器、または単に分光器と呼ぶ) に単一検出器を取り付けて波長走査測定を行う場合と、多色計 (polychromator; これも単に分光器と呼ぶ) にラインセンサのような 1次元撮像素子を取り付けてスペクトルを一度に測定する場合の 2 つである。前者はシングルチャネル測定、後者はマルチチャネル測定と呼ぶ。ここで、SPI にはそのような分散型分光器を使用する場合と、非分散型分光器を使用する場合の 2 つの流れがあった。前者でよく知られたものはアダマール分光法 (Hadamard-transform spectroscopy) [5-7] である。その他にも、Mock interferometer [8]、Girard's grill spectrometer [9] などが提案された。後者の代表例はフーリエ分光法 (Fourier-transform spectroscopy) [10] である。紆余曲折を経て、結果としては赤外波長域ではフーリエ分光法が機器分析法としての地位を確立させたが、いずれもマルチプレックス (multiplex) 測定である [11]。

アダマール分光法では、分光器の出射スリットの焦点面に配置したアダマールマスクを順次走査させ、その透過光を単一検出器で受光し、それから得られる時系列データに逆アダマール変換処理を施してスペクトルを復元する。一方、フーリエ分光法ではマイケルソン干渉計の可動鏡を走査して、単一検出器から時系列データとして得られるインターフェログラムにフーリエ変換を施してスペクトルを得る。このように両者の処理の形態は本質的に同じである。異なるのはフーリエ分光法が正弦波 (余弦波) で変復調しているのに対し、アダマール分光法では矩形波で変復調していることだけである。このような測定には、重畳する雑音の性質によって、シングルチャネル測定に対する multiplex advantage (フーリエ分光の場合は特に Fellgett advantage と呼ぶ) [12] が存在する場合がある。一方、分散型分光器でのマルチチャネル測定には、シングルチャネル測定に対して multichannel advantage と呼ぶべきアドバンテージが常に存在している。

表 1 に、シングルチャネル分光測定 (SC)、マルチチャネル分光測定 (MC)、マルチプレックス分光測定 (MX) の各々の場合に対して SNR を大雑把に見積もった結果を示す。ここで、雑音は 3 種類、すなわち、i) 信号と相関がなくその大きさが観測時間の平方根に比例するような熱雑音、あるいは信号と独立な検出器雑音 (n_{th}) が優勢な場合、ii) 信号強度の平方根に

比例するショット雑音 (n_{sh}) が優勢な場合、iii) 信号強度に比例するシンチレーション雑音 (n_{sci}) が優勢な場合を考慮した。いずれも測定すべき波長エレメント数は m とし、SC での 1 波長エレメント当たりの測定に要する時間とそのときの信号強度を T とした。したがって、SC で 1 つのスペクトル測定を完了させるためには mT の時間を要することになる。MC の場合は、その間にすべての波長エレメントで、しかも独立した個々の検出器で測定が可能となることから、1 波長エレメント当たり、そして 1 検出器当たりの信号強度は mT となる。MX の場合は、その時間に m 点からなる一連の時系列データの測定を行うことで 1 回のスペクトル測定を終了させることになるが、1 波長エレメント当たりの信号強度は $mT/2$ となり*2、単一検出器当たりの信号強度は $m^2T/2$ となる。これらの事情を反映して、検出器雑音が支配的な場合、MC と MX は SC に比べ、それぞれ \sqrt{m} 、 $\sqrt{m}/2$ だけ高い SNR を有することになる。これらがそれぞれマルチチャネルおよびマルチプレックスアドバンテージである。しかし、信号強度の平方根に比例する n_{sh} や、信号強度に直接比例する n_{sci} が支配的な場合には、所謂マルチプレックスディサドバンテージ (multiplex disadvantage) が現れる。なお、このような不都合を克服する装置として、1980 年代以降に着目されたマルチチャネルフーリエ分光器 (multichannel Fourier spectrometer) が挙げられる [13]。

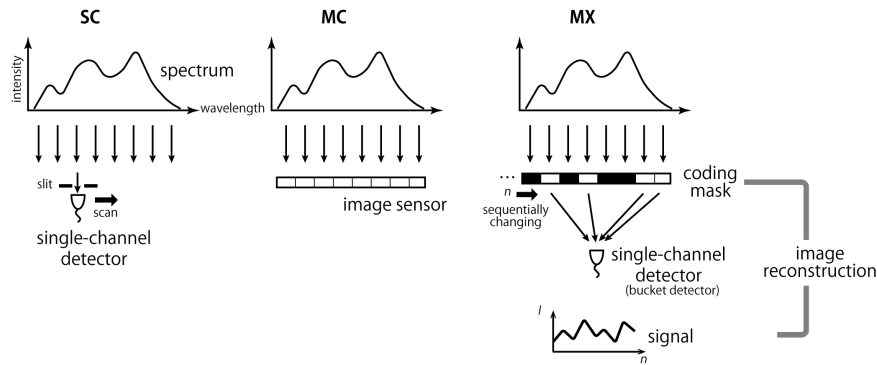


図5 シングルチャネル (SC) 測定, マルチチャネル (MC) 測定, マルチプレックス (MX) 分光測定の概念図.

表1 熱雑音, ショット雑音, シンチレーション雑音が支配的な場合の SC 分光測定, MC 分光測定, MX 分光測定での SNR の比較.

| method \ dominant noise | SC | MC | MX (SPI) |
|-------------------------|------------|-------------|-----------------------|
| thermal noise | \sqrt{T} | \sqrt{mT} | $\frac{\sqrt{mT}}{2}$ |
| shot noise | \sqrt{T} | \sqrt{mT} | $\sqrt{\frac{T}{2}}$ |
| scintillation noise | 1 | 1 | $\frac{1}{m}$ |

*2: フーリエ分光の場合は光源側への半分の戻り光、アダマール分光の場合は、マスクの開口比が 1:1 であるため。

しかし、SNR を考察する場合には分光器の明るさも重要な因子となる。一般に、フーリエ分光器のような非分散型分光器は、分散型分光器で不可欠なスリットが原理的に不要となるため、分散型分光器と比較して明るい。すなわちオプティカルスループットアドバンテージ (optical-throughput advantage; フーリエ分光の場合は Jacquinot advantage と呼ぶ) を有している [14, 15]。しかし、本当にフーリエ分光器が明るいかどうかは、その干渉計で採用されている光学系に応じて大きく変わるため、個々での厳密な比較検討が必要である。当然、分散型分光器を用いるアダマール分光にはそのようなアドバンテージは当初からなく、入射スリット側にもアダマールマスクを配置して二重のアダマール変換処理を行って、初めて比較の対象となり得る。

1.2.2 2次元イメージングへの拡張

2次元画像の SPI 測定は1次元のスペクトル SPI 測定の単なる拡張であると述べた。したがって、画素数は多くなるものの原理的な面で新たに言及することはない。しかし、2次元 SPI の特長として強調すべきことはある。それは、既に述べたマルチプレックスアドバンテージの可能性やCSの適用の可能性に加えて、検出系部に結像光学系が不要であるということである。SPIでは一連のマスクに対応した相対的な信号の強度変化(観測ベクトル)が得られればオリジナル像を再構成できる。そのためバケット検出器のような受光面の大きな検出器を使用してもよい。このことは結像光学系で生じがちな収差の影響を受けないということを意味する。その結果、検出系部の小型化が容易といった特長も生まれる。また、必ずしもコーディングされた全ての光束を検出器に入射させる必要はない。すなわち散乱光の一部からでも再構成ができるため、検出器の配置の自由度が増す。例えば、筆者らは図6(a)に示すように、被測定対象物体からの散乱光を異なる角度から検出することで、対象物体を動かすことなく表面微細形状のイメージングが行えることを報告した [16]。図6(b)に光学配置を、(c) - (e)に検出角度方向を変えながら散乱光強度を測定した結果を示す。各イメージにおいては、破線部で示す領域の強度分布が異なっており、マイクロスケールの表面の傷による散乱光の指向性が検出されていることがわかる。このように結像光学系を必要しないSPIでは、小型な検出器を複数個配置することが容易であり、物体を動かすことなく表面の微細形状を可視化できる。

ところで、初期のSPIには技術的な面でマスクの要素数や製作精度に限界があった。また、機械的な走査に起因する測定時間の制約が無視できない場合もあった。しかし近年、機械的なマスクに変わるデバイスとして、液晶を用いた空間光変調器 (SLM ; spatial light modulator) や MEMS (micro electro mechanical systems) 技術を用いたデジタルマイクロミラーデバイス (DMD ; digital mirror device) が商品化されたことにより、状況が一変した。図7にSPI関連の論文数の経緯とそこで使用される空間光変調器の歴史を示す。既に示した“imaging”の検索

結果と同様に、周辺デバイスの進歩が急速な研究の発展を支えていることが分かる。特に、2007年頃から登場した LCOS-SLM (liquid crystal on silicon-SLM) や DMD が比較的低価格で利用できるようになったことが影響していると考えられる。また、その少し前に、圧縮センシング (CS ; compressive sensing) の効率的なアルゴリズムが確立されたことも寄与している [17-19]。CS では、測定対象の情報の中には少なからず零成分が含まれていることが多いこと (スパース性) に着目し、未知数よりも少ない観測データから元の画像を推定し再構成する。したがって、CS は SPI におけるマルチプレックス測定の測定時間の問題を緩和する 1 つの技術として位置づけすることもでき、SPI への関心が高まった要因の 1 つであるとも言える。

図 8 は、検出器の形態に基づく各種のイメージング手法と、その中での SPI の位置づけを示す。SPI はそのマスクの種類と演算方法の違いから直交変換型と相関型に大別できる。いずれも信号の空間周波数成分と雑音の直交性もしくは独立性が前提である。前者は、先にも述べたアダマール変換イメージング (HTI) [20] や、正弦波マスクを用いる離散コサイン変換 (DCTI) [21] や、ハールウェーブレット変換 (HWTI) を用いる手法 [22] など、数学的な直交基底を用いる。しかし、DCTI はバイナリではない多値マスクを必要とするため、扱いづらいという問題もある。一方で、空間的にランダムなバイナリマスクなどを用い、統計的相関演算により物体像を再構成するという取り組みも行われている。次節で説明するが、計算機ゴーストイメージングと呼ばれる手法がそれである。

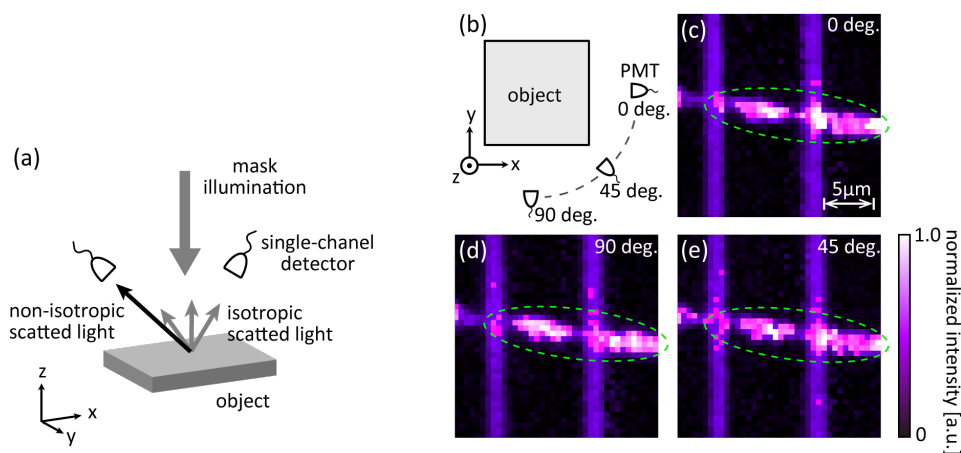


図 6 散乱光強度イメージングによる表面微細形状の観察 [16]. (a) 測定の配置図, (b) 測定の座標系, (c) ~ (e) 検出方位角毎の再構成像. 縦 2 本の線はマイクロスケールの目盛りであり、緑破線部内に表面の傷が存在している. (c) ~ (e) において、目盛り部での散乱は指向性がない事がわかるが、傷が存在する箇所ではそれぞれの散乱光強度が異なっており、散乱の指向性、すなわち表面の微細形状変化を反映している。

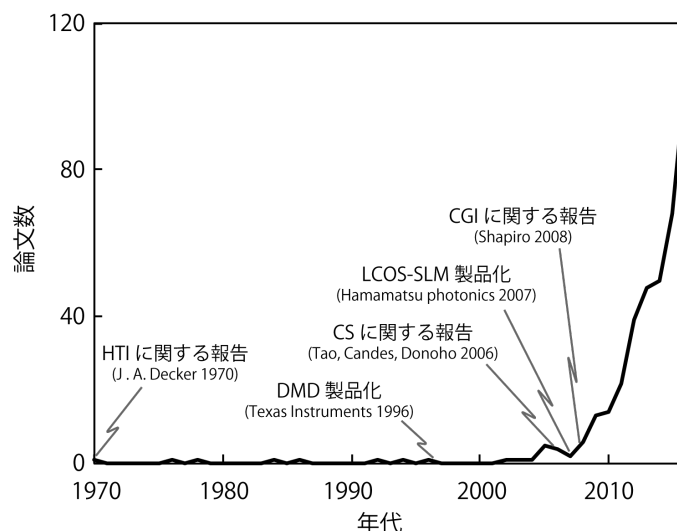


図7 SPIに関する論文数*³とそこで使用される空間光変調器の歴史.

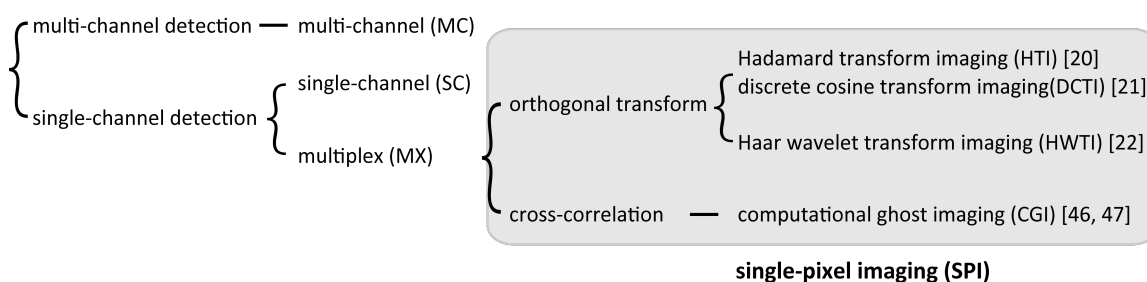


図8 検出方式の観点で分類した各種イメージング手法.

1.2.3 分光画像測定手法の分類

ここまで分光画像の取得という目的に対して特に SPI の立場から概観した。SPI ではマルチプレックス測定を行い、それはスペクトル測定に対しても空間的なイメージングに対しても適用された。本節では、繰り返しのなるがもう少し一般的な立場で分光画像の測定手法を分類しておく。すなわち、スペクトル測定においても空間的なイメージングのいずれにおいても、それぞれ走査方式、マルチチャネル方式、マルチプレックス方式の測定手法が存在し得るはずであり、その組み合わせで合計 9 種類に分類できる。

表 2 にそれらを分類した結果を示す。A の（スペクトル：走査／画像：走査）方式は、スペクトルの 1 次元と画像の 2 次元において走査測定を必要とするため、測定に膨大な時間がかかる。B の（スペクトル：走査／画像：マルチチャネル）方式は、干渉フィルタなどの分光素子とマルチチャネル画像検出器の組み合わせである。しかし、波長分解能を向上させるために、例えばファブリペロー干渉計などを用いると A の場合と同様に測定時間が長くなる。C の（ス

*3: scopus にてタイトル、抄録、キーワードを以下で検索。

"single pixel imaging" OR "Hadamard transform image" OR "single channel imaging" OR "computational ghost imaging"
OR "single pixel camera" OR "compressive single pixel" OR "single pixel compressive"

ペクトル：走査／画像：マルチプレックス）方式は、電波領域での合成開口望遠鏡などがそれに該当する。次に、Dの（スペクトル：マルチチャネル／画像：走査）方式は、例えば分散型マルチチャネル分光器と画素走査の組み合わせであり、例えばファイバ分光器のファイバの測定スポットを次々と移動させることで実現できる。Eの（スペクトル：マルチチャネル／画像：マルチチャネル）方式は、効率という観点では最も望ましい。例えば、カラー写真、カラーテレビジョン画像の取得がそれに該当する。ただし正確な分光情報の取得という意味ではやや問題も残る。Fの（スペクトル：マルチチャネル／画像：マルチプレックス）方式は、合成開口望遠鏡で分光用フィルタバンクを並列接続したシステムがそれに該当する。この場合、バンク数には上限があり、あまり高い波長分解能は期待できない。Gの（スペクトル：マルチプレックス／画像：走査）方式は、フーリエ分光器と画素走査の組み合わせである。マルチチャネルフーリエ分光器を使用する場合も、やや意味合いは異なってしまうが、この範疇に入れるのが適当であろう。Hの（スペクトル：マルチプレックス／画像：マルチチャネル）方式は、例えばリップマンホログラフィーでカラー画像を取得する場合がそれにあたり、体積ホログラム中に形成されたブラッグ格子に対して白色光で再生する。Iの（スペクトル：マルチプレックス／画像：マルチプレックス）方式の典型的な例としては、コヒーレントな光源が必要となるが、反射型体積ホログラムでの画像再生が挙げられる。そこでは空間情報はホログラフィックに、分光情報は3次元干渉縞として記録される。また、アダマール変換処理を分光と空間情報取得の両者の目的に使用した報告などもある。また、フーリエ変換映像分光法として提案されている一連の手法もこの範疇になる。これらは装置的な性能対価格比の点で優れている。本論文の第4章で述べるデュアルコムシステムとHTIの組み合わせもここに入る。

表2 分光画像取得手法の分類.

| <div>spectrum</div> <div>spatial image</div> | SC | MC | MX |
|--|------------------------------|--------------------------------------|---|
| SC | スペクトル走査, 画像走査 (A) | 分散型マルチチャネル分光器, 画素走査 (D) | フーリエ分光器と 画像走査の組み合わせ (G) |
| MC | 干渉フィルタと イメージセンサの組み合わせ (B) | カラー写真 (E) | 体積ホログラムを 白色光で再生する場合 (H) |
| MX | 合成開口電波望遠鏡 (C) | 合成開口望遠鏡と 分光用フィルタバンクの 組み合わせ (F) | フーリエ変換干渉分光映像法 (I), デュアルコム分光 SPI (4章) |

1.2.4 SPI で使用される検出器

図9は、通常のマルチチャネル検出器とSPIで用いられる可視紫外から近赤外波長域のシングルチャネル検出器とを、応答速度と対応可能な光強度レベルの2つの観点でまとめた結果を示す。これより、灰色で示すシングルチャネル検出器はマルチチャネル検出器と比較して、その2点でいずれも優れている事がわかる。特に光電子増倍管(PMT; photomultiplier tube)は、分光感度特性こそ紫外・可視～近赤外波長域に限られるが、サブナノ秒の応答速度と高利得を有し、光子単位の検出能力を有する。光電面を冷却するとさらに微弱光に対応できるようになる。アバランシェ増倍効果を利用したアバランシェフォトダイオード(APD; avalanche photodiode)は高い増倍率と量子効率を有し、しかもPMTよりはより近赤外波長域に伸びた分光感度を有するが、比較的雑音が大きい。高速性を追求すると大きな逆バイアス電圧が必要となり、受光面も小さくなって使いづらくなる。PINフォトダイオードは高速で使い易いが、感度的にやや問題が生じることもある。近赤外波長域の量子型検出器では、InGaAs系の検出器が比較的高速である。一方、マルチチャネル検出器には高速ゲート機能付きイメージインテンシファイア(II; image intensifier)と電荷結合素子(CCD; charge coupled device)との組み合わせがあるがかなり高価であり、検出感度の点からもPMTなどには及ばない。その他にも、アバランシェ増倍を用いることで高い量子効率(~90%)をもつ電子増倍式CCD(EM-CCD; electron multiplying-CCD)カメラや科学計測用CMOS(complementary metal-oxide semiconductor)カメラなども実用化されているが、高速な現象には対応できず、またやはりこれも高価である。このように整理してみると、シングルチャネル検出器を使用するSPIは、小型、軽量、安価であり、高速現象や微弱光への対応でその特長を發揮できることが改めて分かる。以上、SPIを分光スペクトル測定という観点から捉え、イメージングに至るまでの概要を述べた。一方で、先にも述べた計算機ゴーストイメージングと呼ばれる相関型SPIの報告も多い。それらは次節以降で述べる。

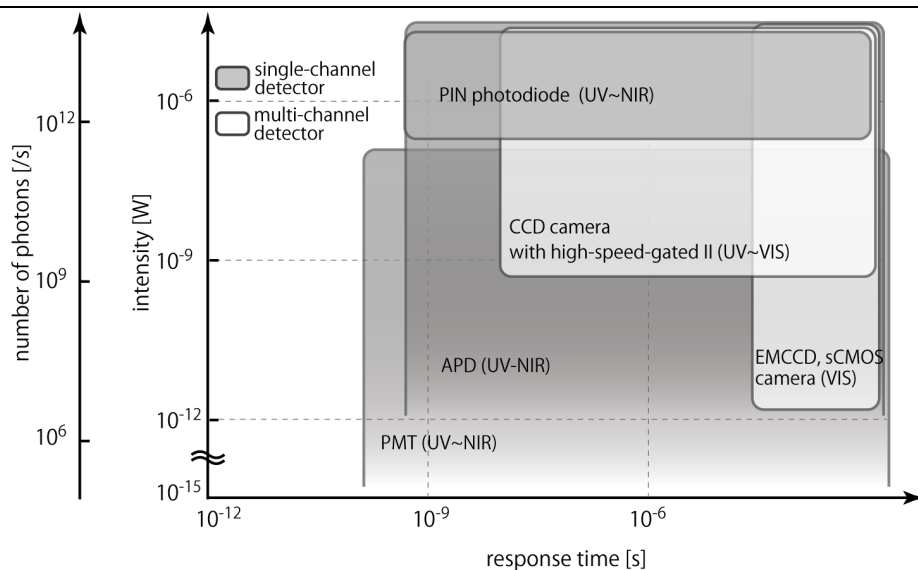


図9 SPI で用いられる光検出器の応答速度と対応可能な光強度。
(フォトン数は波長 632.8 nm の場合を示す)

1.3 ゴーストイメージング

1.3.1 量子的ゴーストイメージング

ゴーストイメージング (GI: ghost imaging) は、2 光束間の時空間な相関を利用して画像を遠隔生成する技術である。もともとは量子光学における量子もつれ光子対 (quantum entangled photon pair: QEPP) に関する研究 [23, 24] を発端とした技術であり、応用計測に関して当初から明確な目的が存在したとは思われない。例えば、2 次の非線形光学結晶において位相整合条件を満たすと、自発的パラメトリックダウンコンバージョン (spontaneous parametric down conversion; SPDC) 過程を経て、励起ポンプ光からシグナル光とアイドラ光の光子対が発生する (図 10)。それぞれは互いに直交した常光線と異常光線の偏光状態を有し、コーン状に結晶から出射しそれらの交点において量子的重ね合わせ状態となる。そのような光子対は互いに時間的に強い相関を有し、入射光子も含めて運動量保存則を満足する。この状態を QEPP 状態と呼ぶが、光子対が空間的に離れていても相関を有することが知られている [25]。そこで、このような”非局所的”な相関現象に着目したイメージング法が提案された [26, 27]。

図 11 に QEPP を用いたイメージング装置とその測定結果を示す。ポンプ光を非線形光学結晶である BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$) に照射し QEPP を生成する。QEPP 状態は垂直および水平偏光の光子の重ね合わせ状態であるため、偏光ビームスプリッタ (PBS) を通すことにより 2 光路に分けられる。すなわち QEPP の一方の光子が確率波束として A の光路を選択したとすると、光子対のもう一方は B の光路を選択している可能性が高い。A の光路には物体 (ここではアパーチャ) を配置し、その透過光を単一検出器で検出する。一方、B の光路では単一検出器を x - y

平面で走査し、到来してきた光子の空間的な位置を検出する。あるいは走査の代わりに2次元検出器を配置してもよい。ここで、A、Bの2つの検出器出力に対して到来光子の時間的なコインシデンス測定 (coincidence detection) を行えば、時間的に相関を有する光子のみが検出できる。ポンプ光に対するQEPPの出射方向は、それぞれの光子の波数ベクトルの三角形が閉じるように決まる。すなわち運動量保存則を満たすように決まる。その結果、B側で検出された光子の空間位置が一義的に決まる。このようにして、光路Bの光子を空間分解しつつコインシデンス測定を行うだけで、何らかの処理を必要とせずに光路Aの光子の空間的な飛行位置が決定できる。

ここで注目すべきことは、物体が配置されている光路Aでは空間分解が行われない測定を行い、物体と直接相互作用していない光路Bで空間分解イメージングを行っている点である。それにもかかわらず物体の形状が復元される。このような測定が成立する理由はQEPPの非局所的な相関にある。物体が存在しない光路を走査することで、あたかも”そこにあるはずのない物体のイメージングができる”といったことからゴーストイメージングと命名された。ここでは像の生成にQEPPを用いているため、原理的に高いコントラストで、同相モード雑音 (common mode noise: CMN) の影響を受けにくい測定が行える。しかしQEPP自体の発生効率は非常に小さい。そのせいか、提案当初は限られた一部の研究者の興味の範疇に留まりさほどの発展には至らなかった。

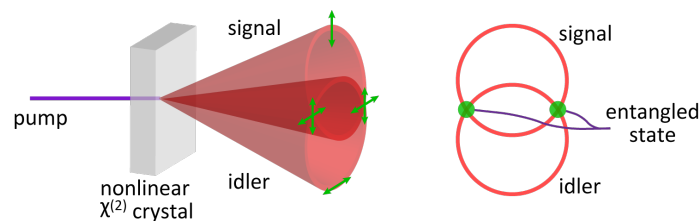


図10 type II SPDC の概要.

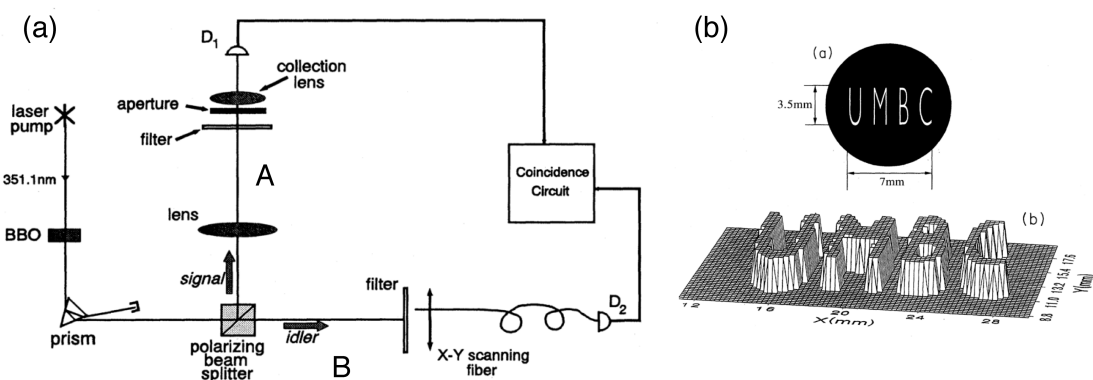


図11 QEPPによる同時計数イメージング [27]. (a) 光学系, (b) 同時計数により取得した像.

1.3.2 古典的ゴーストイメージング

量子的 GI (QEP-GI) の提案後しばらくして、そもそも 2 光子同時計数イメージングに QEPP 状態が必要であるのかという疑問が投げかけられた [28]。QEPP 状態の光に対して、通常の光を古典光と呼ぶことにする。それは強度が微弱になると単一光子 (single photon) 状態になる。そのような古典光を用いる GI として行われた 2 光子同時計数イメージング [29] の光学系と測定結果を図 12 に示す。ここでは、He-Ne レーザ光をチョッパで時間的に振幅変調し、それをガルバノミラーにより空間的に 2 次元走査したものを光源として用いた。概念的に、前者は QEPP の時間的な相関に対応し、後者は空間的な相関に対応する。後はビームスプリッタを用いて光路を 2 つに分け、QEP-GI のときと同様、物体透過光は単一検出器で受け、参照光は 2 次元検出器で受け、そこからの出力に対してコインシデンス測定を行う。それによって物体像を再構成する。QEP-GI と異なる点は、像の生成に QEPP ではなく単一光子を用い、コインシデンス測定することで確率波束の相関を求めている点である*⁴。したがって、このようにして復元される像のコントラストは QEP-GI のそれには及ばない。

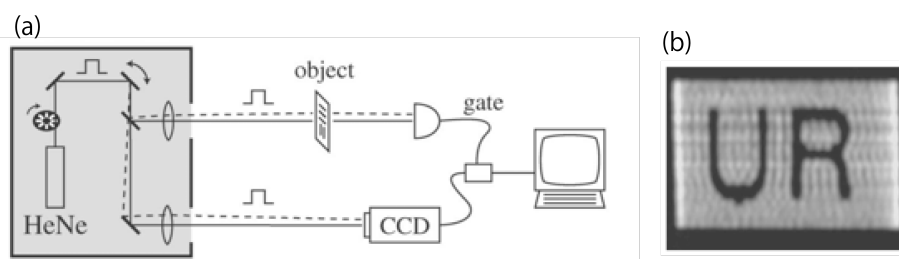


図 12 古典光を用いた 2 光子同時計数イメージング [29].

(a) 光学系, (b) 同時計数により取得した像.

さらに、図 13 に示すような He-Ne レーザ光を散乱媒質に透過させたときに発生するスペックルパターンを光源とする相関イメージング法が提案された。そして、これをサーマルゴーストイメージング (Th-GI; thermal ghost imaging) [30-32] と呼んだ。コヒーレント光から時空間的に変化するスペックルパターンを生成することからこの光源を疑似熱光源と呼ぶ。このような光源は、円盤状のすりガラスを回転させながら散乱媒質 (例えば、ラテックス球を含有した溶液) を透過させることにより得られ、結果として時空間的に変化するスペックルパターンが生成できる。そして、それはビームスプリッタ (BS) で 2 分され、片方は物体を透過して単一検出器に、他方はそのまま 2 次元検出器に入射する。すなわち、参照光側ではスペックルパターンを 2 次元検出器で記録し、それと同期して物体光側では物体透過光強度をバケット検出器で一括して時系列信号として記録する。このとき、物体の像は古典的な光強度ゆらぎの相関を用いて、

*4: 古典的な光を量子的検出器により検出する場合を半古典的と呼ぶ。

$$\begin{aligned}\langle \Delta I_n(x, y) \Delta B_n \rangle &= \langle [I_n(x, y) - \langle I_n(x, y) \rangle] [B_n - \langle B_n \rangle] \rangle \\ &= \langle I_n(x, y) B_n \rangle - \langle I_n(x, y) \rangle \langle B_n \rangle,\end{aligned}\quad (1)$$

と書ける。ここで $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均を表す。 $\Delta I_n(x, y)$ は座標 (x, y) における n 回目の測定の強度ゆらぎであり、 $I_n(x, y) - \langle I_n(x, y) \rangle$ で与えられる。 $I_n(x, y)$ は n 回目のスペクルパターンの測定強度であり、 $\langle I_n(x, y) \rangle$ はそのアンサンブル平均である。 ΔB_n は n 回目のバケット検出器で測定された光強度値のゆらぎであり、 $B_n - \langle B_n \rangle$ で与えられる。 B_n は n 回目の測定値、 $\langle B_n \rangle$ はそのアンサンブル平均である。 B_n は被測定物体の強度透過関数 $T(x, y)$ を用いて、

$$B_n = \iint T(x, y) I_n(x, y) dx dy, \quad (2)$$

で与えられる。明らかに式 (1) 右辺の第 1 項は物体情報を反映し、第 2 項は直流的な背景光成分である。このように、相関を用いた Th-GI の理論的根拠は、通常の数学的な相関演算そのものであり、QEPP の場合のような量子論的な確率波束が入り込む余地はない。

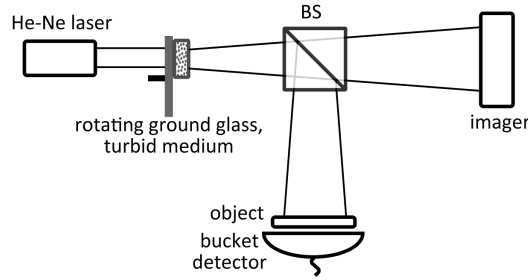


図 13 疑似熱光源を用いた相関型 GI イメージング.

この Th-GI は、Hanbury-Brown と Twiss によって製作された強度ゆらぎを用いた天体電波干渉計 (HBT interferometer) と本質的に同じである [33]。HBT の電波干渉計では、恒星の視直径を求めることを目的として、空間的に離れた 2 点に設置された 2 つの検出器から得られる電流値のゆらぎ、すなわち光強度ゆらぎの相関を求める。そして、それは電場の解析信号表現 V を用いて、

$$\begin{aligned}\langle \Delta I(\mathbf{r}_1, t) \Delta I(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle &= \langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_1, t) V^*(\mathbf{r}_2, t + \tau) V(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle \\ &\quad - \langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_1, t) \rangle \langle V^*(\mathbf{r}_2, t) V(\mathbf{r}_2, t) \rangle,\end{aligned}\quad (3)$$

(但し、 $(\mathbf{r}_j, t) = V^*(\mathbf{r}_j, t) V(\mathbf{r}_j, t)$ 、 $(j = 1, 2)$ とする。)

と書ける [34]。ここで、 \mathbf{r} は位置ベクトルであり、下添え字の 1, 2 は異なる空間位置を示す。 t は時間、 τ は 2 つの検出器に到達する光信号の相対的な遅延時間差である。右辺第 1 項は電場の 4 次の相関関数 $\Gamma^{(2,2)}(\mathbf{r}_1, t, \mathbf{r}_2, t + \tau; \mathbf{r}_1, t, \mathbf{r}_2, t + \tau)$ であり、ガウス確率過程を仮定して、

$$\Gamma^{(2,2)}(\mathbf{r}_1, t, \mathbf{r}_2, t + \tau; \mathbf{r}_1, t, \mathbf{r}_2, t + \tau) = I(\mathbf{r}_1, t)I(\mathbf{r}_2, t) + |\Gamma^{(1,1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)|^2, \quad (4)$$

のように、電場の2次の相互相関関数で記述できる。したがって、式(3)の強度ゆらぎの相関電場の2次の相互相関関数で記述できる。すなわち、

$$\langle \Delta I(\mathbf{r}_1, t) \Delta I(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle = |\Gamma^{(1,1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)|^2, \quad (5)$$

となる。統計光学ではこれを相互コヒーレンス関数と呼んでいる。

以上の式の導出からも自明であるが、HBTの電波干渉計からは位相情報は抽出されない。そのため、位相感度を持たないという言い方ができ、位相ゆらぎに耐性を持つという言い方もできる。この特長が大気の擾乱の影響を受け易い天体観測に適していたのである。なお、以上の議論は電流値というアナログ量でのことだったが、PMTのような量子型検出器から得られるような離散的な光電子パルス列に対しても成立することが、PurcellとMandelによって証明された。

さて、位相感度に着目すると、式(1)が示すように古典的なGIであるTh-GIも位相感度を持たない。一方、QEPPを用いるQEP-GIでは位相情報が抽出できた[35]。しかし、既に述べたように、QEP-GIはQEPPを情報伝達媒体とするので、微弱光領域においても高いコントラストを示すという特長がある[36]。また、QEP-GIや古典的なTh-GIは、いずれもCMNに耐性がある。すなわち外乱の影響を受けにくい。さらに、両者は一般的な結像型イメージングとは異なり、結像レンズが不要となる。このことは、レンズの収差の影響を受けないイメージングが可能であることを意味する[37, 38]。図14に通常の結像型イメージングとGIの光学系を示す。(a)に示す一般的な結像系では、像の横倍率が $m = b/a$ で決定される。それに対し(b)に示すGIでは、古典的Th-GIの場合は光源からの距離でスペックルの大きさが、QEP-GIの場合はQEPPの空間的な広がりが増加する。そのため、2光路間の距離の比 b/a で倍率が決まる。このようにTh-GIは大気の擾乱の影響や、レンズ収差の影響を受けないため、リモートセンシングへの応用が検討されている[39-41]。以上のように、GIは量子的、古典的どちらの描像でも議論され、実証もされてきたが[42-44]、現在ではそれぞれの特長を有する技術ものとして理解されている[45]。

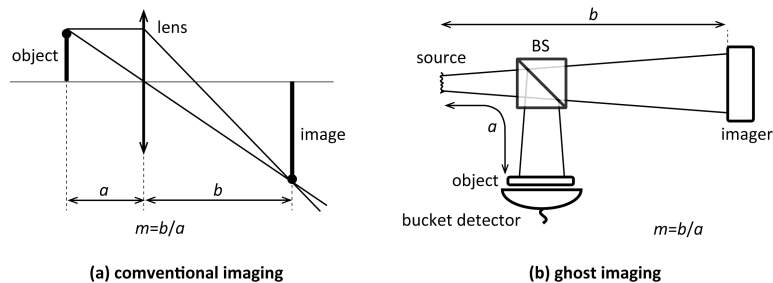


図14 通常の結像型イメージングとレンズレスGIの像倍率。

1.3.3 計算機ゴーストイメージング

その後、新たな GI の形態として、計算機 GI (CGI; computational ghost imaging) が提案された [46, 47]。CGI では、これまでの GI が図 15 (a) に示すように参照光路と物体光路の 2 光路を必要としたのに対し、(b) に示すような単一光路化ができる。従来の参照光路の代わりに SLM や DMD のような 2 次元空間光変調器を使用し、既知のランダムパターンで光源からの光束を時空間変調する。ここで、Th-GI のようにスペックルパターン状の変調を行う場合もある。既知のパターンを用いるという点がキーポイントであり、単一検出器から得られる時系列信号とその既知パターンとの数学的な相関演算を計算機上で行えば、被測定物体を再構成できる。なお、当然ではあるが、この場合も位相情報は得られない。

単一光路化による大きなデメリットとして、それまでの GI で可能であった 2 光路間の CMN の除去ができないということが挙げられる。また、SLM などスペックル状パターンを生成し、それをそのまま結像させずに被測定物体に照射する場合には問題とはならないが、結像させる場合には使用する投影レンズでイメージングの倍率が決定されてしまい、GI におけるレンズレスの利点が消失してしまう。もともと、CGI には QEP-GI に存在した高コントラストの利点や、2 光路間の強度ゆらぎに関する測定時の CMN に対する耐性といった利点はない。このように考えると、CGI は光強度がランダムなパターンマスクを用いる相関型の SPI であると位置づけるべきであろう。SPI に関しては、アダマールマスクに代表される直交マスクの採用が良好な結果を与えることが既に知られているが、本研究の 2 章でその比較と検証を行う。この節の最後に各種 GI の特長を表 2 にまとめる。

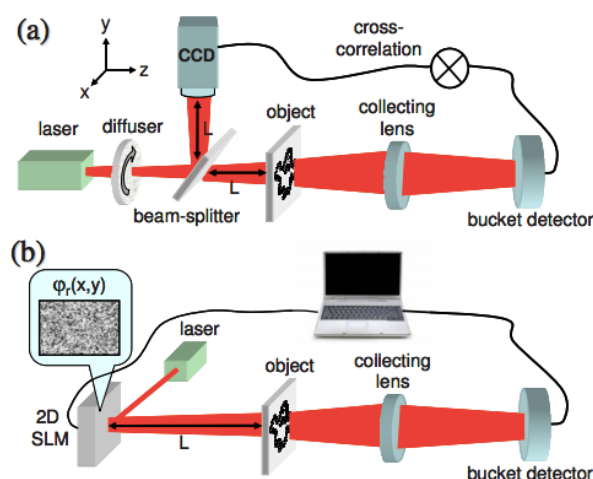


図 15 (a) 二軸光路を用いる Th-GI 光学系, (b) 単軸光路を用いる CGI の光学系 [47].

表2 各種 GI の特長.

| | コントラスト | 外乱耐性 | 位相感受性 | レンズレス | 深さ分解 |
|--------|--------|------|-------|------------------|------------------|
| QEP-GI | ○ | ○ | ○ | ○ | - |
| Th-GI | △ | ○ | - | ○ | - |
| CGI | △ | - | - | △ * ⁵ | △ * ⁶ |

1.3.4 GI の応用と展開

上記の特長を活かして多くの GI の応用研究が報告されている。例えば、CMN 耐性を活かした擾乱環境下でのイメージング [39] やリモートセンシング [40, 41]、シンチレータによる波長変換を用いた X 線イメージング [48] や超低温原子同士に 2 次の相関をもたせた原子イメージング [49] などである。CGI 関連では、複数個検出器により異なる角度から物体の陰影を取得し、その影情報から 3 次元像を再構成する 3D イメージング [50] やその秘匿性を活かした暗号化通信 [51] などへの応用が報告されている。ここでは特に、空間と時間の幾何学的な類似性に着目した時間領域での GI [52] について言及する。

図 16 に時間領域 GI 光学系を示す。(a) は従来の空間領域の Th-GI 光学系であり、比較のために再掲した。物体軸側では 2 次元物体を空間分解できない検出器で測定している。これに対し、(b) の時間領域 GI では、観測対象となる時間信号（以下、時間物体と呼ぶ）を時間分解できない検出器で測定する。ここで、時間分解が全くない検出器とは、直流光にしか感度を持たない検出器のことであり、時間分解の能力が低い検出器とは、低周波数域にしか感度を持たない検出器のことである。光源には時間物体より十分に高周波で揺らいでいる時間的にインコヒーレントなものを用いる。これが (a) での Th-GI の空間的なスペックルパターンに対応する。そして、参照軸側では十分高速な検出器 A と高周波対応オシロスコープで光源の時間的ゆらぎを測定する。ここでの測定の帯域幅は 18 GHz としている。一方、物体軸側では電気光学変調器 (EOM) を 10 GHz で動作させ、適当な時系列パターンで振幅変調を行うことにより時間物体を模擬している。その模擬した（透過）光強度は、高々 200 MHz 程度の周波数帯域の検出器 B で検出される。検出器 B の帯域は、時間物体の帯域に対して 1/50 であるため、時間物体を測定することはできない。しかし、高速検出器 A で得られた光源のゆらぎと低速検出器 B で得られる測定信号との相関演算により、直接には測定できない 10 GHz の模擬時間物体を再構成することに成功している。また、GI の外乱耐性を時間軸上で実証する試みとして、時間物体の後段に 29 m の強分散をもつマルチモードファイバを挿入させている。このようにすると、分散により光の時間応答が低下するため、高周波成分が減衰し時間物体は本来の形から大きく歪を受けるはずである。しかし、時間物体の後段にこのような外乱が存在しても全く影響を受けないことを実証している。GI では逐次変化するランダムなパターンに対する応答

*5: スペックル、非結像照明型のみ。

*6: 結像照明型のみ、焦点深度に依存した深さ分解能を有する。

の変化を測定しているため、その応答全体に加わる定常的なバイアスは最終結果に影響を与えないからである。加えて、文献 [52] 中では明示されてはいないが、従来の GI 同様に CMN に対する耐性もあるはずである。

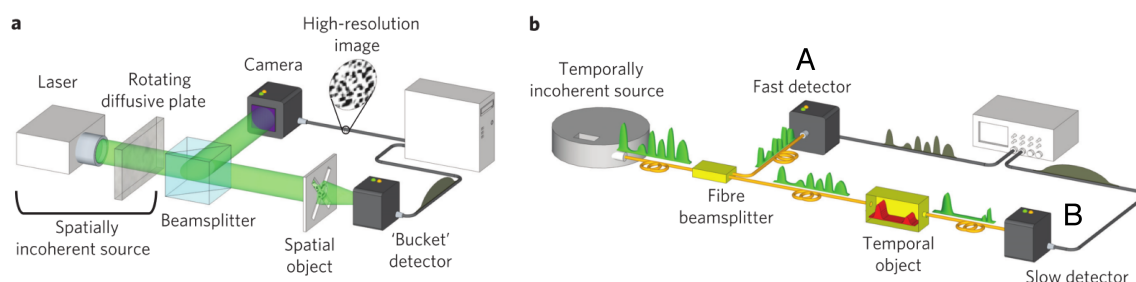


図 16 時間領域 GI の概要。(a) 従来の空間領域での GI、(b) 時間領域 GI [52].

このような時間領域での GI は、時間信号の長距離伝搬、低 SNR 環境下での超高速波形の動的な信号復元に有用であるとされ、今後の展開が期待される。また、時間領域の CGI の時間分解能は、検出器ではなくパターンの分解能で決まるため、検出器の帯域を上回る信号のイメージング [53] が報告されている。マルチチャネル検出器を用いた空間並列測定による時間波形のシングルショットイメージング [54, 55] など報告されている。

本節を以下のようにまとめる。従来の空間分解 GI と時間分解 GI の挙動は、空間と時間の二重性 (space-time duality) [56, 57] を踏まえると理解が容易である。図 17 に空間と時間のアナロジーを示す。(a) は自由空間を伝搬する光を示している。自由空間を伝搬する光はフレネル回折により空間的広がりをもつが、レンズによりコリメートできる。(b) には媒質中を伝搬する光パルスを示す。光パルスは、媒質がもつ群速度分散でパルス幅が広がるが、それとは逆の群速度分散をもつ媒質 (時間レンズ) により、パルス幅の狭窄化が可能である。このように、空間と時間における光の挙動には類似性があり、それを考慮すれば空間領域で成立する GI は時間領域でも同様に成立する。最近では、レンズで空間スケールが変化させられることに因み、時間軸のスケールを変化させて、検出器の時間応答の 5 倍の分解時間を達成させたという報告もある [58]。また、時間的な相関以外にも、波長同士の相関を用いた波長領域 GI (ghost spectroscopy) [59] なるものも提案されている。

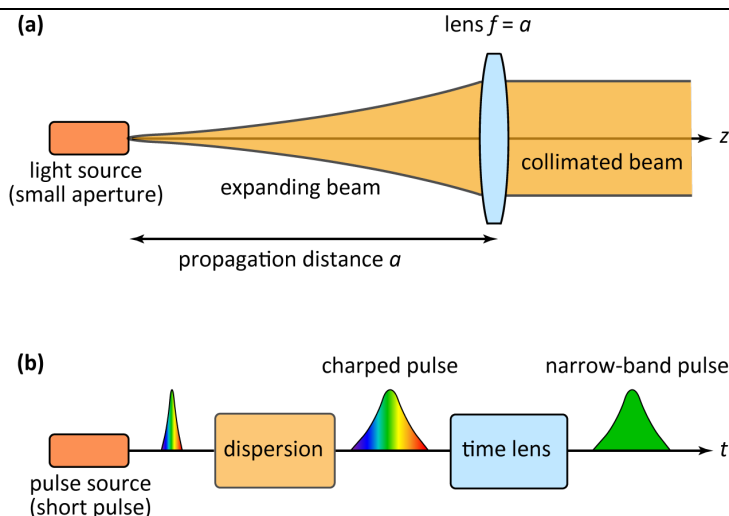


図 17 時間と空間のアナロジー：(a) 単色光のフレネル回折拡がり，
(b) 超短光パルスの群速度分散.

1.4 本研究の意義と論文構成

本研究の目的は、以上の背景を踏まえ、改めてシングルピクセルイメージング (SPI) という技術の見直しと展開を行うことである。ここで見直しと言った意味は、少なくとも原理的な新規性と進展性があると思われる量子的ゴーストイメージング (QEP-GI) は別として、いわばその垂流として現れた古典的 GI や、その後に現れた計算機 GI (CGI) のこの分野での取り扱い方を整理するという意味である。既に述べたように、古典的 GI の中でもスペックルパターンをそのまま対象物体に照射する Th-GI は、参照軸側光路に 2 次元撮像素子の配置が要請されるという大きな問題点があるものの、レンズレス、無収差、像倍率設定の自由度、CMN 耐性といったいくつかの長所がある。しかし、結像型にしてしまうとレンズレスや像倍率設定の自由度が消失してしまう。CGI では CMN 耐性が剥奪されてしまう。さらに、照射パターンの統計的性質とその照射回数によっては、従来からの SPI と本質的に変わらないどころか、劣化した像さえ与えてしまう。そこで、まずこれらの点に留意しつつ SPI の基礎特性に関する研究 2 件を行った。また、それとは別途に応用研究 2 件を行った。図 18 にはそのような背景を踏まえた本研究の位置づけを重複して示す。

基礎特性に関しては、第 2 章で、走査型イメージングと SPI で得られる再構成像の画質を数値計算および実験の両面で評価した。SPI としては、CGI と代表的なマルチプレックス画像取得法であるアダマール変換型イメージング (HTI; Hadamard-transform imaging) 法とを比較検証した。これは古典的 GI の流れに対して、SPI という観点で HTI を捉え直した研究であるとも位置づけられる。ここでの結果は、従来の 1 次元の分光スペクトル測定の場合の結果と同様ではあるが、信号に依存しない雑音下ではマルチプレックスアドバンテージが保たれている可能

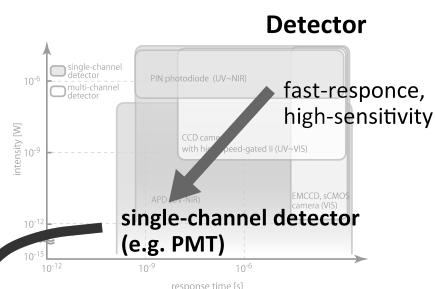
性があることを改めて示している。次に、そのような SPI の空間分解は、照射マスクパターンの 1 画素の大きさで律速される場合が多い。その SPI の空間分解を向上させる試みの一つとして、照射マスクを 1 画素以下で走査する新規なサブピクセルシフト法の提案と実証を第 3 章で行った。数値計算では、1 画素の $1/10$ の空間分解が確認でき、実験においては回折限界を超える測定の可能性を示唆した。

応用研究においては、第 4 章で、超精密分光法であるデュアルコム分光法 (DCS; dual-comb spectroscopy) を用いたハイパースペクトルイメージング (hyperspectral imaging) 法を開発した。DCS は光コムを用いた超高速フーリエ変換型分光法ということができ、高い周波数確度と周波数分解能という特長を有する。しかし、DCS では 1 つのスペクトルを得るためにサブ GHz オーダで変化するインターフェログラムを取得する必要がある、応答速度の点で通常の 2 次元検出器を用いることは不可能である。そこで高速な単一検出器が利用できる SPI を導入した。その結果、191.5 THz (波長 1565 nm) 近傍で 100 MHz (~ 0.82 pm) 間隔でコム状に存在するスペクトルのイメージを取得できることを初めて示した。ここでの周波数領域におけるサンプリング間隔は 20 MHz (~ 0.16 pm) である。さらに、インターフェログラムから位相スペクトルを算出することで、Cr 薄膜 (膜厚 70 nm) の膜厚分布画像を取得することに成功した。続く第 5 章では、位相計測という観点で定量位相イメージング法の一つの形態である回折位相顕微鏡 (DPM; diffraction phase microscopy) に着目した。DPM は市販の顕微鏡に共通光路型干渉計をモジュールという形で組み込んで容易に構築できる。これにより、機械的振動などの外乱に耐性をもつ顕微定量位相イメージングが可能となる。しかし、原理的に光の利用効率が極めて低い。そのため、従来は高輝度光源や高感度冷却カメラが必要とされていた。この問題点を緩和するため、本研究では光子計数法を用いた SPI を導入することで、高感度な定量位相イメージングが実現できることを初めて示した。また、光子計数法を用いることで、SPI で問題となる検出系のダイナミックレンジの問題も緩和できることを指摘した。この手法は多波長同時分光イメージングへの展開が期待できる。

まとめると、本論文は「シングルピクセルイメージングに関する研究」と題し、全 6 章で構成される。2 章では SPI の基礎特性評価として行った画質比較について述べる。3 章では空間分解能向上の試みとしてサブピクセルシフト法を用いた SPI について述べる。4 章ではデュアルコム分光法を用いたハイパースペクトルイメージングについて述べる。5 章では回折位相顕微鏡を用いた顕微定量位相イメージングについて述べる。最後に 6 章を結論の章とし、本研究の成果と展望について述べる。

Requirements for imaging

- broadband (UV-NIR)
- spatial resolution, FOV
- frame rate
- **sensitivity**
- dynamic range
- SNR



- quantum ghost imaging (QEP-GI)
- thermal GI (Th-GI)

Single-channel detector based imaging

- single channel (SC) ...scanning imaging
- multiplex (MX)...Hadamard transform imaging (HTI)
- computational ghost imaging (CGI)

single-pixel imaging (SPI)

Basic performances

evaluation

- image quality: Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard transform imaging [60] (section 2)

improvements

- measurement time
 - compressive sensing: [18, 19]
 - deep learning: [61]
- spatial resolution
 - microscopic [62]
 - subpixel shift: Subpixel-shift cyclic-Hadamard microscopic imaging using a pseudo-inverse matrix procedure [63] (section 3)

Applications

- high-speed: [64, 65]
- hyperspectral: Scan-less hyperspectral dual-comb single-pixel-imaging in both amplitude and phase [66] (section 4)
- polarimetric: [67, 68]
- phase
 - interferometric method: [69]
 - common-path interferometric method, microscopic, weak light : Photon-counting-based diffraction phase microscopy combined with single-pixel imaging [70] (section 5)
- 3D: [71]
- time domain: [53]
- NIR-IR: [72], THz: [73], millimeter-wave: [74], photoacoustic: [75]
- near field: [76]
- fluorescence lifetime: [77]
- scattering: [16]

図 18 SPI における本研究の位置づけ.

第2章

計算機ゴーストイメージングと アダマール変換型イメージングの 再構成画像の比較

2.1 緒言

本章では、SPI の基礎特性評価を目的として、走査型イメージングと SPI で得られる再構成像を数値計算および実験の両面で評価した。特に SPI の手法として、計算機ゴーストイメージング (CGI) と代表的なマルチプレックス画像取得法であるアダマール変換型イメージング (HTI) 法とを比較した。前章で述べた通り、CGI は量子光学に起源をもつ GI から派生し、既知のランダムマスクを用いた照明光を用いることで参照光路を不要とした手法である。そのような CGI では既知の参照光と未知の物体光との統計的相関により物体像を再構成する。統計的相関法では多くの像のアンサンブル平均を行うため、微弱光下や強い背景光がある場合において、従来の走査型イメージング (SI) を超える性能が得られることが期待できる。一方、HTI は最も一般的な SPI の一つであり、アダマールマスクと物体を透過した光束が時系列データとして取得され、物体像は逆アダマール変換により再構成される。

HTI は熱雑音が優勢なときにマルチプレックスアドバンテージを有する。この点に関して数値的な相関を用いる CGI も同様なはずであるが、復元画像の画質についてはこれまであまり議論されていない。しかし、様々な SNR の環境下において CGI と HTI の間の再構成画像の比較は重要である。

そこで本章では、コントラストノイズ比 (CNR; contrast noise ratio) という量を定義し、CGI、HTI、SI それぞれの再構成像を定量的に、数値計算と実験の両面から評価した。最終的に、SI に比べて HTI と CGI は低 SNR 環境下で有用であることを示す。

2.2 計算機ゴーストイメージングとアダマール変換イメージング

まず、CGI と HTI の原理 [1, 2] について簡単な説明を行う。CGI において、シングルチャネル検出器の出力信号 b_r は

$$b_r = \iint_S I_r(x, y) T(x, y) dx dy, \quad (2.1)$$

として与えられる。 $I_r(x, y)$ は r 番目のランダムパターン照明の空間座標 (x, y) での強度分布を、 $T(x, y)$ は物体の透過率分布を示す。積分は物体平面 S 全面に亘る。物体透過像 $T(x, y)$ を再構成するために、2 次の相関関数 $G(x, y)$ を、

$$\begin{aligned} G(x, y) &\equiv \frac{1}{n} \sum_{r=1}^n (b_r - \langle b \rangle) I_r(x, y) \\ &= \langle b_r I_r(x, y) \rangle - \langle b_r \rangle \langle I_r(x, y) \rangle, \end{aligned} \quad (2.2)$$

として定義する。ここで、 $\langle \rangle$ は n 回測定のアンサンブル平均を示す。 b_r が式 (2.1) で与えられることを考慮すると、式 (2.2) は、 n を増大させれば $G(x, y)$ が $T(x, y)$ に近づくことを示す。

一方、HTI の場合、物体の照明に用いる n 個のマスクはアダマール行列から作成される。アダマールマスクの生成には二通り存在する。一つは、アダマール行列の各行（もしくは各列）を抜き出しそれぞれを 2 次元配列に変換しマスクとして使用する方法、もう一つは以下に示す正規直交基底をマスクとして使用する方法である。アダマール行列 \mathbf{H} は、各要素が ± 1 で構成される正方行列であり、各行、各列は互いに直交している。一般に、 N 次のアダマール行列 \mathbf{H}_N は、以下の方法で再帰的に生成できる。

$$\mathbf{H}_N = \mathbf{H}_{2^l} = \mathbf{H}_2 \otimes \mathbf{H}_{2^{l-1}} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{N/2} & \mathbf{H}_{N/2} \\ \mathbf{H}_{N/2} & -\mathbf{H}_{N/2} \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

$$\mathbf{H}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

ここで、 $l=2, 3, 4, \dots, \log_2 n$ であり、 \otimes はクロネッカー積を示す。これを用いて、 $n (= N^2)$ 個のサイズ $N \times N$ のマスク行列 \mathbf{H}_{ij} は、

$$\mathbf{H}_{ij} = \mathbf{c}_j \mathbf{r}_i \quad (1 \leq i, j \leq N), \quad (2.5)$$

の演算から求められる。ここで、 \mathbf{c}_j と \mathbf{r}_i は、それぞれ基底行列 \mathbf{H}_N の j 行、 i 列であり、 $\mathbf{c}_j \mathbf{r}_i$ はそれらの外積を表す。そのようにして得られた \mathbf{H}_{ij} の中の -1 の要素を 0 に置換することで、0、1 のバイナリマスクが得られる。なお、 \mathbf{H}_N の行または列を波数順*⁷ に並べ替えると、式 (2.5) より行と列が波数の昇順に整列する直交行列を得ることができる (ウォルシュアダマール行列)。これら 2 つの行列は同じ数学的性質をもつが、イメージングにおいてはしばしば、後者の方が使われており、本章でも後者を用いた。

図 2.1 (a)、(b) に CGI と HTI で用いたマスクパターンの一例として、 $N=4$ の場合のものを示す。ここで改めて、マスクの要素 (p, q) を物体面上での空間座標 (x, y) に対応させることにする。16 個のランダムマスクパターン \mathbf{I}_{ij} とアダマールパターン \mathbf{H}_{ij} は、それぞれ CGI と HTI で用いる。CGI では、パターン照明 \mathbf{I}_{ij} を用いて、物体を透過した (i, j) 番目のマスクパターンの要素 (p, q) に対応する信号光は、 $\mathbf{I}_{ijpq} \odot \mathbf{T}_{pq}$ で与えられる。ここで、 \mathbf{I}_{ijpq} と \mathbf{T}_{pq} は、それぞれ行列 \mathbf{I}_{ij} と \mathbf{T} の要素 (p, q) を示し、 \odot は要素ごとの積を意味する。同様に、HTI では、 \mathbf{H}_{ij} を用いて、物体を透過した (i, j) 番目のマスクパターンの要素 (p, q) に対応する信号光は、 $\mathbf{H}_{ijpq} \odot \mathbf{T}_{pq}$ で与えられる。

したがって、CGI においては、 (i, j) 番目のランダムマスクを透過し、シングルチャネル検出器で検出される総信号光強度 b_{ij} は、以下のように記述できる。

$$b_{i,j} = \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \mathbf{I}_{ijpq} \mathbf{T}_{pq}. \quad (2.6)$$

(i, j) に関して合計 $n (= N^2)$ 回の一連の測定後、 (i, j) を $r = (1, 1), (1, 2), \dots, (1, N), (2, 1), \dots, (2, N), \dots, (N, 1), \dots, (N, N)$ とおくと、式 (2.1) より観測ベクトル \mathbf{b}_r が得られる。その結果、物体像 \mathbf{T}_{pq} が式 (2.2) に示す強度相関によって推定できる。

一方、HTI の場合は、 (i, j) 番目のアダマールマスクを透過した光は、シングルチャネル検出器で検出され、その総信号光強度 w_{ij} は、

$$w_{i,j} = \sum_{p=1}^N \sum_{q=1}^N \mathbf{H}_{ijpq} \mathbf{T}_{pq}. \quad (2.7)$$

で与えられる。CGI 同様に $n (= N^2)$ 回の測定後、 N^2 の要素からなる観測ベクトル \mathbf{w} が得られる。物体の透過率ベクトルを \mathbf{t} とすると $\mathbf{w} = \mathbf{H}_N \mathbf{t}$ の関係が成立するので、逆アダマール変換 $\mathbf{t} = \mathbf{H}_N^{-1} \mathbf{w}$ により、 \mathbf{t} が解析的に求められる。そのようにして得た列ベクトル \mathbf{t} を 2 次元に並べ替えることで物体透過率に対応する像 \mathbf{T} が取得できる。

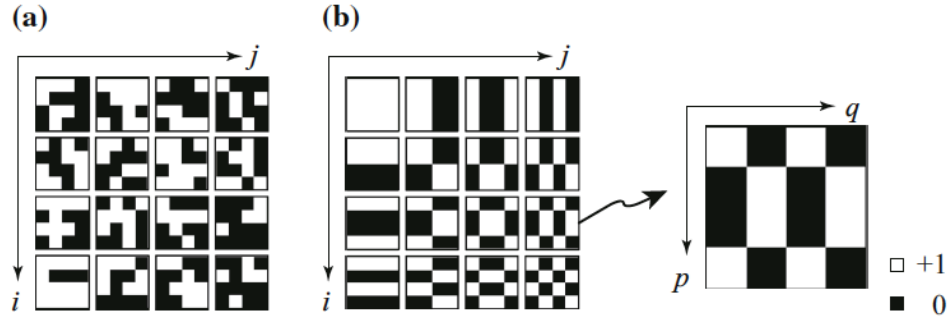


図 2.1 $N=4$ の場合の 16 個の 4×4 のバイナリ照明マスク.

(a) ランダムマスク, (b) アダマールマスク.

2.3 数値計算

数値計算により、CGI と HTI を SI と比較した。被測定対象物体は、図 2.2 (a) に示す正方形開口（外形 64×64 画素、開口 10×10 画素）とした（図では中心部の 24×24 画素を抜き出して示した）。まずはじめに、検出器ノイズによる影響を確認するため、検出される時系列データに人為的にノイズを重畳し SNR を変化させることで再構成画像の比較を行った。ここでは、ノイズとしてガウスノイズを用いた。ガウスノイズの平均値は 0、分散 σ^2 は 9×10^{-8} とした。そして、ノイズレベルを $2\sigma = 6 \times 10^{-4}$ に固定し、信号光強度を 1.8×10^{-5} から 2×10^{-2} に変化させることで、SNR は 0.03 から 33 となるように設定した。また、別の数値計算例として、照明マスクにノイズが混入した場合を想定した。そこでは上記検出器ノイズに加え、マスクパターンの各画素にそれぞれ異なったガウスノイズをバックグラウンドノイズとして重畳させた。

2.3.1 検出部にノイズを重畳した場合

比較のために、3 つの手法において単位時間・単位画素あたりの光強度、AD 変換する時間窓（CGI/HTI では 1 パターン照射時間、SC では 1 点の測定時間）、そしてマスクの照射回数 n を同じにした。すなわち、画像 1 枚を測定する時間は同じである。そして再構成画像の画質比較の目的で、コントラストノイズ比（CNR; contrast noise ratio）を以下のように定義した。

$$CNR \equiv \frac{\langle A \rangle - \langle M \rangle}{\sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_M^2}}. \quad (2.8)$$

ここで、 $\langle A \rangle$ と $\langle M \rangle$ は再構成像の開口領域とマスク領域の強度値の空間平均値であり、 σ_A^2 と σ_M^2 はそれぞれの分散である。

図 2.2 (b) に 3 手法での再構成画像を示す。CGI では、 $n = 4,096$ と 100,000 の場合を示しているが、いずれも画像の CNR は n が増加するに従い向上する。また、CGI と HTI

の再構成画像の CNR は、SI により再構成されたものに比べて向上していることも分かる。ここで、注目すべき点は、高 SNR 下において HTI ($n = 4,096$) の再構成像の CNR が CGI ($n = 4,096$) に比べて高く、また、低 SNR 下ではほぼ同等ということである。この結果は次のことを意味している。CGI ではランダムマスクの直交性が影響するため、数値相関を良好に行うためには n を大きくすることを必要とする。それに対して、HTI は n を大きくしなくとも、マスクが直交である事に加え、連立方程式を解くことで解析的に比較的正確な解を得ることができるということである。

さらに定量的な比較を行う目的で、図 2.3 に SNR に対する CNR の値をプロットした。プロットの各点は図 2.2 (b) のそれに対応している。この結果は、高 SNR 下において HTI は CGI を上回るが、低 SNR 領域においては n が増加すると CGI が有用であることを明確に示している。また、特徴的な点として、HTI ($n = 4,096$) の曲線は全領域において CGI ($n = 4,096$) 曲線を上回っている。さらに、HTI ($n = 4,096$) の曲線は、SNR が 0.9 を超える CGI ($n = 100,000$) 曲線よりも上に位置している。今回の場合、HTI では同じ CNR を達成するために必要な n の値が CGI の約 24 分の 1 であることを意味している。しかし、当然ながらその度合は物体に強く依存する。

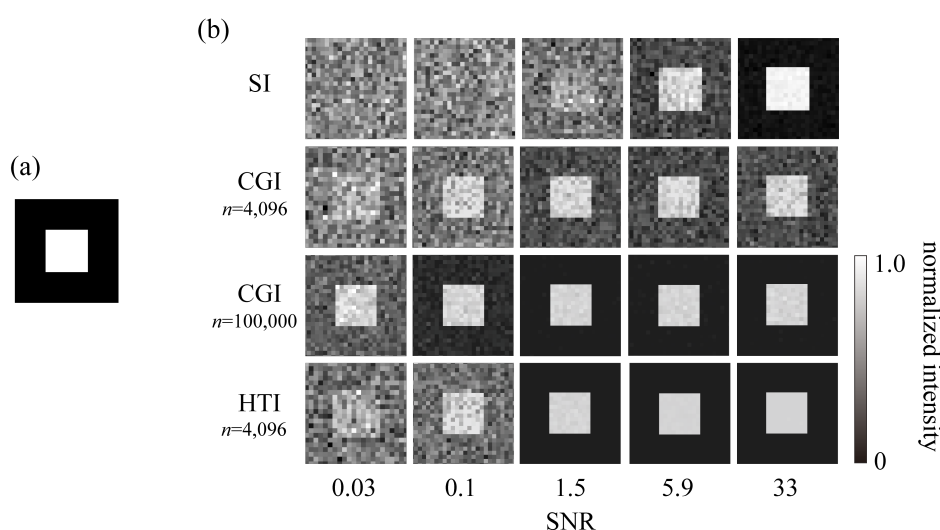


図 2.2 検出器雑音を考慮した場合の数値計算結果：(a) 被測定物体（全体は 64×64 画素，開口部は 10×10 画素），(b) SI, CGI ($n = 4,096$, $n = 100,000$), HT ($n = 4,096$) の SNR が 0.03, 0.1, 1.5, 5.9, 33 の場合の再構成像。

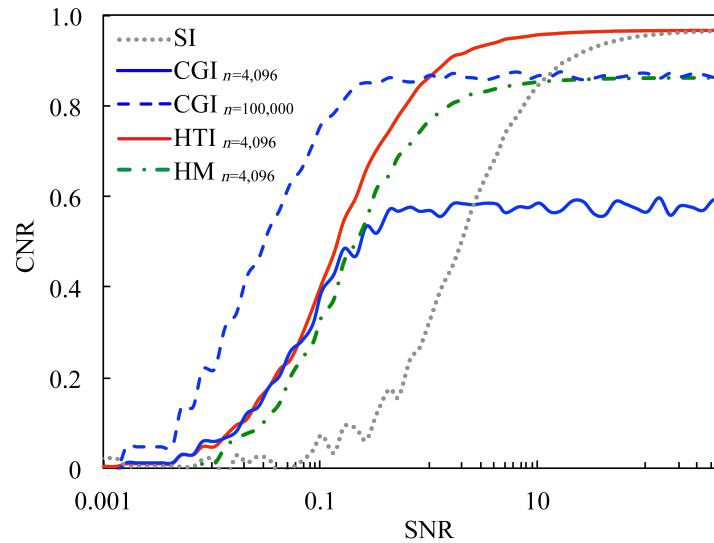


図 2.3 図 2.2 の場合における各手法の様々な SNR に対する CNR の計算結果.

2.3.2 マスクにノイズを重畳した場合

次に、検出器ノイズに加えてマスクの各画素にノイズを重畳させた。結果を図 2.4 に示す。数値計算の条件は図 2.2 (b) の場合と同じとした。マスクにノイズを重畳することで、全ての画像の質は図 2.2 (b) に比べて悪化した。これは単純にノイズの総量が増加したためである。また、図 2.5 に図 2.3 と同様に SNR に対する CNR の値をプロットした。この結果は、高 SNR 下において、HTI は CGI を上回るが、低 SNR 領域においては n が増加すると CGI が有用であることを明確に示している。しかし n を固定すると、HTI ($n=4,096$) の曲線は全領域において CGI ($n=4,096$) 曲線を上回っている。さらに、HTI ($n=4,096$) の曲線は、SNR = 0.9 以上の領域で CGI ($n=100,000$) 曲線よりも上に位置しており、このことは前節同様に同じ CNR を達成するために必要な n の値が HTI では CGI の約 24 分の 1 で済むことを意味している。しかし、やはりその度合は物体の透過率に強く依存する。図 2.5 は、図 2.3 と同様に CNR をプロットした結果である。SNR に対する CNR の挙動は、全ての場合において CNR の値はやや悪化しているものの、すでに述べた結果とほぼ同じ傾向を示した。この悪化の程度は開口の大きさに依存する。開口が非常に小さい時、HTI が SI と実質的に同じとなることを考慮すれば、この挙動は理解できる。

ここまでで、アダマールマスクを用い相関演算で再構成を行うとどのようになるかという疑問が生じる。それを確認した結果を図 2.3 と図 2.5 のそれぞれに、HM ($n=4,096$) として記入している。その結果、HM ($n=4,096$) の曲線は CGI ($n=4,096$) と HTI ($n=4,096$) との中間に位置することが分かった。

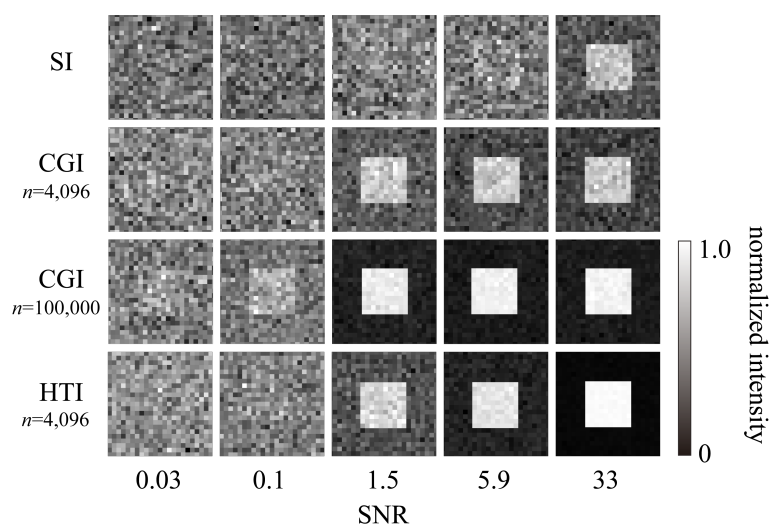


図 2.4 図 2.2 で考慮した検出器雑音に加えてマスクの各画素透過光にも独立に雑音を重畳させた場合の数値計算結果 (計算条件は図 2.2 の場合と同じとした).

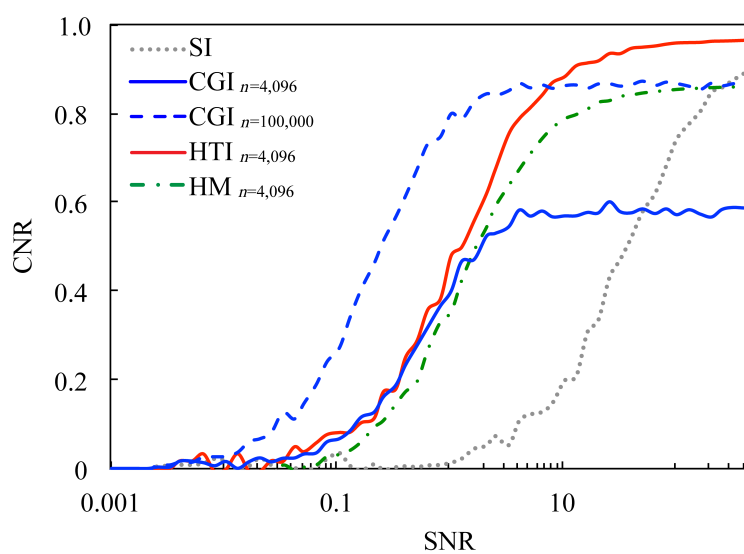


図 2.5 図 2.4 の場合における各手法の様々な SNR に対する CNR の計算結果.

2.4 実験装置の構成

図 2.6 に実験装置の構成を示す。任意のマスクパターンの照明を行うために、2 軸のガルバノミラーと半導体レーザ (LD, emission wavelength; 635 nm, maximum power: 600 μ W) で構成された光スキャナ (type PC140015, OPUS Microsystems Co.) を用いた。ミラーの直径は 1.2 mm であり、ミラーの共振周波数は、速軸、遅軸方向でそれぞれ 13,580 Hz、1,565 Hz である。1 パターン当たりの照明時間は 300 ms / pattern とした。照明光はレンズ 1 (L1, $f = 100$ mm, $F = 3.9$) によりコリメートした後、物体に照明される。結果として、1 画素当たりの照明パターンの大きさは、250 μ m / pixel となった。ここでマスクのサイズは 64 \times 64 pixels とした。物体を透過した光束は、レンズ 2 (L2, L1 と同一) により集光され、Si-PIN フォトダイオード (type S5971, frequency bandwidth: 100 MHz, Hamamatsu Photonics Co.) に入射させた。その出力信号は、時定数 1 μ s のローパスフィルタを経て、アナログ-デジタル変換器 (type PCIe-6320, resolution: 16 bit, sampling rate: 250 kHz, National Instruments Co.) に入力させた。図 2.7 (a) には、被測定物体として用いた 5 \times 5 mm の正方形形状の開口を示す。取得時系列データの SNR を故意に変化させるために、入射光量を ND フィルタ (NDF) で調整した。この光学系のセットアップで SI、CGI、HTI を試みた。

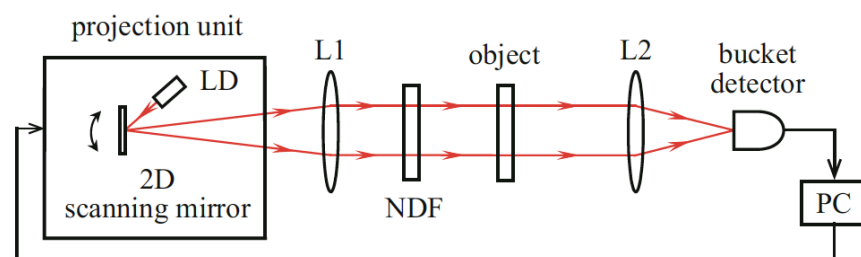


図 2.6 実験光学系のブロック図。

2.5 実験結果と考察

2.5.1 画質比較

図 2.7 に、SNR を 8 段階変化させながら取得した再構成画像を示す。この結果から分かるように、一連の結果は、図 2.2、図 2.4 で示した数値計算結果とほぼ一致した。SNR が低い場合の SI の画像には、光スキャナに起因する垂直方向の長周期的な強度ゆらぎによるノイズの影響が見られる。一方 CGI と HTI では、この揺らぎの影響は取り除くことができる。

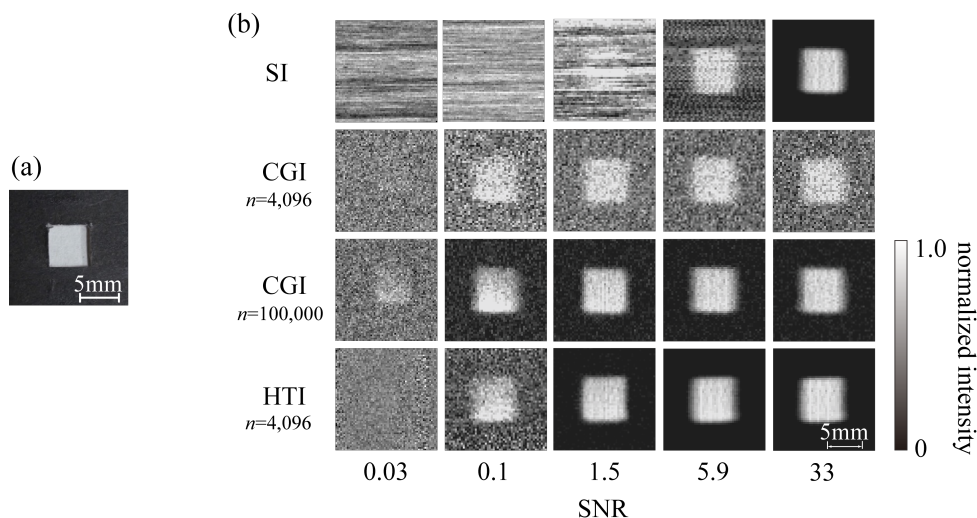


図 2.7 実験結果：(a) 被測定物体として用いた開口．開口の大きさは 5×5 mm，マスクの 1 画素の大きさは 250×250 μm ．(b) 各 SNR における再構成画像．画素数は 64×64 pixels．

2.5.2 コントラストの定量評価

各手法で得られた CNR の値を SNR の関数としてプロットした結果を図 2.8 に示す．これらもやはり既にした数値計算と同様な傾向を示している．なお、実験では、SNR 0.03 未満では、画像を再構成することはできなかった．なお、 n を無限に増加させて SNR を増加させれば CGI と HTI の CNR は、原理的には 1 に近づくはずである．

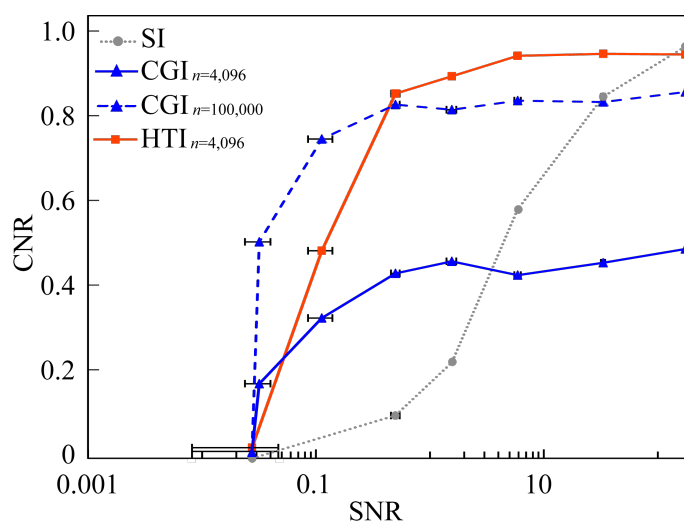


図 2.8 SNR を変化させたときの各手法で得られる再構成画像の CNR．

2.5.3 考察

本研究結果より、CGI と HTI は、SC に比べ高い CNR を示すことが確認された。したがって、これらの手法を用いれば、単位時間・単位画素あたりの光強度の低減が可能となる。すなわち、微弱光下での測定や、非線形効果の抑制などが期待できる。

実験では、室温環境下で波長 635 nm のレーザダイオードを光源として、Si - PIN フォトダイオードを検出器として用いたが、HTI と CGI のいずれもマルチプレックスアドバンテージが確認された。信号とは独立な何らかの空間的な雑音が混入していたためと考えられる。

2.6 結言

本章では、SPI の基礎特性評価を目的として、計算機ゴーストイメージング (CGI) とアダマール変換イメージング (HTI) の比較を行った。比較の基準とした手法は走査型イメージング (SI) であり、SNR を変化させながら数値計算と実際の実験で評価した。その結果、以下のことを確認した。1) 同一の測定回数 n ならば、HTI により得られる再構成像の CNR は、SNR が比較的高い場合は CGI のそれを上回る。2) 一方、SNR が低い状況では、CGI は n を任意に大きく設定できるため有利となる。このことは、微弱光に対応し易いともいえる。一方、HTI では実際の処理上 n の設定値に制限がつく。3) CGI と HTI のいずれも SI と比較すれば、良好な復元画像を与える。しかし、その程度は物体の幾何学的形状と光学的特性に依存する。

本章に関して発表した論文

K. Shibuya, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, “Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard-transform imaging”, *Optical Review* **22**, 897 (2015).

第3章

擬似逆行列演算処理を用いた サブピクセルシフト方式巡回アダマール変換型顕微イメージング

3.1 緒言

前章において、SPIは1次元のスペクトルイメージングの場合と同様に、信号に依存しない雑音下ではマルチプレックスアドバンテージが保たれている可能性があることを示した。本章では、イメージングにおける空間分解に着目する。SPIでの空間分解は、照明マスクパターンの1画素の大きさで律速される場合が多い。そのSPIの空間分解を向上させる試みの一つとして、本章では照明マスクを1画素以下の間隔で走査する新規なサブピクセルシフト法の提案と実証を行う。

代表的なSPIとしてHTIとCGIがあるが、HTIでは、対象物体の画像をアダマール変換によって解析的に再構成できる。もちろん、照明マスクの総数、物体の透過率（または反射率）、照明マスクの統計的特性、およびノイズ特性等を考慮して比較する必要があるが、2章でも述べたように、HTIは物体像を有限回数の照明で解析的に再構成できるため多くの用途に有利である。そのような理由から、ここではHTIに着目した。その中でも、一般的に使用されているウォルシュ-アダマール行列ではなく、巡回アダマール行列（CHM; cyclic Hadamard matrix）[1, 2]を用いたイメージングを試みた。その理由は、検出器のダイナミックレンジの問題を緩和するためである。CHMのマスクパターンは、パターン毎の空間周波数分布があまり変化しない。すなわち、対象物体の透過率分布の影

響をあまり受けず、検出器から得られる時系列データの振幅はさほど変動しない。そのため、検出系の縦軸分解能を有効に活用でき、僅かな変化を捉えられる。加えて、そのマスクパターンの生成と実装が容易である。

このような SPI で、空間分解を高くして物体を観測するためには照明マスクの単位画素の大きさを小さくする必要がある。しかし、そのようなマスクの製作は、物理的もしくは技術的な理由で制限されることが多い。この問題を解決する一つの有望な手法としてサブピクセルシフト (SPS; subpixel shift) 法が挙げられる [3-5]。SPS によって空間分解の向上が期待できるが、これまでの報告では圧縮センシングの技術を援用している例が多く、測定精度に問題が残る。また、SPS 法自体にも精度の問題が当然存在していた。

本章では、サブピクセルシフトを用いた巡回型アダマールイメージング (SPS-CHI) 法を提案する。一般的な SPS 法の拡張バージョンで、我々が NSPS 法と名付けた手法とインターリーブ方式の ISPS 法と名付けた手法の 2 つを新規に提案する。ISPS 法では、照明機構の厳密な調整作業が緩和できる。さらに、画像の再構成に擬似逆行列法 [6-9] を導入することで、最小二乗法の意味で高い測定精度が実現できる。以下では、それらの原理を述べた後、数値計算と実際の実験の両面から提案手法の有効性を示す。さらに、照明マスクではなく被測定物体そのものをシフトさせれば、光学系の回折限界を超える測定の可能性があることも示す。

3.2 動作原理

3.2.1 巡回型 HTI

まず、巡回アダマール行列を用いた従来の HTI について簡単に説明する。図 3.1 (a) は測定システムの概要である。構成は、照明用プロジェクタから生成される N 個の CHM マスク $M_i(x, y)$ ($i = 1, 2, \dots, N$)、被測定物体 $O(x, y)$ (以下、物体)、そしてシングルチャネル検出器から成る。ここで、マスクの白い部分は光を透過し、黒い部分は遮光する。図 3.1 (b) に $N \times N$ の巡回アダマール行列 \mathbf{H} を示す。 i 番目の行ベクトルは、 $(i-1)$ 番目の行ベクトルを右に 1 要素だけ巡回シフトしたものであり、各行ベクトルを 2 次元に変形することで、 N 個の $n \times n$ ($= N$) の照明マスクを作ることができる。なお、マスクパターンの白と黒の部分は、アダマール行列の -1 と 1 に対応しており、後で導入する擬似逆行列では、これらは 1 と 0 に対応する。また、最初の全面黒のマスクと他のマスクの左上の角に位置する黒い画素は画像再構成に寄与しないため、使用しない。そのため、 $n \times n$ ($= N$) の正方行列は $u \times v$ ($= N-1$) の長方形行列に再配列され、実際の照明は図 3.1 (b) の右側に示すように $N-1$ の長方形となる。但し、ここでは $u > v$ とする (この詳細は次節でサブピクセルシフトとの関係の中で再度記述する)。また、2 次元物体 $O(x, y)$ は、

図 3.1 (c) に示すように、 $N \times 1$ の行ベクトル \mathbf{O} と表される。各マスク照明において、物体を透過した光の強度はシングルチャネル検出器で測定され、結果的に N 個の時系列データとなる。この過程は $N \times N$ の行列 \mathbf{H} と $N \times 1$ の物体の行ベクトル \mathbf{O} との積として、観測ベクトル \mathbf{Y} を用いて $\mathbf{Y} = \mathbf{H}\mathbf{O}$ と与えられる。そのため、元画像は $\mathbf{O} = \mathbf{H}^{-1}\mathbf{Y}$ で与えられるが、実際には $\mathbf{H}^{-1} = \mathbf{H}^T$ であるため、 $\mathbf{H}^{-1}\mathbf{Y}$ の代わりに $\mathbf{H}^T\mathbf{Y}/N$ を計算すればよい。しかし、空間分解はマスクの画素の大きさで決定されるため、画素サイズより細かい構造を分解することはできない。

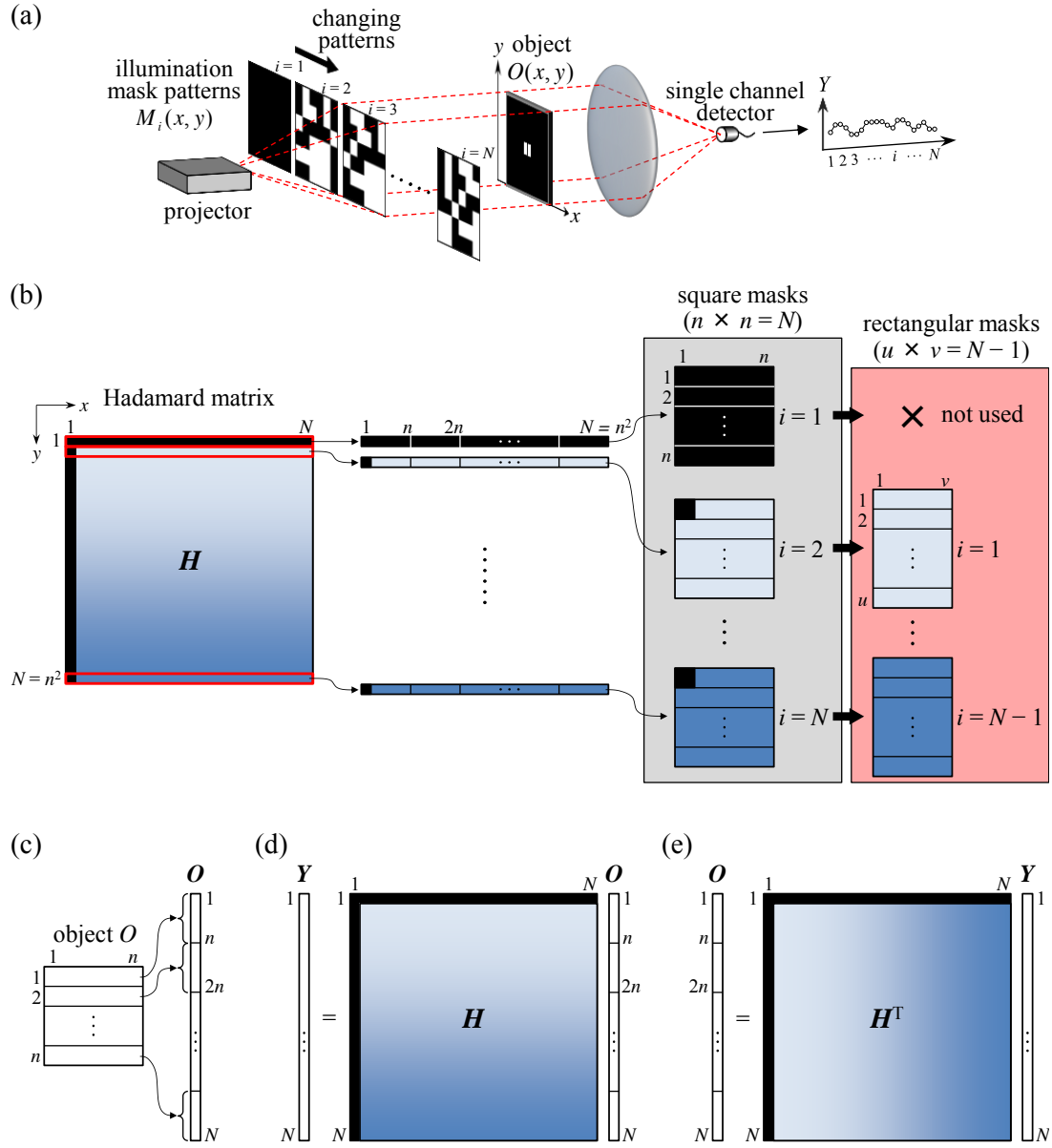


図 3.1 (a) 巡回アダマールイメージングシステムの概要説明, (b) 行列 H から N 個の $n \times n$ マスクおよび $(N-1)$ 個の $u \times v$ 長方形マスクの作成方法の説明図。ここで, $N = n^2$, $(uv = N-1)$. (c) $n \times n$ の物体行列から $N \times 1$ の物体の行ベクトル O の作成方法の説明図, (d) $Y = HO$ の行列計算の図示, (e) $O = H^T Y$ の行列計算の図示。

3.2.2 サブピクセルシフト方式巡回アダマール変換型イメージング (SPS-CHI)

[SPS-CHI 法]

SPS 法においては、照明マスクの単位画素は x, y 軸に沿って q 等分される。物体（またはマスク）はマスク（または物体）と相対的に $s (= 1/q)$ ステップで 2 次元的にシフトさせ、合計で q^2 回の測定を行う。このように単位画素以下でシフトさせ、測定することで結果として空間分解は q 倍となる。しかし、そのためには精密かつ正確な SPS の操作が求められる。

ここで最初に提案する方法は、ノーマル SPS (NSPS) 法である。それを NSPS (p, s) と表記するが、括弧内の p と s は、それぞれ SPS を行う領域 p (pixel) と SPS のシフト間隔 s ($0 < s < 1$) (pixel) である。例えば、NSPS (1.0, 0.1) は $p = 1.0, s = 0.1$ であり、 x, y 軸方向への総シフト回数はそれぞれ $q = p / s = 10$ である。提案した NSPS 法は、従来の SPS 法と同じに見えるかもしれない。しかし、NSPS では、NSPS (2.5, 0.1) といった設定が可能である。例えば、 $p = 2.5, s = 0.1, q = 25$ などである。一般的に、このような SPS の設定では単位画素を超えるシフト ($p > 1.0$) となり、従来の逆アダマール変換では像を再構成することが困難となる。これは生成される行列が正方でなくなるためである。加えて、後述するが、再構成される領域は SPS により $2p$ 画素だけ減少してしまう。このような理由から、従来の HTI 法をそのまま導入するのは容易ではない。この困難を克服するために、本章では擬似逆行列を用いた再構成手法を導入した。この方法は実質的に最小二乗法と同じであり、結果的に測定精度も向上させられる。

次に、2 つ目の SPS 法を提案する。SPS において、例えば $p = 3.0, s = 0.3, q = 10$ のような設定の場合を考える。このとき、SPS は相対的に粗いステップで 3 画素を超えるシフトとなるが、移動機構の機械的精度をさほど必要とせずに、設定されたステップ間隔 s を超える高い空間分解を与える。この設定は結果的に、NSPS (1.0, 0.1) で与えられるものと等しくなり、インターリーブ型 SPS 法 (ISPS) と呼ぶことにした。上記の場合は ISPS (3.0, 0.3)、 $q = 10$ と表し、例えば ISPS (3.6, 0.3)、 $q = 12$ のような設定も可能である。このような場合においては、物体像の再構成のためには擬似逆行列演算が必須となる。また、NSPS の場合と同様に、観測領域は $2p$ 画素減少してしまう。

提案した 2 つの手法の主な違いは総シフト量である。NSPS の場合、総シフト量は 1 画素であり、必要によって 1.5 や 2.0 画素に亘る設定も可能である。それに対し、ISPS ではインターリーブサンプリングを行うので、1 画素以上のシフトが必要である。しかし、上述したように、1 画素が同じ点数でサンプリングされた場合には同じ結果を与える。マスクのシフト回数が代数方程式を解くために必要な数を超えた場合、擬似逆行列を導入

して処理することができ、最小二乗法の意味で信号対雑音比を改善できる。なお、ISPS は NSPS よりも処理が複雑ではあるが、SPS の駆動メカニズムを緩和できる可能性がある。

図 3.2 に SPS-CHI 法の処理手順を示す。前節で述べた通り、照明に用いられる実際のマスクは $N-1$ 個の $u \times v (= N-1, u > v)$ の長方形行列である。マスクの行列と物体の大きさは同じであると仮定し、物体は図中に示すように赤色の枠線で囲われた黄色の領域とする。ここでは、説明を簡単にするために固定された物体に対してマスクをシフトさせたとする。まず、 $N-1$ 個の $u \times v$ の巡回アダマールマスクをそれぞれ照明し、マスクを x 軸方向に $-p/2$ から $p/2$ まで s ($0 < s < 1$) 画素間隔でサブピクセルシフトさせる。これを $q (= p/s)$ 回、 p 画素に亘り繰り返すことで、 $N-1$ 個のマスク照明がそれぞれサブピクセルシフトを行うことになる。同じ手順を y 軸方向にも行う。最終的に、2次元における総サブピクセルシフト回数は q^2 となり、観測された $q^2 (N-1)$ 個の時系列データから、観測ベクトル \mathbf{Y} が形成される。

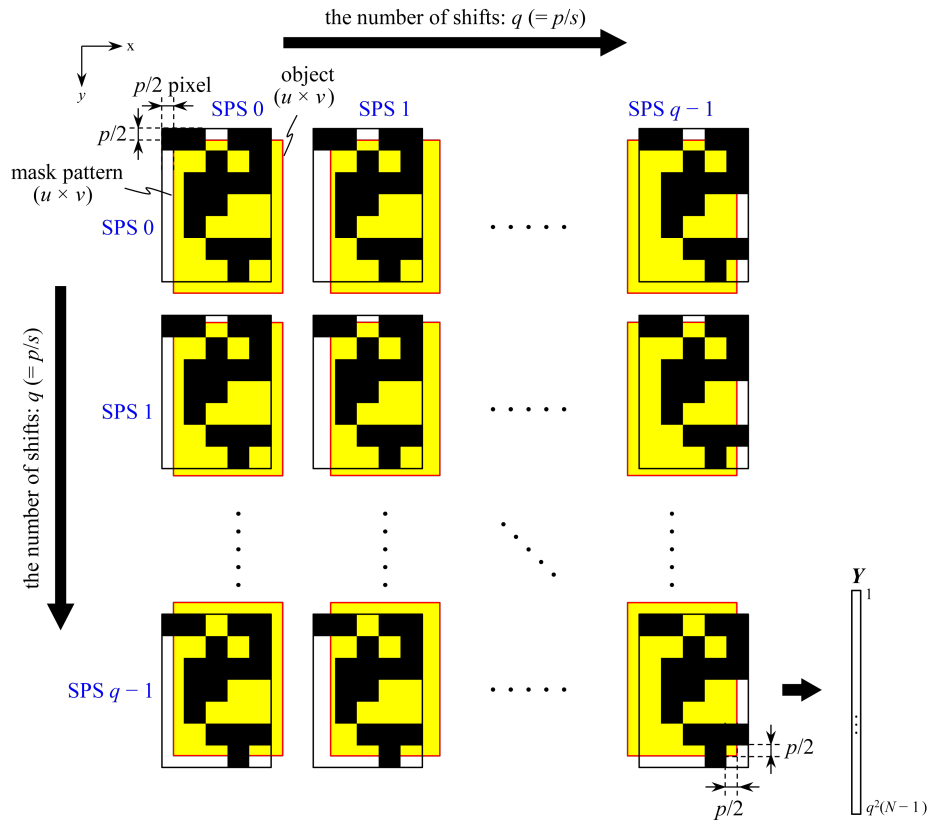


図 3.2 SPS の詳細. 黄色で示す物体に対して、 $p/2$ 画素だけずらしたマスクを s 画素ずつ x, y 軸方向にシフトさせ測定を行う (図は $p=1$ に相当する). このとき、シフト回数は各軸 q 回であり、計 q^2 回のシフトを行うことで観測ベクトル \mathbf{Y} を得る.

[NSPS 法]

図 3.3 に NSPS 法の原理を示す。説明の簡略化のために 5 画素で構成される 1 次元マスクを想定し、6 画素から成る 1 次元物体を x 軸方向にサブピクセルシフトさせる場合を示す。ここでは、1 画素を $q = 10$ ($p = 1.0, s = 0.1$) 分割した。すなわち NSPS (1.0, 0.1) である。各サブピクセルシフトにおけるサンプリング点は、各画素の中心部の赤点で示している。シフト回数 q の範囲は $q = 0 \sim 9$ であり、 $q = 0$ のとき、シフトは行われぬ。このような条件では、図の下部に示すように、物体上の左から 2 画素目から 5 画素目までの各画素が、10 点のサンプリング点で等間隔に内挿される。したがって最終的に、図中の灰色の領域で示す 4 画素が 0.1 画素のサンプリング間隔で再構成される。しかし、再構成される領域は、両端で $2p = 2.0$ 分だけ減少してしまう。しかしながら、マスクの大きさ u (または v) は適度に大きく設定する場合が多いため、この種の画素データの欠落はそれほど大きな問題とはならない。

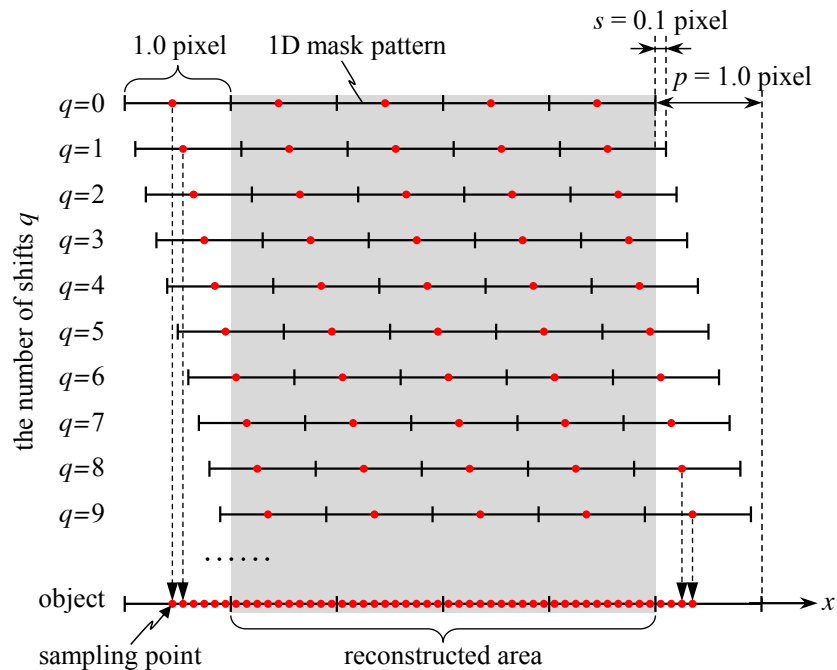


図 3.3 1 次元 NSPS 法の原理図。上部 10 本の実線は 1 次元マスクを示しており、赤点はサンプリング点を、灰色部は再構成に有効な領域を示す。シフト間隔 s を 0.1 とすると、最終的に 1 画素は 10 画素で再構成され、高空間分解が可能となる。

[ISPS 法]

図 3.4 は ISPS 法の原理を示す。図 3.3 と同様に、8 画素で構成される 1 次元物体を想定し、5 画素で構成される 1 次元マスクを x 軸方向にサブピクセルシフトさせている。図中の赤点はサンプリング点を示している。ここでは、 $p = 3.0$ 、 $s = 0.3$ 、 $q = 10$ 、ISPS (3.0, 0.3) という設定で、その動作を示す。その結果、物体の左側から 4 画素目と 5 画素目の各画素が 10 点のサンプリング点で内挿される。これは NSPS (1.0, 0.1) の場合と同じである。このように ISPS 法はインターリーブの手法を用いることにより、サブピクセルシフトのステップ間隔 s よりも狭いサンプリング間隔を実現でき、高い空間分解をもたらす。しかし、この例では $p = 3.0$ のサブピクセルシフトのため、再構成される領域は $2p = 6.0$ 分だけ減少してしまう。

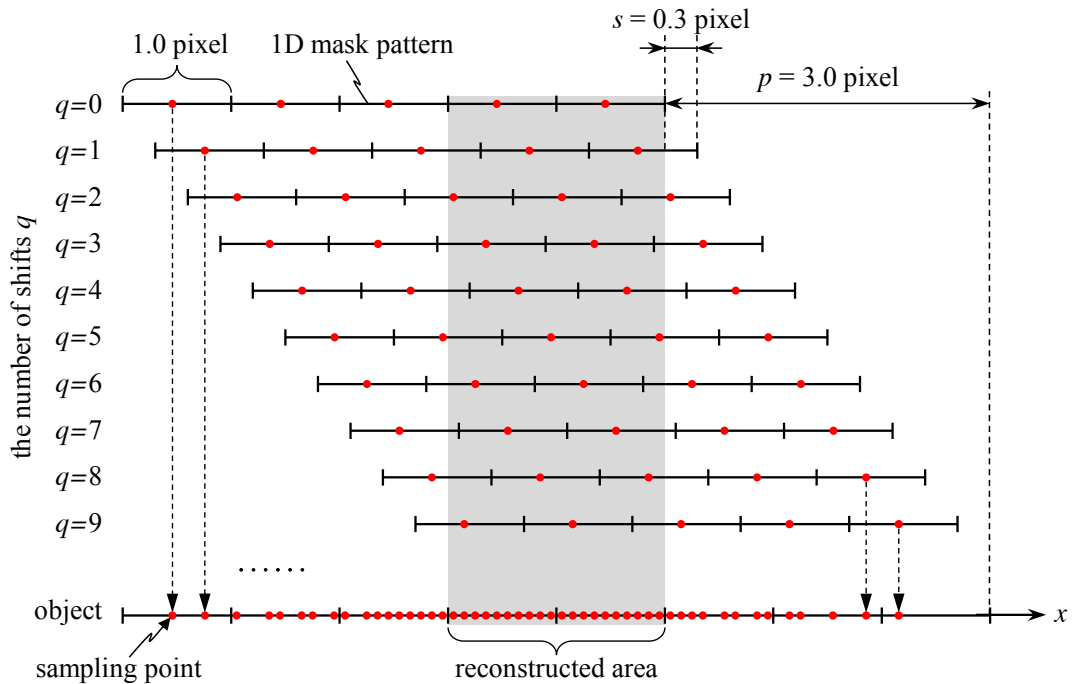


図 3.4 1 次元 ISPS 法の原理. インターリーブ方式を用いることで、0.3 画素のシフトに対して 0.1 画素のサンプリングが可能となる。但し、再構成される領域は NSPS とくらべて減少する。

3.2.3 擬似逆行列演算処理を用いた画像再構成

SPS 法においては、マスクの照射範囲が測定物体の範囲外、もしくは観測領域外となるマスクの位置が存在する。それらは画像の再構成に寄与することができないため、像の SNR を低下させる場合がある。したがって、照明マスクの照射範囲は画像の再構成に寄与する領域のみとすべきである。そのため、マスクの設計と擬似逆行列による画像再構成の定式化が必要である。すなわち、そのような事情をあらかじめ考慮し、元の大きなアダマール行列から照射マスク行列 Ψ を求めておく必要がある。ここでは、物体の行列サイズは照射マスクのそれと同じとし、固定した物体に対して照射マスクのサブピクセルシフトを行うものとした。

サブピクセルシフトは、 x 、 y 軸方向にそれぞれ q 回、 p 画素の範囲に亘り s 画素間隔で行う。すなわち総サブピクセル回数は q^2 である。しかし、サブピクセルシフトを行わない 1 回目が含まれるので実際には $q^2 - 1$ である。サブピクセルシフトの各位置において、 $N - 1$ 個から成る一連のマスクが照明される。図 3.5 (a) に示す左側の 2 つの図は、赤枠線で示す物体に対する照明マスクの位置 (サブピクセルシフト開始と終了時) を示す。(a) の中央の図に示すように、これら 2 つの図で示される実効的な領域の行列の大きさは、元の $u \times v$ より小さく $(u - p) \times (v - p)$ となっている。この領域では、1 画素あたりのサンプリング点数は NSPS、ISPS 共に q^2 となる。すなわち、照射マスクの 1 画素を x 、 y 軸方向それぞれ q 分割してサンプリングすることで、結果的に画素数は q^2 倍となっている。そのため、これらは図 3.5 (a) の右側に示した行列 Ψ の $q^2 (u - p) (v - p)$ 個の要素からなる第一行と最終行ベクトルとして与えられる。

次に擬似逆行列の取り扱いであるが、以下のようなになる。まず、 $q = 0$ (SPS なし) の場合、 $N - 1$ 個の $u \times v$ のマスクが照明される。その後、サブピクセルシフト毎に q^2 回同様の照明がされる。総照明回数は $q^2 (N - 1)$ となり、結果的に行列 Ψ の大きさは $q^2 (N - 1) \times q^2 (u - p) (v - p)$ となる。図 3.5 (b) にその擬似逆行列 Ψ^\dagger を示す。その大きさは $q^2 (u - p) (v - p) \times q^2 (N - 1)$ となる。図 3.5 (c) は再構成の定式化を図で示したものである。元画像を表す行ベクトルは $\mathbf{O} = \Psi^\dagger \mathbf{I}$ で与えられ、大きさは $q^2 (u - p) (v - p) \times 1$ となる。

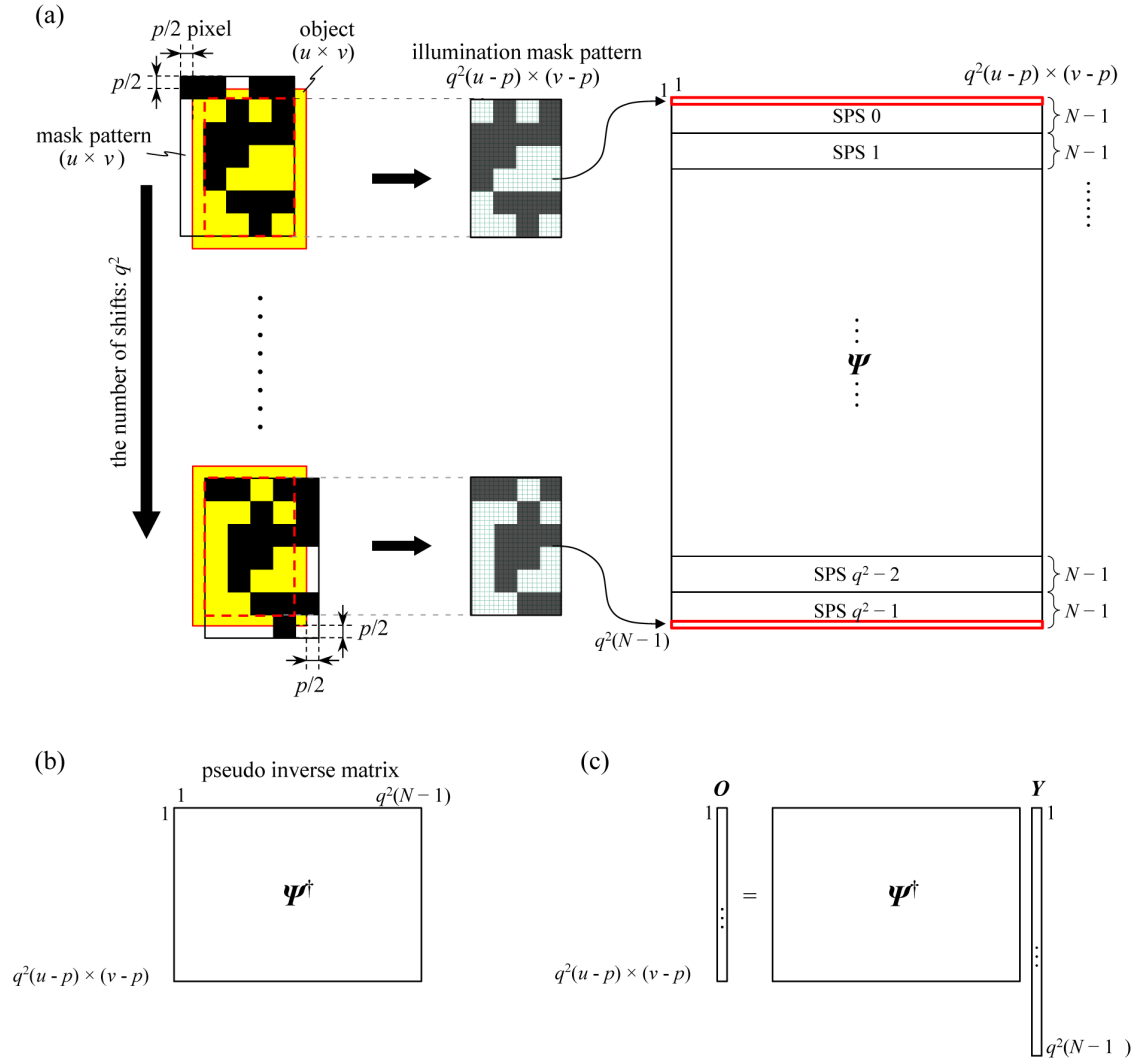


図 3.5 照射マスク行列 Ψ の導出. (a) 左側: 図は被測定物体とマスクの位置関係を示す. x, y 軸方向それぞれにおいて $-p/2$ 画素から $p/2$ 画素まで s 画素間隔で q 回シフトさせる (図は $p=1$ に相当する). このときイメージングに有効な領域を赤破線で示す. 中央: 実効的な照明マスク. サブピクセルシフトにより各軸画素数が q 倍となる. 右側: 全照明マスクから構成される照明マスク行列 Ψ . (b) Ψ の擬似逆行列, (c) 再構成の定式化.

3.3 数値計算

3.3.1 CGI と CHI の比較

まず、SPS を適用する前に CGI と CHI により再構成される画像の質を数値計算で比較した。CGI ではランダムなマスクパターンを生成し相関法により画像を再構成した。CHI では巡回アダマール行列を使用し、擬似逆行列により再構成した。また参考として、巡回アダマール行列と相関法を組み合わせた手法の評価も行った。被測定物体は、図 3.6(a) に示すように大きさ $N = u \times v = 7 \times 5$ のものとし、その中に 1×1 の大きさの 8 個の正方形開口を構成した。総照明回数は上記 3 手法共に、 $N - 1 = 35$ となる。

図 3.6 (b) - (d) に CGI、組み合わせた手法、CHI で再構成された画像をそれぞれ示す。各図の下段は上段に示す図の $x-x'$ 断面（赤点線）のプロファイルである。(b) の CGI により再構成された画像は元画像を再現できていない。これは、CGI で用いたランダムパターンの直交性が大きく影響するためである。そのため、CGI では画素数と同じ照明回数では物体像を完全に再現することは難しい。(c) は、画像の再構成はできているがバイアス成分を含んでいる。それに対し、(d) に示す CHI 法の結果は元画像が解析的に再構成できるため、物体の画素数と同じ $N - 1$ 回の照明回数で完全な再構成が可能である。また、(c) の組み合わせ手法のそれより良好に復元されている。このような傾向は物体の透過率が大きくなるとより明確に現れる。各画像にガウスノイズを重畳すると、画質は低下するが、総照明マスク数 ($N - 1$) を増やすことで改善できる。

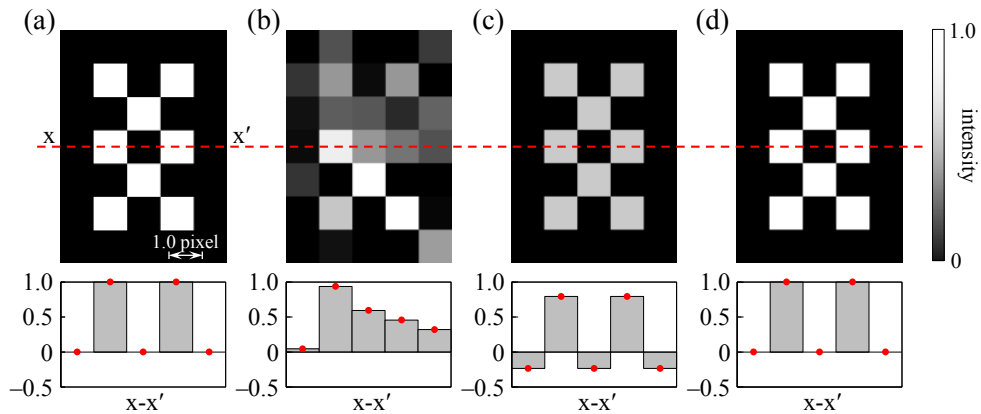


図 3.6 3 手法の再構成像の比較. (a) 被測定物体, (b) CGI, (c) 組み合わせ手法, (d) CHI. 上段: 再構成図, 下段: 断面プロファイル. (b) の CGI はランダムパターンの直交性に依存するため, 少ない照明回数 ($N = 35$) では正確に再構成できていない. (c) 組み合わせ手法ではバイアス成分を含む. (d) の CHI は物体像を正確に再構成できている.

3.3.2 NSPS と ISPS の比較

次に NSPS 法と ISPS 法の比較を行った。その結果を図 3.7 に示す。被測定物体は、(a) に示すように、大きさは $u \times v = 7 \times 5$ 画素とし、その中央に線幅 0.1 画素で大きさ 2.7×0.7 画素の格子パターンを配置した。(b) はサブピクセルシフトを行わない従来の HTI ($N - 1 = 35$) での再構成像を示す。空間分解が 1.0 画素であるため、元画像の格子パターンは全く復元されない。(c) に NSPS (1.0, 0.1) での再構成像を示す。この場合、空間分解は 0.1 画素であるため、元の格子パターンが正確に再構成されている。空間分解の向上は、サブピクセルシフトを行わない従来の HTI の 10 倍となる。参考として、(d) に NSPS (2.0, 0.2) の場合を示す。この場合、空間分解は 0.2 画素であるため、元の画像を分解することはできないことが分かる。そして、(e) に ISPS (3.0, 0.3) の場合を示す。(d) とは対照的に、 $s = 0.3$ でインターリーブ走査を実施したことにより、元の像を正確に再構成できている。ISPS (3.0, 0.3) による再構成像の画質は NSPS (1.0, 0.1) で得られたものと同じである。

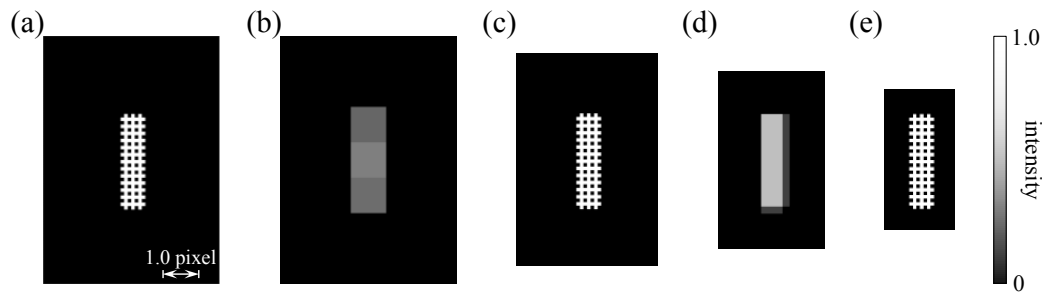


図 3.7 格子パターン物体の数値計算結果. (a) 元画像, (b) サブピクセルシフトなし CHI, (c) NSPS (1.0, 0.1), (d) NSPS (2.0, 0.2), (e) ISPS (3.0, 0.3). サブピクセルシフトなしの (b) は元画像を分解できていない. (c) および (e) は NSPS および ISPS により 10 倍の空間分解を達成し、元画像を正確に再構成できている. (d) は NSPS ではあるが、荒くシフトさせたため元画像を分解するには至らない.

3.4 装置と構成

図 3.8 に SPC-CHI を組み込んだ透過型顕微鏡 (BX51M, Olympus Co.) の構成図を示す。ここでは顕微鏡の接眼レンズ部に、デジタルミラーデバイス (DMD; 608×684 elements, DLP3000) が組み込まれた市販のプロジェクタ (DLP Lightcrafter, Texas Instruments Inc.) を取り付けた。DLP には RGB3 色の LED が搭載されているが、ここでは青色 LED ののみを使い、一連の CHM パターンを物体に照明させた。そして、顕微鏡のステージ上に配置した物体に $1/200$ 倍の倍率でそのパターンを結像させた。結果として、物体面での照明マスクの大きさは $35 \times 25 \mu\text{m}$ ($u \times v = 7 \times 5$) となり、1 画素の大きさは $5.0 \times 5.0 \mu\text{m}$ となった。単位画素当たりのマイクロミラーの平均個数は 21.4×21.4 である。ここで、3 軸ピエゾステージ (5.0 nm / step , MAX311D/M, Thorlabs Co.) により物体を移動させることにより、照明マスクは相対的にサブピクセルシフトされることになる。物体を透過した光束は直角プリズムミラーで反射させた後、光電子像倍管 (PMT, H6780-01, Hamamatsu Photonics Co.) に入射させた。また、本システムでは、ステージを動かす代わりにマイクロミラーを制御することで照明マスクをサブピクセルシフトさせることも可能である。

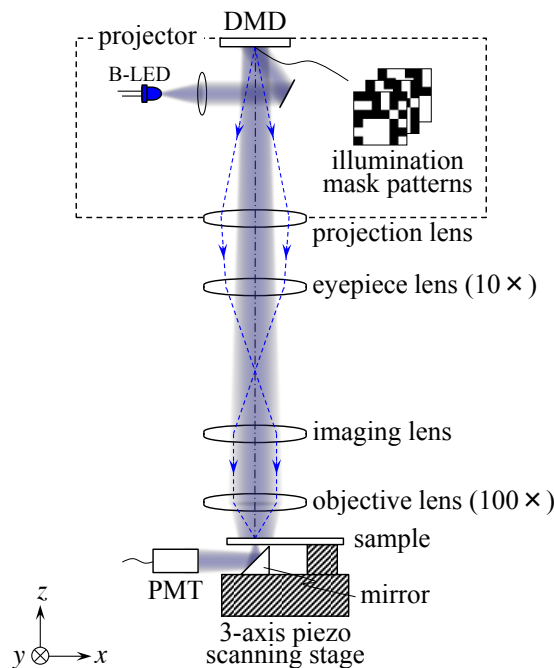


図 3.8 透過型顕微鏡に組み込んだ SPS-CHI システムの概要. 照明マスクの生成のためのプロジェクタ, 透過型顕微鏡, 3 軸ピエゾステージ, 光電子増倍管で構成される. 顕微鏡を用いることで, マスクは物体上に縮小投影される. さらに, ピエゾステージを用いてサブピクセルシフトすることで空間分解を向上させる.

3.5 実験結果と考察

3.5.1 二重スリットの測定

原理検証実験のための被測定物体として、 SiO_2 、Ni、Au の 3 層構造基板上に集束イオンビーム (FIB; JEM-9320FIB, JEOL Co.) を用いて二重スリットを作成した。各層の厚さはそれぞれ 1.0 μm 、150 nm、100 nm である。図 3.9 (a) に示す 2 つのスリットの間隔は 500 nm であり、照明マスクの 1 画素の $1/10$ の大きさに相当する。各スリットの幅は 1.0 μm であり高さは 4.0 μm である。総照明マスク数は $q^2 (N - 1) = 3,500$ 、($N - 1 = 35$, $q = 10$) である。(b) および (c) に NSPS (5.0 μm , 500 nm) と ISPS (15 μm , 1,500 nm) での再構成像をそれぞれ示す。これらの結果は、従来の HTI で再構成するには構造が細かすぎて元の画像が復元できない場合において、SPS を導入することにより良好に復元できることを示している。それぞれの図の下段のプロットは、上段の画像中の $x - x'$ 断面のプロファイルを示す。また、第 2 の提案の ISPS 法も正確に再構成画像が取得できることを確認した。再構成像のコントラストは測定ノイズにより若干低下している。実験における問題点として、数値シミュレーションの場合とは異なり、照明されたマスクパターンの画素と矩形のスリット物体の画素の各辺を、サブピクセルシフト時に正確に位置合わせを行うことができないということが挙げられる。これは、空間分解が 0.1 画素の 500 nm となるためであり、結果として再構成画像がグレースケール値を有することになる。

SPS においては、被測定物体または照明マスクのいずれかをサブピクセルシフトさせればよい。本検証実験では、照明マスクの方を動かした。これは機械的駆動部を排除するためである。しかしながら、被測定物体を動かす場合、高精度なステージを用いて精密にサブピクセルシフトさせることで、光学系の回折限界を超える空間分解が得られる可能性がある。また、ISPS では、照明系の正確な調整が必要という難点を緩和できる可能性がある。

このようにして再構成される像の SNR は N に依存する。ノイズがランダムかつ独立な場合、SNR は \sqrt{N} に比例して改善される。SNR はまた被測定物体の透過率にも強く依存する。すなわち、一般的に高い透過率の物体は高い SNR をもたらす。ここでは、2 値 (0, 1) の物体を用いたが、グレースケールの物体も取り扱うことができる。しかし、検出器のダイナミックレンジには注意すべきである。PMT の出力が r ビットのアナログ-デジタル変換器によりデジタル化され、物体が $q \times q$ 要素からなる場合、原理的にダイナミックレンジは rq^2 以上とすべきである。

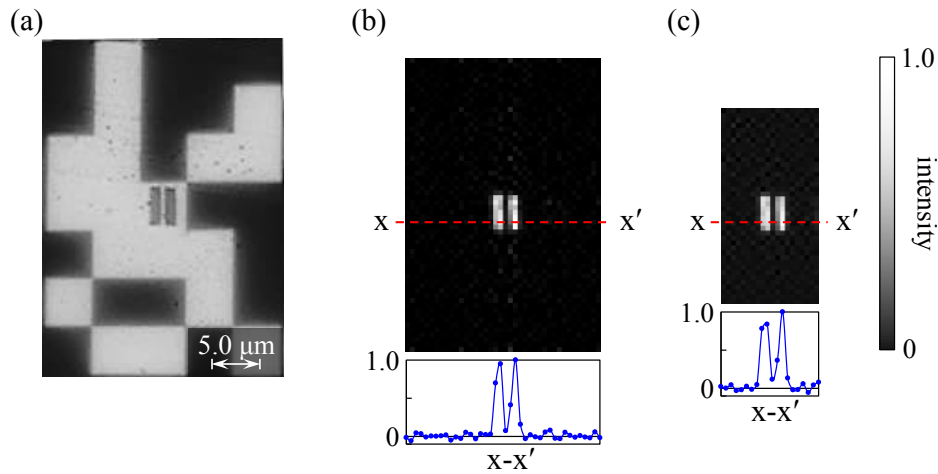


図 3.9 (a) 二重スリット上に照明されたマスク，(b) NSPS による再構成像．(c) ISPS による再構成像．照明マスク 1 画素の大きさ $5.0\ \mu\text{m}$ に対し，2 つのスリットの間隔は $500\ \text{nm}$ である．NSPS および ISPS 共に二重スリットの構造を分解できており，実験においてもサブピクセルシフト法が有効であることがわかる．

3.5.2 回折限界を超える測定の可能性についての検討

提案した SPS 法は、光学系の回折限界を超えた像が取得できる可能性を持つ。例えば、被測定物体をサブピクセルシフトさせ、検出器がそのすぐ背後にある場合である。これを検証するために、図 3.10 (a) に示すような二重スリットを用意した。2 つのスリットの幅は $360\ \text{nm}$ であり、 $270\ \text{nm}$ だけ離れている。実験では 1 画素 $1.8\ \mu\text{m}$ の 1 次元のマスクを用い、総照明マスク数を $q(N-1)=680$ 、 $q=20$ 、 $N-1=34$ とした。(b) と (c) は、それぞれ NSPS ($1.8\ \mu\text{m}$, $90\ \text{nm}$) と ISPS ($5.4\ \mu\text{m}$, $270\ \text{nm}$) により再構成された画像の $x-x'$ 断面図を示す。ここで用いた対物レンズの空間分解のレイリー基準は $\delta = 0.61\lambda / \text{NA} = 295.4\ \text{nm}$ 、 NA (開口数) $= 0.95$ 、 $\lambda = 460\ \text{nm}$ であるが、二重スリットの間隔 $270\ \text{nm}$ が $\lambda = 460\ \text{nm}$ に対して明瞭に分解できている。さらなる詳細な検討が必要であるが、回折限界を超える可能性もある。なお、ここで提案した手法は、結像レンズの解像力の不足によりぼやけた像を回復するような周知の意味での超解像とは異なることに注意する。

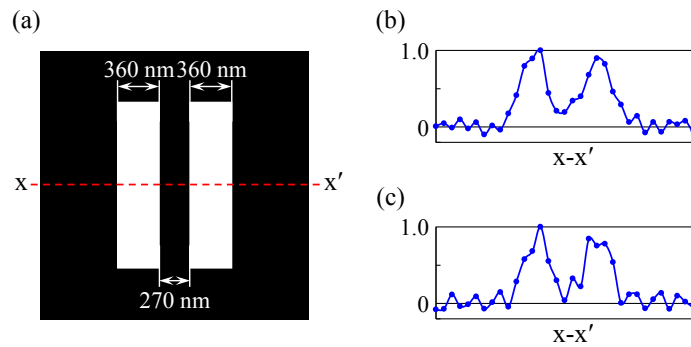


図 3.10 (a)二重スリットの被測定物体, (b) NSPS 法による再構成像の断面図, (c) ISPS 法による再構成像の断面図.

3.6 結言

本章では、SPI の空間分解能の向上を目的とし、巡回アダマールイメージングを用いた 2 種類の SPS イメージング法として NSPS 法と ISPS 法を提案した。そして、画像再構成のために、擬似逆行列演算を導入した。2 種類の SPS 法は、シフト数に応じて横方向の空間分解を向上させることができる。また、照明マスクパターンの 1 画素を超えるサブピクセルシフトを行った場合、最小二乗法の意味で測定精度を確保できる。原理検証実験として、透過型顕微鏡下でサブ μm の物体を SPS-CHI 法により再構成した。さらに、物体をシフトさせる配置において、そのすぐ背後に検出器を配置し、光学系の回折限界を超える測定の可能性を示した。

本章に関して発表した論文

S. Tetsuno, K. Shibuya, and T. Iwata, “Subpixel-shift cyclic-Hadamard microscopic imaging using a pseudo-inverse-matrix procedure”, *Optics Express* **25**, 3420 (2017).

第4章

スキャンレスデュアルコム分光 シングルピクセルイメージングによる モード分解イメージング

4.1 緒言

前章までで、SPIの基礎的特性の評価とその空間分解の向上について述べた。本章では、SPIの応用の一つとして、デュアルコム分光法を用いたハイパースペクトルイメージング装置の提案を行う。これは、高速な応答性をもつシングルチャネル検出器を用いてイメージング可能なSPIの特長に着目したものである。

光周波数コム (OFC; optical frequency comb) はモード同期レーザであり、時間的に等間隔 t_{rep} のパルス列からなる。これを周波数軸上に展開すると多数の光の縦モードとなり、広周波数帯域に亘って等周波数間隔 $f_{\text{rep}} (= 1/t_{\text{rep}})$ で並ぶ (図 4.1)。また、 f_{rep} はパルス繰り返し周波数と呼ばれる。このような OFC は、多数の CW (continuous wave) レーザ群とみなすこともできる。OFC では、モード間隔 f_{rep} と、仮想的に 0 Hz までコムモードを外挿したときの余剰周波数で定義されるキャリアエンベロープオフセット周波数 f_{ceo} を正確に周波数基準に位相同期することができ、光周波数の物差しとして利用されている [1 - 3]。しかし、OFC の振幅と位相は、その高い周波数密度のために通常の分光器では測定することが難しく、そのような“モード分解スペクトル”を測定する手法として、デュアルコム分光法 (DCS; dual comb spectroscopy) が提案された [4 - 6]。その結果、多くの研究と応用例が報告されるようになった [7]。対象は、ガス分析 [8]、歪みセンシング [9]、材料評価 [10]、偏光計測 [11]、分光エリプソメトリ [12] や距離計測 [13] など多

岐に亘る。

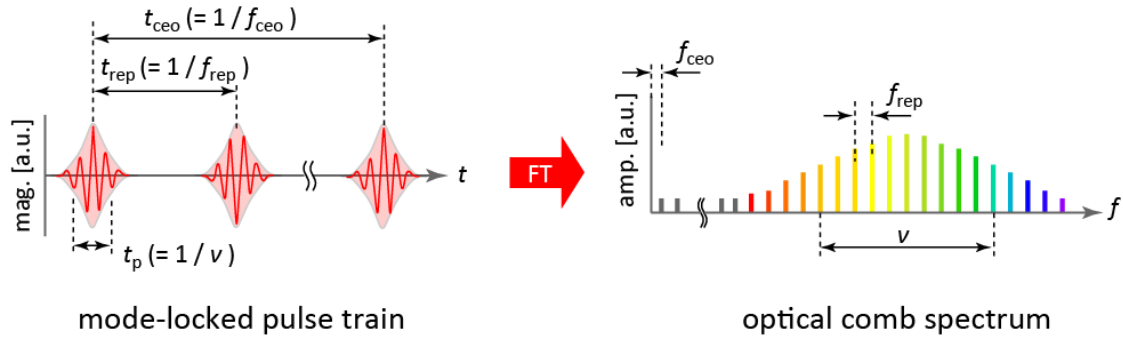


図 4.1 光コムの概念説明図; 時間領域 (左) と周波数領域 (右)。

ここで、DCS とイメージングを融合させると、その応用研究がさらに広がるはずである。これまでに報告されている DCS を用いたイメージングシステムは、主として走査型分光イメージング [14] に限られてきた。その理由は、DCS における RF (radio frequency) 周波数のインターフェログラムを取得できるような、100 MHz 程度の周波数帯域を有する高速な 2 次元検出器がほとんど存在しないからである。結果として、高速なシングルチャネル検出器と機械的走査法の組み合わせに限定されており、機械的走査を必要としない手法の開発が求められていた。

そこで、非走査型イメージング手法の一つとして、前章までで議論してきたシングルピクセルイメージング (SPI) が考えられる。SPI には、アダマール行列の直交性を用いたアダマール変換イメージング (HTI) [15] や投影マスクの統計的ランダム性を用いた計算機ゴーストイメージング (CGI) [16] などが存在する。それに加えて、物体の構造のスパース性に着目した圧縮センシング (CS) の援用による測定時間の短縮も精力的に議論されている [17]。繰り返しになるが、SPI は、特に適切な 2 次元検出器が容易に使用または入手できない場合に有効である。また、検出器雑音が支配的であり、かつ/または雑音と信号が独立な場合、フーリエ変換分光法 (FTS) のマルチプレックスアドバンテージの場合と同様に、空間的なマルチプレックスアドバンテージが期待できる [18, 19]。これまでに、OFC と SPI の組み合わせとして、単一の OFC のモード間ビート信号の位相を用いた 3 次元形状計測が報告されている [20]。

本章では、非走査型 DCS イメージングという手法を初めて報告する。空間光変調器 (SLM; spatial light modulator) を用いた HTI 手法により、テストチャート上に重畳させたファブリペローエタロン板の振幅透過画像と位相画像を取得した。そして、その位相画像からテストチャート上に製膜されたクロム薄膜の膜厚分布を決定した。以下、その手法、装置、原理検証実験について述べる。

4.2 デュアルコム分光シングルピクセルイメージング (DCS-SPI)

4.2.1 装置と構成

図 4.2 に提案する DCS-SPI システムの概要を示す。DCS システムは、 $1.56\ \mu\text{m}$ 帯の 2 台のモード同期された OFC (Er 添加ファイバレーザオシレータと Er 添加ファイバーアンプ) で構成され、それぞれシグナルコム ($f_{\text{rep1}} \sim 100\ \text{MHz}$, $f_{\text{ceo1}} = 10.5\ \text{MHz}$)、ローカルコム ($f_{\text{rep2}} \sim 99,999,525\ \text{Hz}$, $f_{\text{ceo2}} = 10.5\ \text{MHz}$, $\Delta f_{\text{rep}} = f_{\text{rep1}} - f_{\text{rep2}} \sim 475\ \text{Hz}$) として使用する。これらのレーザは外部共振器型の狭線幅レーザダイオード (ECLD; external - cavity laser diode) を用いて、一定のパルス繰り返し周波数差 Δf_{rep} でコヒーレントにロックされる [10, 21]。このコヒーレントロックは、DCS で得られるインターフェログラムをコヒーレントに積算することを可能にする [22, 23]。

測定の手順は以下の通りである。シグナルコムの光は物体を透過した後、偏光ビームスプリッタ (PBS1) および 1/2 波長板 (HWP) を用いてローカルコム光に重畳される。そして、PBS2 により水平偏光のみを透過させることで、2 つのコムは干渉する。光学的バンドパスフィルタ (BPF) は DCS におけるエイリアシングを防ぐために挿入し、これにより 2 つの OFC 光の帯域を制限される。次に、干渉した光は、物体の像面に配置した反射型液晶 SLM (LCOS-SLM) に入射する。ここで、物体の像は、LCOS-SLM により空間的に位相変調され、反射した光に対して PBS2 を用いることで結果的に白黒のバイナリパターンとして空間的に変調される。そして、空間的に変調されたインターフェログラムは、シングルチャネル検出器 (周波数帯域; 100 MHz) とデジタイザ (14 bit, サンプリングレート; 10^8 サンプル/秒) により時系列データとして取得される。また、本 DCS-SPI システムでは、PBS1 よりも後方に LCOS-SLM を配置した。これは、ローカルコム光の変調されない光が直接検出器に入り混むことによる信号対背景光比の低下を避けるためである。なお、実験構成のさらなる詳細は付録 A1 に示す。

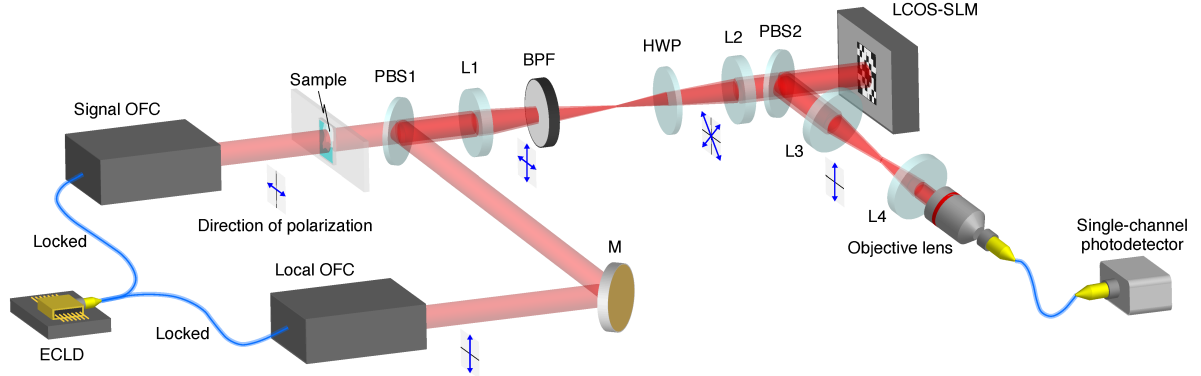


図 4.2 DCS-SPI システムの概要. ECLD によりコヒーレントロックされた DCS システムの信号光路に物体を配置している. 物体はその像面に配置された LCOS-SLM と PBS2 により空間的に強度変調される. 変調された光は対物レンズで集光された後, シングルチャネル検出器で時間波形 (インターフェログラム信号) として取得される.

図 4.3 に DCS-SPI における画像再構成の手順を示す。 $N \times N$ のアダマール行列 $M(x, y)$ の各行より N 個の $n \times n$ ($N = n^2$) の符号化マスクが生成される。次に、符号化マスクに対応した N 個のインターフェログラム $I_k(t)$ ($k; 1 \sim N$) が測定される。それぞれの $I_k(t)$ の離散フーリエ変換 (DFT) はスペクトル $S_k(f)$ を与え、これは実部 $S_{k_r}(f)$ と虚部 $S_{k_i}(f)$ で構成される。結果として、 N 個の符号化マスクに対応した N 個の実部と虚部のスペクトル対が得られる。周波数毎の画像を再構成するために、 N 個スペクトルの対において、所望の周波数 f_u に対応した $N \times 1$ のスペクトルの行ベクトル $\mathbf{S}_r(f_u)$ と $\mathbf{S}_i(f_u)$ を選択する ($u; 1 \sim m$)。その後、逆アダマール変換 (IHT) により周波数 f_u に対応する物体の実部ベクトル $\mathbf{O}_r(f_u)$ と虚部ベクトル $\mathbf{O}_i(f_u)$ を求める。この 2 つのベクトルを 2 次元配列に変換することで、実部と虚部の像 $O_r(f_u; x, y)$ と $O_i(f_u; x, y)$ が得られる。最終的に m 個の振幅と位相イメージが取得できる [24]。なお、巡回型アダマール行列に関する詳細な説明は付録 A2 で記す。

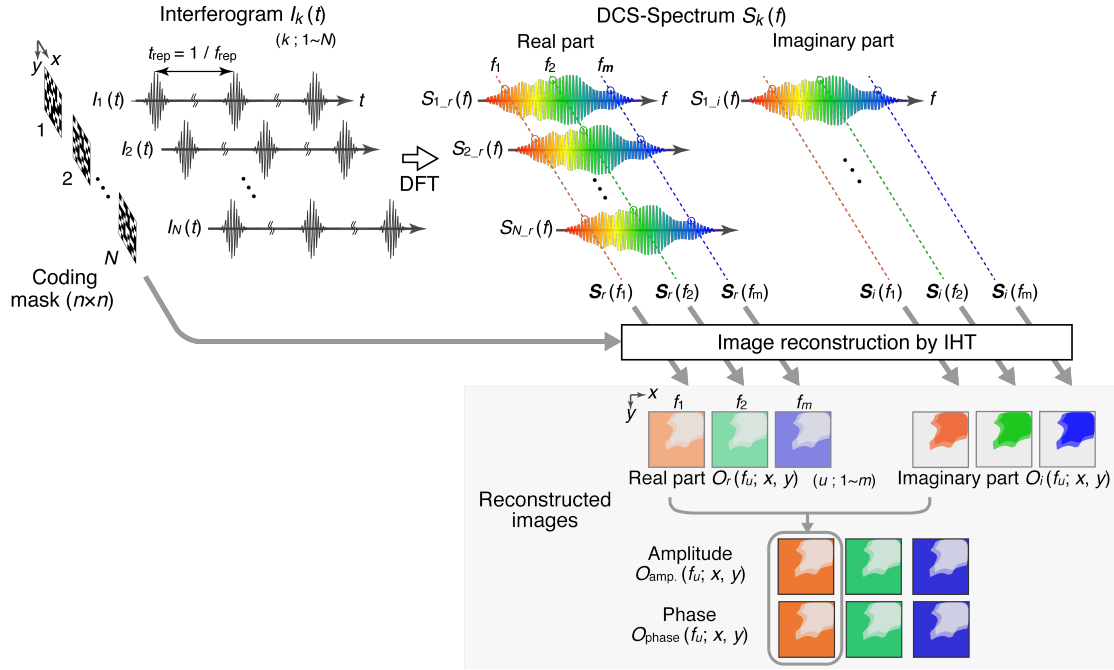


図 4.3 DCS-SPI における一連の再構成手順. N 個のマスクに対応したインターフェログラム信号を取得した後, それぞれをフーリエ変換することで N 個の実部/虚部スペクトルを得る. ここで, N 個のスペクトル対から所望の周波数 f_u に対応した $N \times 1$ の行ベクトル $\mathbf{S}_r(f_u)$, $\mathbf{S}_i(f_u)$ を選択する. その行ベクトルと既知のマスクを逆アダマール変換することで, 周波数 f_u に対応した実部画像 $O_r(f_u; x, y)$ と虚部画像 $O_i(f_u; x, y)$ を得る. これらより, 所望の周波数の振幅画像 $O_{\text{amp}}(f_u; x, y)$ および位相画像 $O_{\text{phase}}(f_u; x, y)$ が再構成される.

4.2.2 振幅と位相のモード分解スペクトル

DCS-SPI の基礎性能を評価するため, 被測定物体として 1951-USAF テストチャート (#38-256, Edmund Optics Inc.) を用いた. 厚さは 1.5 mm であり, フロートガラス基板上にクロム層を真空蒸着することにより, 各種のネガティブパターンを形成させたものである. ここでは, テストチャートからの透過光に故意に分光波長分散を与えるために, ファブリペローエタロン板 (Koshin Kogaku Co., Ltd., 中心波長; 1,550 nm, 自由スペクトル領域 (FSR); 90 GHz, 板厚; 1.14 mm) を重ねて配置した.

図 4.4 (a) は, アダマールマスク照射なしで取得したインターフェログラムのバーストパルス列を示す. 横軸は実験室時間と実効時間の両方でプロットしており, 時間スケールの拡大係数は $f_{\text{rep}1} / \Delta f_{\text{rep}} \sim 210,526$ である. 50 ns の時間窓の中に, $1/f_{\text{rep}}$ 間隔の連続した 5 連 ($p=5$) インターフェログラムが観測されている. したがって, 周波数領域におけるデータ点間隔は時間窓の逆数で与えられ, 20 MHz ($=f_{\text{rep}1}/p$) となる. また, インターフェログラムの積算回数を $q=250$ とすると, 測定時間は $pq/\Delta f_{\text{rep}}$ で与えられ, 2.63 秒と

なる。(b) にインターフェログラムの中央部を拡大して示す。ここには、ファブリペローエタロンの $1/\text{FSR}$ で決定される 11 ps 間隔の多重減衰エコーパルスが観測される。このエンベロープの減衰時定数は約 80 ps であり、エタロンの多重透過周波数特性のうちの一つの透過関数波形の半値全幅 (FWHM) の逆数に対応する。より正確には、立ち上がりの挙動を含む全体の過渡波形の形状は、入射コムパルス列の周波数特性とエタロンの周波数領域伝達特性との畳み込み積分の逆フーリエ変換によって与えられる。(c) に (b) で示したインターフェログラムを更に拡大した波形を示す。2 台の OFC の厳密な位相制御 [10, 21] とコヒーレント積算 [22, 23] により、高い SNR でインターフェログラムの時間波形が取得できている挙動を観察した。

次に、(a) に示したインターフェログラムをフーリエ変換することで、(d) に示すモード分解スペクトルを得た。青線が振幅スペクトル、赤線が位相スペクトルを示す。実際に取得した周波数範囲は 189.472 ~ 199.998 THz であり、DCS のエイリアシングを防ぐために挿入した BPF により減衰はしているが、高周波数領域に多くのマルチヘテロダインビートが観測されている。(d) を拡大して示すと、(e) に示すように 191.0 ~ 192.2 THz の領域に 13 個の共鳴透過ピークが確認できる。また、周波数間隔は 90 GHz であり、エタロンの FSR と一致する。そして、各透過周波数帯域において、(f) に示すような 191.5040 ~ 191.5050 THz に多重コムモードを観測した。個々のコムモード間の周波数ギャップの領域において、僅かに非零となっている。この原因は、2 つのコム間に残留しているタイミングジッタによるものと考えられる [25]。(e)、(f) に示す位相スペクトルは、位相アンラップ後、191.0 THz で零になるように規格化して表示しており、位相の傾きはシグナルコムとローカルコム間の位相分散によるチャープを意味している。191.6 THz において、FSR とフィネスはそれぞれ 89.98 GHz と 7.05 となり、これは用いたファブリペローエタロンの製品仕様とよく一致しており、製作した DCS システムは良好な動作をしていることがわかる。

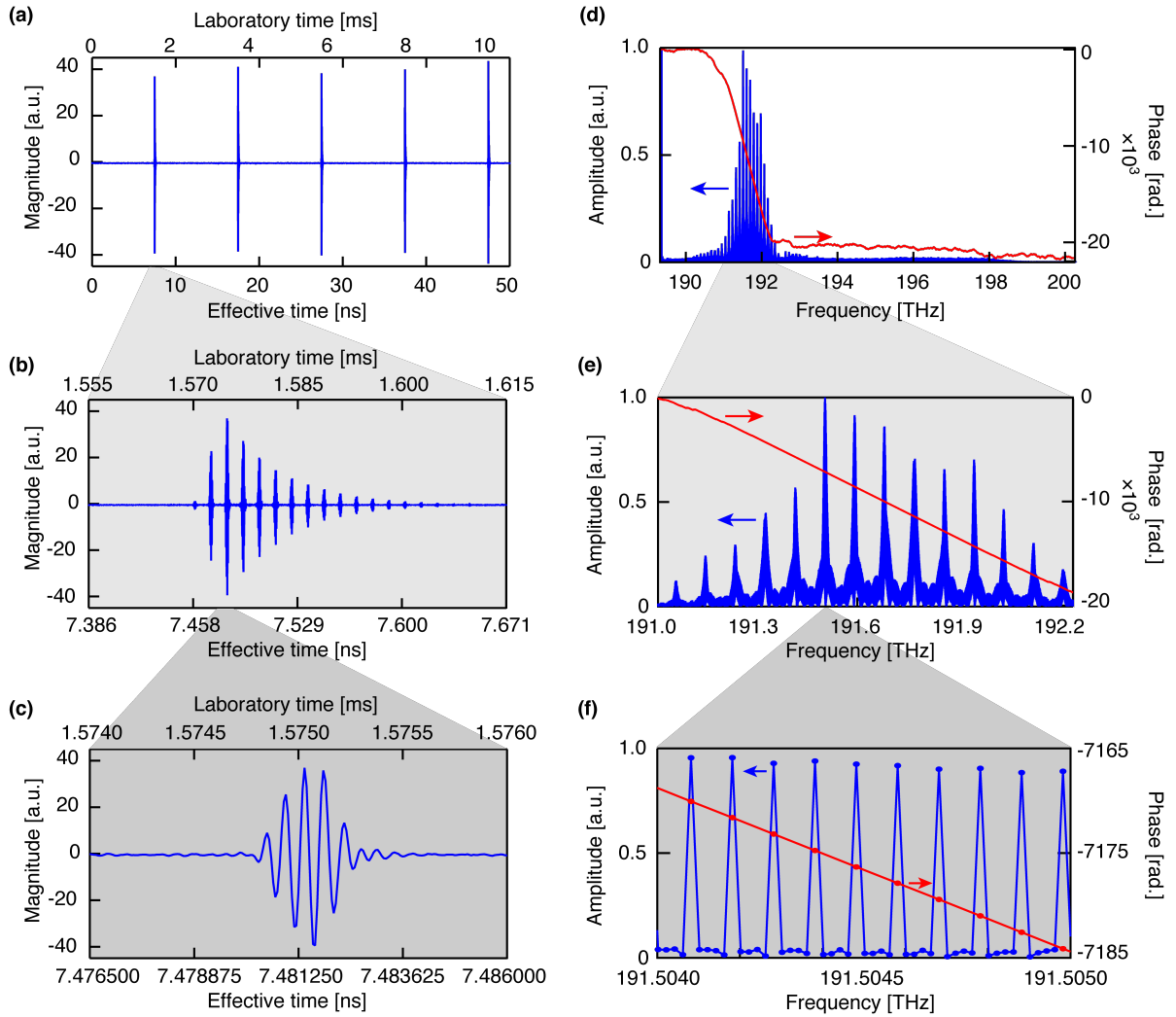


図 4.4 DCS 測定により得られるインターフェログラムとモード分解スペクトル. (a) アダマールマスク照射なしで測定したインターフェログラム列, (b) (a) の拡大図, (c) (b) の拡大図, (d) (a) をフーリエ変換することにより得たモード分解振幅スペクトル (青線) と位相スペクトル (赤線), (e) と (f) は同様に (d) の拡大図.

4.3 実験結果と考察

4.3.1 モード分解振幅イメージング

次に、HTI 法によるハイパースペクトル振幅イメージの取得を試みた。図 4.5 (a) は被測定物体として用いたテストチャート（ネガティブ型）の写真であり、赤の矩形領域を測定対象領域（ROI; $1.47 \text{ mm} \times 1.47 \text{ mm}$ ）とした。ここで示した ROI（1951-USAF テストチャートのグループ 1、エレメント 6）の 3 本の水平線部は光を透過させる。緑色に見える領域は、テストチャートにエタロンが重なっていることを示す。DCS-SPI の設定は、 $N=1,024$ ($n=32$) とした。ここで、符号化マスクの単位画素の大きさは物体面上で $46 \text{ } \mu\text{m} \times 46 \text{ } \mu\text{m}$ である。

図 4.5 (b) i から vi は、それぞれ $f_1 = 191.14034$ 、 $f_2 = 191.14040$ 、 $f_3 = 191.59286$ 、 $f_4 = 191.59292$ 、 $f_5 = 191.63260$ 、 $f_6 = 191.63266 \text{ THz}$ における再構成像である。以下での説明のために (c) には、図 4.4 (e) と同様に拡大表示した結果を示す。ここで、周波数 f_1 と f_2 はエタロンの透過帯域の低周波数側の裾に位置している。そのうち f_1 はコムモードのピークに位置し、 f_2 は谷の部分に位置している。また、周波数 f_3 と f_4 はエタロンの透過帯域の中心部に位置し、それぞれコムモードのピーク部と谷に位置している。周波数 f_5 と f_6 はエタロンの高周波数帯域側の裾に位置し、それぞれコムモードのピーク部と谷に位置している。各振幅画像は、像内のクロムでコーティングされた部分の強度をゼロ値とするために、予め測定しておいた同じテストチャートのクロムコート領域部の画像をバックグラウンドとして減算した。このような減算処理を行った理由は、近赤外レーザ光が薄いクロム層をわずかに透過し、再構成画像に直流バイアスが生じさせるためである。なお、再構成された各画像の縦軸スケールは、その画像の最大値によって規格化した。

(b) iii に示した周波数 f_3 の画像は、かなりよく空間分解ができているが、(b) i と v に示した f_1 と f_5 の画像は、照明光の強度が低いいため SNR が低下している。また、ii と vi に示した f_2 と f_6 の画像は、想定通り物体の情報が含まれていない。しかしながら、iv に示した画像はモードギャップに位置する f_4 であるにもかかわらず、いくつかの線状の構造が確認できる。これは、コムモード間のクロストークによるものである。これらの結果はモード分解された振幅のイメージが良好に取得できたことを示している。なお、空間分解は $46 \text{ } \mu\text{m}$ 、周波数分解は 20 MHz であり、それぞれ照射マスクの単位画素の大きさとインターフェログラム取得時の時間窓で決定される。ここには 6 枚の再構成画像しか示さなかった掲載していないが、 $191.0 \sim 192.2 \text{ THz}$ の周波数範囲で 12,000 枚を超えるイメージが取得できている。

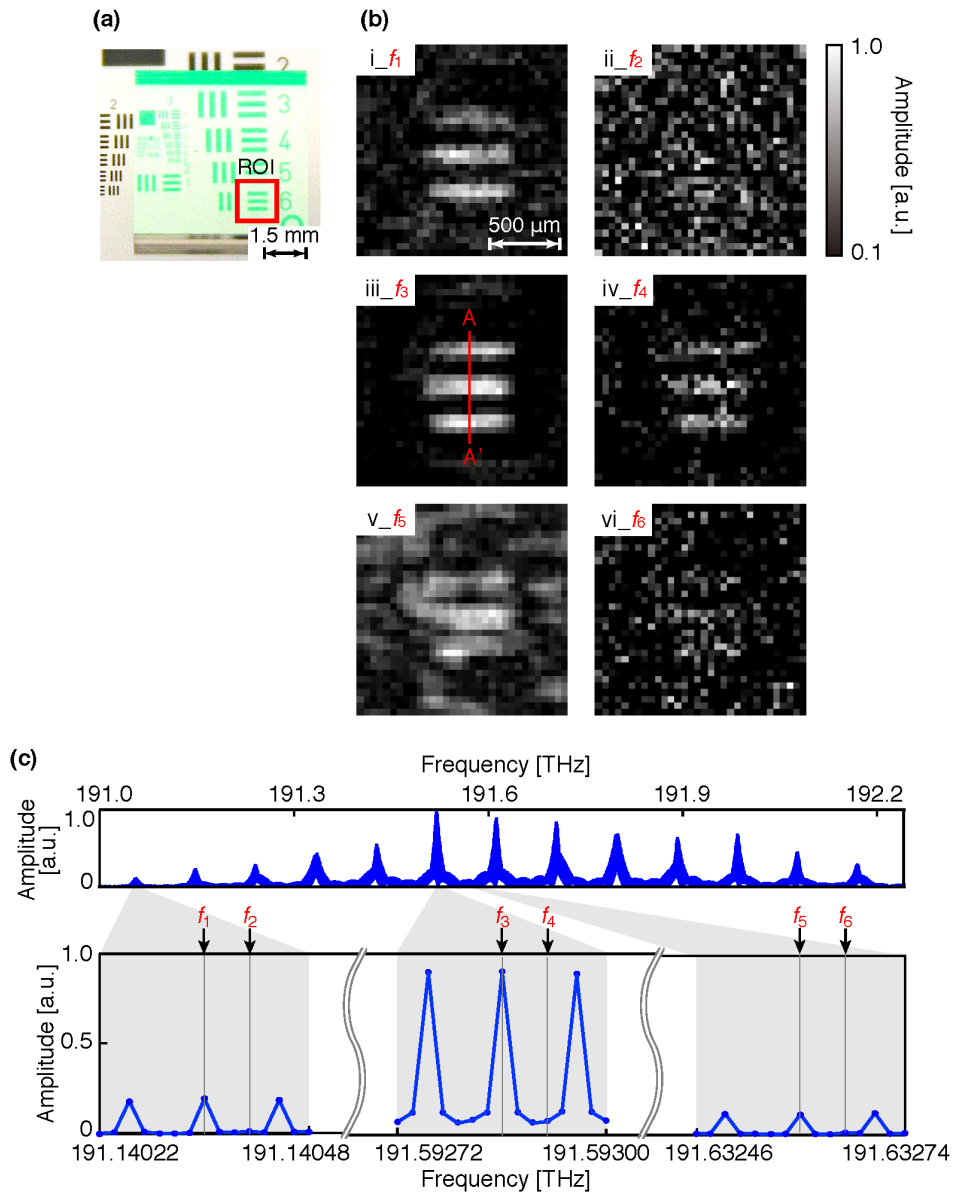


図 4.5 (a) テストチャートの写真. 緑色部はテストチャートに重ねられたエタロンフィルタである. (b) モード分解振幅イメージ; (i) $f_1 = 191.14034$, (ii) $f_2 = 191.14040$, (iii) $f_3 = 191.59286$, (iv) $f_4 = 191.59292$, (v) $f_5 = 191.63260$, (vi) $f_6 = 191.63266$ THz. (c) 図 4.4 (d) に示した振幅スペクトルの再掲載. スペクトルの振幅の大きさに応じたコムモード分解振幅画像が得られている.

4.3.2 モード分解位相イメージング

次に、テストチャートの位相像を導出した。ここでの位相分布は、テストチャート上のクロム層を透過した際に生じる位相の変化を意味する。図 4.6 i ~ vi に、既に図 4.5 i ~ vi で示した周波数 $f_1 \sim f_6$ の振幅像に対応する位相像を示す。ここでは、テストチャートなしで測定した null 位相像を基準として補正を行った。すなわち、それぞれ導出した実部と虚部の画像から null 像のそれらを減算した後、位相像を求めた。その結果、コントラストは相対的に低いだが、 f_1 、 f_3 、 f_5 の周波数の位相像において 3 本のライン構造が確認できた。周波数 f_2 、 f_4 、 f_6 の位相像においては、照明光強度が低く、ランダムな位相ノイズにより構造は確認できていない。周波数 f_3 の像内での位相値の分布は、テストチャート上のクロム層の有無による光学的厚さに僅かな違いがあるためである。クロム膜の複素屈折率は波長 $1.61 \mu\text{m}$ で $3.66 - 4.31i$ [26] であり、その透過率は低い。しかし、そのような微弱透過光に対しても、それを正確に反映した位相画像が復元できている。透過率が完全にゼロであれば、位相値はランダム分布となるはずである。この実験結果は、DCS-SPI における位相画像測定の高感度と今後の応用の可能性を示している。

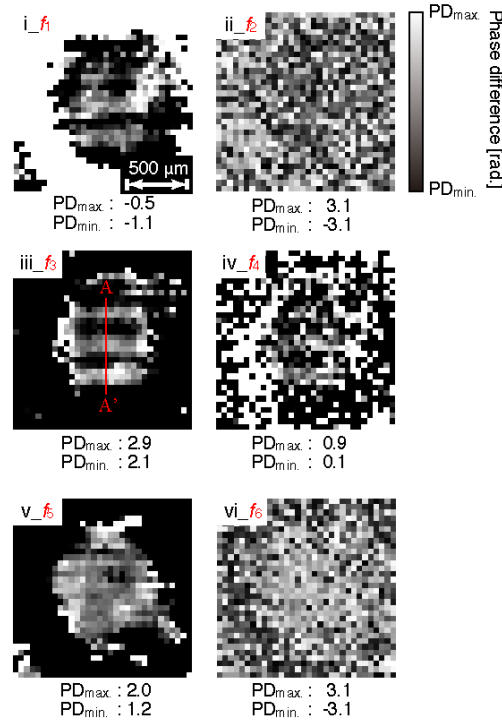


図 4.6 モード分解位相イメージング: (i) $f_1 = 191.14034$, (ii) $f_2 = 191.14040$, (iii) $f_3 = 191.59286$, (iv) $f_4 = 191.59292$, (v) $f_5 = 191.63260$, (vi) $f_6 = 191.63266$ THz.

次に、図 4.7 (a) と (b) に、周波数 f_3 での振幅と位相画像の断面のプロファイルを示す（図 4.5 (b) iii と図 4.6 iii の赤線 A-A' 部の断面）。ここで、クロム層に対応する部分は灰色で示した。振幅画像よりテストチャートの形状が明確に再構成されていることが分かるが、SPI の空間分解が $46 \mu\text{m}$ であるため、クロム層の境界部がなまっている。一方、位相プロファイルも当然ながら振幅プロファイルとほぼ同じ振る舞いをしている。ここでの位相差はクロム層によって与えられる幾何学的光路長差に起因している。クロム層の屈折率を考慮して、それは約 70 nm と推定できる。確認のために、同じテストチャートの表面形状を原子間力顕微鏡（OLS3500-PTU, Olympus Co., depth resolution; 1.0 nm ）を用いて測定したところ、やはり 70 nm であった。周波数 f_3 での厚さ 70 nm の層に対応する位相差を (b) 中に 2 本の平行な点線で示す。この位相差は DCS-SPI で測定した結果とほぼ一致した。

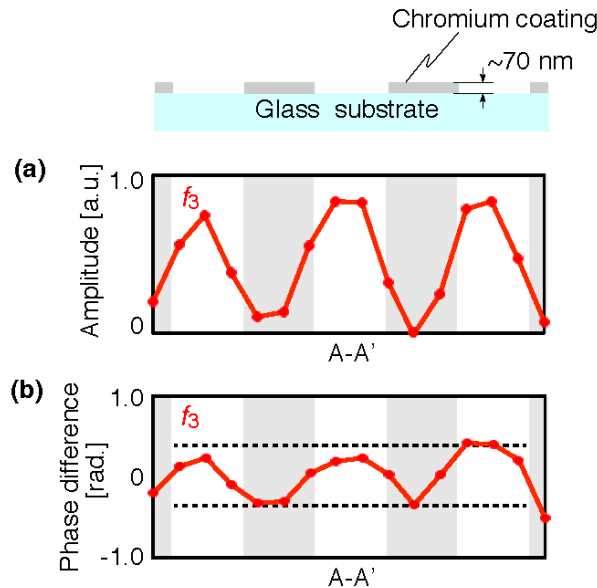


図 4.7 再構成像の振幅と位相プロファイル. 上段に物体の断面図を示す. ガラス基板上に厚さ 70 nm のクロムが製膜されている. (a) 図 4.5 (b) iii に対応する振幅プロファイル. 灰色部はクロム膜が存在する位置を示す. (b) 図 4.6 iii に対応する位相プロファイル. 2 本の点線は 70 nm に対応する位相差を示している.

DCS-SPI において、単一のインターフェログラムを取得するために必要な最小時間は、 $1 / \Delta f_{\text{rep}}$ であり、 N を SPI における照射マスクパターン総数とすると、最終的に画像取得のためには $N / \Delta f_{\text{rep}}$ の時間を要することになる。しかし、実際には $(1 / \Delta f_{\text{rep}} + t_d) qN$ である。ここで、 t_d は 1 マスクパターンの形成に要する SLM の応答時間であり、 q は 1 マス

クパターン照射当たりのインターフェログラムの積算回数である。ここで用いた SLM の場合、 $t_d = 100 \text{ ms}$ であり、今回の標準的な設定である $q = 250$ とすると、測定時間は合計で 540 秒となってしまう。したがって、SNR の高いインターフェログラムならばさほど問題とはならないが、そうでない場合はより高速な空間変調器の導入が必要となる。このように、DCS-SPI は従来の走査型イメージング法 (PS-DCS) [14] と比較して、画像の取得時間という観点では有意差が認められない場合もある。しかし、PS-DCS イメージングの場合の取得時間は、使用する走査機構に強く依存する。一方、DCS-SPI の場合は、検出器ノイズが支配的であれば、空間的なマルチプレックスアドバンテージが得られる可能性がある。さらに、スプリアスノイズの除去に有効である。また、空間的にスパーズな物体ならば、CS イメージングの技術を導入すれば、測定時間は著しく短縮できる可能性もある。なお、ここでの原理検証実験は近赤外波長域に限定されたが、紫外 [27]、可視 [28]、中赤外 [5, 22] の波長域、そして THz 周波数領域 [6, 29] への拡張が期待できる。

4.4 結言

本章では DCS-SPI 法の原理提案と検証を行った。その特長は、モード分解された振幅のハイパースペクトルイメージだけでなく、位相のイメージも取得できることにある。ここでの結果は、今後の超精密ハイパースペクトルイメージングへの一つの扉を開いたともいえる。

DCS から得られる位相情報は、透明もしくは半透明物体の光学定数や厚さを計測するために特に効果的である。振幅と位相情報が一度に取得できるため、Kramers-Kronig 変換の関係式を使用せずに、複素屈折率や複素誘電率のハイパースペクトルイメージの導出を可能にする。また、機械的駆動部を排除できるため、より精密な測定が可能となる。さらにシングルチャネル検出器の使用は、応答時間の高速性、コスト低減、分光感度の制限の問題の緩和などが期待できる。

ここで達成した結果をまとめると以下の通りとなる。周波数 191.5 THz (波長 1,565 nm) を中心とした 1.2 THz の周波数帯域で、周波数分解能 20 MHz ($\sim 0.16 \text{ pm}$)、 $f_{\text{rep}} = 100 \text{ MHz}$ ($\sim 0.82 \text{ nm}$) のコムモード間隔で、約 12,000 枚の振幅、位相像を空間分解能 46 μm で取得した。また、その位相像から厚さ 70 nm のクロム層の膜厚を決定した。

付録

A1. 実験装置の詳細

提案した DCS-SPI システム (図 4.2) は、アダマール変換型 SPI を一般的な DCS システムに組み込んだものである。2 台のモード同期された Er 添加ファイバレーザオシレータと Er 添加ファイバアンプ (OCLS-HSC-D100-TKSM, Neoark Co.) をそれぞれシグナルコムとローカルコムとして用いた。シグナルコムの繰り返し周波数 f_{rep1} を約 100 MHz、ローカルコムを $f_{\text{rep2}} \sim 99.999525$ MHz とし、周波数差を $\Delta f_{\text{rep}} \sim 475$ Hz とした。中心周波数、スペクトル幅、平均出力はそれぞれ 1,560 nm、20 nm、120 mW である。シグナルコムのキャリアエンベロープオフセット周波数 f_{ceo1} と繰り返し周波数 f_{rep1} は、ファイバレーザの共振器長とポンプレーザの駆動電流を制御してすることで Rb 周波数標準 (FS725, Stanford Research System, accuracy; 5×10^{-11} ; instability; 2×10^{-11} at 1 sec) に位相同期させた。さらに、ローカルコムをシグナルコムに厳密かつコヒーレントにロックするために、狭線幅 CW レーザダイオード (ECLD, PLANEX, Redfern Integrated Optics Inc., center wavelength: 1,550 nm; FWHM: < 2.0 kHz) の発振線をシグナルコム中の適当なある 1 つのモードに位相同期させた。一方、ローカルコム中の 1 つのモードは周波数基準に f_{ceo2} を位相同期した状態を維持したまま、電気光学変調器 (Model 4004, New Focus, Newport Co. frequency bandwidth; ~ 100 MHz) で f_{rep2} を制御することで、同じ ECLD に位相同期させた [10, 21]。この構成により、2 台のコム間の相対線幅は 1 Hz 以下に狭線幅化されている [23]。DCS のインターフェログラムをコヒーレント積算できる根拠がこれである [22, 23]。

物体を透過した水平偏光のシグナルコム光は、垂直偏光のローカルコム光と偏光ビームスプリッタ (PBS1) を通過させることにより重畳させた。光学的バンドパスフィルタ (BPF; FB1570-12, Thorlabs, Inc., center wavelength; 1,570 nm; bandwidth; 12 nm) は、DCS 測定でのエイリアシング防止の目的で挿入してある。ゼロオーダーの 1/2 波長板 (HWP; WPH05M-1550, Thorlabs, Inc., design wavelength; 1,550 nm) は偏光方位を 45 度に回転させるために用いた。そして、2 つ目の偏光ビームスプリッタ (PBS2) で、重畳させた水平偏光のシグナルコムと垂直偏光のローカルコムを干渉させている。干渉の可視度が小さくなると画像のコントラストが低下するので、再構成画像を確認しながら光軸を調整した。次に、干渉光は物体の像面に配置された反射型 LCOS-SLM (SLM100-04, Santec Co., number of pixels; $1,440 \times 1,050$, pixel size; $10.0 \mu\text{m} \times 10.0 \mu\text{m}$, response time; $t_d = 100$ ms) に入射させた。SLM 上での像の倍率は、物体に対して 2.5 倍であり、レンズ L1 と L2 (L1, focal length; $F_1 = 100$ mm, L2, focal length; $F_2 = 250$ mm) の焦点距離の比で決定される。

LCOS-SLM では、図 4.2 のブロック図上の白黒パターンで例示されるように、0 と π からなる一連のバイナリ位相マスクパターンで入射光 (水平偏光) を変調し、空間的に変

調された垂直偏光パターンを生成する。すなわち、物体像の強度分布が空間的な位相変調分布となる。その後、PBS2 で垂直偏光成分のみを反射させることで、結果的に空間的に強度変調された物体光を得る。そして、レンズ L3、L4 (L3 : 焦点距離; $F_3 = 150$ mm, L4 : 焦点距離; $F_4 = 50$ mm) で構成される 1/3 倍のビームエキスパンダと 10 倍の対物レンズ (NA; 0.25) を透過させる。最終的に、空間的に変調されたインターフェログラムは、InGaAs PIN フォトダイオード (PDB415C, Thorlabs, Inc., USA, spectroscopic sensitivity; 800 - 1,700 nm, frequency bandwidth; 100 MHz) と 14-bit デジタイザ (NI PXIe-5122, National Instruments Co., USA, sampling rate; 99,999,525 samples / s, number of sampling points; 1,052,626) により時系列データとして検出される。

A2. 振幅および位相像再構成の詳細

DCS-SPI のために前章同様に巡回アダマール行列を用いたイメージング手法を用いた [30]。図 4.3 に一連の再構成手順を示す。 $N \times N$ のアダマール行列 $\mathbf{M}(x, y)$ の各行から、 N 枚の $n \times n$ ($N = n^2$) の符号化マスクが生成される。次に、 N 個のインターフェログラム $I_k(t)$ ($k, 1 \sim N$) が個々の符号化マスクに対応して測定される。厳密には、[31] で指摘されているように、 $\mathbf{M}(x, y)$ の最初の行と列は巡回行列を生成するとき零ベクトルとなる。すなわち、最初の符号化マスクは全面黒のパターンとなるため、意味を持たず、また個々の再構成像の要素 (1, 1) にも情報は含まれない。 $I_k(t)$ の離散的フーリエ変換 DFT は、周波数 f の関数として実部と虚部のスペクトル $S_{k_r}(f)$ 、 $S_{k_i}(f)$ で構成されるスペクトル $S_k(f)$ を与える。結果として、 N 枚の符号化マスクに対応した N 個の実部と虚部の周波数スペクトルが得られる。これら N 個のスペクトル対について、 $N \times 1$ のスペクトル行ベクトル $\mathbf{S}_r(f_u)$ 、 $\mathbf{S}_i(f_u)$ ($u, 1 \sim m$) を構成した。ここで m は再構成したい画像に対応する周波数の数である。次に、逆アダマール変換により、周波数 f_u に対応する物体の実部と虚物の行ベクトルの対、 $\mathbf{O}_r(f_u)$ と $\mathbf{O}_i(f_u)$ を導出する。すなわち、 $\mathbf{O}_r(f_u) = (2/N) \mathbf{M}^T \mathbf{S}_r(f_u) = 2\mathbf{M}^{-1} \mathbf{S}_r(f_u)$ 、 $\mathbf{O}_i(f_u) = (2/N) \mathbf{M}^T \mathbf{S}_i(f_u) = 2\mathbf{M}^{-1} \mathbf{S}_i(f_u)$ である。ここで、 \mathbf{M}^T は巡回アダマール行列の転置行列であり、 $\mathbf{M}^T/N = \mathbf{M}^{-1}$ である。これら 2 つの行ベクトル $\mathbf{O}_r(f_u)$ と $\mathbf{O}_i(f_u)$ から、実部と虚部の画像 $O_r(f_u; x, y)$ と $O_i(f_u; x, y)$ がそれぞれ得られる。最後に、 m 個の振幅と位相像が以下のようにして得られる [24]:

$$O_{amp}(f_u; x, y) = \sqrt{O_r(f_u; x, y)^2 + O_i(f_u; x, y)^2},$$

$$O_{phase}(f_u; x, y) = \tan^{-1}[O_i(f_u; x, y)/O_r(f_u; x, y)].$$

本章に関して発表した論文

K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, H. Yamamoto, K. Minoshima, T. Yasui, and T. Iwata, “Scan-less hyperspectral dual-comb single-pixel-imaging in both amplitude and phase”, *Optics Express* **25**, 21947 (2017).

第5章

光子計数型

シングルピクセル回折位相顕微鏡

5.1 緒言

本章では、SPI の位相計測への応用という観点で定量位相 (QP; quantitative phase) イメージング法 (QPI) の一つの形態である回折位相顕微鏡 (DPM; diffraction phase microscopy) に着目した。DPM は市販の顕微鏡に共通光路型干渉計をモジュールという形で組み込んで容易に構築でき、機械的振動などの外乱に耐性をもつ顕微定量位相イメージングが可能となるが、原理的に光の利用効率が極めて低い。そのため、従来は高輝度光源や高感度冷却カメラが必要とされていた。この問題点を緩和するため、本章では光子計数法を用いた SPI を導入することで、高感度な定量位相イメージングができることを提案する。さらに、光子計数法を用いることで、SPI で問題となる検出系のダイナミックレンジの問題が緩和できることも示す。

定量位相イメージング (QPI) は、バイオロジーや半導体技術の分野などで、マイクロスケールの透明物体の可視化において重要とされる技術の一つである。特に、QPI はラベルフリーイメージングが可能であり、細胞を染色せずに非破壊的な観察ができる。さらに、位相画像から 3 次元形状や、細胞の乾燥質量を求める事もできる [1, 2]。位相の可視化技術として、これまでに位相差顕微鏡 [3] や微分干渉コントラスト顕微鏡 [4] が Zernike と Smith によりそれぞれ開発されてきた。現在、このような顕微鏡は広く使われているが、QP イメージを取得することはできない。これは、これらの顕微鏡が対象試料の微小な位相差を強度差に変換して可視化しているためである。そのため、膜厚や屈折

率のような物体の情報を定量的に取得することは困難である。それら以外でも、QP イメージを取得するための種々の光学的干渉計が開発されており、顕微鏡への搭載も報告されている。代表的なものとして Bruning らにより開発された位相シフト干渉計 [5] がある。これは Twyman-Green 干渉計にカメラとピエゾ駆動ステージを組み合わせたものである。位相分解は $\lambda / 100$ 程度であるが、ピエゾアクチュエータのヒステリシスと、その結果生じる位相ノイズが全体の安定性を低下させている。安定性の問題を解決し、さらに測定精度を高めるために、Kadono らは位相シフトイメージング法に共通光路型偏光干渉計を導入した [6]。その後、Ikeda らにより、動的現象をシングルショットで観測できるヒルベルト位相顕微鏡も開発された [7]。このような種々の位相顕微鏡の中で、Popescu らにより提案された回折位相顕微鏡 (DPM) は [8]、そのリアルタイム測定性と安定性の観点で、多くの応用展開に最も有望と考えられる [9, 10]。DPM では共通光路型干渉計を採用し、それは市販の光学顕微鏡に QPI アタッチメントモジュールとして容易に追加できる。しかし、DPM において高コヒーレンスのレーザを光源として採用しようとする、スペックルノイズによる位相ノイズが問題となり測定精度を低下させる原因となる。そのため、時間的に低コヒーレンスな光源が用いられているが [10-12]、故に物体面上は空間的な低コヒーレンス状態となる。しかし、DPM において高精度な QP イメージを得るために、空間的コヒーレンスの確保は必須である [13, 14]。これら2つの相反する要求は、時間的に低コヒーレンスな広帯域光源の使用と低 NA のコンデンサレンズの採用による空間コヒーレンスの担保ということで対応していた。しかし、さらに、共通光路干渉計モジュール部で、スペイシャルフィルタリングのためできるだけ小径のピンホールが必要となる。そのため、DPM では必然的に微弱光イメージングとならざるを得ず、高光強度光源や高感度カメラが必要となっていた。

以上のような問題を解決するため、本研究ではシングルピクセルイメージング (SPI) に着目した [15, 16]。SPI は機械的走査の必要がないマルチプレックスイメージング法であり、一連の空間符号化マスクとシングルチャネル検出器が用いられる。すなわち光電子増倍管 (PMT) のような高感度な検出器が使用できる [17-19]。さらに、時間分解技術を導入すれば、必要に応じて高速な繰り返し現象を観測することもできる。後述するが、多重周波数ロックイン検出法を導入することで、同時マルチスペクトラルイメージングも容易に実現できる。また、既に述べたとおり空間領域でのマルチプレックスアドバンテージも期待できる [20, 21]。必要であれば、圧縮センシングの技術も測定時間短縮のために使用できる [22]。そのような特長から、SPI に関しては、3 次元イメージング [23]、テラヘルツ領域でのイメージング [24]、高空間分解イメージング [25]、形状計測 [26]、光コム分光イメージング [27] など既に多くの報告がある。最近では、SPI を用いた位相イメージングの報告もある [20, 27, 28]。

本章では、DPM に SPI を組み合わせた SPI-DPM を提案する。さらに、SPI の一つの欠点として、検出系のダイナミックレンジの問題について対処する。すなわち、SPI では原理的に検出器そのものや、その後段に接続されるアナログ・デジタル変換器（ADC）の縦軸分解能とダイナミックレンジが不足するという問題がある。特に、複雑な形状をもつ物体の構造を正確に再構成するためには、ADC の縦軸分解能は可能な限り高くすべきである。その他の SPI の問題としては、DPM で遭遇するような微弱光環境下での実行が難しいということが挙げられる。そのため SPI-DPM の全体的な性能は、測定条件にもよるが、従来の DPM とさほど変わらない状況になってしまう。その問題に対応するため、本章では光子計数法（PC）を新たに導入した SPI-DPM（PC-SPI-DPM）というシステムを提案する。PC は、PMT を SPI に導入したため、容易に実現できる。以下では装置の詳細と基礎特性の評価結果について述べる。原理検証実験として、シリカガラス上に製膜した透明酸化インジウムスズ（ITO）層の膜厚測定結果を通じて、SPI-DPM と PC-SPI-DPM の性能比較を行う。PC-SPI-DPM の今後の展開についても述べる。

5.2 回折位相顕微鏡（DPM）と 光子計数型シングルピクセルイメージング（PC-SPI）

本節では、従来の共通光路型 DPM とここで提案する PC-SPI-DPM についての概要を述べる。

5.2.1 従来の DPM

まず、図 5.1 (a) に Popescu らにより提案された従来の DPM を示す。DPM においては、通常の干渉計測のように、参照場 $u_r(\mathbf{r}, t)$ と物体場 $u_s(\mathbf{r}, t)$ が照明場 $u_i(\mathbf{r}, t)$ を分割することで生成されるのではない。特に、参照場は物体場から生成される。顕微鏡の像面 IP_1 に配置した平面回折格子 G により、1 次回折光が生じる。この回折光はフーリエ変換レンズ L_2 とそのフーリエ面（FP）に配置されたスペイシャルフィルタ（ピンホール）により高周波成分が除去され DC 成分のみとなる。すなわち、参照場が生成される。その参照場はフーリエ変換レンズ L_3 を通過した後、物体場を与える 0 次回折光と干渉することで、検出器平面 IP_2 上に干渉縞パターンを作られ被測定物体の位相像が算出できる。このような共通光路型 DPM の理論的側面は付録にまとめるが、位相像をうまく算出するためには、コンデンサレンズ L_1 の開口数（NA; numerical aperture）はできるだけ小さくし、物体面上での空間コヒーレンスを担保する必要がある。また、アタッチメントモジュール中のピンホール径もできるだけ小さくしなければならない。そのため、DPM は外部からの振動ノイズに対してロバストであるという強力な利点があるが、その光量利用効率は非常に低くなるという欠点をもつ。

5.2.1 PC-SPI の導入

上述した DPM における光量利用効率の問題を緩和するために、PC-SPI を導入した。それを図 5.1 (b) に示す。ここでは、検出器面上 IP_2 に空間符号化マスクを配置し、干渉縞パターンを一連のアダマル行列から生成したパターンで空間的に符号化する。符号化された光束はシングルチャネル検出器で時系列データとして検出される。一連の測定終了後、干渉縞パターンは逆アダマル変換処理により再構成され、フーリエ変換法を用いて位相像を算出する。このような PC-SPI-DPM においては、PMT のような高感度シングルチャネル検出器が採用でき、空間的なマルチプレックスアドバンテージも期待できるため、上記の光量利用効率の問題はある程度緩和される。加えて、PC 法を採用することから微弱光測定は問題とはならない。このように提案手法は測定感度を向上でき、SPI の本質的な問題点ともいえるダイナミックレンジの問題も緩和できる。

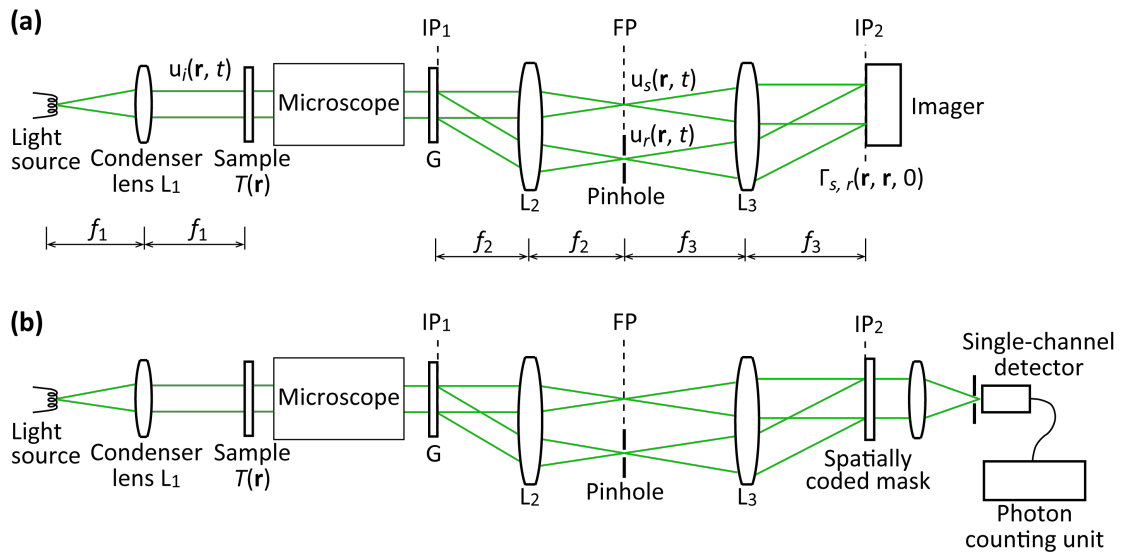


図 5.1 共通光路型干渉 DPM の概要. (a) 従来型 DPM, (b) PC-SPI-DPM.

5.3 装置と構成

図 5.2 に製作した PC-SPI-DPM の光学系を示す。この系は、光源、透過型顕微鏡、DPM モジュール、そして SPI システムから構成されている。赤の点線と緑の実線は、それぞれ代表的な結像光線と照明光線を示す。透過型顕微鏡には市販の倒立型顕微鏡 (ECLIPSE Ts2, Nikon) を用い、その光源を高輝度表面発光型 LED (PT-121-TE, Luminus Devices, center emission wavelength: 528 nm) に交換し、その駆動電流値は ~ 10 A とした。DPM を正常に稼働させるためには、このような高光強度光源だけでなく高い空間コヒーレンス照明が重要である。そのため、光源の像面にアパーチャ ($\phi_1 = 100 \mu\text{m}$) を設置し、 $f_1 = 50$ mm のコリメータレンズ L_1 を用いて物体を照明した。その結果、照明系の NA は ϕ_1/f_1 は約 0.002 となり、極めて小さくなるが、これによって物体面での空間コヒーレンスが担保される [13, 14]。

性能評価のための被測定物体として、シリカガラス基板上に蒸着された厚さ約 100 nm の透明な ITO 層 (SZ-B111P6N, EHC) を用いた。物体の像は、対物レンズ ($4\times$, with NA of 0.13) により IP_1 に結像され、DPM モジュール中の共役面 $IP_2 - IP_4$ に次々と結像される。ここで IP_2 面は顕微鏡のカメラポートである。参照場生成のための回折格子として、透過型ブレード回折格子 (G; #49-575, Edmund Optics, 300 grooves / mm; blaze angle of 17.5° at 520 nm) を IP_3 面に配置した。さらに、アタッチメントモジュール中での共通光路型干渉計測のために、 $2f_2 - 2f_3$ 光学系の中に位置する FP にピンホール (diameter $\phi_2 = 40 \mu\text{m}$) を配置した。ここで $f_2 = 35$ mm、 $f_3 = 100$ mm である。ピンホールの役割は 1 次回折光の空間的なフィルタである (~ 5 nm spectral bandwidth)。0 次光は物体光として利用するためフィルタリングなしに透過させた。最終的にそれらの 0 次と 1 次光は IP_4 面で互いに干渉し、正弦波状の干渉縞パターン (インターフェログラム) を生成する。なお、従来の DPM では、この IP_4 面にカメラを配置し、インターフェログラムを記録していた。それに対し、本研究では SPI を導入するために、デジタルミラーデバイス (DMD; DLP LightCrafter Display 2010, Texas Instruments) を配置し、インターフェログラム像の空間的な符号化を連続して行う。

符号化は、DMD 上の 384×384 枚のマイクロミラーで構成される 128×128 画素に対して符号化マスクを作製した。マイクロミラーのピッチは $5.4 \mu\text{m}$ であり、マスクの 1 画素の間隔は $16.2 \mu\text{m}$ である。その結果、DMD 上で換算した関心領域 (ROI) の大きさは $2.07 \times 2.07 \text{ mm}^2$ となる。干渉縞のフリンジ間隔 p は、後のフーリエ変換処理のキャリア空間周波数として現れ、 $\sim M\Lambda = 9.5 \mu\text{m}$ [29] で与えられる。ここで、 M は $2f_2 - 2f_3$ 光学系の倍率であり、 Λ は回折格子の格子間隔である。ここで、得られた p の値は、DMD 上に作成したマスクのピッチを考慮すると、ナイキストサンプリング定理を満たすには小さすぎた。

そこで、15 倍の拡大レンズ（図には記載していない）をさらに追加した。その結果、実際の倍率は 42.9 となり、DMD 上のフリンジパターンの間隔は $142.5\ \mu\text{m}$ となった。これは約 26 枚のマイクロミラーの長さに相当し、ROI 中に約 14 本のフリンジが存在することになった。DPM 設計における他の重要な要素として、アパーチャ径 ϕ_1 とピンホール径 ϕ_2 の選択がある。本光学系では、参考文献 [13] と [14] を考慮し、 $\phi_1/f_1 = 0.002$ とした。他方、 $\phi_2 = 40\ \mu\text{m}$ としたが、それは光強度増加に伴う SN 比の増加と位相測定精度低下のトレードオフを考慮して決定した。

ここでは SPI のためにアダマール変換イメージング (HTI) 法を用いた。HTI ではアダマール行列から生成される直交した一連の符号化マスクを用いるが、それにしたがって DMD で入射光束の変調を行った。そこからの反射光束は PMT (H6780-01, Hamamatsu Photonics) に入射し、その出力は時系列データとして記録される。ここで、光子計数法を採用することにより、微弱光への対応と検出系の高ダイナミックレンジ化を可能にする。そのために、PMT の出力にはパルスアンプ (C6438-01, Hamamatsu Photonics) とディスクリミネータとカウンタユニットを接続し計数した。

最終的に、インターフェログラムイメージは逆アダマール変換により再構成されるが、それから QP イメージを抽出する方法は 2 つある。一つはフーリエ変換法 [30]、もう一つはヒルベルト変換法 [7] である。2 つの方法は周波数フィルタリングという点で本質的に同じであるが、キャリア周波数成分を除去するために null 測定が不要であるという点を考慮して前者を採用した。

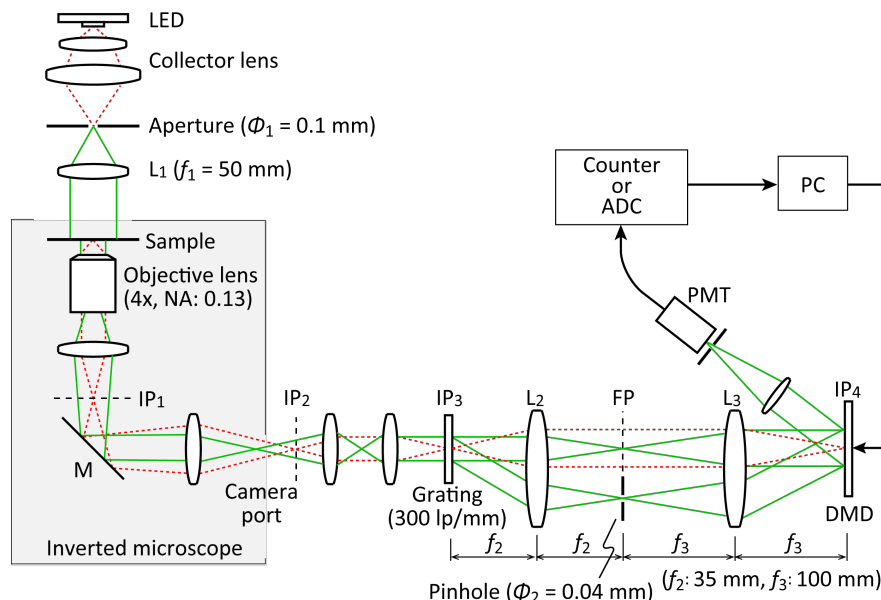


図 5.2 PC-SPI-DPM システムの概要. 照明系, 倒立顕微鏡, DPM モジュール (共通光路型干渉計), PC-SPI システムで構成される. 赤色点線は結像系を, 緑色実線は照明系を示す.

5.4 実験結果と考察

5.4.1 透明薄膜の膜厚計測

原理検証実験として、シリカガラス上に蒸着された透明な ITO 層の膜厚を計測した。図 5.3 (a) にその試料の透過像を示す。ここで、ROI ($48.3 \times 48.3 \mu\text{m}^2$) を破線で示す。シリカガラス基板と ITO 層の段差は赤線 $x-x'$ 上に存在している。図 5.3 (b) には、それを原子間力顕微鏡 (OLS3500-PTU, Olympus, depth resolution: 1.0 nm) で測定した断面プロフィールを示す。測定された段差高さは約 125 nm であった。

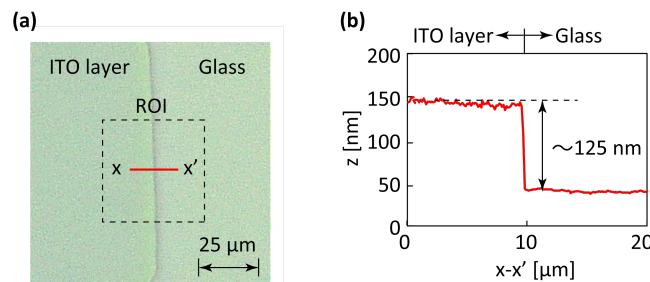


図 5.3 (a) 試料の透過像, (b) 原子間力顕微鏡で測定した (a) 中の $x-x'$ 断面のプロファイル. ガラス基板上に蒸着された ITO 層の厚さが 125 nm であることを示す.

前節で述べたように、SPI において信号検出系のダイナミックレンジは再構成像の再現性に大きく影響する。これは、符号化した物体の空間的な情報をすべてまとめてシングルチャネル検出器へ入射させているためであり、微小な信号レベルの変化の識別が重要となる。その点で、PC-SPI では原理的に測定時間を任意に設定できるため、ダイナミックレンジを無限大に拡大できる。そこで、PC-SPI-DPM の効果を確認する目的で、アナログ検出方式 SPI-DPM とここで提案した PC-SPI-DPM で得られる QP イメージの比較を行った。総照明マスク数は $N=16,384$ とし、 128×128 画素とした。

図 5.4 (a) にアナログ方式 SPI による再構成像を示す。ここでは、12-bit ADC を使用し、PMT 後段に接続したローパスフィルタの時定数を 40 ms (load resistance: 1 M Ω ; capacitance: 0.01 μF) とした。(b) は (a) で示したインターフェログラムのパワースペクトルを示す。図中の線分 A-A' の断面図を下段に示すが、大きな直流成分の背景光と 2 つの小さな干渉ピークが確認できる。このインターフェログラムイメージにフーリエ変換法 [30] を適用することで、(c) に示す QP イメージを得た。しかし、この位相イメージは元の物体を正確に再現できておらず、B-B' 区間の断面プロフィールは図 5.3 (b) に示したものとは異なっている。その理由は、ADC のダイナミックレンジが不十分であった

ことにより再構成されたインターフェログラムの信号対雑音比 (SNR) が低かったことによる。

そこで、(d) に PC-SPI で取得したインターフェログラムイメージを示す。ここでの光子計数値は、約 4×10^5 個 counts / pattern である。測定時間はアナログ方式の場合と同じ 40 ms / pattern とした。図 5.4 (e) と (f) にそれぞれパワースペクトルイメージと QP イメージを示す。いずれもアナログ方式の場合よりも明瞭な像が取得できており、ITO 層の QP イメージを正確に取得することができた。これは検出系のダイナミックレンジを 4,096 (12-bit) から約 4×10^5 に拡大したことが寄与している。さらに明瞭な像を取得するため、測定時間を 400 ms / pattern に伸ばし、光子計数値を約 4×10^6 counts / pattern に増やした。このときの結果を (g) - (i) に示す。その結果、インターフェログラムとパワースペクトラムをさらに高い SNR で取得することができ、最終的に得られる QP イメージも同様であった。ITO 層の屈折率 1.89 (550 nm) [31] を考慮すると、(i) に示す B-B' 区間の位相差は 1.32 rad. となり、それに対応する光学的厚さは約 125 nm となった。この値は AFM で測定した膜厚に非常によく一致した。

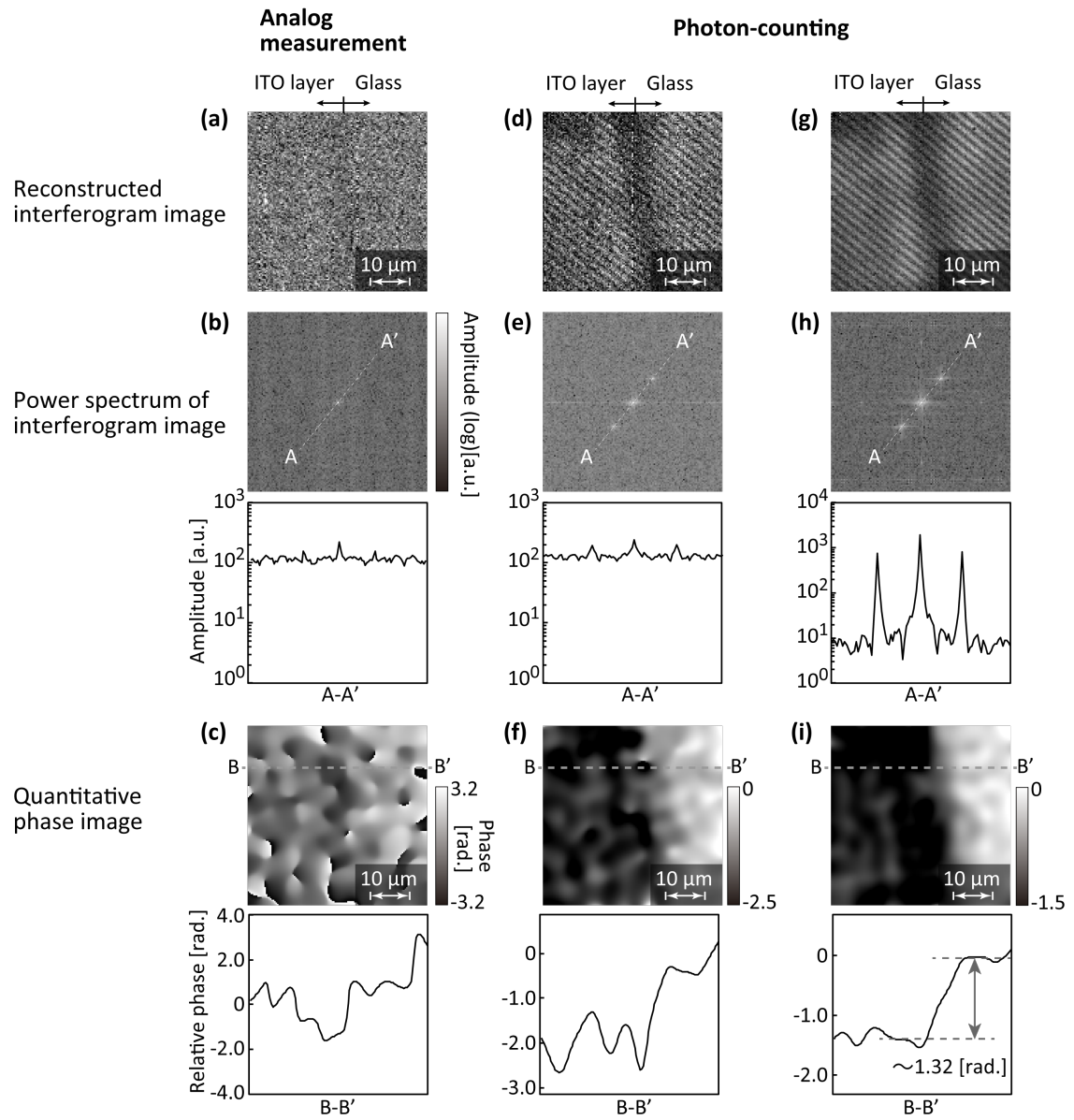


図 5.4 SPI-DPM によるシリカガラス上に蒸着された ITO 層の測定結果. 左側 (a) - (c) : アナログ方式 SPI による測定結果 (40 ms / pattern), 中央 (d) - (f) : PC-SPI-DPM による測定結果 ($\sim 4 \times 10^5$ counts, 40 ms / pattern), 右側 (g) - (i) : PC-SPI-DPM による測定結果 ($\sim 4 \times 10^6$ counts, 400 ms / pattern). 上段 : 再構成されたインターフェログラムイメージ, 中段 : インターフェログラムイメージをフーリエ変換して取得したパワースペクトラムイメージ, 下段 : フーリエ変換法により再構成された QP イメージ.

5.4.2 画質の評価

PC-SPI-DPM 光学系の性能を評価するため、マスクパターンの露光時間を変え、平均光子数の関数として再構成されたインターフェログラムイメージの SNR を評価した。SNR の定義として、図 5.5 (a) に示すように 1 次回折成分のピーク強度とノイズフロアの平均値の比とした。被測定物体は前節と同様である。(b) はそれらをプロットした結果であり、点線はそれらに対数フィットした結果である。これより、SN 比は計数される光子数の増加に従い増加することがわかる。次に、再構成された QP イメージの空間的な位相ノイズについて評価した。(c) に評価に使用した ROI を示す。ここで P_1 と P_2 はそれぞれ ITO 層領域とシリカガラス領域に対応する。評価手法として、 P_1 と P_2 の両方の領域における空間的な標準偏差 (SD) を位相誤差として用いた。(d) に SD 値を平均光子数の関数としてプロットした結果を示す。これより位相ノイズは平均光子数の増加につれて減少することが分かる。これらの結果は提案した PC-SPI-DPM システムが良好に動作していることを示す。

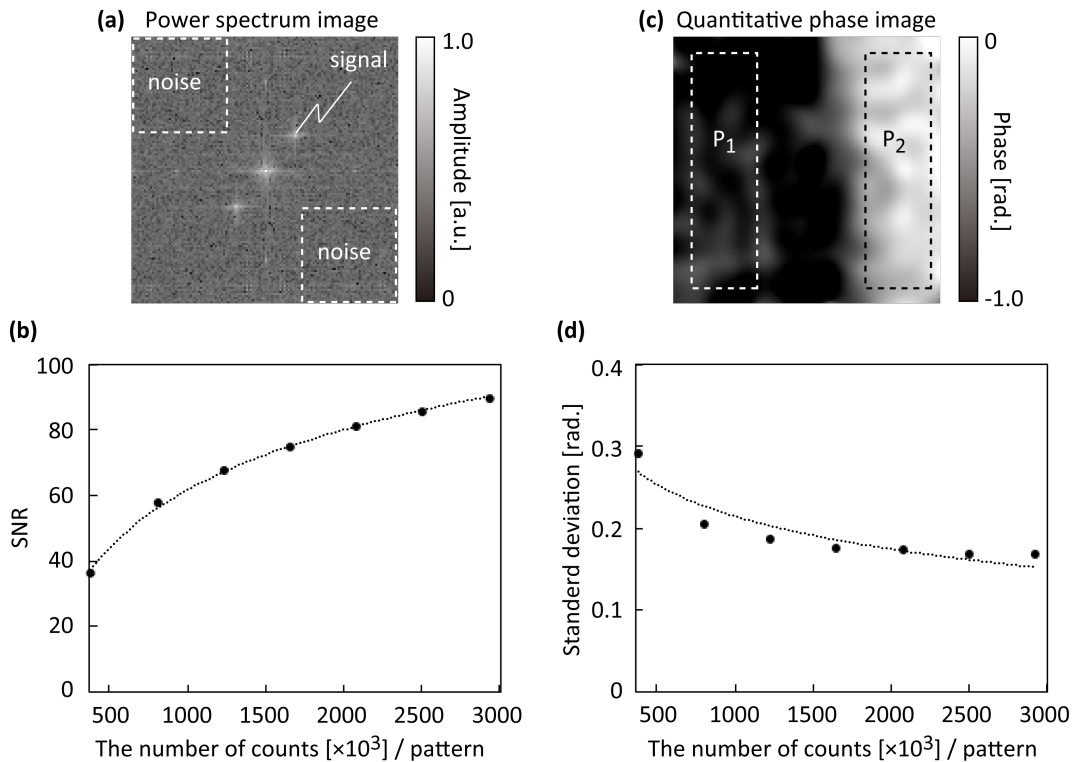


図 5.5 PC-SPI-DPM システムにより取得したイメージの画質の評価. (a) 平均光子計数値 $\sim 4 \times 10^6$ の時のパワースペクトラムイメージ, (b) (a) より算出した SNR と平均光子計数値との関係, (c) 平均光子計数値 $\sim 4 \times 10^6$ の時の再構成 QP イメージ, (d) (c) より算出した標準偏差 (SD) と平均光子計数値との関係.

5.5 今後の展望

顕微 QPI において、DPM は市販の顕微鏡に容易に後付できるモジュールとして提案された。DPM は共通光路型干渉計で構成されるため、外乱に対するロバスト性が特長である。しかし、光量利用効率は、高い空間コヒーレンスの担保とスペイシャルフィルタリングのためのピンホールの挿入の必要性で一般に低い。本光学系においても、光量は物体面から IP₄面までで、約 1/2,000 にまで低下した。そのため、高輝度光源と高感度カメラの両方が必要となる。本研究では高輝度 LED を用い、高感度な PMT が使用できる SPI 法を導入した。PMT を使用することの他の利点として、光子計数法を導入でき、DPM のダイナミックレンジと感度の問題を同時に解決できる。残された問題は測定時間である。例えば、図 5.4 (f) の位相イメージでは、その測定に約 10 分を要した。さらに高スループットでコンパクトな光学系を設計するか、または DMD の取扱を工夫して光の収集効率を高める必要がある [32-35]。また、必要に応じて CS 技術等を用い測定時間の短縮が考えられる。

さらに、QPI を用いた細胞の観察において、屈折率の異なる媒質を用いてそれぞれ QP 値を測定することで、屈折率と厚さの情報を分離し細胞の乾燥質量を求めることができる [1,2]。しかし、この方法では、媒質を入れ替える作業が必要となり実用的でないことが知られている。それに対し、異なる波長で QP イメージを取得することで得られる物体の屈折率分散からその物質を同定し、厚さの情報を取得することができる。このような多波長 QP イメージを取得するために、これまでに 3 種類の方法が提案されており、1 つは白色光源と分光フィルタを用いる方法 [11]、2 つ目は、複数の単色光源と RGB カメラを用い、赤、緑、青のイメージに分ける方法 [36]、そして 3 つ目は 1 次回折光と 2 次回折光を同時に空間フィルタリングする手法 [29] である。しかし、ここで提案した SPI-DPM はさらに精密な多波長位相イメージを取得する別の可能性をもつ。その構成の一例を図 5.6 (a) に示す。この構成においては、図 5.2 で示した PMT の位置にマルチチャンネル分光器の入射ファイバー端を配置する。DMD での一連のマスクパターン切り替え毎にスペクトルを測定することで、図 5.2 の場合と同じ手順で波長エレメント毎の QP イメージが再構成される。このようなシステムは、例えば波長依存性を有する試料の測定に有用である。(b) にもう一つ別の可能性を示す。これはマルチチャンネルロックイン QPI システムである。この場合、異なる周波数で変調された発光波長の異なる複数の LED を光源として用いる。そして、PMT からの出力が光源の変調周波数に同期して動作するマルチチャンネルロックインアンプに送られる。それによって、多波長 QP イメージを同時に取得することができる。光子計数法を用いたデジタルロックインアンプ構成にすれば、微弱光に対応しやすい。現象が繰り返す場合には、時間分解 QPI も [18, 27] と同じ手順

で実施できる。

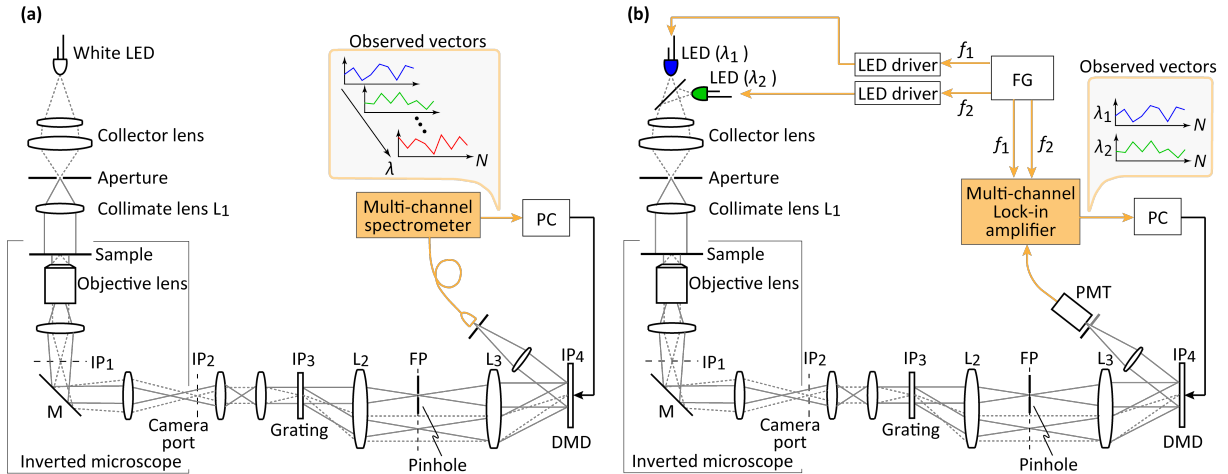


図 5.6 SPI-DPM 法の将来的な展開の可能性. (a) マルチチャネル分光器を用いた多波長 QPI システム, (b) マルチチャネルロックイン検出法を用いた多波長 QPI システム.

5.6 結言

本章では、SPI の位相計測への応用という観点で、微弱光計測に特化した高感度な光子計数型顕微定量位相イメージング法の提案と実証を行った。そのために、市販の顕微鏡に共通光路型干渉計モジュールを追加した構成の回折位相顕微鏡 (DPM) を用いた。その特長は、外部からの機械的振動に対してロバストであり、また、構築が容易であるということである。光子計数法を採用することで、DPM の問題点である光の利用効率を改善すると同時に、SPI で問題となる検出系のダイナミックレンジの問題が緩和できること示した。また、今後の装置的な発展系を示した。

付録

A1. DPM の理論的側面

この付録では、Popescu らにより提案された共通光路型 DPM [13, 14] の理論的側面を記述する。従来の干渉計では、照明光の電場は 2 次元の座標ベクトル \mathbf{r} と時間 t の関数として $u_i(\mathbf{r}, t)$ と表現でき、これがそのまま参照光の電場 $u_r(\mathbf{r}, t)$ となる。一方、物体光の電場 $u_s(\mathbf{r}, t)$ は $T(\mathbf{r}) u_i(\mathbf{r}, t)$ で与えられる。ここで、 $T(\mathbf{r})$ は物体の振幅透過率とした。この場合、時間遅延零 ($\tau=0$) での空間依存の時間相互相関関数は、 $\Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0) = \langle u_s(\mathbf{r}, t) u_r^*(\mathbf{r}, t) \rangle$ で与えられる。記号 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を示し、 $*$ は複素共役を示す。このとき一般化された Wiener-Khintchine の定理より、 $\Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0) = \int W_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) d\omega$ が成立し、 $W_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) = \langle U_s(\mathbf{r}, \omega) U_r^*(\mathbf{r}, \omega) \rangle$ となる。この $W_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega)$ は相互スペクトル密度であり、 $U_s(\mathbf{r}, \omega)$ と $U_r(\mathbf{r}, \omega)$ はそれぞれ $u_s(\mathbf{r}, t)$ と $u_r(\mathbf{r}, t)$ のフーリエ変換である。したがって、 $\Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0) = T(\mathbf{r}) \langle U_i(\mathbf{r}, \omega) U_i^*(\mathbf{r}, \omega) \rangle$ となる。そのため $\arg[\Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0)] = \arg[T(\mathbf{r})]$ となって、正確に位相像を取得することができる。

共通光路型 QPM においては、参照光の電場のフーリエ変換 $U_r(\mathbf{r}, \omega)$ は物体光の電場のそれである $U_s(\mathbf{r}, \omega)$ から生成される。すなわち $U_r(\mathbf{r}, \omega) = \int U_s(\mathbf{r}', \omega) h_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$ で与えられる。ここで、 $h_0(\mathbf{r})$ は図 5.1 (a) に示したレンズ L_2 のフーリエ面に挿入されたスペイシャルフィルタの幾何学的形状のフーリエ変換である。そのため、スペイシャルフィルタとして非常に小さいピンホールを用いたとき、それは近似的にデルタ関数となるので、検出器面 IP_2 全面で $h_0(\mathbf{r})$ は定数になる。一方で、スペイシャルフィルタが無い場合、 $h_0(\mathbf{r})$ はデルタ関数に近づく。このとき、検出器面上での $\Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0)$ は

$$\begin{aligned} \Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0) &= \int W_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) d\omega = \int \langle U_s(\mathbf{r}, \omega) U_r^*(\mathbf{r}, \omega) \rangle d\omega \\ &= T(\mathbf{r}) \iint W_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) d\omega h_0^*(\mathbf{r}-\mathbf{r}') T^*(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (A1)$$

となる。ここで、 $W_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \langle U_i(\mathbf{r}, \omega) U_i^*(\mathbf{r}', \omega) \rangle$ は物体面での照明場の相互スペクトル密度である。簡単のために、物体面と検出器面を同一の位置ベクトル \mathbf{r} で表わす。電場は統計的に定常としてもよいので、近似的に $W_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = W_i(\mathbf{r}-\mathbf{r}', \omega)$ とできる。したがって、以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} \Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0) &= T(\mathbf{r}) \int \int W_i(\mathbf{r}-\mathbf{r}', \omega) d\omega h_0^*(\mathbf{r}-\mathbf{r}') T^*(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ &= T(\mathbf{r}) \left(\int T(\mathbf{r}') \Gamma_i^*(\mathbf{r}-\mathbf{r}') h_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \right)^* . \end{aligned} \quad (A2)$$

したがって、最終的に定量位相は次式で与えられる。

$$\arg[\Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0)] = \arg[T(\mathbf{r})] - \arg\left[\int T(\mathbf{r}') \Gamma_i^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}') h_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}'\right]. \quad (\text{A3})$$

この式から以下のことが分かる。まず、照明のコンデンサレンズ L_1 の NA が 0 に近づくと $\Gamma_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ は定数になり、空間的コヒーレント照明となる。逆に NA が大きくなると、デルタ関数になり空間的インコヒーレント照明となる。 $\Gamma_i(\mathbf{r})$ と $h_0(\mathbf{r})$ が定数になる場合にのみ、光学的スループットを犠牲にして、完全位相画像 $\arg[T(\mathbf{r})]$ が得られる。それは空間コヒーレント照明で、かつデルタ関数状の空間フィルタリングの場合である。その条件が成立しない場合には、 $\arg[\Gamma_{s,r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0)]$ は $\arg[T(\mathbf{r})]$ と完全には等しくならない。すなわち、物体の位相イメージの高空間周波数成分が失われる。以上が DPM システムの設計の本質的事項である。本研究の要点は、図 5.1 (b) に示したように、PC を用いた SPI 技術を DPM に導入することで光量利用効率の問題を緩和したことである。

本章に関して発表した論文

K. Shibuya, H. Araki, and T. Iwata, “Photon-counting-based diffraction phase microscopy combined with single-pixel imaging”, *Japanese Journal of Applied Physics* **57**, 042501 (2018).

第 6 章

総括

6.1 本研究の成果

本研究は、分光計測分野でのマルチプレックススペクトル測定法が起源とも考えられるシングルピクセルイメージング (SPI) を整理したうえで、新たな応用計測手法を提起するという目的で行った。代表的な SPI としてアダマール変換イメージング (HTI) が挙げられるが、これは従来の可視波長域でのアダマール分光法を単純に 2 次元に拡張したものである。一方で、量子光学を起源とするゴーストイメージングから派生した計算機ゴーストイメージング (CGI) が報告されている。本研究では、その CGI をランダムマスクと相関演算により画像を再構成する SPI と位置づけた。

そのようにして、第 2 章では、HTI と CGI の復元画像の比較を数値計算、実験の両面で行った。その結果、当然ではあるが、同一測定条件ならば解析的に解を求めることができる HTI は、CGI に対して優位性があるということを定量的に示した。一方で、CGI は照明マスクの照射回数に制限がないため、それによる平均効果による画質向上が期待できる。いずれにしてもこのような SPI は、走査型イメージング法と比較すれば、検出器雑音が支配的な場合にはマルチプレックスアドバンテージが保持されていることを再確認した。

第 3 章では、SPI の空間分解を向上させる目的で、ノーマル方式サブピクセルシフト法 (NSPS) とインターリーブ方式サブピクセルシフト法 (ISPS) と筆者らが名付けた 2 種類のサブピクセルシフト法を新たに導入した。それに派生させて、擬似逆行列演算処理を用いる画像再構成法を提案し、数値計算と実験の両面でその効果を確認した。さらに、透過型顕微鏡に組み込んでサブミクロンサイズのダブルスリットを SPS-CHI (サブピクセルシフト巡回アダマール変換型イメージング) 法で再構成し、投影マスクの約 1/10 の

空間分解を達成できることを確認した。さらには、ここで提案した SPS 法の回折限界を超える測定の可能性をも示唆した。

第 4 章では、SPI の応用展開と位置付けて、超精密分光法として知られるデュアルコム分光法 (DCS) を用いたハイパースペクトルイメージング法を開発した。これは、SPI が高速な繰り返し現象に対応できるという特長を活かしたものである。DCS からのサブ GHz オーダのインターフェログラムを取得することで、周波数 191.5 THz (波長 1,565 nm) 近傍で 100 MHz (~ 0.82 pm) 間隔のコム状スペクトルのイメージを分解して取得できることを初めて示した。さらに、それらの位相スペクトルを算出することで、膜厚 70 nm の Cr 薄膜の膜厚分布画像を取得することにも成功した。このような DCS-SPI は、機械的走査機構が全く不要であるという点も含めて、超精密分光イメージング法の一つとして極めて有用な手法といえる。

第 5 章では、位相計測という観点での応用研究と位置付けて、定量位相イメージング法の一つの形態である回折位相顕微鏡 (DPM; diffraction phase microscopy) に着目した。本研究では特に微弱光計測に特化させ、光子計数法を用いた SPI を導入することで、高感度な定量位相イメージングが実現できることを初めて示した。光子計数法の導入によって、通常の SPI で問題となる検出系のダイナミックレンジの問題が緩和できることも指摘した。提案手法は多波長同時分光イメージングへの展開が期待できる。

6.2 まとめと展望

SPI は、デジタルマイクロミラーデバイス (DMD) や空間光変調器 (SLM) といった素子の登場により再創出された技術であると言ってもよい。そして、圧縮センシング (CS) のアルゴリズムの開発や改良と相まって、現在も様々な応用計測が展開されている。一方、上述の CGI については、その方向性が必ずしも明確とは言えない。そのため、本研究では CGI を SPI に内包される技術と位置づけた。しかし、SPI にしてもそれでないに対応できないといった例は、さほど多くは報告されていないのが実情である。SPI の利点は、信号とは独立な雑音に対するマルチプレックスアドバンテージ、極微弱光への対応性、高速現象への対応性、多岐に亘る波長選択性、検出系の小型化など、すべて単一の検出器を用いることから派生している。したがって、第 3 章で提案した系は、HTI でのマスクの空間分解を超えることに留まらず、光学系の回折限界をも超える可能性を示したという点で意義があると思われる。第 4 章で提案した DCS-SPI は、近赤外波長域でのマルチプレックスアドバンテージの可能性と高速現象に対応という点で意義がある。また、第 5 章で提案した PC-SPI-DPM は、微弱光対応に加え、多波長ロックイン計測などの時間分解分光イメージングに展開できるという点で意義があると思われる。

しかし、SPI の致命的な欠点として、測定時間の問題が挙げられる。イメージングにおいてはいつでもフレームレートが非常に重要である。圧縮センシング (CS) の導入により改善ができる場合があるとは言うものの、高フレームレートでのイメージングはやはり困難が伴う。活路を見出すとするならば、時間領域での SPI が方向性の 1 つであろう。波長情報を犠牲にして、時間的にチャープ変調させたパルス光を波長分散素子により空間に展開し、対象物体の空間的な情報を取得する方法なども報告されている [1, 2]。しかし、どのような場合であっても高フレームレート化の要求に応えようとする、検出器に入射する光子数が減少してしまう。したがって、最終的には光源の輝度の増大や検出系の感度向上を目指すという、計測の当たり前の道筋をとることになる。古くから存在する SPI ではあるが、汎用性ということにあまり強くはとらわれず、進展している高速デバイスなどを柔軟に取り入れて、それぞれの目的に特化した系を構築することが必要であると考ええる。

略語一覽

ADC: analog to digital converter
APD: avalanche photodiode
BBO: β -BaB₂O₄
BPF: band-pass filter
BS: beam splitter
CS: compressive sensing
CCD: charge coupled device
CGI: computational ghost imaging
CHI: cyclic Hadamard imaging
CHM: cyclic Hadamard matrix
CMN: common mode noise
CMOS: complementary metal oxide semiconductor
CNR: contrast to noise ratio
CT: computed tomography
CW: continuous wave
DC: direct current
DCS: dual-comb spectroscopy
DCTI: discrete cosine transform imaging
DMD: digital mirror device
DPM: diffraction phase microscopy
ECLD: external-cavity laser diode
EM-CCD: electron multiplying-CCD
EOM: electro-optic modulator
FIB: focused ion beam
FOV: field of view
FP: Fourier plane
FSR: free spectral range
FT-IR: Fourier transform infrared spectroscopy
FTS: Fourier transform spectroscopy
FWHM: full-width half-maximum
 f_{rep} : pulse repetition frequency
 f_{ceo} : carrier envelope offset frequency
GI: ghost imaging

HB: Hanbury Brown and Twiss
HTI: Hadamard transform imaging
HWP: half wave plate
HWTI: Haar wavelet transform imaging
II: image intensifier
IP: image plane
ISPS: interleaved subpixel shift
ITO: indium tin oxide
LCOS-SLM: liquid crystal on silicon-SLM
LD: laser diode
MC: multi channel
MEMS: micro electro mechanical systems
MRI: magnetic resonance imaging
MX: multiplex
NA: numerical aperture
NDF: neutral density filter
NSPS: normal subpixel shift
OFC: optical frequency comb
PBS: polarizing beam splitter
PC: photon counting
PMT: photomultiplier tube
QEP-GI: quantum entanglement photon-GI
QEPP: quantum entangled photon pair
QP: quantitative phase
QPI: quantitative phase imaging
RF: radio frequency
ROI: region of interest
SC: single channel
sCMOS: scientific-CMOS
SI: scanning imaging
SLM: spatial light modulator
SNR: signal to noise ratio
SPDC: spontaneous parametric down conversion
SPI: single-pixel imaging
SPS: subpixel shift
Th-GI: thermal GI

参考文献

[1 章]

- [1] H. Gernsheim, and A. Gernsheim, “Re-discovery of the world’s first photograph,” *Image: Journal of Photography of the George Eastman House* **1**, 1 (1952), and *The Photographic Journal* **92 A**, 118, (1952).
- [2] A. V. Phelps and J. L. Pack, “Measurement of Time Varying Optical Absorption,” *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 45 (1955).
- [3] 近 璋三, “光電子増倍管を用いた高速発光現象測定装置の研究,” *応用物理* **27**, 551 (1958).
- [4] G. P. Vella-Coleiro and T. J. Nelson, “Stroboscopic observation of magnetic bubble circuits using a gated image-intensifier tube,” *Appl. Phys. Lett.* **24**, 397 (1974).
- [5] R. N. Ibbett, D. Aspinall, and J. F. Grainger, “Real-time multiplexing of dispersed spectra in any wavelength region,” *Appl. Opt.* **7**, 1089 (1968).
- [6] J. A. Decker and M. O. Harwitt, “Sequential encoding with multislit spectrometers,” *Appl. Opt.* **7**, 2205 (1968).
- [7] N. J. Sloane, T. Fine, P. G. Phillips, and M. Harwit, “Codes for multiplex spectrometry Sequential encoding with multislit spectrometers,” *Appl. Opt.* **8**, 2103 (1969).
- [8] L. Mertz and N. O. Young, “Mock Interferometry Part I A Spectroscopic Application,” *J. Opt. Soc. Am.* **50**, AD11_4 (1960).
- [9] A. Girard, “Spectromètre à Grilles,” *Appl. Opt.* **2**, 79 (1963).
- [10] J. Connes, “Recherches sur la spectroscopie par transformation de Fourier (Spectroscopic Studies Using Fourier Transformations),” *Rev. Opt.* **40**, 45, 116, 171, 231 (1961).
- [11] L. Mertz, “Transformations in Optics,” *John Wiley & Sons, Inc.* (1965).
- [12] P. B. Fellgett, “The theory of infrared sensitivities and its application to investigations of stellar radiation in the near infrared,” *Ph. D. thesis: Univ. of Cambridge* (1949), and P. B. Fellgett, “A propos de la théorie du spectromètre interferential multiplex,” *J. Phys. Radium* **19**, 187 (1958).
- [13] S. Kawata, “Multichannel Fourier transform spectroscopy,” *J. Spectrosc. Soc. Jpn.* **38**, 415 (1989).
- [14] 西 師毅, “フーリエ分光法,” *電子技術総合研究所調査報告*, **169** (1970).

-
- [15] P. R. Griffiths, and J. A. de Haseth, "Fourier Transform Infrared Spectroscopy," *John Wiley & Sons*, (1986).
 - [16] K. Shibuya, Y. Mizutani, H. Yamamoto, T. Yasui, and T. Iwata, "Optical detection of micro defect by single-pixel imaging," *CLEO Pacific Rim 2015*, 27I2_3, (2015).
 - [17] E. J. Candes, J. Romberg, and T. Tao, "Robust uncertainty principles: exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information," *IEEE Trans. Inf. Theory* **52**, 489 (2006).
 - [18] D. L. Donoho, "Compressed sensing," *IEEE Trans. Inf. Theory* **52**, 1289 (2006).
 - [19] M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takhar, J. N. Laska, T. Sun, K. F. Kelly, and R. G. Baraniuk, "Single-pixel imaging via compressive sampling," *IEEE Signal Process. Mag.* **25**, 83 (2008).
 - [20] J. A. Decker, "Hadamard-Transform Image Scanning," *Appl. Opt.* **9**, 1392 (1970).
 - [21] S. J. Olivas, Y. Rachlin, L. Gu, B. Gardiner, R. Dawson, J. P. Laine, and J. E. Ford, "Characterization of a compressive imaging system using laboratory and natural light scenes," *Appl. Opt.* **52**, 4515 (2013).
 - [22] M. Alemohammad, J. R. Stroud, B. T. Bosworth, and M. A. Foster, "High-speed all-optical Haar wavelet transform for real-time image compression," *Opt. Express* **25**, 9802 (2017).
 - [23] D. N. Klyshko, "Effect of focusing on photon correlation in parametric light scattering," *Sov. Phys. JETP* **67**, 1131 (1988).
 - [24] A. V. Belinsky, and D. N. Klyshko, "Two-photon optics diffraction holography and transformation of two-dimensional signals," *Sov. Phys. JETP* **78**, 259 (1994).
 - [25] M. Fuwa, S. Takeda, M. Zwierz, H. M. Wiseman, and A. Furusawa, "Experimental proof of nonlocal wavefunction collapse for a single particle using homodyne measurements," *Nat. Commun.* **6**, 6665 (2015).
 - [26] D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko, and Y. H. Shih, "Observation of Two-Photon "Ghost" Interference and Diffraction," *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3600 (1995).
 - [27] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, "Optical imaging by means of two photon quantum entanglement," *Phys. Rev. A* **52**, R3429 (1995).
 - [28] A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, "Role of Entanglement in Two-Photon Imaging," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 123602 (2001).
 - [29] R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, "Two-Photon" Coincidence Imaging with a Classical Source," *Phys. Rev. Lett.* **89**, 113601 (2002).
 - [30] A. Valencia, G. Scarcelli, M. D'Angelo, and Y. Shih, "Two-Photon Imaging with Thermal Light," *Phys. Rev. Lett.* **94**, 63601 (2005).
 - [31] F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti, M. Bache, E. Brambilla, and L. A. Lugiato, "High-Resolution Ghost Image and Ghost Diffraction Experiments with Thermal Light," *Phys. Rev. Lett.* **94**, 183602 (2005).
 - [32] A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache, and L. A. Lugiato, "Ghost Imaging with Thermal Light: Comparing Entanglement and Classical Correlation," *Phys. Rev. Lett.* **93**, 93602 (2004).
-

-
- [33] L. G. Wang, S. Qamar, S. Y. Zhu, and M. S. Zubairy, “Hanbury Brown-Twiss effect and thermal light ghost imaging: A unified approach,” *Phys. Rev. A* **79**, 33835 (2009).
 - [34] エミールウォルフ, 白井智宏, “光のコヒーレンスと偏光理論,” 京都大学学術出版会 (2009).
 - [35] A. F. Abouraddy, P. R. Stone, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, “Entangled-Photon Imaging of a Pure Phase Object,” *Phys. Rev. Lett.* **93**, 213903 (2004).
 - [36] P. A. Morris, R. S. Aspden, J. E. C. Bell, R. W. Boyd, and M. J. Padgett, “Imaging with a small number of photons,” *Nat. Commun.* **6**, 5913 (2015).
 - [37] G. Scarcelli, V. Berardi, and Y. Shih, “Phase-conjugate mirror via two-photon thermal light imaging,” *Appl. Phys. Lett.* **88**, 61106 (2006).
 - [38] L. Basano and P. Ottonello, “Experiment in lensless ghost imaging with thermal light,” *Appl. Phys. Lett.* **89**, 91109 (2006).
 - [39] R. E. Meyers, K. S. Deacon, and Y. Shih, “Turbulence-free ghost imaging,” *Appl. Phys. Lett.* **98**, 111115 (2011).
 - [40] C. Zhao, W. Gong, M. Chen, E. Li, H. Wang, W. Xu, and S. Han, “Ghost imaging lidar via sparsity constraints,” *Appl. Phys. Lett.* **101**, 141123 (2012).
 - [41] W. Gong, C. Zhao, H. Yu, M. Chen, W. Xu, and S. Han, “Three-dimensional ghost imaging lidar via sparsity constraint,” *Sci. Rep.* **6**, 26133 (2016).
 - [42] G. Scarcelli, V. Berardi, and Y. Shih, “Can Two-Photon Correlation of Chaotic Light Be Considered as Correlation of Intensity Fluctuations?,” *Phys. Rev. Lett.* **96**, 63602 (2006).
 - [43] A. Gatti, M. Bondani, L. A. Lugiato, M. G. A. Paris, and C. Fabre, “Comment on “can two-photon correlation of chaotic light be considered as correlation of intensity fluctuations?”,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 039301 (2007).
 - [44] G. Scarcelli, V. Berardi, and Y. H. Shih, “Scarcelli, Berardi, and Shih Reply:,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 39302 (2007).
 - [45] J. H. Shapiro and R. W. Boyd, “The physics of ghost imaging,” *Quantum Inf. Process.* **11**, 949 (2012).
 - [46] J. H. Shapiro, “Computational ghost imaging,” *Phys. Rev. A* **78**, 061802(R) (2008).
 - [47] Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, “Ghost imaging with a single detector,” *Phys. Rev. A* **79**, 53840 (2009).
 - [48] D. Pelliccia, A. Rack, M. Scheel, V. Cantelli, and D. M. Paganin, “Experimental X-Ray Ghost Imaging,” *Phys. Rev. Lett.* **117**, 113902 (2016).
 - [49] R. I. Khakimov, B. M. Henson, D. K. Shin, S. S. Hodgman, R. G. Dall, K. G. H. Baldwin, and A. G. Truscott, “Ghost imaging with atoms,” *Nature* **540**, 100 (2016).
 - [50] B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman, and M. J. Padgett, “3D computational imaging with single-pixel detectors,” *Science* **340**, 844 (2013).
 - [51] P. Clemente, V. Durán, V. Torres-Company, E. Tajahuerce, and J. Lancis, “Optical encryption based on computational ghost imaging,” *Opt. Lett.* **35**, 2391 (2010).
 - [52] P. Ryczkowski, M. Barbier, A. T. Friberg, J. M. Dudley, and G. Genty, “Ghost imaging in the time domain,” *Nat. Photon.* **10**, 167 (2016).
-

-
- [53] Y. K. Xu, S. H. Sun, W. T. Liu, G. Z. Tang, J. Y. Liu, and P. X. Chen, "Detecting fast signals beyond bandwidth of detectors based on computational temporal ghost imaging," *Opt. Express* **26**, 99 (2018).
 - [54] F. Devaux, P. A. Moreau, S. Denis, and E. Lantz, "Computational temporal ghost imaging," *Optica* **3**, 698 (2016).
 - [55] P. Ryczkowski, A. T. Friberg, J. M. Dudley, and G. Genty, "Wavelength-multiplexed computational temporal ghost imaging," *CLEO Europe*, CI_3_1 (2017).
 - [56] B. H. Kolner and M. Nazarathy, "Temporal imaging with a time lens," *Opt. Lett.* **14**, 630 (1989).
 - [57] R. Salem, M. A. Foster, and A. L. Gaeta, "Application of space-time duality to ultrahigh-speed optical signal processing," *Adv. Opt. Photonics* **5**, 274 (2013).
 - [58] P. Ryczkowski, M. Barbier, A. T. Friberg, J. M. Dudley, and G. Genty, "Magnified time-domain ghost imaging," *APL Photonics* **2**, 46102 (2017).
 - [59] P. Janassek, S. Blumenstein, and W. Elsäßer, "Ghost Spectroscopy with Classical Thermal Light Emitted by a Superluminescent Diode," *Phys. Rev. Appl.* **9**, 21001 (2018).
 - [60] K. Shibuya, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, "Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard transform imaging," *Opt. Rev.* **22**, 897 (2015).
 - [61] C. F. Higham, R. Murray-Smith, M. J. Padgett, and M. P. Edgar, "Deep learning for real-time single-pixel video," *Sci. Rep.* **8**, 2369 (2018).
 - [62] V. Studer, J. Bobin, M. Chahid, H. S. Mousavi, E. Candes, and M. Dahan, "Compressive fluorescence microscopy for biological and hyperspectral imaging," *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **109**, E1679 (2012).
 - [63] S. Tetsuno, K. Shibuya, and T. Iwata, "Subpixel-shift cyclic-Hadamard microscopic imaging using a pseudo-inverse-matrix procedure," *Opt. Express* **25**, 3420 (2017).
 - [64] M. P. Edgar, G. M. Gibson, R. W. Bowman, B. Sun, N. Radwell, K. J. Mitchell, S. S. Welsh and M. J. Padgett, "Simultaneous real-time visible and infrared video with single-pixel detectors," *Sci. Rep.* **5**, 10669 (2015).
 - [65] G. M. Gibson, B. Sun, M. P. Edgar, D. B. Phillips, N. Hempler, G. T. Maker, G. P. A. Malcolm, and M. J. Padgett, "Real-time imaging of methane gas leaks using a single-pixel camera," *Opt. Express* **25**, 2998 (2017).
 - [66] K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, H. Yamamoto, K. Minoshima, T. Yasui, and T. Iwata, "Scan-less hyperspectral dual-comb single-pixel-imaging in both amplitude and phase," *Opt. Express* **25**, 21947 (2017).
 - [67] V. Durán, P. Clemente, M. Fernández-Alonso, E. Tajahuerce, and J. Lancis, "Single-pixel polarimetric imaging," *Opt. Lett.* **37**, 824 (2012).
 - [68] S. S. Welsh, M. P. Edgar, R. Bowman, B. Sun, and M. J. Padgett, "Near video-rate linear Stokes imaging with single-pixel detectors," *J. Opt.* **17**, 025705 (2015).
 - [69] P. Clemente, V. Durán, E. Tajahuerce, P. Andrés, V. Climent, and J. Lancis, "Compressive holography with a single-pixel detector," *Opt. Lett.* **38**, 2524 (2013).
 - [70] K. Shibuya, H. Araki, and T. Iwata, "Photon-counting-based diffraction phase microscopy
-

-
- combined with single-pixel imaging,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **57**, 042501 (2018).
- [71] B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman, and M. J. Padgett, “3D Computational Imaging with Single-Pixel Detectors,” *Science* **340**, 844 (2013).
- [72] N. Radwell, K. J. Mitchell, G. M. Gibson, M. P. Edgar, R. Bowman, and M. J. Padgett, “Single-pixel infrared and visible microscope,” *Optica* **1**, 285 (2014).
- [73] W. L. Chan, K. Charan, D. Takhar, K. F. Kelly, R. G. Baraniuk, and D. M. Mittleman, “A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing,” *Appl. Phys. Lett.* **93**, 121105 (2008).
- [74] S. D. Babacan, M. Luessi, L. Spinoulas, A. K. Katsaggelos, N. Gopalsami, T. Elmer, R. Ahern, S. Liao, and A. Raptis, “Compressive passive millimeter-wave imaging,” *In Image Processing (ICIP), 2011 18th IEEE International Conference on*, 2705 (2011).
- [75] H. Coufal, U. Moller, and S. Schneider, “Photoacoustic imaging using the Hadamard transform technique,” *Appl. Opt.* **21**, 116 (1982).
- [76] R. I. Stantchev, B. Sun, S. M. Hornett, P. A. Hobson, G. M. Gibson, M. J. Padgett, and E. Hendry, “Noninvasive, near-field terahertz imaging of hidden objects using a single-pixel detector,” *Sci. Adv.* **2**, e1600190 (2016).
- [77] K. Hassler, T. Anhut, T. Lasser, “Time-resolved Hadamard fluorescence imaging,” *Appl. Opt.* **44**, 7564 (2005).

[2 章]

- [1] J. H. Shapiro, “Computational ghost imaging,” *Phys. Rev. A* **78**, 061802 (2008).
- [2] M. Harwit and N. J. A. Sloane, “Hadamard Transform Optics,” *Academic Press Inc., Ltd., New York* (1979).

[3 章]

- [1] M. Harwit and N. J. A. Sloane, “Hadamard Transform Optics,” *Academic Press Inc., Ltd., New York* (1979).
- [2] Q. S. Hanley, P. J. Verveer, and T. M. Jovin, “Spectral imaging in a programmable array microscope by Hadamard transform fluorescence spectroscopy,” *Appl. Spectrosc.* **53**, 1 (1999).
- [3] Z. Wang, J. Zhu, F. Yan, and H. Jia, “Superresolution imaging by dynamic single-pixel compressive sensing system,” *Opt. Eng.* **52**, 063201 (2013).
- [4] D. Shi, J. Huang, F. Wang, K. Cao, K. Yuan, S. Hu, and Y. Wang, “Enhancing resolution of single-pixel imaging system,” *Opt. Rev.* **22**, 802 (2015).
- [5] M. J. Sun, M. P. Edgar, D. B. Phillips, G. M. Gibson, and M. J. Padgett, “Improving the signal-to-noise ratio of single-pixel imaging using digital microscanning,” *Opt. Express* **24**, 10476 (2016).
- [6] A. Albert, “Regression and the Moore-Penrose Pseudoinverse,” *Academic Press Inc., Ltd., New York* (1972).
-

-
- [7] G. Golub and W. Kahan, “Calculating the singular values and pseudo-inverse of a matrix,” *SIAM J. Numer. Anal. B* **2**, 205 (1965).
 - [8] G. H. Golub and C. Reinsch, “Singular value decomposition and least squares solutions,” *Numer. Math.* **14**, 403 (1970).
 - [9] R. E. Hartwig, “Singular value decomposition and the Moore–Penrose inverse of bordered matrices,” *SIAM J. Appl. Math.* **31**, 31 (1976).

[4 章]

- [1] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser,” *Opt. Lett.* **24**, 881 (1999).
 - [2] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, T. Udem, M. Weitz, T. W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, and A. Clairon, “Measurement of the hydrogen 1S- 2S transition frequency by phase coherent comparison with a microwave cesium fountain clock,” *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).
 - [3] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Optical frequency metrology,” *Nature* **416**, 233 (2002).
 - [4] S. Schiller, “Spectrometry with frequency combs,” *Opt. Lett.* **27**, 766 (2002).
 - [5] F. Keilmann, C. Gohle, and R. Holzwarth, “Time-domain mid-infrared frequency-comb spectrometer,” *Opt. Lett.* **29**, 1542 (2004).
 - [6] T. Yasui, Y. Kabetani, E. Saneyoshi, S. Yokoyama, and T. Araki, “Terahertz frequency comb by multifrequency-heterodyning photoconductive detection for high-accuracy, high-resolution terahertz spectroscopy,” *Appl. Phys. Lett.* **88**, 241104 (2006).
 - [7] I. Coddington, N. Newbury, and W. Swann, “Dual-comb spectroscopy,” *Optica* **3**, 414 (2016).
 - [8] I. Coddington, W. C. Swann, and N. R. Newbury, “Time-domain spectroscopy of molecular free-induction decay in the infrared,” *Opt. Lett.* **35**, 1395 (2010).
 - [9] N. Kuse, A. Ozawa, and Y. Kobayashi, “Static FBG strain sensor with high resolution and large dynamic range by dual-comb spectroscopy,” *Opt. Express* **21**, 11141 (2013).
 - [10] A. Asahara, A. Nishiyama, S. Yoshida, K. I. Kondo, Y. Nakajima, and K. Minoshima, “Dual-comb spectroscopy for rapid characterization of complex optical properties of solids,” *Opt. Lett.* **41**, 4971 (2016).
 - [11] K. A. Sumihara, S. Okubo, M. Okano, H. Inaba, and S. Watanabe, “Polarization-sensitive dual-comb spectroscopy,” *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 154 (2017).
 - [12] T. Minamikawa, Y.D. Hsieh, K. Shibuya, E. Hase, Y. Kaneoka, S. Okubo, H. Inaba, Y. Mizutani, H. Yamamoto, T. Iwata, and T. Yasui, “Dual-comb spectroscopic ellipsometry,” *Nat. commun.* **8**, 610 (2017).
 - [13] I. Coddington, W. C. Swann, L. Nenadovic, and N. R. Newbury, “Rapid and precise absolute distance measurements at long range,” *Nat. Photon.* **3**, 351 (2009).
 - [14] T. Ideguchi, S. Holzner, B. Bernhardt, G. Guelachvili, N. Picqué, and T. W. Hänsch, “Coherent Raman spectro-imaging with laser frequency combs,” *Nature* **502**, 355 (2013).
-

-
- [15] W. K. Pratt, J. Kane, and H. C. Andrews, "Hadamard transform image coding," *Proc. IEEE* **57**, 58 (1969).
 - [16] J. H. Shapiro, "Computational ghost imaging," *Phys. Rev. A* **78**, 061802 (2008).
 - [17] M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takbar, J. N. Laska, T. Sun, K. F. Kelly, and R. G. Baraniuk, "Single-pixel imaging via compressive sampling," *IEEE Signal Process. Mag.* **25**, 83 (2008).
 - [18] P. Clemente, V. Durán, E. Tajahuerce, P. Andrés, V. Climent, and J. Lancis, "Compressive holography with a single-pixel detector," *Opt. Lett.* **38**, 2524 (2013).
 - [19] K. Shibuya, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, "Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard transform imaging," *Opt. Rev.* **22**, 897 (2015).
 - [20] Q. D. Pham and Y. Hayasaki, "Optical frequency comb interference profilometry using compressive sensing," *Opt. Express* **21**, 19003 (2013).
 - [21] A. Nishiyama, S. Yoshida, Y. Nakajima, H. Sasada, K. Nakagawa, A. Onae, and K. Minoshima, "Doppler-free dual-comb spectroscopy of Rb using optical-optical double resonance technique," *Opt. Express* **24**, 25894 (2016).
 - [22] E. Baumann, F. R. Giorgetta, W. C. Swann, A. M. Zolot, I. Coddington, and N. R. Newbury, "Spectroscopy of the methane ν_3 band with an accurate midinfrared coherent dual-comb spectrometer," *Phys. Rev. A* **84**, 062513 (2011).
 - [23] J. Roy, J. D. Deschênes, S. Potvin, and J. Genest, "Continuous real-time correction and averaging for frequency comb interferometry," *Opt. Express* **20**, 21932 (2012).
 - [24] T. Mizuno and T. Iwata, "Hadamard-transform fluorescence-lifetime imaging," *Opt. Express* **24**, 8202 (2016).
 - [25] T. Yasui, R. Ichikawa, Y. D. Hsieh, K. Hayashi, H. Cahyadi, F. Hindle, Y. Sakaguchi, T. Iwata, Y. Mizutani, H. Yamamoto, K. Minoshima, and H. Inaba, "Adaptive sampling dual terahertz comb spectroscopy using dual free-running femtosecond lasers," *Sci. Rep.* **5**, 10786 (2015).
 - [26] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd," *Phys. Rev. B* **9**, 5056 (1974).
 - [27] D. Z. Kandula, C. Gohle, T. J. Pinkert, W. Ubachs, and K. S. Eikema, "Extreme ultraviolet frequency comb metrology," *Phys. Rev. Lett.* **105**, 063001 (2010).
 - [28] T. Ideguchi, A. Poisson, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, and N. Picqué, "Adaptive dual-comb spectroscopy in the green region," *Opt. Lett.* **37**, 4847 (2012).
 - [29] Y. D. Hsieh, Y. Iyonaga, Y. Sakaguchi, S. Yokoyama, H. Inaba, K. Minoshima, F. Hindle, Y. Takahashi, M. Yoshimura, Y. Mori, T. Araki, and T. Yasui, "Terahertz comb spectroscopy traceable to microwave frequency standard," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* **3**, 322 (2013).
 - [30] M. Harwit and N. J. A. Sloane, "Hadamard Transform Optics," *Academic Press Inc., Ltd., New York* (1979).
 - [31] S. Tetsuno, K. Shibuya, and T. Iwata, "Subpixel-shift cyclic-Hadamard microscopic imaging using a pseudo-inverse-matrix procedure," *Opt. Express* **25**, 3420 (2017).
-

[5 章]

- [1] R. Barer, "Interference microscopy and mass determination," *Nature* **169**, 366 (1952).
- [2] M. Mir, Z. Wang, Z. Shen, M. Bednarz, R. Bashir, I. Golding, S. G. Prasanth, and G. Popescu, "Optical measurement of cycle-dependent cell growth," *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **108**, 13124 (2011).
- [3] F. Zernike, "Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects," *Physica* **9**, 686 (1942).
- [4] F. H. Smith, "Microscopic interferometry," *Research (London)* **8**, 385 (1955).
- [5] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White, and D. J. Brangaccio, "Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses," *Appl. Opt.* **13**, 2693 (1974).
- [6] H. Kadono, N. Takai, and T. Asakura, "New common-path phase shifting interferometer using a polarization technique," *Appl. Opt.* **26**, 898 (1987).
- [7] T. Ikeda, G. Popescu, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Hilbert phase microscopy for investigating fast dynamics in transparent systems," *Opt. Lett.* **30**, 1165 (2005).
- [8] G. Popescu, T. Ikeda, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Diffraction phase microscopy for quantifying cell structure and dynamics," *Opt. Lett.* **31**, 775 (2006).
- [9] J. Jung, K. Kim, J. Yoon, and Y. Park, "Hyperspectral optical diffraction tomography," *Opt. Express* **24**, 2006 (2016).
- [10] C. E. Cordeiro, O. Abilez, T. Gupta, G. Goetz, O. Solgaard, and D. Palanker, "Characterizing Cardiomyocytes Motion with Quantitative Phase Imaging," *CLEO 2017*, AW4A.5 (2017).
- [11] Y. Park, T. Yamauchi, W. Choi, R. Dasari, and M. S. Feld, "Spectroscopic phase microscopy for quantifying hemoglobin concentrations in intact red blood cells," *Opt. Lett.* **34**, 3668 (2009).
- [12] B. Bhaduri, H. Pham, M. Mir, and G. Popescu, "Diffraction phase microscopy with white light," *Opt. Lett.* **37**, 1094 (2012).
- [13] T. H. Nguyen, C. Edwards, L. L. Goddard, and G. Popescu, "Quantitative phase imaging with partially coherent illumination," *Opt. Lett.* **39**, 5511 (2014).
- [14] C. Edwards, B. Bhaduri, T. Nguyen, B. G. Griffin, H. Pham, T. Kim, G. Popescu, and L. L. Goddard, "Effects of spatial coherence in diffraction phase microscopy," *Opt. Express* **22**, 5133 (2014).
- [15] W. K. Pratt, J. Kane, and H. C. Andrews, "Hadamard transform image coding," *Proc. IEEE* **57**, 58 (1969).
- [16] J. H. Shapiro, "Computational ghost imaging," *Phys. Rev. A* **78**, 061802(R) (2008).
- [17] V. Studer, J. Bobin, M. Chahid, H. S. Mousavi, E. Candes, and M. Dahan, "Compressive fluorescence microscopy for biological and hyperspectral imaging," *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **109**, E1679 (2012).
- [18] T. Mizuno and T. Iwata, "Hadamard-transform fluorescence-lifetime imaging," *Opt. Express* **24**, 8202 (2016).

-
- [19] B. Lochocki, A. Gambín, S. Manzanera, E. Irlés, E. Tajahuerce, J. Lancis, and P. Artal, “Single pixel camera ophthalmoscope,” *Optica* **3**, 1056 (2016).
 - [20] P. Clemente, V. Durán, E. Tajahuerce, P. Andrés, V. Climent, and J. Lancis, “Compressive holography with a single-pixel detector,” *Opt. Lett.* **38**, 2524 (2013).
 - [21] K. Shibuya, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, “Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard transform imaging,” *Opt. Rev.* **22**, 897 (2015).
 - [22] M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takbar, J. N. Laska, T. Sun, K. F. Kelly, and R. G. Baraniuk, “Single-pixel imaging via compressive sampling,” *IEEE Signal Process. Mag.* **25**, 83 (2008).
 - [23] B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman, and M. J. Padgett, “3D Computational Imaging with Single-Pixel Detectors,” *Science* **340**, 844 (2013).
 - [24] D. Shrekenhamer, C. M. Watts, and W. J. Padilla, “Terahertz single pixel imaging with an optically controlled dynamic spatial light modulator,” *Opt. Express* **21**, 12507 (2013).
 - [25] S. Tetsuno, K. Shibuya, and T. Iwata, “Subpixel-shift cyclic-Hadamard microscopic imaging using a pseudo-inverse-matrix procedure,” *Opt. Express* **25**, 3420 (2017).
 - [26] Q. D. Pham and Y. Hayasaki, “Optical frequency comb profilometry using a single-pixel camera composed of digital micromirror devices,” *Appl. Opt.* **54**, A39 (2015).
 - [27] K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, H. Yamamoto, K. Minoshima, T. Yasui, and T. Iwata, “Scan-less hyperspectral dual-comb single-pixel-imaging in both amplitude and phase,” *Opt. Express* **25**, 21947 (2017).
 - [28] P. A. Stockton, J. J. Field, and R. A. Bartels, “Single pixel quantitative phase imaging with spatial frequency projections,” *Methods* **136**, 24 (2018).
 - [29] M. R. Jafarfard, S. Moon, B. Tayebi, and D. Y. Kim, “Dual-wavelength diffraction phase microscopy for simultaneous measurement of refractive index and thickness,” *Opt. Lett.* **39**, 2908 (2014).
 - [30] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, “Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,” *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 156 (1982).
 - [31] J. A. Woollam, W. A. McGaham, and B. Johs, “Spectroscopic ellipsometry studies of indium tin oxide and other flat panel display multilayer materials,” *Thin Solid Films* **241**, 44 (1994).
 - [32] L. Streeter, G. R. Burling-Claridge, M. J. Cree, and R. Künnemeyer, “Optical full Hadamard matrix multiplexing and noise effects,” *Appl. Opt.* **48**, 2078 (2009).
 - [33] W. K. Yu, X. F. Liu, X. R. Yao, C. Wang, Y. Zhai, and G. J. Zhai, “Complementary compressive imaging for the telescopic system,” *Sci. Rep.* **4**, 5834 (2014).
 - [34] F. Soldevila, P. Clemente, E. Tajahuerce, N. Uribe-Patarroyo, P. Andrés, and J. Lancis, “Computational imaging with a balanced detector,” *Sci. Rep.* **6**, 29181 (2016).
 - [35] B. Lochocki, A. Gambín-Regadera, and P. Artal, “Performance evaluation of a two detector camera for real-time video,” *Appl. Opt.* **55**, 10198 (2016).
 - [36] Y. Jang, J. Jang, and Y. Park, “Dynamic spectroscopic phase microscopy for quantifying hemoglobin concentration and dynamic membrane fluctuation in red blood cells,” *Opt. Express* **20**, 9673 (2012).
-

[6 章]

- [1] B. T. Bosworth, J. R. Stroud, D. N. Tran, T. D. Tran, S. Chin, and M. A. Foster, “High-speed flow microscopy using compressed sensing with ultrafast laser pulses,” *Opt. Express* **23**, 10521 (2015).
 - [2] M. Alemohammad, J. R. Stroud, B. T. Bosworth, and M. A. Foster, “High-speed all-optical Haar wavelet transform for real-time image compression,” *Opt. Express* **25**, 9802 (2017).
-

本研究に関する研究論文

- [1] **K. Shibuya**, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, “Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard-transform imaging,” *Optical Review* **22**, 897 (2015).
 - [2] S. Tetsuno, **K. Shibuya**, and T. Iwata, “Subpixel-shift cyclic-Hadamard microscopic imaging using a pseudo-inverse-matrix procedure,” *Optics Express* **25**, 3420 (2017).
 - [3] **K. Shibuya**, T. Minamikawa, Y. Mizutani, H. Yamamoto, K. Minoshima, T. Yasui, and T. Iwata, “Scan-less hyperspectral dual-comb single-pixel-imaging in both amplitude and phase,” *Optics Express* **25**, 21947 (2017).
 - [4] **K. Shibuya**, H. Araki, and T. Iwata, “Photon-counting-based diffraction phase microscopy combined with single-pixel imaging,” *Japanese Journal of Applied Physics* **57**, 042501 (2018).
-

研究業績

[本論文に関する業績]

第3章

原著論文

1. K. Shibuya, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, “Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard-transform imaging”, *Optical Review* **22**, 897 (2015).

国際会議発表論文

2. K. Shibuya, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, “Reduction effect of the accumulated number of ghost imaging by circulatory pattern”, *Proc. SPIE* **9225**, Quantum Communications and Quantum Imaging XII, 922505 (2014).
(SPIE Optics Photonics 2014, 9225-4, San diego, USA, 20 Aug. 2014).

国内学会発表

3. 渋谷 九輝, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「循環パターンによるゴーストイメージングの積算回数低減効果」, 2013年精密工学会秋季大会学術講演会, H06, 大阪, 2013年9月.

第4章

原著論文

4. S. Tetsuno, K. Shibuya, and T. Iwata, “Subpixel-shift cyclic-Hadamard microscopic imaging using a pseudo-inverse-matrix procedure”, *Optics Express* **25**, 3420 (2017).

国内学会発表

5. 鉄野 翔太, 渋谷 九輝, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「超解像ゴーストイメージングの開発」, 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2014, 6pP17, 東京, 2014年11月.
 6. 鉄野 翔太, 渋谷 九輝, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「計算機ゴーストイメージングの高解像度化の検討(第1報) - サブピクセルシフトとデコンボリューションの適用」, 2015年度精密工学会春季大会学術講演会, A44, 東京, 2015年3月.
 7. 鉄野 翔太, 渋谷 九輝, 岩田 哲郎, 「サブピクセルシフト巡回型アダマール変換イメージングにおけるデコンボリューション」, 第63回応用物理学会春季学術講演会, 21p-P15-22, 東京, 2016年3月.
-

-
8. 鉄野 翔太, 澁谷 九輝, 岩田 哲郎, 「疑似逆行列を用いたサブピクセルシフト巡回型アダマールイメージング」, 第77回応用物理学会秋季学術講演会, 16p-C32-2, 新潟, 2016年9月.

第5章

原著論文

9. K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, H. Yamamoto, K. Minoshima, T. Yasui, and T. Iwata, “Scan-less hyperspectral dual-comb single-pixel-imaging in both amplitude and phase”, *Optics Express* **25**, 21947 (2017).

解説, 総説

10. 澁谷 九輝, 南川 丈夫, 安井 武史, 岩田 哲郎, 「光コムを用いたスキャンレス超高密度ハイパースペクトルイメージング—デュアルコム分光とシングル・ピクセル・イメージングの融合—」, 月刊オプトロニクス 2017 年 10 月号.

国際会議発表論文

11. K. Shibuya, T. Matsumoto, Y. Mizutani, T. Yasui, and T. Iwata, “Scan-less dual comb spectroscopic imaging with a single pixel detector”, *CLEO 2016 Technical Digest*, SM2I.2 (2016). (Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2016, SM2I, San Jose, USA, 6 Jun. 2016).
12. K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, T. Yasui, and T. Iwata, “Hyperspectral single-pixel imaging with dual optical combs”, *Proc. SPIE* **10076**, High-Speed Biomedical Imaging and Spectroscopy: Toward Big Data Instrumentation and Management II, 100761C-1 (2017). (SPIE Photonics WEST (BIOS) 2017, 10076-47, San Francisco, USA, 1 Feb. 2017).
13. K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, T. Yasui, and T. Iwata, “Dual-comb single-pixel imaging for scan-less hyperspectral imaging”, *CLEO 2017 Technical Digest*, STh3L-5 (2017). (Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2017, San Jose, USA, 18 May. 2017).
14. K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, T. Yasui, and T. Iwata, “Mode-resolved amplitude and phase imaging by dual comb spectroscopy combined with a single-pixel imaging”, ICO24, P3-03 (2017). (The 24th Congress of the International Commission for Optics (ICO24), Tokyo, Japan, 22 Aug. 2017).
15. K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, T. Yasui, and T. Iwata, “Dual-comb single-pixel imaging in both amplitude and phase”, *Proc. SPIE* **10505**, High-Speed Biomedical Imaging and Spectroscopy III: Toward Big Data Instrumentation and Management; 105050Y (2018). (SPIE Photonics WEST (BIOS) 2018, 10505-34, San Francisco, USA, 29 Jan. 2018).
16. [Invited] K. Shibuya, T. Minamikawa, Y. Mizutani, H. Yamamoto, T. Yasui, and T. Iwata, “Dual-comb-spectroscopic single-pixel imaging with high frequency resolution and accuracy”, PIERS 2018. (Progress In Electromagnetics Research Symposium 2018 (PIERS 2018), Toyama, Japan, 4 Aug. 2018).

国内学会発表

17. 松本 拓磨, 澁谷 九輝, 南川 丈夫, 岩田 哲郎, 安井 武史, 「デュアル光コムを用いたシングル・ピクセル・イメージングに関する基礎研究」, 日本機械学会 中国四国学生会 第46回学生員卒業研究発表講演会, 106, 愛媛, 2016年3月.
-

-
18. 澁谷 九輝, 松本 拓磨, 水谷 康弘, 安井 武史, 岩田 哲郎, 「スキャンレスデュアルコム分光イメージング法の提案」, 第63回応用物理学会春季学術講演会, 21a-H116-7, 東京, 2016年3月.
 19. **[招待講演]** 澁谷 九輝, 南川 丈夫, 水谷 康弘, 安井 武史, 岩田 哲郎, 「スキャンレスデュアルコム分光イメージング法の提案」, 第77回応用物理学会秋季学術講演会, 15p-C32-4, 新潟, 2016年9月.
 20. 澁谷 九輝, 南川 丈夫, 水谷 康弘, 安井 武史, 岩田 哲郎, 「デュアルコム分光シングルピセルイメージング」, 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2016, 1aE3, 東京, 2016年10月.

受賞

21. 第63回応用物理学会春季学術講演会 講演奨励賞受賞, 21a-H116-7, 「スキャンレスデュアルコム分光イメージング法の提案」, 2016年3月.

第6章

原著論文

22. K. Shibuya, H. Araki, and T. Iwata, “Photon-counting-based diffraction phase microscopy combined with single-pixel imaging”, *Japanese Journal of Applied Physics* **57**, 042501 (2018).

国際会議発表論文

23. K. Shibuya, H. Araki, S. Adachi, and T. Iwata, “Single-pixel diffraction-phase microscopic imaging combined with photon counting”, *Proc. SPIE* **10503**, Quantitative Phase Imaging IV; 105032J (2018).
(SPIE Photonics WEST (BIOS) 2018, 10503-92, San Francisco, USA, 29 Jan. 2018).

国内学会発表

24. 荒木 洋之, 澁谷 九輝, 岩田 哲郎, 「シングルピクセル回折位相顕微鏡の提案」, 第78回応用物理学会秋季学術講演会, 7a-PA5-8, 福岡, 2017年9月.
 25. 荒木 洋之, 足立 真弥, 澁谷 九輝, 岩田 哲郎, 「光子計数型シングルピクセル回折位相顕微鏡」, Optics & Photonics Japan 2017, 1a-P14, 東京, 2017年10月.
-

[その他の業績]

原著論文(共著)

26. T. Minamikawa, Y.D. Hsieh, K. Shibuya, E. Hase, Y. Kaneoka, S. Okubo, H. Inaba, Y. Mizutani, H. Yamamoto, T. Iwata, and T. Yasui, “Dual-comb spectroscopic ellipsometry”, *Nature communications* **8**, 610 (2017).
27. E. Hase, T. Minamikawa, T. Mizuno, S. Miyamoto, R. Ichikawa, Y. D. Hsieh, K. Shibuya, K. Sato, Y. Nakajima, A. Asahara, K. Minoshima, Y. Mizutani, T. Iwata, H. Yamamoto, and T. Yasui, “Scan-less confocal phase microscopy based on dual comb spectroscopy of two-dimensional-image-encoding optical frequency comb”, *Optica* **5**, 634 (2018).
28. R. Oe, S. Taue, T. Minamikawa, K. Nagai, K. Shibuya, T. Mizuno, M. Yamagiwa, Y. Mizutani, H. Yamamoto, T. Iwata, H. Fukano, Y. Nakajima, K. Minoshima, and T. Yasui, “Refractive-index-sensing optical comb based on photonic radio-frequency conversion with intracavity multi-mode interference fiber sensor”, *Optics Express* **26**, 19694 (2018).

解説, 総説

29. 南川 丈夫, 謝 宜達, 澁谷 九輝, 長谷 栄治, 兼岡 良樹, 大久保 章, 稲場 肇, 水谷 康弘, 山本 裕紹, 岩田 哲郎, 安井 武史, 「光コムを用いた分光エリプソメトリー法」, *光学* **47**, 242 (2018).

国際会議論文

30. Y. Mizutani, K. Shibuya, and T. Iwata, “Computational Ghost Imaging for Phase-Modulated Ellipsometry”, DHIP 2014, pp. 42-43 (2014).
(The 4th Japan-Korea Workshop on Digital Holography and Information Photonics, Okinawa, Japan, Dec. 16-18, TuP3, 2014).
31. K. Shibuya, Y. Mizutani, H. Yamamoto, T. Yasui, and T. Iwata, “Optical Detection of Micro defect by single-pixel imaging”, CLEO Pacific Rim 2015, 27I2_3 (2015).
(Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim (CLEO-PR) 2015, T13_1029, Busan, South Korea, 27 Aug. 2015).
32. Y. Mizutani, K. Shibuya, T. Iwata, and Y. Takaya, “Fluorescence microscope by using computational ghost imaging”, MATEC Web of Conferences, Vol. 32, 05001 (2015).
(International Symposium of Optomechatronics Technology (ISOT) 2015, Switzerland, 14-16 Oct. 2015).
33. K. Shibuya, Y. Mizutani, H. Yamamoto, T. Yasui, and T. Iwata, “Optical near field computational ghost imaging for tomographic mapping of nanoparticles”, *Proc. LEM21*, 1501-1 (2015).
(The 8th International Conference on Leading Edge Manufacturing in 21st Century (LEM21), OS15_D01, Kyoto, Japan, 19 Oct. 2015).
34. T. Minamikawa, Y. D. Hsieh, K. Shibuya, Y. Kaneoka, S. Okubo, H. Inaba, Y. Mizutani, T. Yasui and T. Iwata, “Dual-optical-comb spectroscopic ellipsometry”, CLEO 2016, Technical Digest, SW1H.5 (2016).
(Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2016, San Jose, USA, 8 Jun. 2016).
35. Y. Mizutani, K. Shibuya, H. Taguchi, T. Iwata, Y. Takaya, and T. Yasui, “Single-pixel imaging by Hadamard transform and its application for hyperspectral imaging”, *Proc. SPIE* **10021**, Optical Design and Testing VII; 100210B (2016).
(SPIE/COS Photonics Asia 2016, Beijing, China, 12 Oct. 2016).

国内学会発表

36. 渋谷 九輝, 中江 雄大, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「循環パターンゴーストイメージングによる一分子蛍光イメージング法の開発 (第一報)」, 2014年精密工学会春季大会学術講演会, B61, 東京, 2014年3月.
37. 渋谷 九輝, 中江 雄大, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「循環パターンゴーストイメージングによる一分子蛍光イメージング法の開発 (第2報) -生体試料の蛍光イメージング」, 2014年精密工学会秋季大会学術講演会, Q40, 鳥取, 2014年9月.
38. 中江 雄大, 渋谷 九輝, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「ゴーストイメージングエリプソメトリの開発」, 2014年精密工学会秋季大会学術講演会, C10, 鳥取, 2014年9月.
39. 渋谷 九輝, 中江 雄大, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「循環パターンゴーストイメージング顕微鏡による生体イメージングの検討」, 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2014, 7aE1, 東京, 2014年11月.
40. 渋谷 九輝, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 「近接場ゴーストイメージングによるナノ粒子マッピング法の開発」, 2015年精密工学会春季大会学術講演会, A43, 東京, 2015年3月.
41. 謝 宜達, 渋谷 九輝, 兼岡 良樹, 大久保 章, 稲場 肇, 水谷 康弘, 安井 武史, 岩田 哲郎, 「デュアル光コム分光エリプソメトリーに関する基礎研究」, 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2015, 30pD1, 東京, 2015年11月.
42. 水谷 康弘, 渋谷 九輝, 高谷 裕浩, 「微弱光イメージングを可能にするゴーストイメージング」, 一般財団法人レーザー学会学術講演会第36回年次大会, 愛知, 2016年1月.
43. 南川 丈夫, 謝 宜達, 渋谷 九輝, 兼岡 良樹, 大久保 章, 稲場 肇, 水谷 康弘, 安井 武史, 岩田 哲郎, 「デュアル光コム分光エリプソメトリーの開発」, 第63回応用物理学会春季学術講演会, 21p-P15-8, 東京, 2016年3月.
44. 南川 丈夫, 謝 宜達, 渋谷 九輝, 兼岡 良樹, 大久保 章, 稲場 肇, 水谷 康弘, 岩田 哲郎, 安井 武史, 「デュアル光コム分光法を用いた分光エリプソメトリーの開発」, 2017年度精密工学会秋季大会学術講演会, P44, 大阪, 2017年9月.
45. 是澤 秀紀, 渋谷 九輝, 浅原 彰文, 南川 丈夫, 美濃島 薫, 安井 武史, 「ロックイン検出型デュアル光コム分光法」, 第79回応用物理学会秋季学術講演会, 18p-PA4-19, 名古屋, 2018年9月.
46. 荒木 洋之, 岩浅 修平, 渋谷 九輝, 岩田 哲郎, 「二波長直交回折位相顕微鏡の検討」, 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2018, 東京, 2018年10月.

受賞, 採択

47. 徳島大学工学部機械工学奨励賞 受賞, 2015 年 3 月.
48. 日本学術支援機構 平成26年度特に優れた業績による返還免除の認定 (半額免除), 2015 年5月.
49. 日本学術振興会特別研究員DC2 (面接免除), 2016年4月-2018年3月.
50. 公益社団法人 精密工学会 Best Article Award 受賞, 2017年12月.

所属

51. 精密工学会WG0学生編集委員, 2015年4月-2017年3月.
 52. ERATO 美濃島 知的光シンセサイザ プロジェクト, テラヘルツ・広帯域スペクトル操作グループ RA, 2015年4月-2018年9月.
-

謝辞

本研究の実施において、徳島大学の岩田哲郎教授には長きにわたり懇切丁寧なご指導いただき心より感謝しております。幅広い知見を元にした的確なご教授により本研究を進めることができました。大阪大学の水谷康弘准教授には徳島大学在職時に博士課程進学のきっかけを作っていただきました。非常に熱意のあるご指導だけでなく、学術研究の魅力や研究に取り組む姿勢を学ばせていただきました。大変感謝しております。ここに厚く御礼申し上げます。

本学位論文の審査に協力していただきました、安井武史教授、陶山史朗教授、南川丈夫准教授には本論文の内容に関する貴重なご助言をいただきました。深く感謝いたします。特に安井武史教授、南川丈夫准教授には、日頃から研究全般の議論を通して多くを学ばせていただきました。

デュアルコムに関する研究においては、産業技術総合研究所大久保章博士、ネオアーク株式会社石橋爾子博士、宇都宮大学山本裕紹准教授、電気通信大学美濃島薫教授、中嶋善晶特任助教、浅原彰文特任助教、その他 ERATO 美濃島知的光シンセサイザプロジェクトの皆様には多大なサポートを頂きました。感謝申し上げます。

安井研究室秘書の隅野由美さん、武市奈津子さん、ルエス祥子さんには事務補助および英文添削などサポートしていただきました。感謝申し上げます。また、約6年半、光応用計測研究室で共に研究した皆様にも感謝申し上げます。

最後に、企業を退職し、大学院での勉強を理解し支援してくれた家族に感謝します。ありがとうございました。

2018年9月30日 澁谷 九輝
