HOKKAIDO UNIVERSITY

| | |
|---|---|
| Title | 複素振幅制御を用いた仮想位相共役技術による光情報処理に関する研究 |
| Author(s) | 後藤, 優太 |
| Citation | 北海道大学. 博士(情報科学) 甲第13082号 |
| Issue Date | 2018-03-22 |
| DOI | 10.14943/doctoral.k13082 |
| Doc URL | http://hdl.handle.net/2115/70523 |
| Type | theses (doctoral) |
| File Information | Goto_Yuta.pdf |

Instructions for use

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

博士論文

# 複素振幅制御を用いた仮想位相共役技術による光情報処理に関する研究

*Study on Optical Information Processing by Virtual Phase Conjugation Technique using Complex Amplitude Control*

北海道大学大学院情報科学研究科

後藤 優太

# 概要

散乱物体を通過し位相歪みを受けた光波の位相共役波を再度同じ散乱物体に通過させると，その位相歪みが打ち消される．このような位相共役光の動的な位相補正効果は光ファイバ中を伝搬する画像の画質回復，生体計測，適応光学，レーザ共振器など様々な分野に応用されてきた．通常，位相共役光は $LiNbO_3$ に代表される非線形光学媒質中において，縮退 4 光波混合を行うことで発生させる．しかし，縮退 4 光波混合は複数の光波を用いることによる高いアライメント精度の要求，低い生成効率，及び低い忠実度により光学系の自由度が大幅に制限されてしまう．対して，デジタルホログラフィによって位相歪みを受けた光波の位相分布をコンピュータに記録し，その反転した分布を持つ光波を空間光変調器によって再現することで位相共役光を生成するデジタル位相共役技術が提案されている．特に，生体イメージングへの応用に向けて，デジタル位相共役技術を散乱体中でのフォーカススポットの生成に応用する研究が盛んに行われている．さらに，デジタルホログラフィを用いて記録された位相歪みを持つ光波に対して回折伝搬計算行うことで，計算機上においてその位相共役波の挙動を再現した結果が報告されている．このような仮想的な光学系では大気揺らぎやアライメント誤差の影響を受けず高い精度を保つことができる．しかし，これらは実際的なアプリケーションに応用された例は現状では報告されていない．もし，仮想的な光学系と物理的な光学系を組み合わせた新しい位相共役光学が完成すると，従来と比べ高安定・高精度・小型，ひいては従来より格段に自由度の高い光情報処理システムを創出できる可能性がある．

そこで本研究では，高安定・高精度・小型かつ自由度の高い新たな光情報処理の創出を目的として，仮想位相共役技術を用いた幾つかの光情報処理システムを提案する．初めに，仮想位相共役技術を実現する要素技術の一つとして，反復計測による参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法を提案・実証する．本手法は位相型空間光変調器を用いて計測された位相画像を内部参照光にフィードバックすることで，外部参照光を用いることなく高精度に複素振幅分布を計測することが可能となる．二つ目に，仮想位相共役技術の基礎特性の一つとして，光学ノイズ除去効果を検討する．この特性はプローブ光の空間位相を事前変調した後に任意の物理的な光学処理を行い，その後取得された光波に対して位相共役伝搬を介して事後復調を施すことで得られ，ノイズに埋もれた信号のみを抽出する．この事前変調と事後復調は全て計算機上で解析的に行われるため，付加的な光学系を用いることなく種々の光学ノイズを除去することができる．最後に，仮想位相共役技術による光情報処理システムとして，以下に示す 3 つの具体的な応用を検討する．まず，スキャニング不要な深さ計測を可能とする仮想位相共役技術及び仮想 $4f$ 光学系を用いたデジタル共焦点顕微鏡を提案する．本手法は計算機上の数値ビーム伝搬による仮想 $4f$ 光学系の位相共役伝搬を用いたデジタル共焦点顕微鏡を提案する．この仮想 $4f$ 光学系をデフォーカスさせながら位相共役光の逆伝搬過程を反復的に計算することで，スキャニングをすることなく一括計測のみで深さ方向の情報が得ら

れる．よって，機械的な駆動部を廃したデジタル共焦点顕微鏡を実現することができる．次に，スキャニングなしに完全な 3 次元断層像の取得を実現する仮想位相共役技術を用いた光断層イメージング技術を提案する．本手法は仮想位相共役技術による光学ノイズ除去特性を効果的に用いることで計測物体の特定層の情報を抽出する．このとき，自由空間伝搬計算を組み込むことで，スキャニングなしに完全な 3 次元断層像の取得が可能となる．最後に，高記録密度ホログラフィックメモリの実現に向けて，仮想位相共役技術を用いたデジタル画像の多重分離を提案する．本手法は予め複数の信号光をビームスプリッタで合波しておき，それを記録媒質に記録する．そして，仮想位相共役技術による光学ノイズ除去特性を効果的に用いることで多重された画像データから特定のデータのみを抽出することが可能となる．よって，従来のホログラフィックメモリにおける多重化方式とは異なり，一度の露光で複数の画像データを記録することで，媒質ダイナミックレンジの消費を抑制されて記録密度が向上する．以下に各章の要旨を示す．

第 1 章では，本研究の背景及び目的・意義について述べた．

第 2 章では，まず，仮想位相共役を実現する要素技術である光複素振幅制御技術の概要について述べた．また，従来の光学的な位相共役光の生成方法及びデジタル位相共役について述べた．

第 3 章では，仮想位相共役を実現する要素技術の一つとして，反復計測による参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法を提案し，その基本動作や特長を述べた．また，実験により従来の参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法と比べ本手法が高精度な複素振幅分布計測が可能であることを示した．さらに，位相画像のフィードバック回数と内部参照光の波面精度が向上度合いの関係性を明らかにした．

第 4 章では，仮想位相共役技術基礎特性の一つとして，光学ノイズ除去効果を検討し，その基本概念や特長を説明した．また，レンズで構成される結像系が正しく結像されている状態を所望の信号成分，結像系をあえて正しく結像させなかった状態を不要なノイズ成分とした基礎実験を行い，本ノイズ除去手法を実行した場合に信号成分だけが精度よく取り出せることを明らかにした．

第 5 章では，仮想 $4f$ 光学系の位相共役伝搬を用いたデジタル共焦点顕微鏡を提案し，その基本動作や特長を説明した．また，実験によってカバーガラスの深さ方向計測を行い，本手法はスキャニングすることなく深さ方向の計測が可能であることを原理的に明らかにした．さらに，本手法における仮想的なピンホールの径と深さ方向の分解能を明らかにした．

第 6 章では，仮想位相共役技術を用いた光断層イメージング技術を提案し，その基本動作や特長を述べた．カバーガラスおよびカエル血球が封入されたプレパラート試料の計測実験を行い，本手法が機械的なスキャニングを実行することなく完全な 3 次元断層像の取得が可能であることを示した．加えて，本手法の空間分解能および計測速度について考察した．

第 7 章では，仮想位相共役技術を用いたデジタル画像の多重分離手法を提案し，その基本動作や特長を述べた．そして，数値解析により従来のホログラフィックメモリの多重方式と比べ媒質ダイナミックレンジの消費を低減できることを示した．また，2 枚のデジタル画像を多重した実験を行い本手法の動作を実証した．加えて，媒質厚さ方向に多重記録する多層ホログラフィックメモリに本多重分離手法を適応した系も検討し，その動作を数値解析によって確認した．

第 8 章では，本論文の総括と今後の課題について述べた．

# 目 次

**概要** **ii**

**第 1 章　序論** **1**
1.1　研究の背景 . . . . . 1
1.2　研究の目的と意義 . . . . . 2
1.3　本論文の構成 . . . . . 3
参考文献 . . . . . 5

**第 2 章　複素振幅制御と位相共役光学** **9**
2.1　はじめに . . . . . 9
2.2　ホログラムの記録と再生 . . . . . 10
2.3　計算機合成ホログラムによる複素振幅の生成 . . . . . 12
2.3.1　Off-axis 型計算機合成ホログラム . . . . . 12
2.3.2　キノフォーム . . . . . 13
2.4　デジタルホログラフィによる複素振幅の検出 . . . . . 14
2.4.1　フーリエ縞解析 . . . . . 14
2.4.2　位相シフトデジタルホログラフィ . . . . . 16
2.5　位相共役光学 . . . . . 19
2.5.1　位相共役光の特性 . . . . . 19
2.5.2　光位相共役とデジタル位相共役 . . . . . 21
2.6　まとめ . . . . . 24
参考文献 . . . . . 25

**第 3 章　反復測定による高精度な参照光不要型ホログラフィック ダイバーシティ干渉法** **28**
3.1　はじめに . . . . . 28
3.1.1　2 チャンネルホログラフィックダイバーシティ干渉法の構成 . . . . 29
3.1.2　参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法 . . . . . 30
3.2　反復測定による参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法 . . . 31
3.3　実証実験 . . . . . 33
3.3.1　実験光学系 . . . . . 33
3.3.2　結果 . . . . . 35
3.3.3　内部参照光の評価 . . . . . 38
3.4　まとめ . . . . . 40
参考文献 . . . . . 40

**第 4 章　仮想位相共役技術における光学ノイズ除去特性　42**
4.1　はじめに . . . . . 42
4.2　仮想位相共役技術 . . . . . 42
4.2.1　基本原理 . . . . . 42
4.2.2　ランダム位相変調の設定 . . . . . 45
4.3　実証実験 . . . . . 46
4.3.1　実験光学系 . . . . . 46
4.3.2　結果 . . . . . 50
4.3.3　光学ノイズ除去効果の特性評価 . . . . . 50
4.4　まとめ . . . . . 52
参考文献 . . . . . 52

**第 5 章　スキャンレス深さ計測に向けた仮想 4$f$ 光学系の位相共役伝搬による デジタル共焦点顕微鏡　53**
5.1　はじめに . . . . . 53
5.1.1　共焦点顕微鏡 . . . . . 54
5.1.2　デジタル共焦点顕微鏡 . . . . . 57
5.2　仮想 4$f$ 光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡 . . . . . 58
5.2.1　基本動作 . . . . . 58
5.2.2　デフォーカス波面を用いた仮想 4$f$ 光学系の高速計算 . . . . . 59
5.3　実証実験 . . . . . 60
5.3.1　実験光学系 . . . . . 60
5.3.2　仮想 4$f$ 光学系の動作実証 . . . . . 61
5.3.3　カバーガラスの深さ計測 . . . . . 62
5.3.4　深さ方向分解能の評価 . . . . . 64
5.4　まとめ . . . . . 65
参考文献 . . . . . 66

**第 6 章　シングルショット 3 次元計測に向けた仮想位相共役技術を用いた 光断層撮影　69**
6.1　はじめに . . . . . 69
6.1.1　光コヒーレンストモグラフィ . . . . . 70
6.1.2　フーリエ領域 OCT とフルフィールド OCT . . . . . 71
6.2　仮想位相共役技術を用いた光断層撮影の原理 . . . . . 73
6.2.1　基本動作 . . . . . 73
6.2.2　実測デフォーカス位相を用いた光学収差の補正 . . . . . 77
6.3　実証実験 . . . . . 78
6.3.1　実験光学系 . . . . . 78
6.3.2　カバーガラスの深さ計測 . . . . . 82
6.3.3　カエル血球の 3 次元計測 . . . . . 83
6.3.4　VPC-OT の特性評価 . . . . . 84
6.4　まとめ . . . . . 89
参考文献 . . . . . 89

**第 7 章　ホログラフィックメモリに向けた仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離　92**
7.1　はじめに . . . . . 92
7.1.1　ホログラフィックメモリの原理 . . . . . 93
7.1.2　多重記録と媒質ダイナミックレンジ . . . . . 95
7.2　仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離 . . . . . 98
7.2.1　動作原理 . . . . . 98
7.2.2　従来法との露光量の比較 . . . . . 101
7.3　数値解析シミュレーション . . . . . 101
7.3.1　光学モデル . . . . . 101
7.3.2　記録再生特性の評価 . . . . . 105
7.3.3　媒質ダイナミックレンジ消費の低減効果 . . . . . 107
7.3.4　記録密度に対する効果 . . . . . 107
7.4　実証実験 . . . . . 110
7.4.1　実験光学系 . . . . . 111
7.4.2　記録再生特性の評価 . . . . . 112
7.5　多層化ホログラフィックメモリへの応用 . . . . . 114
7.5.1　動作原理 . . . . . 115
7.5.2　数値解析シミュレーション . . . . . 116
7.5.3　結果・考察 . . . . . 117
7.6　まとめ . . . . . 119
参考文献 . . . . . 120

**第 8 章　結論と今後の課題　123**

**謝辞　125**

**付 録 A　2-ch アルゴリズムの導出　126**

**付 録 B　デフォーカス波面の導出　128**

**付 録 C　角スペクトル法　130**

**研究業績　132**

# 図 目 次

1.1 本論文の概要 . . . . . 4

2.1 ホログラフィの概念図 . . . . . 11
2.2 軸外計算機合成ホログラムの概念図 . . . . . 13
2.3 キノフォームの概念図 . . . . . 14
2.4 フーリエ縞解析の概念図 . . . . . 16
2.5 時間分割法の概念図 . . . . . 17
2.6 空間分割法の概念図 . . . . . 18
2.7 ダイバーシティ法の概念図 . . . . . 19
2.8 ホログラムにおける位相共役再生の概念図 . . . . . 20
2.9 位相共役光の波面補償特性 . . . . . 20
2.10 4 波混合の概念図 . . . . . 22
2.11 透過型回折格子および反射型回折格子 . . . . . 22
2.12 デジタル位相共役の概念図 . . . . . 23
2.13 デジタル位相共役による散乱の抑制 . . . . . 24

3.1 2ch-HDI の構成図 . . . . . 30
3.2 反復測定による高精度な RF-HDI の原理図 . . . . . 31
3.3 反復測定による高精度な RF-HDI の原理図 . . . . . 32
3.4 反復測定による高精度な RF-HDI に向けた実験光学系 . . . . . 34
3.5 入力した物体光の位相分布 . . . . . 35
3.6 反復回数と SNR の関係性 . . . . . 36
3.7 内部参照光の強度ヒストグラム . . . . . 38
3.8 CCD3 で測定されたピンホール面での強度分布 . . . . . 39
3.9 PSLM に表示した各フィードバック画像とその時にピンホールを通過する内部参照光の光パワー密度の関係 . . . . . 40

4.1 仮想位相共役による光学ノイズ低減手法の概念図 . . . . . 44
4.2 仮想位相共役による光学ノイズ低減手法に向けた実験光学系 . . . . . 47
4.3 CCD・SLM 間のピクセルマッチングの概念図 . . . . . 48
4.4 光学系における収差等の位相歪み補正の概念図 . . . . . 49
4.5 拡散過程における元のプローブ光 (平面波) の強度画像および逆拡散過程で再生面における強度画像 . . . . . 50
4.6 各デフォーカス量における再生強度の拡散角依存性 . . . . . 51
4.7 各デフォーカス量における再生強度の空間フィルタ径依存性 . . . . . 51

5.1 共焦点レーザ顕微鏡の原理図 . . . . . 55
5.2 ニポウディスクを用いた共焦点レーザ顕微鏡の構成図 . . . . . 56
5.3 マイクロレンズアレイを用いた共焦点レーザ顕微鏡の構成図 . . . . . 56
5.4 焦点可変レンズを用いた共焦点レーザ顕微鏡の構成図 . . . . . 56
5.5 デジタル共焦点顕微鏡の構成図 . . . . . 57
5.6 仮想位相共役と仮想 $4f$ 光学系を用いたデジタル共焦点顕微鏡の原理図 . . 59
5.7 仮想 $4f$ 光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡に向けた実験光学系 . . . . . 61
5.8 表示及び取得した位相分布 . . . . . 61
5.9 $y = 0.00\,\mu$m における位相画像と位相プロファイル . . . . . 63
5.10 $z = 100.00\,\mu$m に配置したミラー計測時の再生された深さ情報 . . . . . 63
5.11 カバーガラス計測時の再生された深さ情報 . . . . . 64
5.12 光軸に沿って重ねられた 2 枚のカバーガラス計測時の再生された深さ情報 64
5.13 仮想位相共役と仮想 $4f$ 光学系を用いたデジタル共焦点顕微鏡における光学セクショニング ($I$-$z$) 曲線 . . . . . 65

6.1 時間領域光コヒーレンストモグラフィの概念図 . . . . . 71
6.2 フーリエ領域光コヒーレンストモグラフィの概念図 . . . . . 72
6.3 フルフィールド光コヒーレンストモグラフィの概念図 . . . . . 73
6.4 仮想位相共役を用いた光断層イメージングの原理図 . . . . . 76
6.5 縞解析と数値ビーム伝播によって得られた位相回転係数 . . . . . 77
6.6 仮想位相共役を用いた光断層イメージングに向けた実験光学系 . . . . . 80
6.7 仮想位相共役を用いた光断層イメージングに向けた実験に用いた強度および位相分布 . . . . . 80
6.8 エンコード過程及びデコード過程の計算フロー . . . . . 81
6.9 CMOS カメラで取得した L1 の集光面における強度分布 . . . . . 82
6.10 カバーガラスを計測した際の $yz$ 面における再生強度画像 . . . . . 83
6.11 カエル血球が封入されたプレパラート試料の配置 . . . . . 84
6.12 カエル血球の計測結果 . . . . . 84
6.13 ミラー及び分解能テストターゲットを計測した際の再生強度断層像 . . . 86
6.14 VPC-OT による光学ミラー計測における数値解析モデル . . . . . 87
6.15 各フィルタサイズにおける横方向分解能及び SNR . . . . . 88

7.1 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離の概念図. . . . . 94
7.2 ホログラフィックメモリの概念図. . . . . 95
7.3 角度多重方式の原理図 . . . . . 96
7.4 スペックルシフト多重方式の概念図 . . . . . 97
7.5 $M\#$ および媒質ダイナミックレンジ消費の関係 . . . . . 98
7.6 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離を実現するホログラフィックメモリシステム . . . . . 100
7.7 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離に基づく HDS システムの記録・再生シミュレーションに向けた光学モデル . . . . . 103

7.8 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離に基づく HDS システムの記録・再生シミュレーションにおける計算フロー . . . . . 104
7.9 シミュレーションモデルにおける各平面のメッシュレイアウト . . . . . 104
7.10 記録データページ，多重拡散信号，および再生データページの強度分布 . 106
7.11 2 つのデータページを記録した場合の記録媒質ないの $xz$ 面における屈折率変調深さ分布 . . . . . 107
7.12 スペックルシフト多重化におけるページレイアウト . . . . . 108
7.13 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離を組み合わせたスペックルシフト多重における $x$ 及び $y$ 方向のシフト選択性 . . . . . 108
7.14 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離の有無による達成可能な多重数 $S$ の比較 . . . . . 109
7.15 記録したデータページ，ランダム拡散板の複素透過関数の位相分布，および多重信号光の複素振幅分布 . . . . . 110
7.16 仮想位相共役を用いたデータページの多重分離の実証に向けた光学系 . . 112
7.17 再生された回折光およびデータページ . . . . . 113
7.18 データページ 1 及び 2 における $x$ 方向シフト選択性 . . . . . 113
7.19 多層化ホログラフィックメモリの原理図 . . . . . 114
7.20 仮想位相共役技術によるデジタル画像多重分離を用いた多層化ホログラフィックメモリ . . . . . 116
7.21 記録したデータページ . . . . . 117
7.22 再生されたデータページ . . . . . 118
7.23 各データページの $z$ 方向に沿った規格化回折効率 . . . . . 118
7.24 $z$ 方向シフト選択性 . . . . . 118
7.25 データページ多重数と SNR の関係性 . . . . . 119

B.1 フォーカス時の波面とデフォーカス時の波面の位置関係 . . . . . 129

C.1 伝搬を開始する平面と伝搬した先の平面の関係 . . . . . 131

# 表 目 次

1.1 位相共役光の各生成方法における比較 . . . . . 3

3.1 PSLM に表示されたフィードバック画像，及び図 4.5(a) に示すランダム位相分布が測定されたときの反復測定毎の 2ch-HDI によって得られた位相画像 . . . . . 36
3.2 PSLM に表示されたフィードバック画像，及び図 4.5(b) に示す Lenna 画像の位相分布が測定されたときの反復測定毎の 2ch-HDI によって得られた位相画像 . . . . . 36
3.3 CCD1 によって取得された強度分布，およびその強度分布から計算された位相分布 . . . . . 37

6.1 解析モデルのパラメータ . . . . . 87
6.2 本実験で用いた計算機の仕様 . . . . . 89
6.3 CPU と GPU における計算速度 . . . . . 89

7.1 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離に基づく HDS システムの記録・再生シミュレーションにおける計算パラメータ . . . . . 105
7.2 $D_1(x, y)$ 再生時における拡散角と SNR の関係 . . . . . 106

# 第1章

# 序論

## 1.1 研究の背景

光波が散乱物体を通過したとき，その空間位相には歪みが生じる．この位相歪みを受けた光波の空間位相はそのままに進行方向のみが反転した光波を再度，同じ散乱物体に通過させることで位相歪みを打ち消すことができる．このとき，進行方向のみが反転した光波を位相共役光または位相共役波と呼ぶ．また，このような時間反転特性に基づく位相共役光の自動的な位相補正 [1] はよく知られており，光ファイバ中を伝搬する画像の画質回復 [2, 3]，生体中の散乱の抑制 [4, 5]，適応光学 [6, 7]，レーザ共振器 [8, 9] など様々な分野に応用されてきた．近年では，大容量光信号伝送時の複数の波長チャネルの光信号波形の波形歪みの補償に応用され，伝送距離を大幅に長距離化した例 [10] もある．

位相共役光の概念が初めて明確になったのは 1972 年にソ連の Zel'dovich らによって行われた誘導ブリルアン後方散乱実験による．この実験により，位相共役光の自動的な位相補正の実験的事実が得られた．しかし，位相共役光自体は Stepanov らによって 1971 年に行われたホログラフィの記録と再生を同時に行う動的ホログラフィの実証実験において，その概念は明確に示されてはいないものの既に見出されていた．また，誘導ラマン散乱によっても位相共役光の発生が確認されたが，これら散乱に基づく手法は生成された位相共役光の周波数がシフトしてしまうという欠点があった．この場合，位相共役光がプローブ光の完全な複製とならない問題がある．その後，周波数シフトを伴わない位相共役光の生成方法として 3 光波混合，さらに縮退 4 波混合が次々と提案された [11–14]．

このように，位相共役光は一般的に $LiNbO_3$，$KNbO_3$，BSO，$BaTiO_3$ などのの結晶中において非線形光学効果の一種である誘導ブリルアン散乱，誘導ラマン散乱，縮退 4 光波混合などによって発生させる．中でも特に，フォトリフラクティブ効果を用いた縮退 4 光波混合は入射光として小さい強度かつ連続光を用いることができるため，これまで盛んに研究がなされてきた [15–17]．縮退 4 光波混合では，結晶に 2 つの対向するポンプ光を同時に照射し，それらとは異なる角度にプローブ光を入射することによって，プローブ光と反対の方向に進む位相共役波が生じる．原理的には，一つのポンプ光とプローブ光によって生じたホログラムによって一方のポンプ光が回折され位相共役光が発生していることになる．これは，前述した動的ホログラフィの動作そのものである．縮退 4 波混合はラマン散乱などで発生する位相共役光とは異なり，入射するプローブ光と周波数も全く同様の完全な位相共役光が得られ，また，高効率化のための研究 [18, 19] も行われ位相共役光の発生手法として確立されてきた．しかし，縮退 4 光波混合は複数の光波を用いること，また，高いアライメントの精度が要求されることにより光学系の自由度が大幅に制限されてしまうため現実的であるとは言えない．

この問題点を解決しうる技術として，デジタル位相共役 (DPC: Digital Phase Conjugation) が 2010 年に M. Cui らによって提案されている [20, 21]．DPC はプローブ光の複素振幅分布を 2 次元イメージセンサによってデジタルホログラムとして記録する．その後，そのデジタルホログラムを液晶などで実現される空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) に表示することで位相共役光を生成する．このように DPC は 2 次元イメージセンサと SLM の電子的制御によって位相共役光を生成することが可能となるため，上記した問題点は原理上生じず，高い光学的自由度が得られる．近年では特に，DPC を生体計測に応用した例が多数報告されている．レーザ走査顕微鏡に代表される点計測に基づく計測手法では，空間分解能の観点から，計測対象中に如何に小さなスポットを得るかが重要な要素となる．しかし，生体中では，光波が強く散乱されるため，スポットを得ること自体が難しく，計測は困難となる．この散乱を抑制するために DPC が用いられ，実際にその効果を確認した報告もなされている [22–25]．また，このような DPC によるフォーカシングと音響光学効果を組み合わせて断層撮影を行う技術 [26, 27] も提案されている．さらに，光ファイバ等による内視鏡型のイメージングシステムに DPC を応用する研究 [28, 29] も行われている．光ファイバ中では，光波はその光ファイバ固有の空間モードの重ね合わせとなって伝搬する．この時，各空間モードの存在比は保存されないため，光ファイバ伝搬後の光波の波面は歪んでしまう．これを DPC によって補正することで，光ファイバを介して正常にイメージングを行うことができる．加えて，複数の波長チャネルを活用する大容量光通信の分野では，非常に高いパワーを持った光波を光ファイバに入射させるため，上記の波面歪みのほかに非線形光学効果によるパルス波形の歪みも生じる．上記したように，この波形歪みの補償を光学的光位相共役生成によって行った [10] に対して，DPC で補償した例 [30] もある．

さらに，完全な DPC として DH を用いて記録された位相歪みを持つ光波に対して回折伝搬計算行うことで計算機上においてその位相共役波の挙動を再現した結果が報告されている [31, 32]．本研究では計算機による仮想的な光学系における位相共役光の生成を含む機構を通常の DPC と区別するために仮想位相共役 (VPC: Virtual Phase Conjugation) と呼ぶ．VPC では大気揺らぎやアライメント誤差の影響を受けずに高い精度を保つことができる．しかしながら，散乱媒質の光波に対する効果を計算機上で正確に再現する必要があるので，元の散乱媒質が未知である場合は実現難易度が極めて高いという欠点もあることから，VPC は DPC とは対照的に実際的な光情報処理システムに応用された例はまだ報告されていないのが現状である．表 1.1 にこれまで述べてきた，光位相共役，DPC，VPC の特徴をまとめる．

## 1.2 研究の目的と意義

VPC は光学系の自由度という点において非常に大きな利点を有しているが，元の散乱媒質が未知である場合は実現難易度が極めて高いという欠点から実際的なアプリケーション（特に光計測や光記憶に代表される光情報処理分野）に応用された例は現状では報告されていない．仮想的な光学系による位相共役光の生成と物理的な光学系を組み合わせた具体的なアプリケーションを提示することで，従来と比べ高安定・高精度・小型，ひいては従来の光学系より格段に自由度の高い光情報処理システムを創出できる可能性がある．

**表 1.1.** 位相共役光の各生成方法における比較

| 発生方法 | 光位相共役<br>（縮退 4 光波混合） | デジタル位相共役 | 仮想位相共役 |
|---|---|---|---|
| 要素 | 非線形光学媒質 | 2 次元イメージセンサ<br>空間光変調器 | 2 次元イメージセンサ<br>計算機 |
| 生成する空間 | 物理的な光学系 | 物理的な光学系 | 仮想的な光学系<br>計算機内 |
| 生成効率 | △ | ○ | ○ |
| フィデリティ | △ | ○ | ○ |
| 系の自由度 | × | ○ | ◎ |
| 実現難易度 | △ | ◎ | 散乱物体が既知 ◎<br>散乱物体が未知 × |

したがって，本研究は高安定・高精度・小型かつ自由度の高い VPC 技術を位相共役光学において改めて体系づけること，また，それを応用した実際的なアプリケーションを検討することで新たな光情報処理システムの創出を行うことを目的とする．はじめに，反復計測による参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法を提案・実証する．これは仮想位相共役を実現する要素技術の一つとして重要である．次に，スキャニング不要な深さ計測を可能とする及び仮想 4f 光学系の位相共役伝搬を用いたデジタル共焦点顕微鏡を提案する．そして，スキャニングなしに完全な 3 次元断層像の取得を実現する仮想位相共役を用いた光断層イメージング技術を提案する．最後に，高記録密度なホログラフィックメモリの実現に向けて，仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離手法を提案する．

このように，本研究では仮想位相共役技術の概念を位相共役光学に体系づけるとともに，具体的なアプリケーションも同時に提示することで，光情報処理分野だけでなく，昨今需要が高まっている医療・ライフサイエンス分野やビッグデータ分野の発展にも寄与できるものであると考える．以上が本研究の意義である．

## 1.3 本論文の構成

本論文は仮想位相共役を実現する要素技術，並びに具体的なアプリケーションについて検討した結果をまとめたものである．本論文の概要図を図 1.1 に示す．また，以下に各章の要旨を述べる．

- 第 2 章：まず，仮想位相共役を実現する要素技術である光複素振幅制御技術及び数

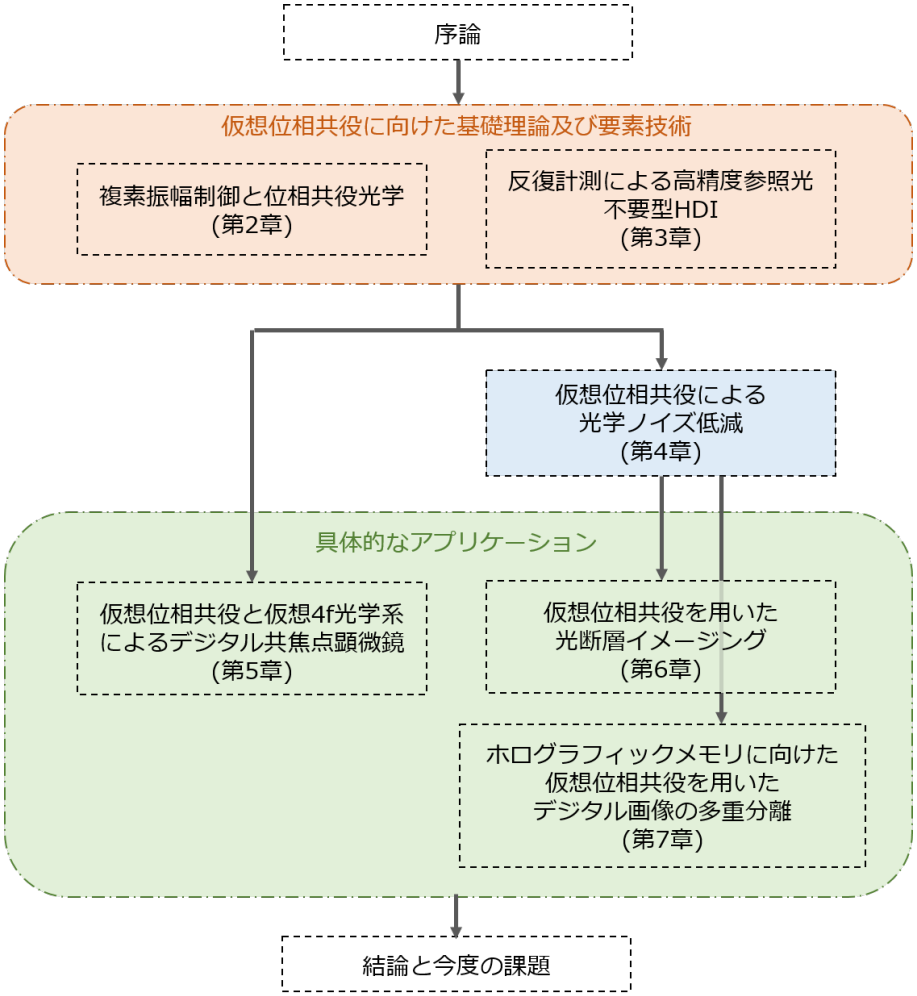



図 **1.1.** 本論文の概要

値的なビーム伝搬法の概要について紹介している．また，従来の光学的な位相共役光の生成方法，デジタル位相共役及び仮想位相共役について体系づけて述べている．

- 第 3 章: 反復測定による参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法を新たに提案している．本手法は反復測定および得られた各位相画像の測定システムへのフィードバックをおこなうことにより，従来の参照光不要型デジタルホログラフィと比べて測定精度を改善できる．実験では，ランダムパターン及び一般的な画像に変調された光波の位相分布を従来法よりも高い精度で測定できることを示している．この結果を保証するために，本手法における内部参照光の波面精度と光パワー効率も評価した．その結果，従来法と比べて単一平面波に近い波面を持ち，かつ，電力効率が高い内部参照光が生成されることを確認している．

- 第 4 章: 仮想位相共役技術による光学ノイズ除去効果について検討している．また，基礎実験では，レンズで構成される結像系が正しく結像されている状態を信号，結像系をあえて正しく結像しないようにした状態をノイズとして，本ノイズ除去手法を実行した場合に信号成分だけが精度よく取り出せることを明らかにし

ている．

- 第 5 章: 機械的走査が不要な深さ測定を目的として，仮想 $4f$ 光学系の位相共役伝搬を用いたデジタル共焦点顕微鏡を提案している．本手法では，計測物体の深さ情報はコンピュータシミュレーションで配置された 2 つの仮想レンズからなる仮想 $4f$ システムの焦点をずらすことによって得られる．仮想 $4f$ システムを使用することにより，単一の測定によって多層断層画像が得られるので，測定および露光時間を大幅に短縮することができる．実験では，カバーガラスの深度イメージングを行って本手法の動作原理を行っている．また，ミラーを計測することで本手法の深さ分解能について検討している．

- 第 6 章: シングルショット 3 次元断層イメージングシステムの実現を目指し，VPC を用いた光断層撮影を提案する．本手法では VPC のノイズ除去効果により特定則の抽出が行われ光学セクション特性が得られる．この方法は，低コヒーレンス光源または共焦点ピンホールなどの追加要素を必要としない．また，数値的なビーム伝播を組み合わせることでシングルショットでの 3 次元断層撮像と可能にする．加えて，VPC-OT はデジタルホログラフィによる複素振幅検出に基づいているため，位相コントラスト画像を同時に取得することができる．実験において，0.8 の開口数（NA）を有する対物レンズを使用して，0.94 $\mu$m の深さ分解能でカエル血球のシングルショット 3 次元撮像に成功している．

- 第 7 章: 記録媒体におけるダイナミックレンジの消費量を低減するために，仮想位相共役技術を用いたデジタル画像の多重分離方法を提案する．本手法では，HDS の一般的な多重化方法とは異なり，デジタル画像で変調された信号光は記録前にビームコンバイナを使用して多重される．そして，記録媒質に同時に記録される．このとき，VPC のノイズ低減効果を巧みに用いることで各信号光を独立に再生することができる．シミュレーションでは，ダイナミックレンジの消費が低減され，記録密度が向上したことを示している．さらに，実験において 2 枚のデジタル画像が多重された場合の記録再生の動作について実証している．

- 第 8 章: 結論であり，本研究の総括と今後の展望について述べている．

## 参考文献

[1] 左貝潤一：位相共役光学 (朝倉出版，1990).

[2] A. Yariv, “Three dimensional pictorial transmission in optical fibers,” Appl. Phys. Lett. **28**, 88–89 (1976).

[3] G. J. Dunning and R. C. Lind, “Demonstration of image transmission through fibers by optical phase conjugation” J. of Biomedical Optics **15**, 025004 (2010).

[4] Z. Yaqoob, D. Psaltis, M. S. Feld, and C. Yang, “Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples,” Nat. Photonics **2**, 110–115 (2008).

[5] X. Xu, H. Liu, and L. V. Wang, "Turbidity suppression from the ballistic to the diffusive regime in biological tissues using optical phase conjugation" Nat. Photonics **5**, 154–157 (2011).

[6] M. Lin, K. Nitta, O. Matoba, and Y. Awatsuji,"Parallel phase-shifting digital holography with adaptive function using phase-mode spatial light modulator," Appl. Opt. **51**, 2633–2637 (2012).

[7] M. K. Kim,"Adaptive optics by incoherent digital holography, " Appl. Opt. **37**, 2694–2696 (2002).

[8] J. Auyeung, D. Fekete, D. Pepper, and A. Yariv, "A theoretical and experimental investigation of the modes of optical resonators with phase-conjugate mirrors, " IEEE J. Quantum Electron. **15**, 1180–1188 (1979).

[9] J. F. Lam and W. P. Brown,"Optical resonators with phase-conjugate mirrors," Opt. Lett. **5**, 61–63 (1980).

[10] T. Umeki, T. Kazama, H. Ono, Y. Miyamoto and H. Takenouchi, "Spectrally efficient optical phase conjugation based on complementary spectral inversion for nonlinearity mitigation," *2015 European Conference on Optical Communication (ECOC)*, 1–3 (2015).

[11] A. Yariv,"On transmission and recovery of three-dimensional image information in optical waveguides," J. Opt. Soc. Am. **66**, 301–306 (1976).

[12] A. Yariv and D. M. Pepper, "Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing" Opt. Lett. **1**, 16-18 (1977).

[13] S. M. Jensen and R. W. Hellwarth, "Generation of time- reversed waves by nonlinear refraction in a waveguide," Appl. Phys. Lett. **33**, 404–405 (1978).

[14] K. Buse, A. Adibi, and D. Psaltis, "Non-volatile holographic storage in doubly doped lithiumniobate crystals," Nature **393**, 665–668 (1998).

[15] A. M. Glass, A. M. Johnson, D. H. Olson, W. Simpson, and A. A. Ballman, "Four-wave mixing in semi-insulating InP and GaAs using the photo refractive effect," Appl. Phys. Lett. **44**, 821–824 (1985).

[16] Baruch Fischer, Jeffrey O. White, Mark Cronin-Golomb, and Amnon Yariv, "Nonlinear vectorial two-beam coupling and forward four-wave mixing in photorefractive materials," Opt. Lett. **11**, 239–241 (1986).

[17] M. R. Beli, "Exact solution to the degenerate four-wave mixing in reflection geometry in photorefractive media," Phys. Rev. A **31**, 3169–3174 (1986).

[18] K. R. MacDonald and J. Feinberg, "Enhanced Four-Wave Mixing by Use of Frequency-Shifted Optical Waves in Photorefractive $BaTiO_3$," Phys. Rev. Lett. **55**, 948–950 (1984).

[19] H. Rajbenbach, J. P. Huignard, and Ph. Refrgier, "Amplified phase-conjugate beam reflection by four-wave mixing with photorefractive Bi12SiO20 crystals," Opt. Lett. **9**, 558–560 (1984).

[20] M. Cui and C. Yang, "Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation," Opt. Express **18**, 3444–3455 (2010).

[21] M. Jang, H. Ruan, H. Zhou, B. Judkewitz, and C. Yang, "Method for auto-alignment of digital optical phase conjugation systems based on digital propagation," Opt. Express **22**, 14054–14071 (2014).

[22] Y. Shen, Y. Liu, C. Ma, and L. V. Wang, "Focusing light through biological tissue and tissue-mimicking phantoms up to 9.6 cm in thickness with digital optical phase conjugation," J. of Biomedical Optics **21**, 085001 (2016).

[23] D. Wang, E. H. Zhou, J. Brake, H. Ruan, M. Jang, and C. Yang, "Focusing through dynamic tissue with millisecond digital optical phase conjugation," Optica **2**, 728–735 (2015).

[24] Y. Shen, Y. Liu, C. Ma, and L. V. Wang, "Focusing light through scattering media by full-polarization digital optical phase conjugation," Opt. Lett. **41**, 1130–1133 (2016).

[25] E. H. Zhou, H. Ruan, C. Yang, and B. Judkewitz, "Focusing on moving targets through scattering samples," Optica **1**, 227–232 (2014).

[26] Y. Wang, B. Judkewitz, C. A. DiMarzio and C. Yang, "Deep-tissue focal fluorescence imaging with digitally time-reversed ultrasound-encoded light," Nat. Commun. **3**, 928-1–928-8 (2012).

[27] Y. Suzuki and L. V. Wang, "Frequency-swept time-reversed ultrasonically encoded optical focusing," Appl. Phys. Lett. **105**, 191108-1–191108-4 (2014).

[28] I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, and D. Psaltis, "Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation," Opt. Express **20**, 10583–10590 (2012).

[29] D. Loterie, S. Farahi, I. Papadopoulos, A. Goy, D. Psaltis, and C. Moser, "Digital confocal microscopy through a multimode fiber," Opt. Express **23**, 23845–23858 (2015).

[30] S.T. Le, M.E. McCarthy, S. K. Turitsyn, I. Phillips, D. Lavery, T.Xu, P. Bayvel, A.D. Ellis, "Optical and Digital Phase Conjugation Techniques for Fiber Nonlinearity Compensation," *2015 Opto-Electronics and Communications Conference (OECC)*, 1–3 (2015).

[31] C. Barsi, W. Wan, and J. W. Fleischer, “Imaging through nonlinear media using digital holography,” Nature Photon. **3**, 211–215 (2009).

[32] A. Goy and D. Psaltis, “Digital Reverse Propagation in Focusing Kerr Media,” Phys. Rev. A **83**, 031802 (2011).

# 第2章

# 複素振幅制御と位相共役光学

## 2.1 はじめに

仮想位相共役 (VPC: Virtual Phase Conjugation) の実現には，物理的な光学系と計算機上の仮想的な光学系を真に融合することが求められる．そのためには光の強度及び位相を含む複素振幅ベースのインターフェースが必要となる．これまで数十年に渡り研究や開発が行われてきた光学素子は基本的に光の強度のみを扱うものである．それに対し，1947 年に Gabor によって発見されたホログラフィは複素振幅全ての情報を透過率分布または屈折率分布としてエンコードすることができる．このことは，これまで盛んに開発されてきた強度のみを扱う光学的なデバイス（例えば，液晶や CCD，CMOS カメラなど）をそのまま用いることで複素振幅の制御が可能であることを意味している．加えて，近年における，IC の超集積化に伴う計算機の計算能力の爆発的向上および液晶や CMOS 技術の向上によって，デジタライズされたホログラフィ技術は実用レベルまで達しつつある．具体的には，4K や 8K と呼ばれるような非常に高い解像度での光学的画像処理演算・表示・取得が可能となっている [1]．このような，デジタライズされたホログラフィ技術は上記した複素振幅ベースのインターフェースとしても用いることができる．したがって，物理的な光学系と仮想的な光学系を組み合わせて高度な処理を行おうとする研究がなされることは極めて自然な流れであると言える．本章では，本研究で提案する仮想位相共役を実現するために必要となる基礎理論や要素技術について述べる．以下に，各節の内容について記す．

2.2 節では，複素振幅制御及び位相共役光の生成の基礎となるホログラフィについて述べる．2.3 節では，光波の複素振幅分布を液晶などによって実現される空間光変調器を介して自在に生成できる計算機合成ホログラム (CGH: Computer Generated Hologram) について述べる．これまで様々なタイプの計算機合成ホログラムが提案されてきたが．ここでは，本研究で実際に用いる Off-axis 型 CGH とキノフォームに焦点を当てる．—2.4.2 節では，光波の複素振幅分布を 2 次元イメージセンサ等を介してデジタルデータとして取得できるデジタルホログラフィ(DH: Digital Holography) について述べる．DH においても，これまで様々なタイプのが提案されてきたが，ここでは，本研究で実際に用いるフーリエ縞解析法と位相シフトデジタルホログラフィ(PSDH: Phase Shifting Digital holography) に焦点を当てる．節では，本研究テーマの根幹を成す位相共役光学 [34, 35] について述べる．まず，その基本的な概念について説明する．次に，位相共役光の生成法について，純光学的手法である 4 光波混合及びデジタル的手法であるデジタル位相共役 (DPC: Digital Phase Conjugation) について述べる．そして，本手法で用いる仮想位相共役 (VPC: Virtual Phase Conjugation) について述べる．

## 2.2 ホログラムの記録と再生

図 2.1 にホログラフィ[2] の原理図を示す．光源より出射された単色の光波が $xy$ 平面上に任意の 2 次元分布を持ち $z$ 方向に伝搬しているとき，時刻 $t$ においてその電界 $E(x,y,z,t)$ は以下のように表すことができる．

$$E(x,y,z,t) = a(x,y)\exp\{\mathrm{i}[kz - \omega t + \phi(x,y)]\} \tag{2.1}$$

ここで，$a(x,y)$ は $xy$ 平面上における強度分布，$k$ は波数，$\omega$ は角周波数，$\phi(x,y)$ は初期位相の空間分布（以下，これを位相分布とする）である．そして，時間コヒーレンスが高く，時間発展が無視できると仮定し $z=0$ とすると以下のようになる．

$$U(x,y) = A(x,y)\exp[\mathrm{i}\phi(x,y)] \tag{2.2}$$

上式がこの光波における複素振幅となる．ホログラフィでは，まず，この光波をハーフミラー等のビームスプリッタ (BS: Beam Splitter) で分岐する．そして，一方の光波（物体光）は記録したい物体（情報）によってその複素振幅変調され，ホログラム面まで伝搬する．この時，記録媒質面での物体光の複素振幅分布を以下のように表す．

$$U_o(x,y) = A_o(x,y)\exp[\mathrm{i}\phi_o(x,y)] \tag{2.3}$$

ここで，$A_o(x,y)$ は物体光強度分布，$\phi_o(x,y)$ は物体光位相分布である．さらに，分岐したもう一方の光波（参照光）は x 方向に角度 $\theta$ で傾いて記録媒質に入射する．その複素振幅は

$$U_{\mathrm{r}}(x,y) = A_r(x,y)\exp[\mathrm{i}kx\sin\theta] \tag{2.4}$$

となる．これらの光波は同時に記録媒質に入射するので，それらの複素振幅は重ね合わされて干渉する．この時形成される干渉縞の強度分布 $I(x,y)$ は

$$\begin{aligned} I(x,y) &= |U_o(x,y) + U_r(x,y)|^2 \\ &= |U_o(x,y)|^2 + |U_r(x,y)|^2 \\ &+ A_o(x,y)A_r(x,y)\exp[\mathrm{i}\{\phi_o(x,y) - kx\sin\theta\}] \\ &+ A_o(x,y)A_r(x,y)\exp[-\mathrm{i}\{\phi_o(x,y) - kx\sin\theta\}] \\ &= |U_o(x,y)|^2 + |U_r(x,y)|^2 + A_o(x,y)A_r(x,y)\cos\{\phi_o(x,y) - kx\sin\theta\} \end{aligned} \tag{2.5}$$

となる．したがって，この $I(x,y)$ がホログラムとして記録されることになる．また，式 (2.5) の第 3 項には物体光の複素振幅がすべて含まれていることがわかる．記録媒質が振幅に対して感度を持つ場合，記録されたホログラムの振幅透過率 $T(x,y)$ は

$$T(x,y) = t_0 + t_1 I(x,y) \tag{2.6}$$

となる．ここで，$t_0$ と $t_1$ 記録媒質や露光量などの記録条件に依存する定数項である．

次に，このホログラムから物体光の複素振幅を再生することを考える．記録過程で用いた参照光と全く同じ再生光をホログラムに照射すると，以下に示す光波が得られる．

$$\begin{aligned} T(x,y)U_r(x,y) = &\left\{t_0 + t_1|U_o(x,y)|^2 + t_1|U_r(x,y)|^2\right\}A_r(x,y)\exp[\mathrm{i}kx\sin\theta] \\ &+ t_1 A_o(x,y){A_r}^2(x,y)\exp[\mathrm{i}\phi_o(x,y)] \\ &+ t_1 A_o(x,y){A_r}^2(x,y)\exp[-\mathrm{i}\phi_o(x,y)]\exp(\mathrm{i}2kx\sin\theta) \end{aligned} \tag{2.7}$$

まず，式 (2.7) の右辺における第 1 項は再生光が透過しただけの 0 次回折光である．これは物体光の位相分布を持たないため，再生に寄与しない光波である．次に，第 2 項は記録条件に依存する定数項があるが，物体項の強度分布，位相分布が含まれている+1 次回折光である．また，これは sin 項がないため，本来，物体光が記録媒質を透過して伝搬する方向に回折する光波であることがわかる．したがって，再生時に実際の物体が無くても，この+1 次回折光を観察することであたかも元の位置に物体が存在しているこのように見える．このことは，ホログラフィがて物体の完全な 3 次元情報を記録・再生出来ることを示している．この時，ホログラムを反対の面から観察することとなるので実際に見えるのは虚像である．さらに，第 3 項について考える．第 3 項も物体の強度分布，位相分布をそれぞれ含んでいる．しかし，物体光の位相分布に $2\sin\theta$ が付加されている．つまり，第 3 項は 0 次回折光を中心として+1 次回折光とは反対の角度に回折する-1 次回折光である．また，物体光の位相分布の符号が反転しているため，元の物体光に対して複素共役な光波である．これは共役像と呼ばれる．これらの回折光は上述のように異なる角度に回折するため，ある程度伝搬させることで，空間的に分離する．したがって，適当な空間フィルタを設置することで物体光をそのまま含む+1 次回折光のみを取り出すことができる．Gabor が最初に提案した系は物体光と参照光を同じ角度で記録するものであったため，再生時に各回折光を分離できないという問題点があった．よって，参照光の入射角を傾ける手法が提案された経緯がある．

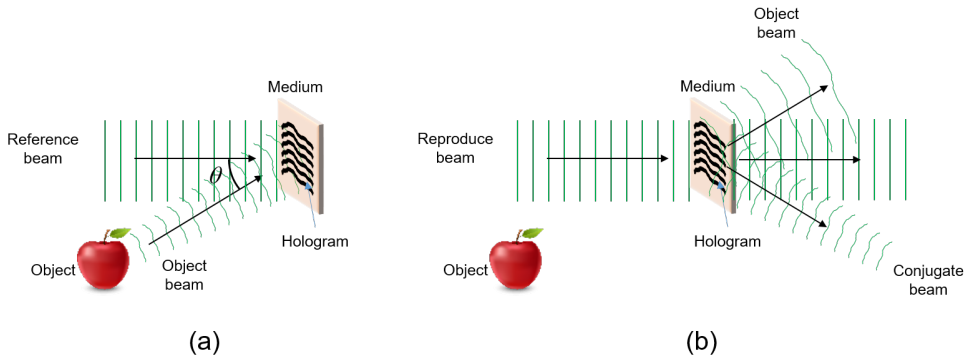



図 **2.1.** ホログラフィの概念図．(a) 記録過程，(b) 再生過程

## 2.3 計算機合成ホログラムによる複素振幅の生成

### 2.3.1 Off-axis 型計算機合成ホログラム

図 2.2 に Off-axis 型 CGH [3] の原理図を示す．前節では，通常のホログラムにおいて所望の複素振幅を含む信号光 $U_o$ と平面波である参照光 $U_r$ の干渉縞が物理的な媒質に記録されることを述べた．また，信号光はホログラム垂直に，参照光は信号光に対して $x$ 方向に $\theta$ 傾けて入射させた場合，干渉縞 $I(x,y)$ は式 (2.5) で表され，その第 3 項に元の $E_s$ そのものを含む．したがって，計算機合成ホログラムの場合，予めデジタルデータ（この場合は各画素に実数値を持つ画像）として用意した $A_s(x,y)$ 及び $\phi_s(x,y)$ から計算機を用いて式 (7.6) の干渉縞分布を生成すればよい．この時，参照光の強度分布はホログラム面上のすべての位置において一様であるとすると，実際に計算すべき干渉縞分布 $I_{dis}(x,y)$ は以下となる．

$$I(x,y) = I_0 + 2A_s(x,y)\cos\left[kx\sin\theta + \phi(x,y)\right] \tag{2.8}$$

ここで，式 (2.6) の第 1 項，第 2 項はバイアス成分であるため，定数 $I_0$ と置いた．

物理的な光学系では，まず，生成した干渉縞の分布を強度型空間光変調器 (ISLM: Intensity-only Spatial Light Modulator) または位相型空間光変調器 (PSLM: Phase-only Spatial Light Modulator) に表示する．ISLM の場合は透過率変調，PSLM の場合は屈折率変調によって実行されるホログラムとなる．以下では ISLM の場合について述べる．平行光（単色レーザ光）を読みだし光 $U$ として入射角 $\theta$ で ISLM に入射すると，表示されている干渉縞のの影響でその光波は回折される．$U$ が $E_r(x,y)$ がともに強度分布が一様な平面波で完全に一致している場合，回折光は以下のようになる．

$$I(x,y)U = I_0U + 2A_s(x,y)\left|U(x,y)\right|^2\cos\left[kx\sin\theta + \phi(x,y)\right]\exp\left(kx\sin\theta\right) \tag{2.9}$$

$|U(x,y)|^2$ が一様な分布であると仮定すると

$$\begin{aligned} I(x,y)U &= I_0U + A_s(x,y)\exp\left[\mathrm{i}\phi(x,y)\right] + A_s(x,y)\exp\left[-\mathrm{i}\phi(x,y)\right]\exp(\mathrm{i}2kx\sin\theta) \\ &= I_0U + E_s(x,y) + E_s(x,y)^*\exp(\mathrm{i}2kx\sin\theta) \end{aligned} \tag{2.10}$$

この式から，0 次回折光として $I_0U$，+1 次回折光として $E_s(x,y)$，−1 次回折光として $E_s(x,y)$ がそれぞれ回折されることがわかる．また，干渉縞を生成する際の参照光，再生する際の読みだし光のどちらも $\theta$ 傾けているため，それぞれの回折光は異なるバイアス空間周波数を持つ．したがって，空間周波数分布を見れば，これらの回折光は異なる位置にあることになるので所望の +1 次回折光のみを抽出することができる．そして，この処理を物理的な光学系で行うためには，レンズでフーリエ変換すればよい．レンズ集光面（フーリエ面）に +1 次回折光のみを通過させるような開口を配置し，さらに，もう一枚のレンズで逆フーリエ変換を実行することで $E_s(x,y)$ の複素振幅を物理的な光学系に生成することができる．

Off-axis 型 CGH では，所望の複素振幅分布及び干渉縞分布は空間的に離散化されているため，サンプリング定理を満たしている必要がある．まず，参照光の入射角度である $\theta$ は干渉縞の明暗の間隔を決定するので，ISLM または PSLM のピクセルサイズにのサ

ンプリング定理を満たすように設定する必要がある．次に，所望の $E_s(x,y)$ が持ち得る最大の空間周波数は +1 次回折光の抽出の際に用いる開口のカットオフ周波数によって制限される．そのため，開口のカットオフ周波数に合わせて $a_s(x,y)$ 及び $\phi_s(x,y)$ を用意する必要がある．つまり，$a_s(x,y)$ 及び $\phi_s(x,y)$ の解像度に対して ISLM または PSLM の解像度は必ず 2 倍以上必要である．実際的な多値の複素振幅を行う場合には，数 10〜数 100 倍程度の解像度が必要となる．このように，Off-axis 型 CGH は種々の制限はあるものの，これらの条件さえ満たせば簡易な演算でホログラム画像が生成でき，1 台の SLM のみで複素振幅分布を生成することができる．

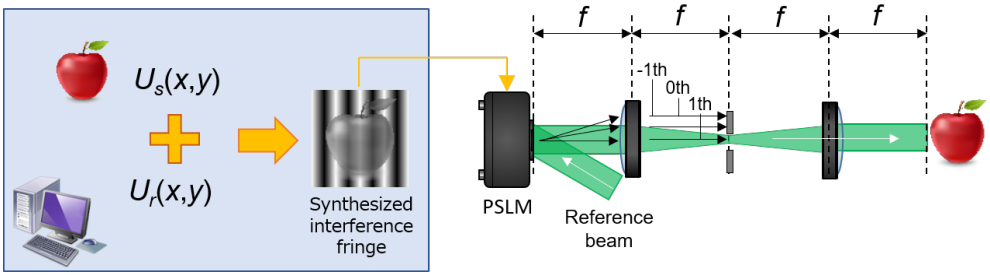



図 **2.2.** 軸外計算機合成ホログラムの概念図

### 2.3.2 キノフォーム

CGH とは全く異なる複素振幅の生成法として，キノフォーム [4] がある．所望の複素振幅分布 $a_s(x,y)\exp[\phi_s(x,y)]$ が拡散性を有する時，そのフーリエ変換スペクトルは一様に散乱した波面となる．このような散乱波面では，元の物体を再構成するために必要な情報は大部分が位相分布によって運ばれ，振幅情報は除くことができる仮定 [5] に基づく．元の物体が完全な拡散性を有する場合，物体の各点での位相はそれぞれ独立しておりその点の光波の進む方向は位相のみで決まることからこの仮定は正しいと言える．

実際にキノフォームを実現する系を図 2.3 に示す．計算機上では，まず，所望の複素振幅分布 $a_s(x,y)\exp[\phi_s(x,y)]$ を用意する．この時，この複素振幅は拡散性を有している必要があるが，それは一般的に位相分布 $\phi_s(x,y)$ が空間的にランダムな成分を含んでいる必要がある．もし，元の $\phi_s(x,y)$ にランダムな位相成分が含まれない場合，ランダム位相板などによってランダム位相成分を付加する必要がある．次に，所望の複素振幅分布 $a_s(x,y)\exp[\phi_s(x,y)]$ のフーリエスペクトル $\mathcal{F}[a_s(x,y)\exp[\phi_s(x,y)]$ を求める．これは，2 次元高速フーリエ変換 (FFT: Fast Fourier Transform) によって容易かつ高速に求めることができる．ここで，再生面（像面）を実空間と置くならば，厳密には逆フーリエ変換であることに注意する．最後に，そのフーリエスペクトルの位相分布 $arg\mathcal{F}[a_s(x,y)\exp[\phi_s(x,y)]$ を抽出する．

物理的な光学系では，まず，$arg\mathcal{F}[a_s(x,y)\exp[\phi_s(x,y)]$ を PSLM に表示する．そして，平行光（単色レーザ光）を読みだし光 $U$ として PSLM に入射する．PSLM によって位相変調された $U$ はレンズによって光学的にフーリエ変換される．このフーリエ変換時，$U$ の各点ははキノフォーム像に応じた位相変調によってその伝搬方向が定まる．各点の光波がその伝搬方向に進むことで元の物体（複素振幅分布）が復元される．この時，キノフォームを実行する上で非常に重要なことは位相変調の変調量は 0 から $2\pi$ の間に完全

に整合（位相整合）させる必要があることである．これは，キノフォームが CGH のように回折のためのパターンではなく，純粋な位相変調に基づくためである．写真乾板等にキノフォームを生成する場合，写真漂白の各種パラメータを制御することでこの位相整合が行われる．一方で，PSLM を用いる場合は階調数と位相変調量が基本的には線形であるため容易に位相整合をとることが可能である．もし，位相整合に誤差がある場合，光波の各点の伝搬方向が変わることで直流成分となり，再生面の中心に強い強度ピークとして現れる．利点として，キノフォームは位相変調のみによって 0 次回折光として所望の複素振幅分布が得られるため，回折効率が極めて高い．

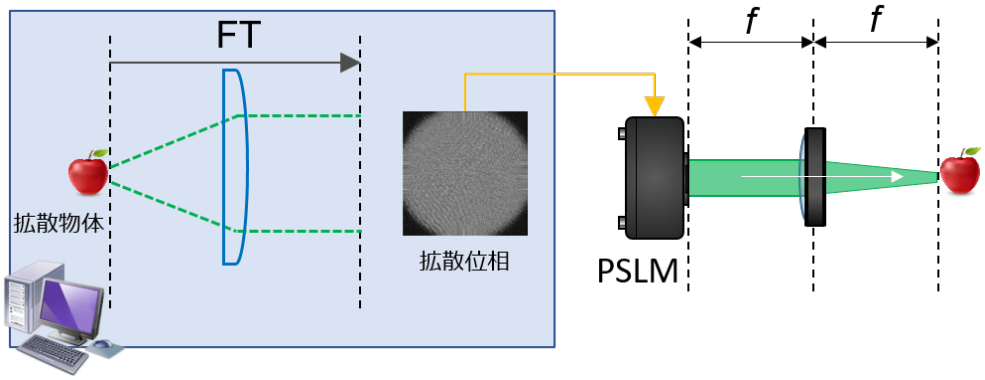



図 **2.3.** キノフォームの概念図．$F$T は計算機上の離散的なフーリエ変換，$f$ はレンズの焦点距離．

## 2.4 デジタルホログラフィによる複素振幅の検出

前節までは複素振幅の生成手法について述べてきた．つまり，これらの技術は計算機によって生成された所望の複素振幅を物理的な光学系上に複製するためのインターフェースである．以下では，その対となる過程である，複素振幅の検出について述べる．つまり，以下に述べる手法は，デジタルホログラフィ [6–8] を基礎とした物理的な光学系上で光学処理された複素振幅を計算機上に複製するためのインターフェースである．

### 2.4.1 フーリエ縞解析

2.3.1 節で述べた通り，物体光と参照光を完全にコアキシャルに干渉させるとホログラム中の直流成分（0 次回折光）と信号成分（+1 次回折光）は同じ角度で回折されるため，分離することが困難である．そこで，Off-axis CGH と同様に，物体光または，参照光を他方の光波に対して傾けて干渉させることで各回折光を異なる角度で回折させることができる．したがって，この干渉縞をフーリエ縞解析 [9] することで，0 次回折光と+1 次回折光を容易に分離することが可能となる．図 7.4 にフーリエ縞解析による複素振幅取得の動作原理図を示す．

被計測光である物体光と参照光をイメージセンサ上で干渉させる．説明の簡単のため，物体光はイメージセンサ面に対して垂直に，参照光はそれに対して $\theta$ だけ傾いて入射す

る．また，イメージセンサ面がホログラム面であるとする．したがって，イメージセンサで取得される干渉縞は次式で表すことができる．

$$\begin{aligned}|U_s+U_r|^2 &= |U_s|^2+|U_r|^2+U_sU_r{}^*+U_s{}^*U_r \\ &= |a\,(x,y)|^2+|b\,(x,y)|^2+2a\,(x,y)\,b\cos\left[kx\sin\theta+\phi(x,y)\right]\end{aligned} \tag{2.11}$$

ここで，$U_s(x,y)$ は物体光の複素振幅分布，$U_r(x,y)$ は参照光の複素振幅分布である．このとき，イメージセンサの露光感度，露光時間，露光量は時間発展しないものとする．さらに，それらの絶対値は任意とする．ここで，参照光の入射角である $\theta$ が干渉縞の明暗の間隔を決定する．よって，その間隔がイメージセンサのピクセルサイズのナイキスト周波数を超えないように $\theta$ を決定する必要がある．そして，このホログラムから物体光の複素振幅分布が含まれる式 (2.) における第 3 項を取り出すことを考える．

まず，物体光と参照光は入射角の違いから異なる空間周波数を含むことは明らかである．したがって，2 次元フーリエ変換によってそれらは分離することができる．しかし，このままでは参照光の共役像が重なる．参照光は平面波であるので，その強度分布 $I_r(x,y)$ を予め撮像しておき，$I_r(x,y)\exp\{ikx\sin\theta\}$ でホログラム全体を割ればよい．そして，2 次元フーリエ変換後の複素振幅分布にナイキスト開口を乗算し，逆フーリエ変換を行えば，物体光の複素振幅分布取り出すことができる．したがって，取得したホログラムに対して，次式を適用すればよい．

$$E_r(x,y)=IFFT\left[\frac{\sqrt{H_{rep}(x,y)}}{\sqrt{I_r(x,y)}\exp\{\mathrm{i}kx\sin\theta\}}\right]W \tag{2.12}$$

ここで，$W$ はナイキスト開口である．また，実際的にはイメージセンサのピクセルが矩形でありかつ離散的であるため，2 次元フーリエ変換像は純粋な連続的フーリエ変換像に対して，sinc 関数が畳み込まれる形になる．それによって，参照光の入射角度を x または y 方向のどちらかを 0° とした場合，0 次回折光の高周波数成分と物体光が重なる恐れがあるので，入射角度は $xy$ 方向ともに同じ角度だけ傾けるのが良い．

このように，フーリエ変換縞解析では，単一のホログラムを撮像し，2 次元フーリエ変換等を行うだけで比較的簡単に複素振幅分布を取得することができる．しかし，軸外計算機合成ホログラムと同様に，最終的な複素振幅分布の 1 ピクセルを得るために，数 10〜数 100 倍程度のピクセルを持ったホログラムが必要となる．言い換えれば，イメージセンサの解像度が犠牲になるので高い解像度が要求される用途には向かない．

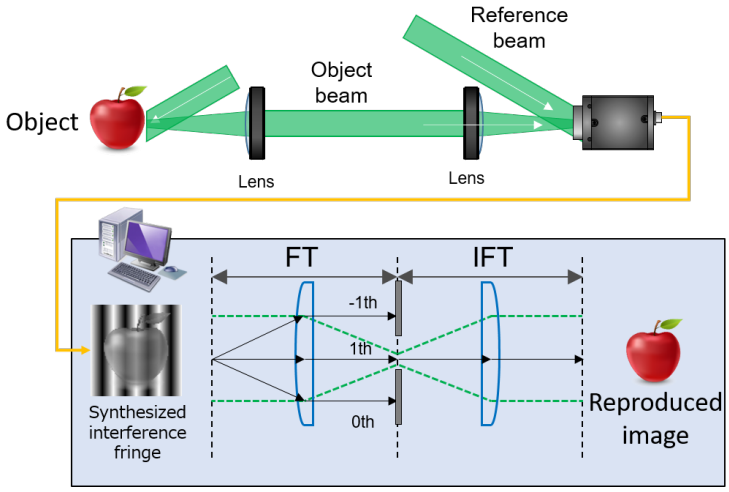



図 **2.4.** フーリエ縞解析の概念図

### 2.4.2 位相シフトデジタルホログラフィ

PSDH [10, 11] は位相シフト干渉 [12] に基づいて，強度情報と位相情報を含む光複素振幅分布を検出する．前節で述べたフーリエ縞解析では，物体光と参照光を異なる角度で入射させることで，物体こと直流成分を空間的に分離した．それに対し，PSDH は物体光と参照光の間の位相差を変位させながら複数のホログラムをイメージセンサで撮像し，それらの差分をとることで直流成分を除去する．最も簡単には位相差が 0，$\pi/2$，$\pi$，$3\pi/2$ の計 4 枚のホログラムを用いて直流成分を除去する．この時，これたの干渉縞強度 $I_1(x,y)$，$I_2(x,y)$，$I_3(x,y)$，$I_4(x,y)$ は

$$I_1 = A^2 + R^2 + 2AR\cos\phi \tag{2.13}$$

$$I_2 = A^2 + R^2 + 2AR\cos(\phi - \pi/2) = A^2 + R^2 + 2AR\sin\phi \tag{2.14}$$

$$I_3 = A^2 + R^2 + 2AR\cos(\phi - \pi) = A^2 + R^2 - 2AR\cos\phi \tag{2.15}$$

$$I_4 = A^2 + R^2 + 2AR\cos(\phi - 3\pi/2) = A^2 + R^2 - 2AR\sin\phi \tag{2.16}$$

ここで，$a(x,y)$ は被計測光の振幅分布，$\phi(x,y)$ は被計測光の位相分布である．不要な直流成分がなくなるように式 (2.13)–(2.16) を整理すると

$$A\cos\phi = \frac{I_1 - I_3}{4R} \tag{2.17}$$

$$A\sin\phi = \frac{I_2 - I_4}{4R} \tag{2.18}$$

これらの式 (2.15) 及び (2.16) を用いて，以下ののように複素振幅分布が導出される．

$$a(x,y) \propto \sqrt{[I_4(x,y) - I_2(x,y)]^2 - [I_1(x,y) - I_3(x,y)]^2} \tag{2.19}$$

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\left[\frac{I_4(x,y) - I_2(x,y)}{I_1(x,y) - I_3(x,y)}\right] \tag{2.20}$$

ここで，この複素振幅の算出法は位相シフトデジタルホログラフィの中で最も良く用いられる 4 ステッププアルゴリズム [13] と呼ばれるものである．さらに，必要な干渉縞強度を減らした 3 ステッププアルゴリズム [14] や 2 ステッププアルゴリズム [15] も提案されている．一般に，必要な干渉縞が少ないほど簡易な光学系となるが計測精度は劣化する．

PSDH において，位相ずれを持った複数の干渉縞を取得するための手法として時間分割法 [16, 17] と空間分割法 [18, 19] の 2 つの方法が提案されているが，時間分割法では時間的な，空間分割法では空間的な参照光の変調が必要となる．近年，新しい PSDH としてダイバーシティ法 [20] が提案されている． HDI は偏光制御による位相変調を効果的に使用することで，イメージセンサの空間分解能と同等の空間分解能と複数の位相シフト干渉縞のシングルショット検出を実現する．以下では，これら 3 手法の動作原理について簡単に述べる．

**A. 時間分割法**

図 7.5 に時間分割法の概念図を示す．時間分割法は位相シフトデジタルホログラフィとしては最も早くに提案されており，時間軸上で参照光に位相シフトを与える．よって，シーケンシャル法は複数回の干渉縞計測が必要となる．参照光路上に一様な位相シフトを与えるピエゾ素子等を配置する．この素子によって，参照光に対して異なる時間に異なる一様な位相シフトを与え，複数枚の干渉縞を複数回に分けて取得する．従って，時間分割法は時間分解能が犠牲となる．

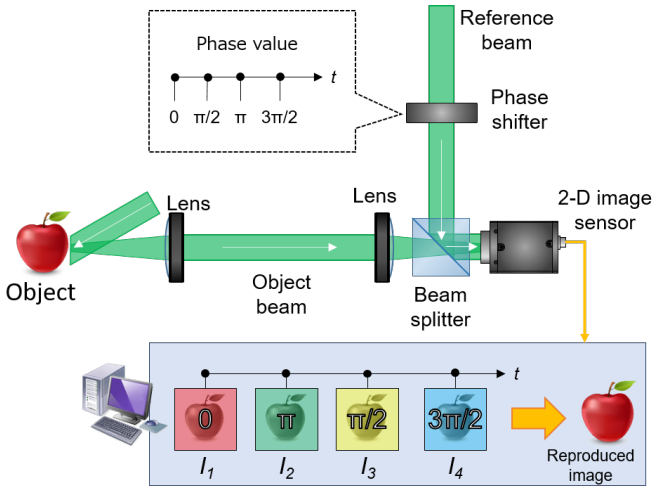



図 **2.5.** 時間分割法の概念図

**B. 空間分割法**

空間分割法は参照光に対して $xy$ 平面上の各点に異なる位相シフトを与える．この時，0，$\pi/2$，$\pi$，$3\pi/2$ の位相変調量が周期的に配置された位相板を用いるのが一般的である．また，PSLM によっても実現することができる．そして，2 次元イメージセンサ上では，この位相変調された参照光と信号光の干渉縞が記録される．この干渉縞は参照光の位相変調分布に対応した位置に $I_1(x,y)$，$I_2(x,y)$，$I_3(x,y)$，$I_4(x,y)$ が現れることとなる．つまり，この干渉縞を一度計測することですべての干渉縞が得られることになる．しかし，各干渉縞に分離する際に空間補完が必要になるため，空間分解能が犠牲となる．

**C. ダイバーシティ法**

ダイバーシティ法はその名のとおり，複数（この場合は 4 台）の 2 次元イメージセン

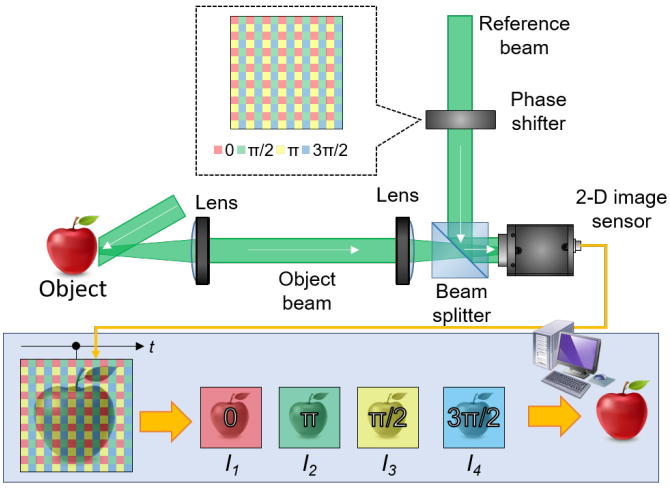



図 **2.6.** 空間分割法の概念図

サを用いて複数の干渉縞を同時取得する．このため，時間分割法と同等の空間分解能かつ空間分割法と同等の時間分解能が得られる．このダイバーシティ法はホログラフィックダイバーシティ干渉法 (HDI: Holographic diversity interferometry) と呼ばれる干渉法によって実現される．図 2.7 に HDI の光学系を示す．まず，信号光は 1/2 波長板 (HWP: Half Wave Plate) によって 45° 直線偏光とする．一方で，参照光は 1/4 波長板 (QWP: Quarter Wave Plate) によって円偏光とする．これらの光波は BS によって合波される．このとき，BS を透過する成分に対し，反射する成分はエネルギー保存則によって $\pi$ の位相差が生じる．次に，BS を透過した光波は偏光ビームスプリッタ (PBS: Polarizing Beam Splitter) によって分岐される．PBS によって紙面に対し水平な偏光 (p 偏光) 成分および垂直な偏光 (s 偏光) 成分に分岐される．ここで，円偏光は p 偏光と s 偏光の間に $\pi/2$ の位相差があるため，参照光は $\pi/2$ の位相差持ったそれぞれの成分に分岐される．この時の干渉縞はそれぞれカメラ 1 及びカメラ 2 によって取得される．一方で，BS を反射した光波は PBS2 によって分岐される．こちらも PBS によって p 偏光および s 偏光に分岐されるため，参照光は $\pi/2$ の位相差持ったそれぞれの成分に分岐される．この時の干渉縞はそれぞれカメラ 3 及びカメラ 4 によって取得される．したがって，カメラ 1–4 によって，0，$\pi/2$，$\pi$，$3\pi/2$ の位相差を持つ干渉縞が同時に取得される．このように，ダイバーシティ法では時間分解能と空間分解能のトレードオフを克服することが可能となるが，系の大型化，それぞれのカメラの空間位置のアライメントが難しい等の問題点がある．これらの問題点を解決する手法として 2 チャンネル HDI [21] 及び 2 チャンネルアルゴリズム [22] (付録 A に記載) が提案されている．2 チャンネル HDI は 2 台のカメラでダイバーシティ法を実現できるため，前述した問題点を緩和することができる．

このように，PSDH は光複素振幅分布を高精度に測定できるため，適応光学 [23, 24]，表面形状計測 [25, 26]，光学顕微鏡 [27–29] などの多くの分野で応用されている．

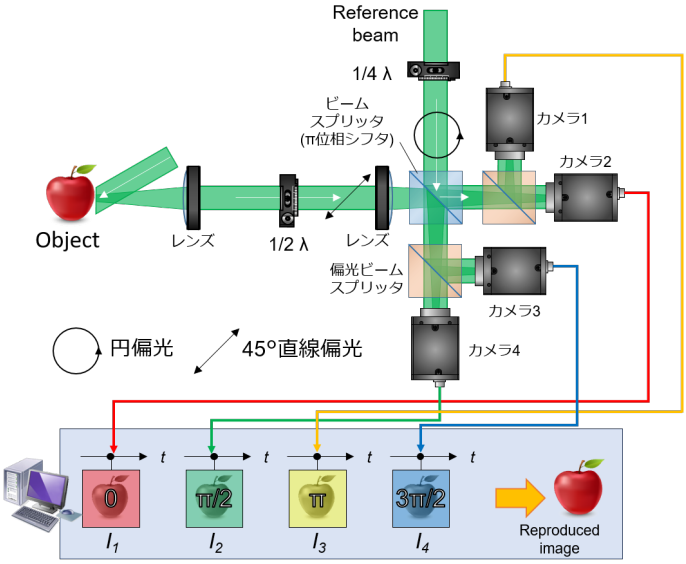



図 **2.7.** ダイバーシティ法の概念図

## 2.5 位相共役光学

### 2.5.1 位相共役光の特性

2.2 節で述べた，ホログラムの再生について，記録に用いた参照光と対向する方向から再生光を照射する場合について考える．図 2.8(a) は図 2.1(a) と同様で，通常のホログラムの記録過程を示している．対して，図 2.8(b) は参照光と対向する方向から再生光を照射する場合について示しており，このようなホログラムの再生を位相共役再生と呼ぶ．2.2 節と同様に，物体光を $U_o(x,y) = A_o(x,y)\exp[\mathrm{i}\phi_o(x,y)]$，参照光（再生光）を $U_\mathrm{r}(x,y) = A_r(x,y)\exp[-\mathrm{i}kx\sin\theta]$ とすると，対向する再生光は通常の再生光に対して進行方向が反転しているため

$$U_\mathrm{r}{}'(x,y) = A_r(x,y)\exp[-\mathrm{i}kx\sin\theta] \tag{2.21}$$

と表すことができる．したがって，位相共役再生を行った場合の回折光は

$$\begin{aligned} T(x,y)U_\mathrm{r}{}'(x,y) = &\left\{t_0 + t_1\left|U_o(x,y)\right|^2 + t_1\left|U_\mathrm{r}{}'(x,y)\right|^2\right\}A_r(x,y)\exp[-\mathrm{i}kx\sin\theta] \\ &+ t_1 A_o(x,y){A_r}^2(x,y)\exp[-\mathrm{i}\phi_o(x,y)] \\ &+ t_1 A_o(x,y){A_r}^2(x,y)\exp[\mathrm{i}\phi_o(x,y)]\exp(\mathrm{i}2kx\sin\theta) \end{aligned} \tag{2.22}$$

となる．ここで，位相共役再生を行った際の+1 次回折光 [式 (2.22) の第 2 項] と元の物体光を比較すると位相項の符号が反転していることがわかる．つまり，物体光に対して+1 次回折光は位相共役波であると言える．この時，ホログラムの記録過程と位相共役再生過程を合わせた一連のシステムを位相共役鏡と見做すことができる．ただし，入射光が反射しているのではなく，回折していることに注意する．したがって，物体光をこの位相共役鏡に入射する入射光 $U_{in}$，+1 次回折光を出射光 $U_{out}$ とすると，以下の関係が成

り立つ．

$$U_{out}(x,y) = U_{in}^{*}(x,y) \tag{2.23}$$

さらに，入射光の波数 $k_in$ と出射光の波数 $k_{out}$ が $k_{in} = -k_{out}$ の関係であるため，以下が成り立つ．

$$U_{out}(x,y,t) = U_{in}(x,y,-t) \tag{2.24}$$

以上より，位相共役光とは元の光波に対して，複素共役な複素振幅を持つ光波のことであり，複素振幅における空間位相分布はそのままに，進行方向を示す符号が反転した光波であると言える．このことから，位相共役光は時間反転光とも呼ばれる．

位相共役波はその時間反転性により，歪んだ波面の補償効果をもたらす．この効果を解かりやすく説明するため，図 2.9 に示すように，ミラーまたは位相共役鏡に対して垂直に光波は入射する系を考える．そして，入射波は屈折率 $n$ の物体を通過することで部分的に遅延が生じ，波面が変調される．この時，通常のミラーの場合，反射光の時間項は反転せず，そのまま反射されるため，再度同じ物体を通過することで波面の変調量（遅延量）は 2 倍となる．対して，位相共役光の場合，時間項が反転されるため再度同じ物体を通過することで波面の変調が相殺される．

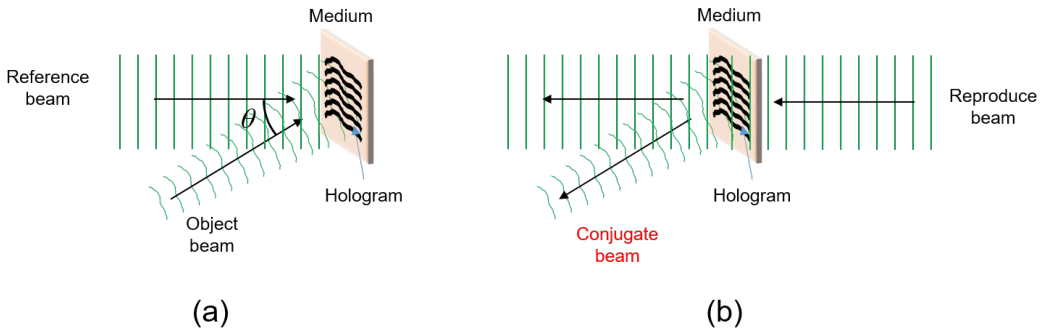



**図 2.8.** ホログラムにおける位相共役再生の概念図．(a) 通常の記録過程，(b) 位相共役再生過程

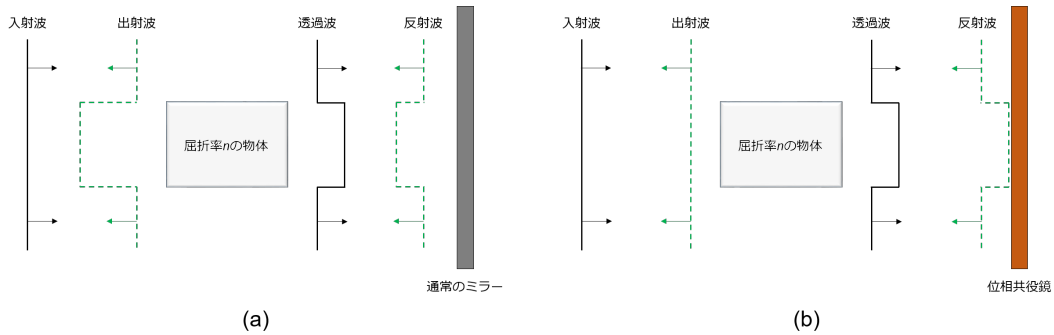



**図 2.9.** 位相共役光の波面補償特性

### 2.5.2 光位相共役とデジタル位相共役

**A. 光位相共役**

純光学的な位相共役光の生成方法として代表的な 4 光波混合 [30] について述べる．図 2.10 に 4 光波混合における各光波および結晶の配置を示す．この結晶は等方性媒質であるとする．以下では，4 光波混合を動的な体積ホログラムとして捉え，説明する．まず，結晶に対して同じ周波数 $\omega$ を持つ 2 つのポンプ光をちょうど対向するように入射する．これらのポンプ光は通常のホログラムでは記録用の参照光と読みだし用の参照光を同時に入射しているのと同じである．そして，そこに異なる角度で位相物体によって変調されたプローブ光を入射する．したがって，これらの光波の重なり合いによって結晶中では非線形分極が生じる．この時，フォトリフラクティブ (PR: Photorefractive) 効果 [31] では 2 次の非線形分極が，カー (Kerr) 効果 [32] では 3 次の非線形分極が形成される．この分極による媒質内の屈折率の変調を通常のホログラムとして直感的に捉えると，片方のポンプ光とプローブ光の干渉によって空間的な回折格子が生じていることになる．そして，他方のポンプ光がブラッグ回折されることでプローブ光と反対方向に位相共役光が回折される．回折された位相共役光は再度，位相物体を通過した際，復調されて元の平面波に戻る．この時，2 つのポンプ光とプローブ光，発生する位相共役光が全て同じ周波数の場合，特に縮退 4 光波混合という．この場合はラマン散乱などで発生する位相共役光とは異なり，入射するプローブ光と周波数も全く同様の完全な位相共役光が得られる．

前進ポンプ光とプローブ光の間に回折格子が形成される場合，それを透過型回折格子と呼ぶ．この場合，回折格子ベクトルは $k_g = (k_f - k_p)$ で表され，後進ポンプ光が回折されることで位相共役光が発生する．反対に，後進ポンプ光とプローブ光の間に回折格子が形成される場合，反射型回折格子と呼び，回折格子ベクトルは $k_g = (k_b - k_p)$ で表される．この場合は，もちろん前進ポンプ光が回折されることで位相共役光が発生している．図 2.11 に透過型回折格子と反射型回折格子の模式図を示す．また，このとき，プローブ光と両ポンプ光それぞれの偏光は揃っている必要がある．そして，上記した 2 つの回折格子ベクトルは直行しているため，実際は同時に起こることはない．

ここでは，簡単に 4 光波混合による全光学的な位相共役光の発生方法について簡単に述べたが，より厳密には，結合モード方程式やフレネル回折積分による理論的な取り扱いがある．また，PR 効果やカー効果による光波間のエネルギー移動や媒質の屈折率変調そのものの取り扱いもあるが，これらの詳細に関しては多数の文献が存在しているためそちらを参照のこと．4 波混合では非線形光学媒質を用いるため用いることのできる波長に制限がある．また，対向するポンプ光同士の入射角度等の位相整合条件をマッチングさせるためには非常に精密な光学系のアライメントが必要となる．一方で，反応速度の速い媒質を用いることでリアルタイム性の高い位相共役システムが得られるという利点もある．

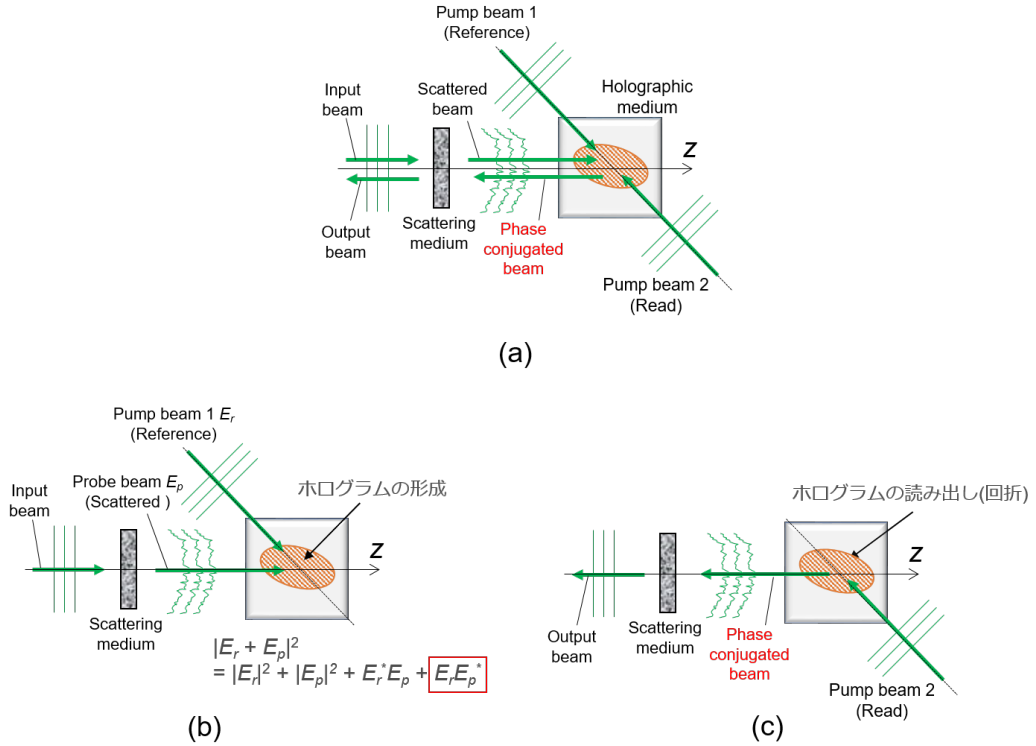



図 **2.10.** 4 波混合の概念図．(a) 全体図，(a) ホログラムの形成過程，(c) ホログラムの読み出し過程

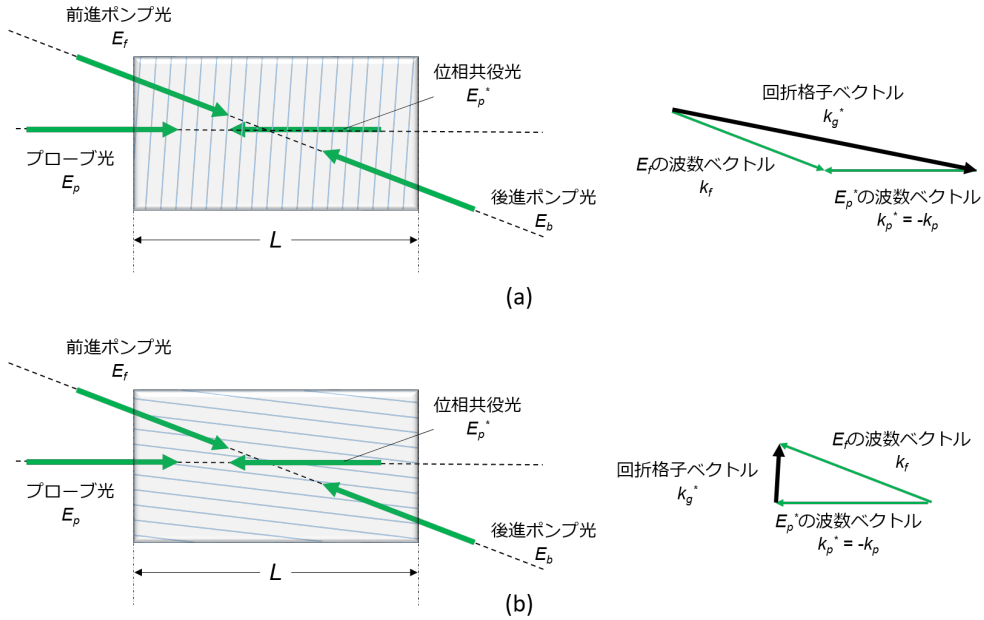



図 **2.11.** 透過型回折格子および反射型回折格子

**B. デジタル位相共役**

デジタル処理によって位相共役光を生成する DPC [33, 34] について述べる．図 2.12 に DPC の概念図を示す．まず，位相物体によって変調された入射光は 2.4 節で述べた複素振幅検出技術によってデジタルデータとして計算機に取り込まれる．具体的には，入射光は平面波である参照光と同時に 2 次元イメージセンサに入射する．この時，入射光と参照光重ね合わされた干渉縞が形成され，その強度分布が撮像される．そして，フーリエ縞縞解析等の複素振幅復調のためのアルゴリズムが実行され，複素振幅分布が得られる．次に，符号が反転した位相画像を位相型空間光変調器 (PSLM: Phase-type Spatial Light Modulator) に表示する．そして，PSLM に計測時の参照光と同様の再生光を照射する．再生光は PSLM によって回折され，位相共役光となる．回折された位相共役光は 4 光波混合の時と同様に，再度，位相物体を通過した際に復調されて元の平面波に戻る．以上が文献 [33] で示されている DPC の手順であるが，この方式では，位相共役光は，位相分布しか再現されておらず完全ではない．そこで，2.3 節で述べた複素振幅生成技術によって強度と位相の両方を再現することでよりフィデリティの高い位相共役光が生成可能となる．このような複素振幅型の DPC によるフィデリティの向上は著者の研究グループによって実証・報告されている [35]．このように，DPC は前述の 4 光波混合で問題となる使用波長の制限，シビアな位相整合条件等に起因する光学的自由度の低下を克服することができる．しかし，一般的に，計算機を介すデジタル処理は高速な非線形光学媒質の反応速度と比べて遅い．これを解決するための高速な DPC システムも提案されている [36]．また，第 1 章で述べた通り，DPC は生体のイメージングへの応用に向けた研究が盛んに行われている．

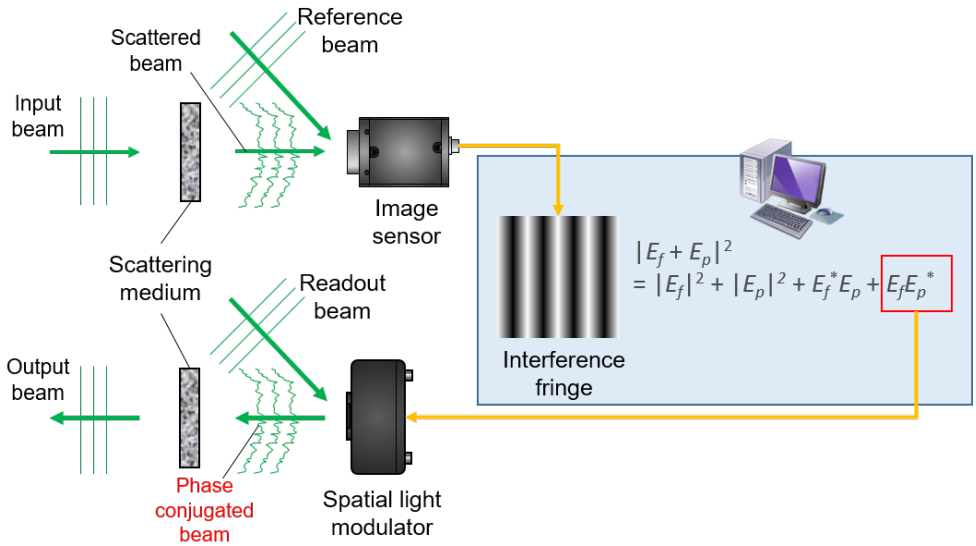



図 **2.12.** デジタル位相共役の概念図

### C. 仮想位相共役

上記した DPC では，位相物体によって変調された入射光を複素振幅検出技術によってデジタルデータとして計算機に取り込み，その共役な位相分布を PSLM に表示して，光学系上に位相共役光を生成した．それに対して，位相共役光の生成及び伝搬過程も全て計算機上で行う，純粋な DPC が提案されている [37, 38]．第 1 章でも述べたが，本研究ではこれを DPC と区別するために VPC と呼ぶ．以下では，VPC の基本的な原理について述べる．まず，位相物体によって変調された入射光は，DPC の時と同様に，複素振幅検出技術によってデジタルデータとして計算機に取り込まれる．そして，得られた複素振幅分布における位相の符号を反転し，位相共役光をの複素振幅を計算によって求める．その後，VPC では，その複素振幅分布を仮想的な PSLM 面に配置し，そこから光波伝搬計算（付録 C を参照）を開始する．それと同時に，計算機上に仮想的な位相物体を用意する．この仮想的な位相物体は，実際の光学系に配置されている位相物体と全く同様の位相変調パターンを有している必要がある．その後，光波伝搬計算を介して，仮想的な位相物体を透過した後の回折パターンを求めることで，DPC と同様に元の平面波が得られる．VPC は DPC とは異なり，位相共役光の伝搬過程も計算機上で行うため大気揺らぎ等のランダムノイズの影響を完全に排除できる．しかしながら，上記のように，仮想的な位相物体を計算機上に用意するためには実際の位相物体が既知である必要がある．そのため，VPC を具体的な光学システムや光情報処理システムに応用した例は著者の知る限りではまだ報告されていない．

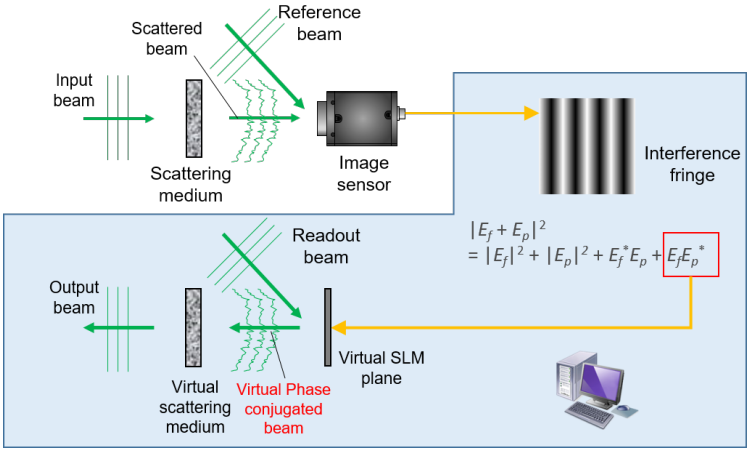



図 **2.13.** デジタル位相共役による散乱の抑制

## 2.6 まとめ

本章では，本研究で提案する仮想位相共役を実現するために必要となる基礎理論や要素技術について述べた．まず，複素振幅制御と位相共役光の生成の基本となるホログラフィの基本原理について述べた．そして，複素振幅制御技術のうち，複素振幅の生成技術として，軸外計算機合成ホログラムおよびキノフォームについてその基本原理と動作について述べた．また，複素振幅の検出技術として，フーリエ縞解析および位相シフトデジタルホログラフィについてその基本原理と動作について述べた．さらに，位相共役

光の基本的な概念と性質について述べたのちに，位相共役光の全光学的な発生方法として，フォトリフラクティブ結晶を用いた 4 光波混合および空間光変調器と 2 次元イメージセンサを用いたデジタル位相共役の基本原理と動作について述べ，最後に，本研究で扱う VPC について述べた．VPC は位相共役光の生成，伝搬，復調過程の全てを計算機上で行うため，大気揺らぎなどのランダムノイズに対してロバストであり，波面のフィデリティを高く保つことが可能である．次章以降，この VPC の具体的な光情報処理システムへの応用について議論する．

## 参考文献


[1] *https://www.thorlabs.co.jp/*

[2] 辻内順平：ホログラフィー (裳華房，1997).

[3] A. J. MacGovern and J. C. Wyant, “Computer Generated Holograms for Testing Optical Elements,” Appl. Opt. **10**, 619-624 (1971).

[4] L. B. Lesem, P. M. Hirsch and J. A. Jordan, “The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device,” in IBM J. Res. Dev. **13**, 150–155 (1969).

[5] A. V. Oppenheim and J. S. Lim, “The importance of phase in signals,” in *Proceedings of IEEE*, **69**, 529–541 (1981).

[6] T. S. Huang,“Digital holography,” in *Proceedings of IEEE*, **59**, 1335–1346 (1971).

[7] S. Grilli, P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Pierattini, and R. Meucci, “Whole optical wavefields reconstruction by Digital Holography,” Opt. Express **9**, 294–302 (2001).

[8] J. H. Massig, “Digital off-axis holography with a synthetic aperture,” Opt. Lett. **17**, 2179–2181 (2002).

[9] 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**, 156–160 (1982).

[10] I. Yamaguchi, and T. Zhang, “Phase-shifting digital holography,” Opt. Lett. **22**, 1268–1270 (1997).

[11] M. K. Kim, Digital Holographic Microscopy Principles, Techniques, and Applications (Springer, 2011), Chap. 8.

[12] J. Schwider, ”Phase shifting interferometry: reference phase error reduction,” Appl. Opt. **28**, 3889–3892 (1989).

[13] D. Malacara, Optical Shop Testing II, Third Edition, (Wiley, New York, 2008), 116-119 (2008).

[14] K. Creath, “Phase-Measurement Interferometry Techniques,” in: Progress in Optics Vol. XXVI, E. Wolf Ed., Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 349–393, (1988).

[15] X. F. Meng, L. Z. Cai, X. F. Xu, X .L. Yang, X. X. Shen, G. Y. Dong, and Y. R. Wang, “Two-step phase-shifting interferometry and its application in image encryption,” Opt. Lett. **31**, 1414–1416 (2006).

[16] J. P. Liu and T. C. Poon, “Two-step-only quadrature phase-shifting digital holography” Opt. Lett. **34**, 250–252 (2009).

[17] T. Nomura, S. Murata, E. Nitanai, and T. Numata, “Phase-shifting digital holography with a phase difference between orthogonal polarizations,” Appl. Opt. **45**, 4873–4877 (2006).

[18] Y. Awatsuji, M. Sasada, and T. Kubota, “Parallel quasi-phase-shifting digital holography,” Appl. Opt. **85**, 1069–1071 (2004).

[19] Y. Awatsuji, T. Tahara, A. Kaneko, T. Koyama, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel two-step phase-shifting digital holography,” Appl. Opt. **47**, D183–D189 (2008).

[20] A. Okamoto, K. Kunori, M. Takabayashi, A. Tomita, and K. Sato, “Holographic diversity interferometry for optical storage,” Opt. Express **19**, 13436–13444(2011).

[21] J. Nozawa, A. Okamoto, Y. Wakayama, A. Tomita, and M. Takabayashi, “Two-Channel Type Holographic Diversity Interferometry for Complex Amplitude Measurement,” Tech. Dig. of ISOM 2012, Tu-I-35, (2012).

[22] J. Nozawa, A. Okamoto, A. Shibukawa, M. Takabayashi, and A. Tomita, “Two-channel algorithm for single-shot, high-resolution measurement of optical wavefronts using two image sensors,” Appl. Opt. **54**, 8644–8652 (2015).

[23] M. Lin, K. Nitta, O. Matoba, and Y. Awatsuji,“Parallel phase-shifting digital holography with adaptive function using phase-mode spatial light modulator,” Appl. Opt. **51**, 2633–2637 (2012).

[24] M. K. Kim,“Adaptive optics by incoherent digital holography, ” Appl. Opt. **37**, 2694–2696 (2002).

[25] I. Yamaguchi, T. Ida, M. Yokota, and K. Yamashita,“Surface shape measurement by phase-shifting digital holography with a wavelength shift,” Appl. Opt. **45**, 7610–7616 (2006).

[26] Y. Kikuchi, D. Barada, T. Kiire, and T. Yatagai,“Doppler phase-shifting digital holography and its application to surface shape measurement,” Opt. Lett. **35**, 1548–1550 (2010).

[27] T. Zhang, and I. Yamaguchi, “Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography, ” Opt. Lett. **23**, 1221–1223 (1998).

[28] B. Kemper, and G. V. Bally,“Digital holographic microscopy for live cell applications and technical inspection,” Appl. Opt. **47**, A52–A61 (2008).

[29] T. Tahara, K. Ito, T. Kakue, M. Fujii, Y. Shimozato, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel phase-shifting digital holographic microscopy,” Bio. Opt. Express **1**, 610–616 (2010).

[30] R. W. Hellwarth, “Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction,” J. Opt. Soc. Am. **67**, 1–3 (1977).

[31] K. Buse, A. Adibi, and D. Psaltis, “Non-volatile holographic storage in doubly doped lithiumniobate crystals,” Nature **393**, 665–668 (1998).

[32] S. Kinoshita, H. Ozawa, Y. Kanematsu, I. Tanaka, N. Sugimoto, and S. Fujiwara, “Efficient optical Kerr shutter for femtosecond time-resolved luminescence spectroscopy,” Rev. Sci. Instrum. **71**, 3317–3322 (2000).

[33] M. Cui and C. Yang, “Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation,” Opt. Express **18**, 3444–3455 (2010).

[34] M. Jang, H. Ruan, H. Zhou, B. Judkewitz, and C. Yang, “Method for auto-alignment of digital optical phase conjugation systems based on digital propagation,” Opt. Express **22**, 14054–14071 (2014).

[35] A. Shibukawa, A. Okamoto, Y. Goto, S. Honma, and A. Tomita, “Digital phase conjugate mirror by parallel arrangement of two phase-only spatial light modulators,” Opt. Express **22**, 11918–11929 (2014).

[36] D. Wang, E. H. Zhou, J. Brake, H. Ruan, M. Jang, and C. Yang, “Focusing through dynamic tissue with millisecond digital optical phase conjugation,” Optica **2**, 728–735 (2015).

[37] C. Barsi, W. Wan, and J. W. Fleischer, “Imaging through nonlinear media using digital holography,” Nature Photon. **3**, 211–215 (2009).

[38] A. Goy and D. Psaltis, “Digital Reverse Propagation in Focusing Kerr Media,” Phys. Rev. A **83**, 031802 (2011).

# 第3章

# 反復測定による高精度な参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法

## 3.1 はじめに

位相シフトデジタルホログラフィ(PSDH: Phase Shifting Digital Holography) 等のホログラフィを用いた計測システムでは，光ファイバ [1–3] や大気等 [4, 5] の遠距離物体を介した場合，物体光との時間的なコヒーレンスが高い参照ビームを取得することは難しく，物体光の複素振幅分布を測定することはできない．光ファイバを伝搬した光波を検出するために，信号伝送経路とは別に参照光用の光ファイバを用いる方法 [6] が提案されている．この手法は，計測システムが伝送チャネル資源を消費してしまう．そこで，この問題を解決するために参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法（RF-HDI: Reference-Free Holographic Diversity Interferometer）[7, 8] が提案されている．RF-HDI では，物体ビームはビームスプリッタを介して 2 つの光路に分割され，そのうちの 1 つが内部参照光として使用される．そして，レンズとピンホールから構成される空間フィルタによって，内部参照光中の単一な平面波成分（直流成分）が抽出される．したがって，所望の空間モードとの高い時間的コヒーレンスを有する追加的な参照光用の光ファイバを用いることなく光複素振幅分布を測定することができる．しかしながら，RF-HDI は直流成分が物体光に十分に含まれていない場合（例えば，非常に高次の空間モード），空間フィルタを介して得られる内部参照光のパワー密度は著しく低下する． 逆に，十分な光学的パワー密度を得るようにピンホール径を大きく設定すると，内部参照光に物体光の高周波成分が残留していまい，高精度な直流成分を得ることができない． 結果として，RF-HDI の内部参照光のパワー密度と波面精度はトレードオフである．したがって，高いビジビリティと精度を持った干渉縞が得られないため，従来の RF-HDI では高い測定精度を達成することは難しい．

光学顕微鏡の分野では，試料を通過する物体光から参照光を生成するためのいくつかの方法が提案されている．デジタルホログラフィック顕微鏡 [9, 10] において，物体光をビームスプリッタを介して 2 光路に分岐し，そのうちの 1 つを RF-HDI と同じ方法で内部参照光として使用する方法が報告されている．つまり，これらの方法で RF-HDI と同様の問題が生じる．さらに，参照光の空間フィルタリングを必要としない別の形態のデジタルホログラフィック顕微鏡 [11, 12] も報告されている．これらの方法は，物体光の物体情報を含まない領域から分割されたビームの一部を内部参照光として使用するため，有効撮像面積を制限する．デジタルホログラフィック顕微とは対照的に，位相差顕微鏡について議論されているが [13]，コンデンサーレンズに付随するリングマスクの存在のため，入射光の自由度が制限される可能性がある，さらに，シアリング干渉法およびシャックハルトマンマスクを用いた定量的位相顕微鏡法 [14] も議論されている．この方法は，

取得された干渉縞のフーリエ解析によって位相分布の空間周波数を制限する．従って，これらの手法では，容易に位相分布を得ることができるが，精密な精度が要求される位相分布解析（例えば，多数の空間モードが伝搬する光ファイバにおけるモード組成の測定）を必要とする状況では適用が困難である．

本章ではこれらの問題を解決するために，反復測定による高精度な RF-HDI を提案する．本手法では，まず，従来の RF-HDI と同じ方法で物体光の位相分布を測定する． 次に，位相型空間光変調器（PSLM: Phase-type Spatial Light Modulator）によって内部参照光の位相分布が前測定で得られた位相画像に応じて変調され，その直流成分が増加される．これらの処理を繰り返し実行することにより，従来の RF-HDI よりも高いパワー密度と波面精度を有する内部参照光を生成することが可能となる．したがって，高精度かつ参照光不要な位相測定が可能となる． さらに，各測定画像の反復測定およびフィードバックによって，測定システムにおけるパワー損失が低減することも本手法の特徴である．

本章は以下のように構成される．3.1.2 節で従来の RF-HDI の動作原理を述べた後に，3.2 節で提案手法である反復測定による RF-HDI の動作原理を述べる．そして，3.3.1 節で実証実験のための光学系について述べ，3.3.2 節において得られた結果を示し，提案手法の効果について議論する．さらに，3.3.3 節で得られた結果を正当性を示すために内部参照光の評価をパワー密度と波面精度の観点から評価する．

### 3.1.1 2 チャンネルホログラフィックダイバーシティ干渉法の構成

従来の RF-HDI，及び，提案する反復計測による高精度な RF-HDI はどちらも 2 台のイメージセンサを用いる 2 チャンネルホログラフィックダイバーシティ干渉法 (2ch-HDI: Two-channel Holographic Diversity Interferometry) に基づく．そこで本節では，2ch-HDI の構成と動作原理について述べる．2ch-HDI の構成図を図 3.1 に示す．まず，信号光は 1/2 波長板 (HWP: Half Wave Plate) によって 45° 直線偏光とする．一方で，参照光は 1/4 波長板 (QWP: Quarter Wave Plate) によって円偏光となる．これらの光波はビームスプリッタによって合波される．次に，干渉した光波は偏光ビームスプリッタによって紙面に対し水平な偏光 (p 偏光) 成分および垂直な偏光 (s 偏光) 成分に分岐される．ここで，円偏光は p 偏光と s 偏光の間に $\pi/2$ の位相差があるため，参照光は $\pi/2$ の位相差持ったそれぞれの成分に分岐される．この時の干渉縞はそれぞれカメラ 1 及びカメラ 2 によって取得される．したがって，カメラ 1，2 によって，0，$\pi/2$ の位相差を持つ干渉縞が同時に取得される．このように $\pi/2$ の位相差を持つ 2 枚の干渉縞 $H_1$，$H_2$ が得られる場合，2 ステップアルゴリズムを適用することで複素振幅を求めることができる．しかし，2 ステップアルゴリズムは各干渉縞に含まれる直流成分が等しいという条件によって導出されるため，HDI では原理的に避けられないイメージセンサ間の受光感度の違いによって計算誤差が生じる可能性がある．これを解決するために 2 ステップアルゴリズムにイメージセンサ間の受光感度の違いを導入した 2ch アルゴリズムが提案されている．

2ch アルゴリズムで求められる複素振幅は以下である．

$$A_o \exp(i\phi) = \frac{H_1 - I_1}{2A_r} + i\frac{H_2 - I_2}{2\sqrt{\alpha\beta}A_r} \tag{3.1}$$

ただし，

$$I_1 = \frac{\alpha - \beta}{\alpha} {A_r}^2 + \frac{\delta - \sqrt{\delta^2 - \gamma\epsilon}}{\alpha\gamma} \tag{3.2}$$

$$I_2 = \frac{\delta}{\gamma} - \frac{\sqrt{\delta^2 - \gamma\epsilon}}{\gamma} \tag{3.3}$$

$$\gamma = (\alpha^2 + \alpha\beta) \tag{3.4}$$

$$\delta = \{\alpha\beta(\alpha + \beta){A_r}^2 + \alpha^2\beta H_1 + \alpha^2 H_2\} \tag{3.5}$$

$$\epsilon = \alpha^3\beta {H_1}^2 - 2\alpha^2\beta(\alpha - \beta)H_1{A_r}^2 + \alpha\beta(\alpha + \beta)^2{A_r}^4 + \alpha^2{H_2}^2 \tag{3.6}$$

ここで，ここで，$A_o$ は信号光の強度，$\phi$ は信号光の位相である．$\alpha$ と $\beta$ はそれぞれ 2 台のイメージセンサ間で発生する信号光路及び参照光路の強度比である．また，この関係式は

$$\frac{{A_r}^2}{{A_o}^2} > \frac{\alpha + \beta}{\beta} \tag{3.7}$$

の条件において成立している．従って，$\alpha$ と $\beta$ がそれぞれ 1 から大きく外れることがないことを考慮すると ${A_r}^2 > 2{A_o}^2$ である必要がある．このことからも，内部参照光のパワー密度が計測精度に直接影響することが分かる．これらの関係式は付録 A にて導出する．

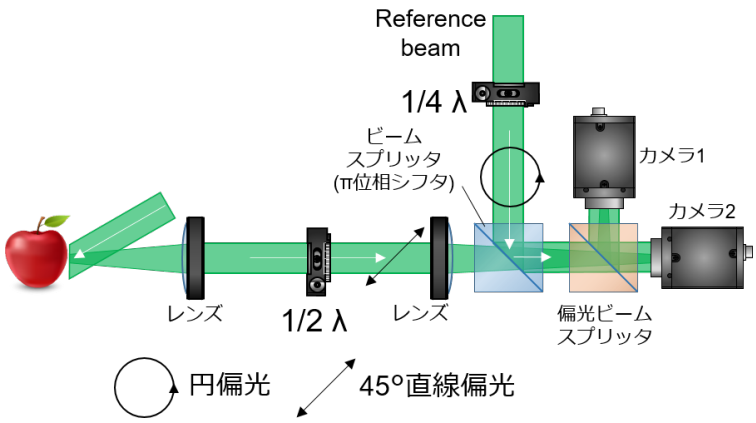



図 **3.1.** 2ch-HDI の構成図

### 3.1.2 参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法

本節では，従来の RF-HDI の動作原理について述べる．RF-HDI の原理図を図 3.2 に示す．まず，計測される光波はビームスプリッタを介して 2 光路に分岐され，一つは物体光，もう一つは内部参照光用の中間光となる．その後，2 つのレンズによる 4 $f$ システムとピンホールで構成された空間フィルタによって，中間光の直流成分が抽出される．これが内部参照光となる．その後，信号と内部参照光が HDI 内で結合して干渉し，その結果，複素振幅が計算によって得られる． 一般的な PSDH では，計算される位相分布は物体光と参照光との間の位相差である．また，物体光の強度分布はイメージセンサに

よって直接検出することもできる．前節で述べた通り，中間光の直流成分が少なく，空間フィルタリングされた内部参照光のパワー密度が極端に低い場合，2ch アルゴリズムを用いる 2ch-HDI の計測精度が大幅に劣化することとなる．

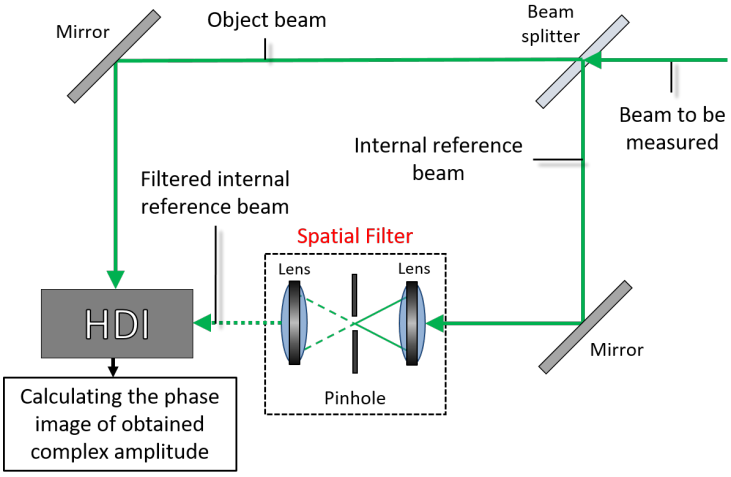



図 **3.2.** 反復測定による高精度な RF-HDI の原理図

## 3.2 反復測定による参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法

本節では，提案する反復測定による RF-HDI の動作原理について述べる．原理図を図 3.3 に示す． 計測される物体光 $E(x,y)$ の光波を以下のように記述する．

$$E(x,y) = A(x,y)\exp[-\mathrm{i}\phi(x,y)] \tag{3.8}$$

ここで, $x$ および $y$ はそれぞれ $x$ 方向及び $y$ 方向の座標である．また， $A(x,y)$ 及び $\phi(x,y)$ は実数で表される強度分布及び位相分布である．この光波は従来の RF-HDI と同様にビームスプリッタを介して 2 光路に分岐され，一つは物体光，もう一つは内部参照光用の中間光となる．

初回の計測では， PSLM には何も表示しないので，内部参照光 $R(x,y)$ の光波は以下のようになる．

$$R(x,y) \propto E(x,y) = A(x,y)\exp[-\mathrm{i}\phi(x,y)] \tag{3.9}$$

その後，2 つのレンズによる 4 $f$ システムとピンホールで構成された空間フィルタによって，中間光の直流成分が抽出される． このピンホールのカットオフ周波数が $\nu$ であるとき，ピンホールを通過しフィルタリングされた光波が初回の内部参照光となり，以下のように記述される．

$$R_\nu(x,y) = A_\nu(x,y)\exp[-\mathrm{i}\phi_\nu(x,y)] \tag{3.10}$$

ここで， $A_\nu(x,y)$ 及び $\phi_\nu(x,y)$ はそれぞれ $\nu$ でフィルタリングされた強度及び位相分布である．その後，信号と内部参照光が HDI 内で結合して干渉し，その結果，複素振幅が計算によって得られる． 前述したとおり PSDH は物体光と参照光との間の位相差が

計測位相として求められる．また，物体光の強度分布はイメージセンサによって直接検出することができると仮定する． したがって，初回の計測で得られる複素振幅分布 $U(x, y)$ は以下のように表される．

$$U(x, y) \propto A(x, y) \exp[-\mathrm{i}\{\phi(x, y) - \phi_\nu(x, y)\}] \tag{3.11}$$

次に，2 回目以降の測定では，前測定で計測された $U(x, y)$ の位相項の符号を反転したものを「フィードバック画像」とし，PSLM に表示する．本手法では，フィードバック画像を PSLM に表示することを「フィードバック」と呼ぶ．PSLM によってフィードバックを実行した内部参照光は以下のように表すことができる．

$$\begin{aligned} R'(x, y) &= A(x, y) \exp[-\mathrm{i}\{\phi(x, y) - \phi(x, y) + \phi_\nu(x, y)\}] \\ &= A(x, y) \exp[-\mathrm{i}\phi_\nu(x, y)] \end{aligned} \tag{3.12}$$

初回の測定における内部参照光 $R(x, y)$ [式 (3.9)] と二回目以降の内部参照光 $R'(x, y)$ [式 (3.12)] を比較すると，$R'(x, y)$ の位相項は $\nu$ でフィルタリングされた成分のみを含んでいることがわかる．即ち，内部基準ビームの直流成分が増加したことになる．これにより，ピンホールを通過する光波のパワー密度が向上する．上記動作をピンホールのカットオフ周波数を減少させながら繰り返し実行した場合，内部参照光は高周波成分を含まない純粋な直流成分に近づく．結果として，不完全な直流成分に起因する位相誤差を避けることができるので，フィードバックなしの場合と比べ，高い精度で複素振幅分布を計測することが可能となる．以上により，従来の RF-HDI となるパワー密度効率と測定精度とのトレードオフを解決することができる．

本手法の構成は従来の RF-HDI よりも複雑であるように見えるが，外部参照光を使用する場合と同様の測定精度が達成できる．また，本手法は PSDH に基づいているため，空間周波数の範囲は限定されず，イメージセンサの画素に対応する解像度を得ることが可能である．

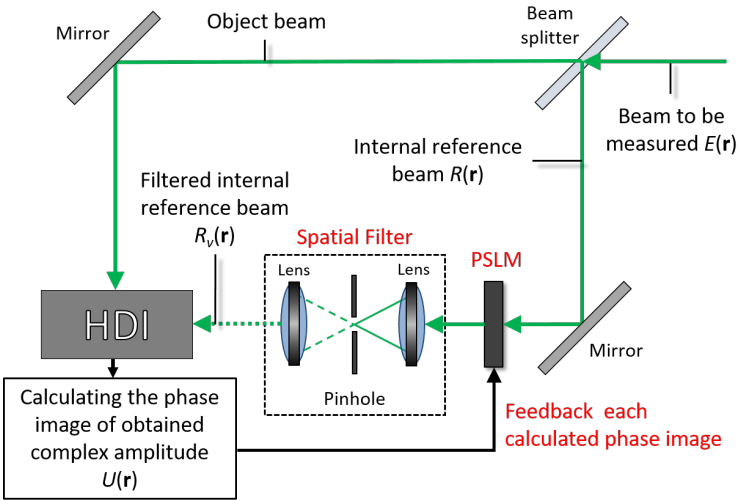



図 **3.3.** 反復測定による高精度な RF-HDI の原理図

## 3.3 実証実験

### 3.3.1 実験光学系

本実験では，提案する反復測定による RF-HDI の動作原理を実証すると共に従来の RF-HDI と結果を比較する．また，2 チャンネルタイプの HDI（2ch-HDI）と 2ch-HDI の複素振幅分布の計算アルゴリズムである 2ch アルゴリズム [15] を用いて物体光の複素振幅を取得した．図 3.4 に実験光学系を示す．光源（DPSS レーザ，CW）の波長は 532nm であり，図 3.4 のキャプションに他の実験パラメータを付している．図 3.4 に示すように，測定されるビームは，0 と $\pi$ を含むランダムな位相分布に変調されている．さらに，フィードバック回数は任意に 5 回とした（つまり，測定回数は 6 回となる）．各反復における可変ピンホールの直径は任意に 200.50 $\mu$m, 153.90 $\mu$m, 105.30 $\mu$m, 72.90 $\mu$m, 48.60 $\mu$m とした．また，光パワーメータ（OPM: Optical Power Meter）を使用して，可変ピンホールを通過する内部参照光のパワーを測定する．さらに，CCD3 および BS3 は内部参照光の精度を確認するために用いられる．その詳細は節で述べる．

以下では，実験の手順について説明する．まず，物体光を偏光ビームスプリッタ（PBS1）で分割する．ここで，HWP1 によって分割された光路間の強度比を制御する．PBS1 を通過した光路において，物体光はレンズ（L1 及び L2）を介して CCD 上に結像される．PBS1 を反射した光路では，内部参照光はレンズ（L3 及び L4）を介して，PSLM 上に結像される．従来の RF-HDI と本手法における初回の測定では，PSLM2 にフィードバック画像の代わりに空白画像を表示する．次に，本手法をおける 2 回目以降の測定では，フィードバック画像を PSLM 上に表示する．次に，PSLM によって変調された光波は，レンズ（L5 および L6）を透過する．そして，この光波はレンズ（L7）を介して強度型空間光変調器（ISLM: Intensity-only Spatial Light Modulator）に集光される．ここで，ISLM に円形開口であるピンホールパターンを表示することで，可変ピンホールとして扱う．最後に，可変ピンホールによって空間フィルタリングした後，レンズ（L8 および L9）を介して BS2 によって内部参照光と物体光を干渉させる．ここで，HWP2 および QWP は，2ch-HDI において 2 つの位相シフトされた干渉縞を生成するために使用されることに注意する．物体光の位相は，2 つの干渉縞に 2ch アルゴリズムを適応することで得られる．

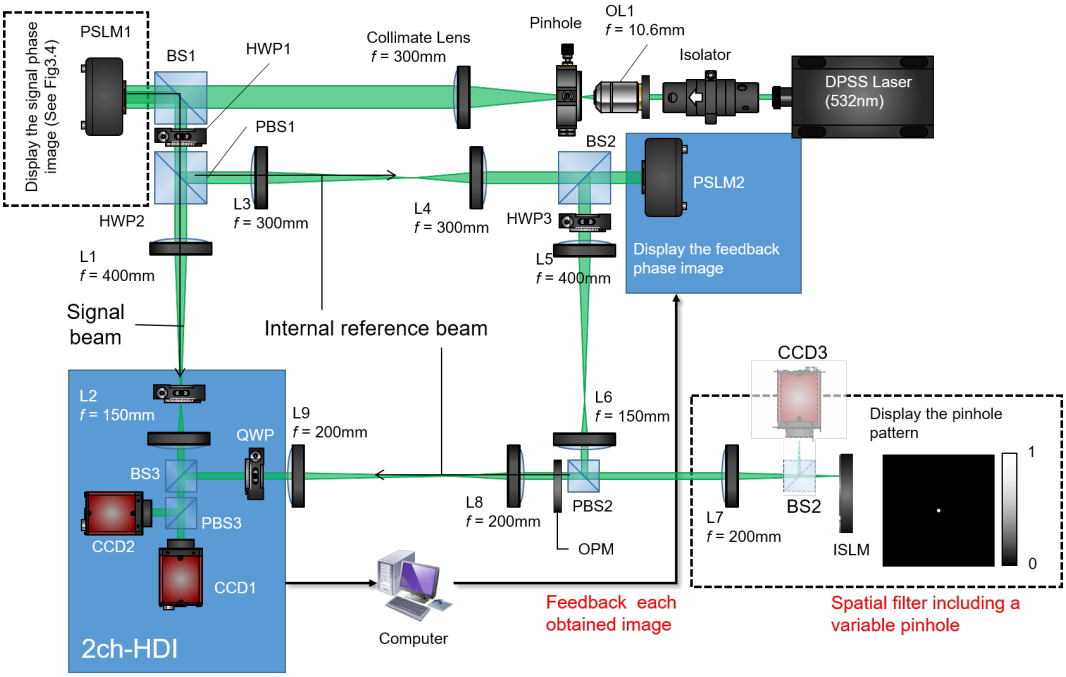



図 **3.4.** 反復測定による高精度な RF-HDI に向けた実験光学系．L1–L9：結像レンズ，BS1, BS2：ビームスプリッタ，PBS1–PBS3：偏光ビームスプリッタ, HWP1, HWP2 : 1/2 波長板, QWP : 1/4 波長板，PSLM : 位相型空間光変調器 (Hamamatsu, x12222-01, 画像数 $800 \times 600$, ピクセルサイズ $20\mu m \times 20\mu m$，$2\pi$ 変調が得られる階調値は 157)，OPM：光パワーメータ (Advantest, TQ8210, センササイズ $10mm \times 10mm$)，ISLM : 度型空間光変調器 (HOLOEYE, LC-R 1080, 画素数 $1920 \times 1200$, ピクセルサイズ $8.1\mu m \times 8.1\mu m$)，CCD1, CCD2 : CCD イメージセンサ (Allied Vision Technology, Stingray, F125B, 画素数 $1280 \times 960$, ピクセルサイズ $3.75\mu m \times 3.75\mu m$).

### 3.3.2 結果

図 4.5（a）と 4.5（b）に入力した物体光の位相分布を示す．表 3.1 には，図 4.5（a）に示した 0 と $\pi$ を含むランダム位相分布を計測した際に 2ch-HDI によって得られた位相分布及び PSLM に表示されるフィードバック画像を反復回数ごとに示す．同様に，表 3.2 には，図 4.5(b) に示す画像が測定されたときに得られた位相画像とそれに対応する各フィードバック画像を示す．表 3.1 を見ると，得られた位相画像の精度が反復回数が増えるにつれて改善していることがわかる．特に，最終的に（6 回目に）得られた位相画像と初回に得られた位相画像を比較すると，反転していた部分が改善していることが見て取れる．同様に，Lenna 画像を測定した場合でも取得された位相画像の精度が反復回数の増加に伴って向上していることがわかる．そして，最終的に取得された位相画像は入力した物体光の位相分布とよく一致していることがわかる．

さらに，得られた位相分布をグレースケール画像として定量的に評価するために信号対雑音比（SNR）を算出する．画像データの SNR は一般的に以下のように定義される．

$$\mathrm{SNR(dB)} = 10 \times \log_{10} \frac{\displaystyle\sum_{i=1}^{N_x}\sum_{j=1}^{N_y} S(i,j)^2}{\displaystyle\sum_{i=1}^{N_x}\sum_{j=1}^{N_y} \{S(i,j) - R(i,j)\}^2} \tag{3.13}$$

ここで $N_x$ と $N_y$ はそれぞれ $x$ 軸と $y$ 軸方向のピクセル数， $i$ と $j$ は $xy$ 平面上の空間座標である．また，$S(i,j)$ は物体光の元の（入力）位相画像であり，$R(i,j)$ は得られた位相画像である．したがって，式 (3.13) の分母は得られた位相画像の平均二乗誤差である．図 3.6（a）と 3.6（b）はそれぞれランダム位相と Lenna 画像を計測した際それぞれにおける各反復回数ごとの計測位相画像の SNR である．図 3.6 を見ると，ランダム位相と Lenna 画像のどちらの場合においても反復回数が増えるに従って SNR が明らかに増加していることがわかる．特に，ランダム位相分布を測定した場合，最終的な測定（6 回目の測定）で得られた位相画像の SNR は 1 回目の測定よりも 8.46 dB 向上した．これは，反復回数の増加と共に内部参照光の直流成分が増加することで波面精度が改善されるためである．内部参照光の波面精度については節 3.3.3 で考察する．

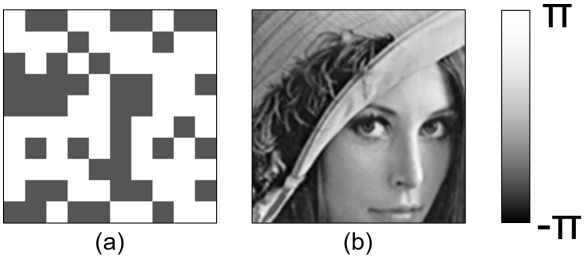



**図 3.5.** 入力した物体光の位相分布．(a) 0 及び $\pi$ からなるランダム位相分布，(b)Lenna 画像

**表 3.1.** PSLM に表示されたフィードバック画像，及び図 4.5(a) に示すランダム位相分布が測定されたときの反復測定毎の 2ch-HDI によって得られた位相画像

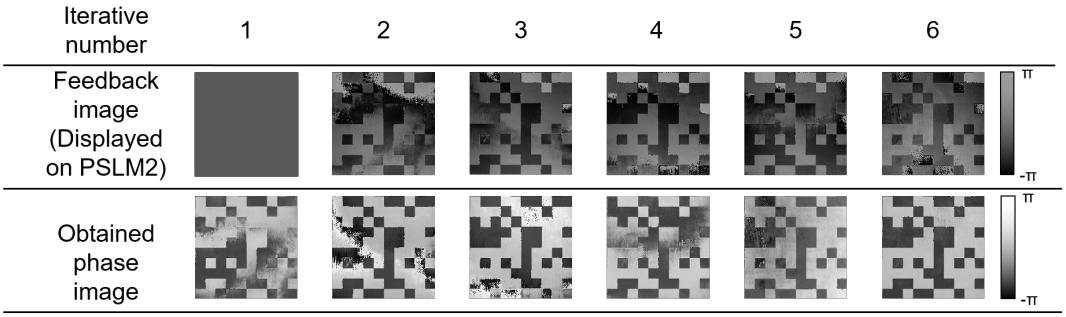
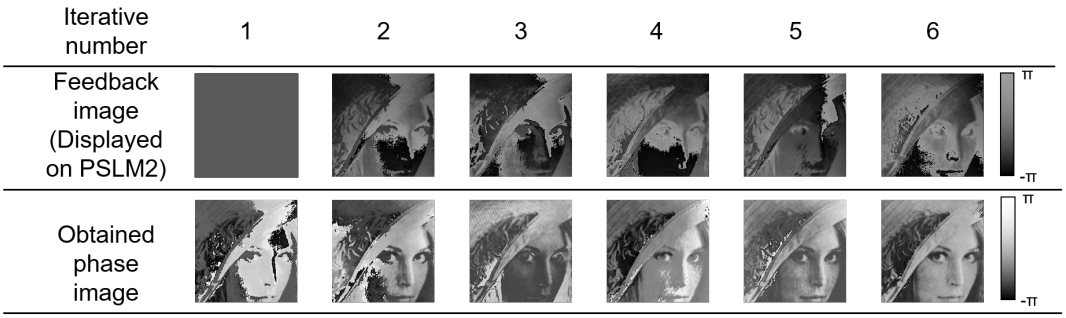



**表 3.2.** PSLM に表示されたフィードバック画像，及び図 4.5(a) に示す Lenna 画像の位相分布が測定されたときの反復測定毎の 2ch-HDI によって得られた位相画像



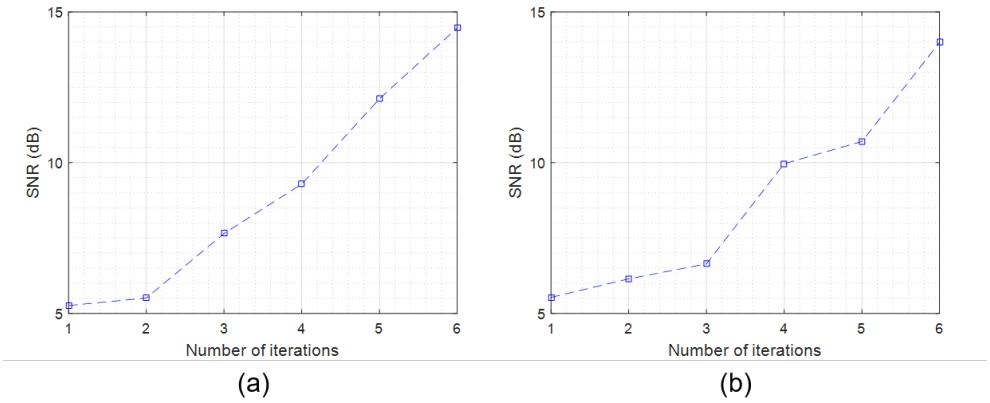
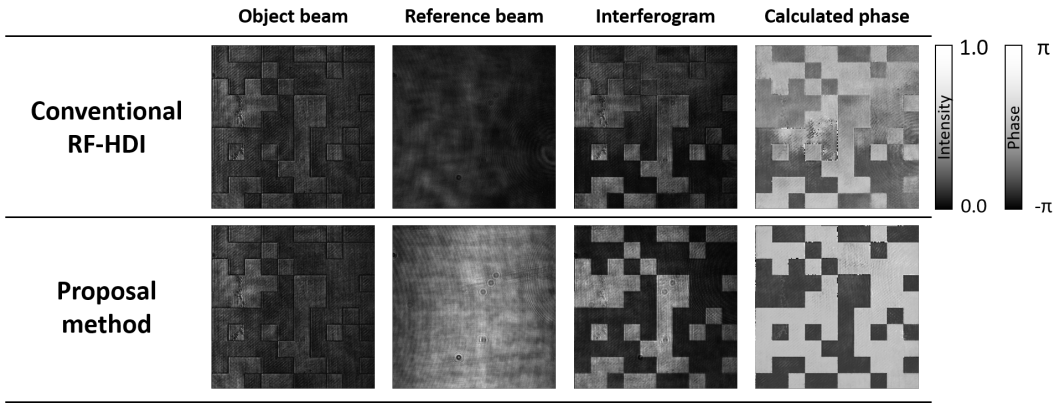




**図 3.6.** 反復回数と SNR の関係性．(a) ランダム位相計測時，(b) Lenna 画像計測時

以下では，図 4.5(a) に示したランダム位相分布が測定された場合において，提案手法と従来の RF-HDI の測定精度を比較した．従来の RF-HDI のピンホールサイズは 48.60 $\mu$m に設定されており，これは本手法における 6 回目の反復に対応する．ここで，L7 によって集光された内部参照光のスポットサイズは SLM に何も表示しなかった場合（つまり，絶対的な直流成分）では 37.63 $\mu$m であった．また，PBS1 に入射するパワー密度および分割された光波の分岐比は従来の RF-HDI と同じ値に設定され，フィルタリング前の内部参照光のパワー密度は一定に保たれる．表 3.3 は CCD1 で検出された物体光と参照光，および干渉縞の強度分布画像と計測された位相画像をまとめたものであり．表 3.3 の上部は従来法，下部は提案手法にそれぞれ対応している．表 3.3 を見ると，オレンジ色の円で囲まれた部分に示すように，従来の RF-HDI における干渉縞のコントラストは部分的に劣化しており，得られた位相画像の同じ領域も位相差が部分的に反転していることがわかる．これは，RF-HDI のピンホール径がスポットサイズよりも大きいため，内部参照光に不要な高周波成分が混入するためである．これに対して，本手法では干渉縞のコントラストと得られた位相画像が明確に向上していることが見てとれる．そして，従来の RF-HDI と本方法で得られた位相画像をグレー画像の SNR によって評価した結果，従来の RF-HDI および本手法の SNR はそれぞれ 5.70 dB および 14.47 dB であった．

さらに，3.7（a）と 3.7（b）は従来の RF-HDI および本手法における 6 回目計測時の内部参照光の正規化強度のヒストグラムを示している．これらのヒストグラムを比較すると，提案手法における正規化強度の中央値は，従来の RF-HDI のそれより高いことが見て取れる．したがって，画像として見ても本手法の内部参照光は従来の RF-HDI よりも明るいことがわかる． 実際，従来の RF-HDI および本手法における可変ピンホールを通過した内部参照光のパワー密度はそれぞれ 0.15 $\mu$W/m$^2$ および 1.57 $\mu$W/m$^2$ であった．以上の結果から，本手法が内部参照光の光パワー効率を改善し，より高精度な測定が可能になることを示した．

**表 3.3.** CCD1 によって取得された強度分布，およびその強度分布から計算された位相分布



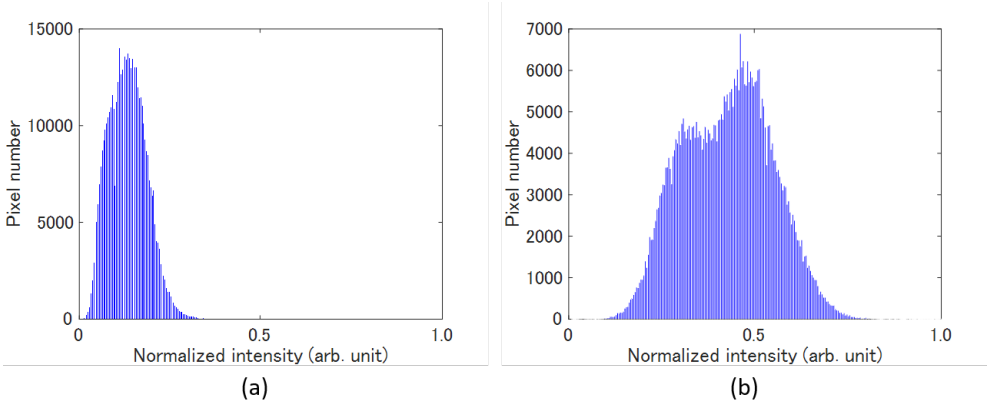



**図 3.7.** 内部参照光の強度ヒストグラム，(a) 従来の RF-HDI，(b) 本手法において 5 回反復した場合

### 3.3.3 内部参照光の評価

ここまでの結果の結果を正当性を確認するために，図 4.5(a) に示したランダム位相分布を測定したときの内部参照光の波面精度とパワー密度効率について考察する． ここで,「波面精度」とは内部参照光に含まれる直流成分の量を意味する． つまり，内部参照光が高周波成分を含まない場合に波面精度が最も高精度であるということになる．

まず，CCD3 を用いて内部参照光の集光した強度分布（すなわち，空間周波数分布）を観測することで，反復回数増加に伴って内部参照光の直流成分が向上することを確認する．図 3.8(a)–3.8（f）は各フィードバック画像を PSLM に表示した際に CCD3 において観測される各空間周波数分布を示している．また，図 3.8（g）には PSLM 上に何も表示しなかった場合に CCD3 で観測される空間周波数分布（つまり，絶対的な直流成分）を示しいる．3.8（a）–3.8（f）を見ると，フィードバックしない場合の強度分布は物体光の位相分布における高周波数成分によって散乱しているが，反復回数が増えるに従ってより強いスポットが得られたことがわかる．図 3.8（f）と図 3.8（g）を比較すると，5 回目のフィードバックにおける内部参照光は，絶対的な直流成分にたいし遜色がない程度まで就航していることがわかる．さらに，図 3.8（h）には，$y = 0.0\ \mu$m における図 3.8（f）の強度プロファイル（青線）と 3.8（g）の強度プロファイル（黒線）をそれぞれ示した．3.8（h）に示す絶対的な直流成分における焦点スポットの半値全幅（FWHM）は 37.63 $\mu$m であった．同様に，5 回目のフィードバックにおける内部参照光の FWHM は 39.65 $\mu$m であった．これらを比較すると，5 回目のフィードバックにおける FWHM は絶対的な直流成分とよく一致していることがわかる．このとき，2-ch HDI によって得られた位相画像から生成されるフィードバック像は物体光路内の収差を含むのでピークの中心がわずかに右にシフトしているが，換言すれば，これらの結果は本手法が光学系のアライメント精度に対してロバストであることを示していると言える．

次に，図 3.4 に示すように，L8 と PBS2 の間に配置した OPM を用いて可変ピンホールを通過する光波のパワー密度を観測することで内部参照光のパワー密度効率が反復回数とともに増加することを確認する．この時，ピンホールの直径は 48.60$\mu$m に固定し，

各フィードバック画像が PSLM 上に表示されている場合にピンホールを通過するビームの光パワーが OPM によって順次観察される．図 3.9 は各反復回数に対する可変ピンホールを通過した光波のパワー密度である．図 3.9 を見ると，可変ピンホールを通過した光波のパワー密度は 5 回反復することで（つまり，PSLM に 5 回目のフィードバック画像を表示することによって）約 10 倍に改善されていることがわかる．これは，内部参照光において，空間フィルタを通過することのできる直流成分が増加していることに他ならない．このように，反復回数に応じて内部参照光の波面精度とパワー密度効率が同時に改善されることを確認した．また，内部参照光の改善の結果として，測定精度が向上していることが明らかになった．

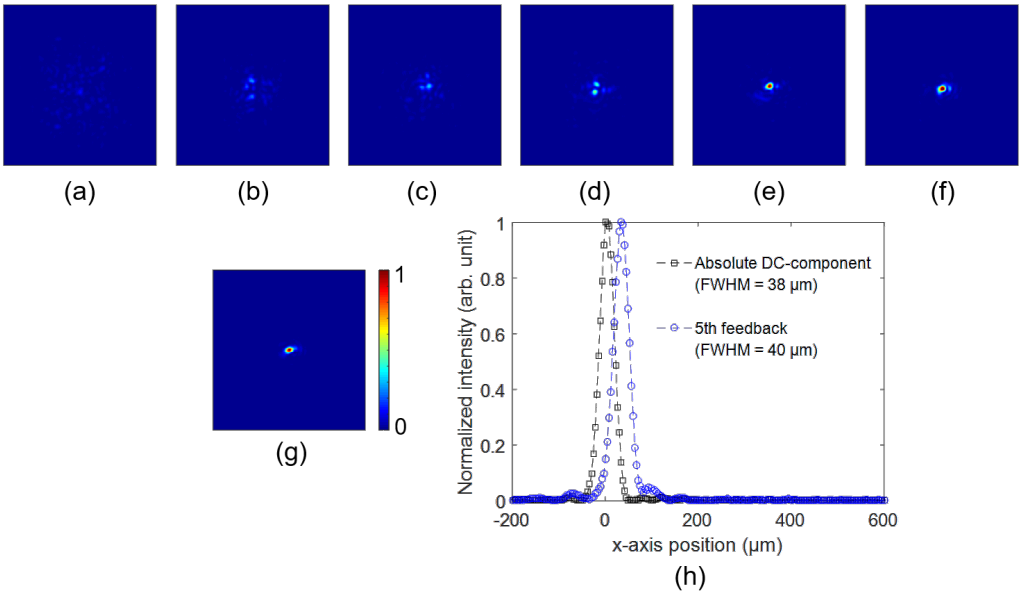



**図 3.8.** CCD3 で測定されたピンホール面での強度分布，(a) フィードバックなし，(b) 第 1 フィードバック，(c) 第 2 フィードバック，(d) 第 3 フィードバック，(e) 第 4 フィードバック，(f) 第 5 フィードバック，(g) 平面波 (絶対的な直流成分)，(h) 平面波と 5 番目のフィードバック画像が PSLM に表示されたときそれぞれの $y = 0.0\,\mu\mathrm{m}$ における強度プロファイル

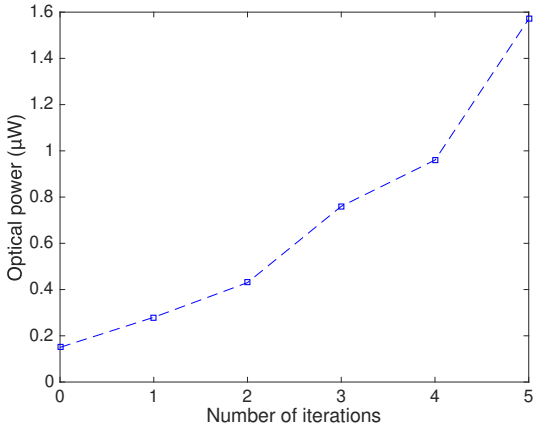



図 **3.9.** PSLM に表示した各フィードバック画像とその時にピンホールを通過する内部参照光の光パワー密度の関係

## 3.4 まとめ

従来の RF-HDI よりも高い精度で光複素振幅分布を得るために，反復測定による高精度 RF-HDI を提案した．実験において，得られた位相画像の SNR を比較したところ，従来の RF-HDI より 8.77dB 向上したことを確認した．また，この結果の確証として，内部参照光のスポットサイズとピンホールを通過する光波のパワー密度を観測することによって内部参照光の波面精度とパワー密度効率を評価した．その結果，反復回数に応じて波面精度とパワー密度効率が同時に向上したことを明らかにした．今後は，ピンホール径を最適化することでフィードバックの反復回数を減らした状態でも従来の RF-HDI よりも高い精度で計測が可能であることを検証する．将来的に，本手法をデジタル位相共役や仮想位相共役技術に応用することで，コヒーレントな参照光の不要な位相共役鏡の実現が可能となる．

## 参考文献

[1] M. Paurisse, L. Lévèque, M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, “Complete measurement of fiber modal content by wavefront analysis,” Opt. Express **20**, 4074–4084 (2012).

[2] D. R. Gray, M. N. Petrovich, S. Reza Sandoghchi, N. V. Wheeler, N. K. Baddela, G. T. Jasion, T. Bradley, D. J. Richardson, and F. Poletti, “Real-Time Modal Analysis via Wavelength-Swept Spatial and Spectral ($S^2$) Imaging,” IEEE Photonics Technol. Lett. **28**, 1034–1037 (2016).

[3] T. D. Bradley, N. V. Wheeler, G. T. Jasion, D. Gray, J. Hayes, M. Alonso Gouveia, S. R. Sandoghchi, Y. Chen, F. Poletti, D. Richardson, and M. Petrovich, “Modal

content in hypocycloid Kagomé hollow core photonic crystal fibers," Opt. Express **24**, 15798–15812 (2016).

[4] K. Murphy, D. Burke, N. Devaney, and C. Dainty, "Experimental detection of optical vortices with a Shack-Hartmann wavefront sensor," Opt. Express **18**, 15448–15460 (2010).

[5] W. Liu, W. Shi, B. Wang, K. Yao, Y. Lv, J. Wang, "Free space optical communication performance analysis with focal plane based wavefront measurement," Opt. Comn. **309**, 212–220 (2013).

[6] I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, and D. Psaltis, "Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation," Opt. Express **20**, 10583–10590(2012).

[7] T. Maeda, A. Okamoto, A. Tomita, Y. Hirasaki, Y. Wakayama, and M. Bunsen, "Holographic-Diversity Interferometry for Reference-Free Phase Detection," in 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, (Optical Society of America, 2013), paper WF4_4 (2013).

[8] A. Okamoto, T. Maeda, Y. Hirasaki, A. Tomita, and K. Sato, "Progressive phase conjugation and its application in reconfigurable spatial-mode extraction and conversion," Proc. SPIE **9130**, 913012 (2014).

[9] G. Popescu, T. Ikeda, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Diffraction phase microscopy for quantifying cell structure and dynamics," Opt. Lett. **31**, 775-777 (2006).

[10] N. T. Shaked, "Quantitative phase microscopy of biological samples using a portable interferometer," Opt. Lett. **37**, 2016-2018 (2012).

[11] B. Kemper, A. Vollmer, C. E. Rommel, J. Schnekenburger, and G. Bally, "Simplified approach for quantitative digital holographic phase contrast imaging of living cells," J. Biomed. Opt. **16**, 026014-026014-4 (2011).

[12] R. Schubert, A. Vollmer, S. Ketelhut, and B. Kemper, "Enhanced quantitative phase imaging in self-interference digital holographic microscopy using an electrically focus tunable lens," Bio. Opt. Express **5**, 4213-4222 (2014).

[13] Z. Wang, L. Millet, M. Mir, H. Ding, S. Unarunotai, J. Rogers, M. U. Gillette, and G. Popescu, "Spatial light interference microscopy (SLIM)," Opt. Express **19**, 1016-1026 (2011).

[14] P. Bon, G. Maucort, B. Wattellier, and S. Monneret, "Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells," Opt. Express **17**, 13080-13094 (2009).

[15] J. Nozawa, A. Okamoto, A. Shibukawa, M. Takabayashi, and A. Tomita, "Two-channel algorithm for single-shot, high-resolution measurement of optical wavefronts using two image sensors," Appl. Opt. **54**, 8644–8652 (2015).

# 第4章

# 仮想位相共役技術における光学ノイズ除去特性

## 4.1 はじめに

本章では，仮想位相共役 (VPC: Virtual Phase Conjugation) における光学ノイズ除去特性について述べる．この特性は，プローブ光を予め位相変調した後に任意の光学系に入射する．その後，位相共役伝搬を伴って位相復調がなされる過程で，所望の信号成分のみが得られ，光学ノイズ成分は位相復調が十分にされず拡散分離する．また，プローブ光の事前の位相変調および事後の位相共役伝搬を伴う位相復調はすべて計算機上の仮想的な光学系によって実行されるため，任意の物理光学系に適応が可能である．そして，本手法はこのような事前に既知である位相変調を回復するためだけなので VPC の特長を最大限に引き出せる．

この特性は，第 6 章と第 7 章でそれぞれ後述する光断層イメージングおよびホログラフィックメモリに向けたデジタル画像の多重分離に共通で用いられているものである．また，それだけでなく本特性は画像計測分野全般に応用が可能であり，物体光が光検出器に到達する間に混入する種々のノイズを大幅に低減することができる．

以下では，まず，VPC における光学ノイズ除去特性の基本原理を説明した後，ノイズ低減効果を実証するための実験について述べる．実験では，対物レンズの集光面にミラーを配置し，それを光軸に沿って稼働させた場合の反射光をノイズとして定義した．結果として，ノイズを低減し，信号を取り出すことに成功した．この結果についても述べる．

## 4.2 仮想位相共役技術

### 4.2.1 基本原理

図 4.1 に VPC における光学ノイズ除去特性を実現するための光学システムの構成図を示す．本システムはランダム位相によるプローブ光のエンコード過程 [図 4.1(a)]，任意の光学システム [図 4.1(b)] 及び，位相共役伝搬によるプローブ光のデコード過程 [図 4.1(a)] の 3 過程から構成される．ここで，プローブ光のエンコード過程とデコード過程そのものが，全て計算機上で解析的に行われる仮想位相共役処理であると捉えることができる．この時，計算機上で行われる仮想位相共役部分と実際の光学システムの相互の接続は第 2 章で述べたデジタルホログラフィを基礎とした複素振幅の生成・検出技術によって行われる．

エンコード過程 [図 4.1(a)] では，まず，入射光 $a(x,y)$ に対し，位相変調量 $h(x,y)$ を有するランダム位相物体の複素透過関数を畳み込むことによって位相がコーディングされた変調光

$$g(x,y) = a(x,y) * \exp[\mathrm{i}h(x,y)] \tag{4.1}$$

を生成する．ここで $*$ は畳み込み積分を表す．

任意の光学システムでは，まず，コンピュータ上で生成された変調光を複素振幅の生成技術によって，実際の光学系上に再現する．その後，再現された変調光は任意の光学システムに入射される．そして，その光学システムからの出射光には，信号成分とその他に，各光学素子の反射による迷光や背景光等のノイズ成分が混在していると仮定する．そして，信号成分とノイズ成分を同時に含む計測光

$$g_{ref}(x,y) = g(x,y)S(x,y) + B(x,y) \tag{4.2}$$

を複素振幅計測器によって計測する．ここで，$S(x,y)$ は任意の光学システムが持つ複素透過率分布，$B(x,y)$ はノイズ成分の複素振幅である．

位相共役再生過程では，まず，以下の演算によって計測光の位相共役光を生成する．

$${g_{ref}}^*(x,y) = Re[g_{ref}(x,y)] - \mathrm{i}Im[g_{ref}(x,y)] \tag{4.3}$$

ここで，$^*$ は複素共役を表す．その後，位相共役光とランダム位相物体の複素透過関数を再度畳み込むことによって再生光 $g_{rec}(x,y)$ を以下のように求める．

$$\begin{aligned} g_{rec}(x,y) &= {g_{ref}}^*(x,y) * \exp[\mathrm{i}h(x,y)] \\ &= A^*(x,y)S^*(r) + B^*(x,y) * \exp[\mathrm{i}h(x,y)] \end{aligned} \tag{4.4}$$

式 () の第 1 項目である信号成分はランダム拡散板の位相変調が相殺され，任意の光学システムが持つ複素透過率分布を含む平面波に復調される．一方，第 2 項目であるノイズ成分はランダム拡散板による位相変調と相関を持たないため，広範囲に拡散される．従って，出力面で以下に示す空間フィルタ関数 SF を乗算することで，信号成分とノイズ成分の殆どを分離することができる．

$$\mathrm{SF} = \begin{cases} 1 & (\sqrt{x^2+y^2} \leq W) \\ 0 & (\sqrt{x^2+y^2} > W) \end{cases}, \tag{4.5}$$

ここで，$W$ は空間フィルタの透過領域の半径である．

この様にランダム位相板のビーム拡散性と位相共役波の時間反転性を効果的に組み合わせることによって，任意の光学システムにおける光学ノイズの選択的な除去が可能となる．また，先述したように，VPC は位相共役をコンピュータ上の仮想的な光学系上で行うものであるため，図 1(a) 及び図 1(c) に示すレンズ系やランダム位相板等の光学素子は実際には必要ない．従って，本手法において，任意の光学系に付加的に必要となるのは空間光変調器 (SLM) とイメージセンサである．本来，VPC は物理的な位相物体によって変調された実際の光波を計算機上で復調することが目的である．対して，本システムは実際の光学系で生じるノイズと所望の信号を分離することが目的となる．したがって，VPC において問題であった，仮想的な位相物体の再現を避けつつ，大気揺らぎなどのランダムノイズの影響を受けない等の利点の恩恵を受けることができる．

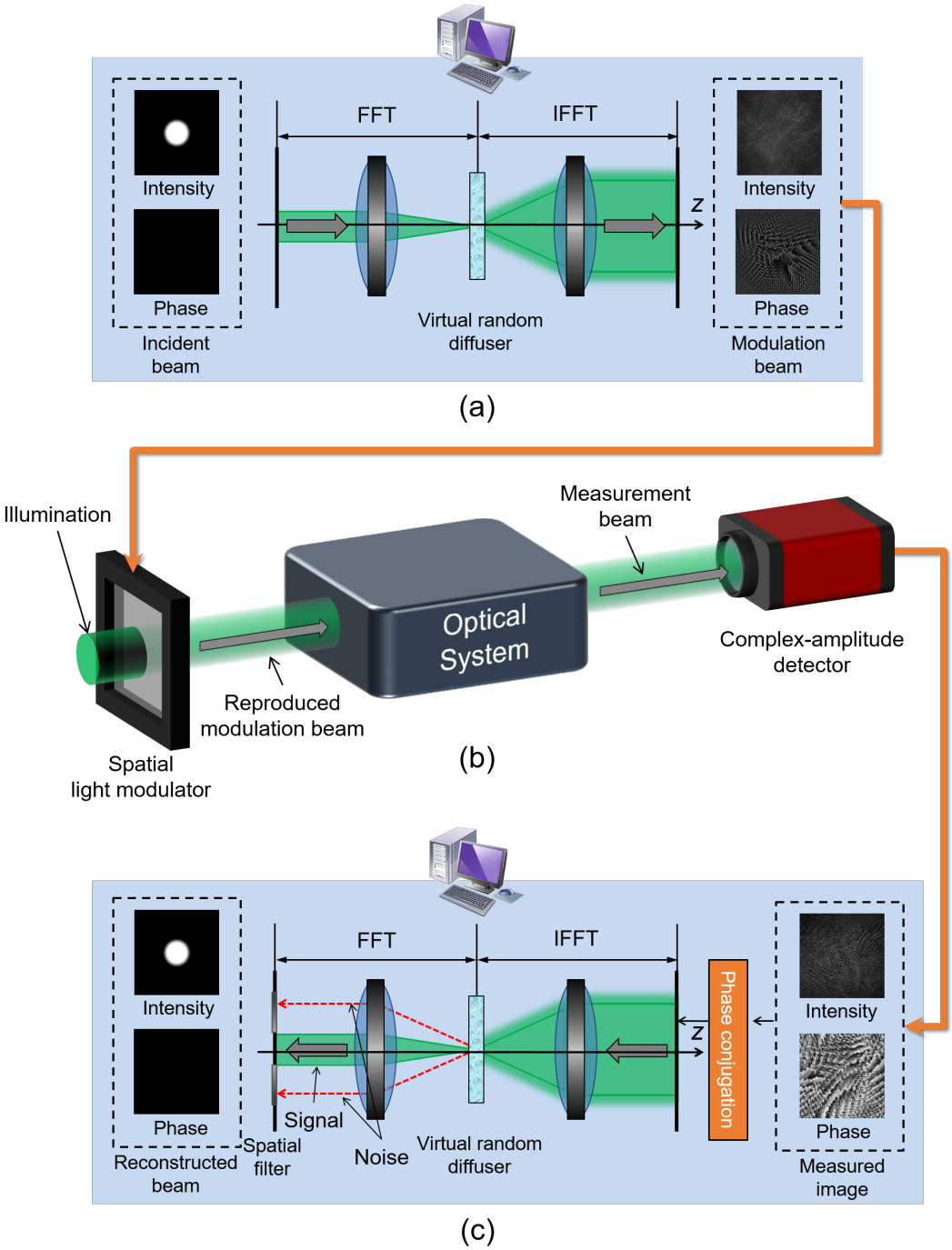



図 **4.1.** 仮想位相共役による光学ノイズ低減手法の概念図，(a) 拡散過程，(b) 任意の光学システム，(c) 逆拡散過程（ノイズ分離過程）

### 4.2.2 ランダム位相変調の設定

本節では，計算機上での処理である拡散過程および逆拡散過程で行われる空間的な位相変調について述べる．ここでは，一般的な広角ランダム拡散板として多く見られるガウシアン型のランダム拡散板について述べる．ガウシアン型のランダム拡散板のモデル化を行った文献はいくつか存在するが [1, 2]，ここでは，それらを元に拡散板モデルについて説明する．まず，ランダム拡散板の表面 2 次元プロファイル $h(x,y)$ はガウシアン型自己相関関数 $C_h(\xi,\eta)$ とランダムデルタ関数列 $\delta_r(x,y)$ の畳み込み積分の形で表される．

$$h(x,y) = \int C_h(\xi,\eta)\delta_r(x-\xi,y-\eta)\,d\xi d\eta \tag{4.6}$$

ただし，

$$C_h(\xi,\eta) = \frac{1}{2\pi{\omega_0}^2}\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2{\omega_0}^2}\right) \tag{4.7}$$

ここで，ガウシアン関数の標準偏差である $\omega_0$ はランダム拡散板プロファイルの相関距離である．また，この $C_h(\xi,\eta)$ の形を任意にとることで任意のランダム拡散板プロファイルをモデル化することもできる．Beckmann のランダム拡散板モデル [2] によると，拡散の強いランダム拡散板の角度スペクトルにおけるアンサンブル平均 $< T(\theta_x) >$ は近似的に以下のように表すことができる．

$$< T(\theta_x) >= \pi{\omega_{eff}}^2\exp\left(-\frac{\pi^2{\omega_{eff}}^2 sin^2\theta_x}{\lambda^2}\right) \tag{4.8}$$

ここで $\theta_x$ は平面波入射時の拡散光の伝搬角である．この近似式から，透過関数の自己相関関数 $C_t(\xi,\eta)$ は Wiener-Khintchine の定理を用いて

$$C_t(\xi,\eta) = \frac{1}{2\pi{\omega_{eff}}^2}\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2{\omega_{eff}}^2}\right) \tag{4.9}$$

を導出することができる．ここで，式 (4.9) における $\omega_{eff}$ はランダム拡散板の複素透過関数の実効的な相関距離である．従って，この実効的な相関距離だけランダム拡散板がシフトした状態で透過した拡散光はシフト前の拡散光と位相相関が無くなることを意味している．これは，第 7 章で述べるホログラフィックメモリへの応用の際，多重されるデータページ同士の分離性能に直接関わるものである．そして，$\omega_{eff} < \omega_0$ を満たすランダム拡散板において，$\omega_{eff}$ は

$$\omega_{eff} = \frac{\lambda}{2\pi(n-1)h_{rms}}\omega_0 \tag{4.10}$$

となる．ここで，$h_{rms}$ は $h(x,y)$ の rms 値である．同時に拡散角 $\theta_{diff}$ は $< T(\theta_x) >$ の角度スペクトルの平均であるため

$$\theta_{diff} = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{\pi{\omega_{eff}}^2}\right) \tag{4.11}$$

となる．また，式 (4.10) と式 (4.11) から $h_{rms}$ は

$$h_{rms} = \frac{\sin\theta_{diff}}{2(n_{diff}-1)\omega_0} \tag{4.12}$$

と求まる．ここで，$n_{diff}$ はランダム拡散板の平均屈折率である．最後に，式 (4.6)，式 (4.7)，式 (4.10)，式 (4.11) からランダム拡散板の複素透過関数 $t(x, y)$ は以下のようになる．

$$t(x, y) = \exp\left[-\mathrm{i}\frac{2\pi}{\lambda}(n_{diff} - 1)h_{rms}h(x, y)\right] \tag{4.13}$$

この複素透過関数を入射光と畳み込むことで拡散光を生成することができる．

## 4.3 実証実験

### 4.3.1 実験光学系

本節では，仮想位相共役における光学ノイズ除去特性の基本動作を検証するために行った実験について述べる．図 4.2 に実験光学系を示す．対物レンズ（OBJ2，SIGMAKOKI SPAHL-50，NA = 0.42）の集光面に，可動ステージによって $z$ 軸方向に走査が可能なミラーを設置する．本実験では，このミラーが完全に対物レンズの集光位置にあるとき，この対物レンズは完全に結像される．この場合に得られた像を信号とする．一方で，ミラーが対物レンズの集光位置にないとき，対物レンズの結像は不完全となる．この場合に得られた像をノイズと定義する．一般的な光学系においてもレンズの不完全な結像はデフォーカス収差としてノイズとなり得る．したがって，本実験の目的は，いま定義した信号とノイズを仮想位相共役技術を用いて空間的に分離可能であることを示す．具体的には，逆拡散過程における仮想的なランダム位相変調によって，出力面でノイズ成分のみが散乱され信号と分離されることを示す．

まず，計算機上で計算された拡散光の複素振幅は位相型空間光変調器（PSLM: Phase-only Spatial Light Modulator）に表示したキノフォーム [3] によって実光学系に再現される．キノフォームは 2.3.2 で述べた通り，散乱波面における位相分布には複素振幅情報の重要な特徴が保持されるという仮定に基づいており，この重要性が効果的に用いることで複素振幅を位相画像にエンコードする．次に，対物レンズでの集光後，可動ミラーに拡散光を照射する．そして，ミラーから反射された拡散光の複素振幅は，1/2 波長板，1/4 波長板，ビームスプリッタ (BS3)，偏光ビームスプリッタ (PBS)，2 台の CCD カメラによって構成される 2ch ホログラフィックダイバーシティ干渉法（2ch-HDI: Two-channel Holographic Diversity Interferometry）[4, 5] によって検出される．前述したように，このとき，ミラーが対物レンズの集光位置に配置されていれば信号，そうでなければノイズとなる．最後に，計算機によって逆拡散過程を動作させることにより，信号の場合は元のプローブ光に戻り（逆拡散），ノイズの場合は拡散される．

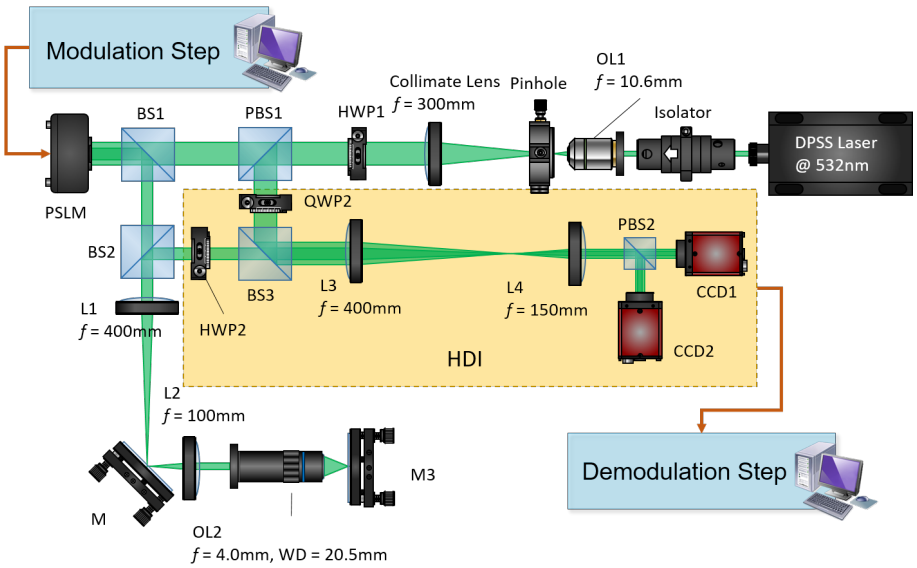



**図 4.2.** 仮想位相共役による光学ノイズ低減手法に向けた実験光学系．L1–L5: レンズ，OBJ1,2 : 対物レンズ，M : ミラー，BS1–BS3 : ビームスプリッタ，PBS : 偏光ビームスプリッタ，HWP : 1/2 波長板，QWP : 1/4 波長板，PSLM : 位相型空間光変調器 (Hamamatsu, x10468-01, 画素数 800 × 600, ピクセルサイズ 20 $\mu$m × 20 $\mu$m), CCD: CCD イメージセンサ (Allied Vision Technology, Stingray, F125B, 画素数 1280 × 960, ピクセルサイズ 3.75 $\mu$m × 3.75 $\mu$m

以下では，VPC-OT の原理に直接関係することではないが，本実験を進めるにあたって重要である，デジタル位相共役 (DOPC: Digital Optical Phase Conjugation) [6, 7] 再生を正確に動作させる技術について述べる．これらは次章以降で行われる全ての実験に有効である．

**A CCD・SLM 間のピクセルマッチング**

CCD・PSLM 間のピクセルマッチングの概念図を図 4.3 に示す．CCD・PSLM 間のピクセルマッチングには，空間的な位置のマッチング，ピクセルサイズのマッチングの二つがある．まず，空間的な位置のマッチングだが，通常の DOPC の場合，レンズの集光作用によって散乱波面が平面波に戻ることを確認できるので，SLM を空間的に移動しながら集光点を探すだけでよいため，必ずしも必要ではない．しかしながら VPC では，再生過程もコンピュータ上で行うため，それは困難である．方法としては，図 4.3 に示す様に，SLM にターゲットとなる画像（本実験ではデータページと呼ばれるチェスボードパターンの様な画像を用いた）を表示する．そして，SLM によって変調された光波の強度分布を CCD で撮影し，それぞれが同じピクセル座標上に配置されるように SLM または SLM を移動する．次に，本実験ではピクセルサイズのマッチングのために CCD・SLM 間のピクセルサイズの違いを補償するように縮小 4$f$ 光学系を導入した．さらに，CCD で撮像した位相画像を縮小した．具体的には，図 4.2 における L4，L5 によってビーム系を 3/8 に縮小し計測した後，デジタル処理で 1/2 に縮小することによって合計でビームは 3/16 に縮小された．

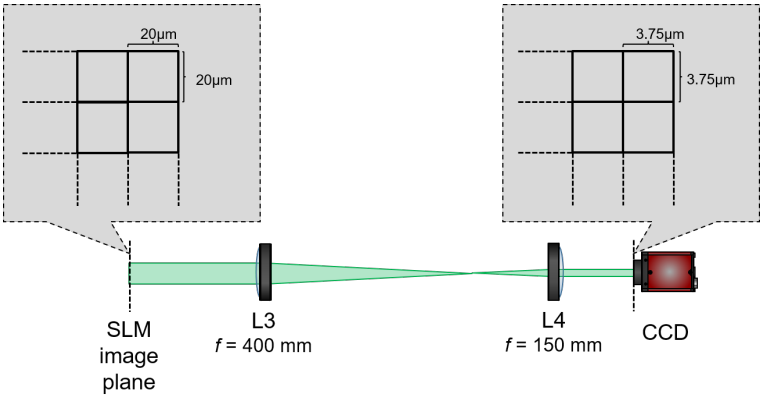



図 **4.3.** CCD・SLM 間のピクセルマッチングの概念図

**B 光学系における収差等の位相歪み補正**

実際の光学系では，PSLM のシリコン基板における「初期形状歪み」やレンズ等の収差，大気揺らぎ等様々な，位相歪みの発生要因が存在する．そして，それらが位相共役の正確性・忠実性を大きく低下させるばかりか，最悪の場合，位相共役自体が成立しなくなる恐れがある．そこで，本実験では図 4.4 に示す手法で位相歪み補正を行った．まず，SLM に変調画像を表示しない状態で位相を計測する．光学系に位相歪みが無い場合では平面波が計測されるはずだが，位相歪みが存在する場合，それ自身が位相画像として計測される．よって，実際に信号を計測した際の位相画像から計測された位相歪み画像を差し引くことで光学系の位相歪みを補償することが出来る．この手法は，比較的簡単に位相歪みの補償を実現するが，完全な補償は出来ない．これは，実際に SLM で信号を変調した際に，変調画像を表示しない状態と比べ，光波が全く同経路を辿るわけではないことと，大気揺らぎ等の時間依存する位相歪みは補償できないためである．しかし，本実験では，図 4.4 に示す様に補償の有無によって再生像の精度に大きな差があったため，有効であったと言える．

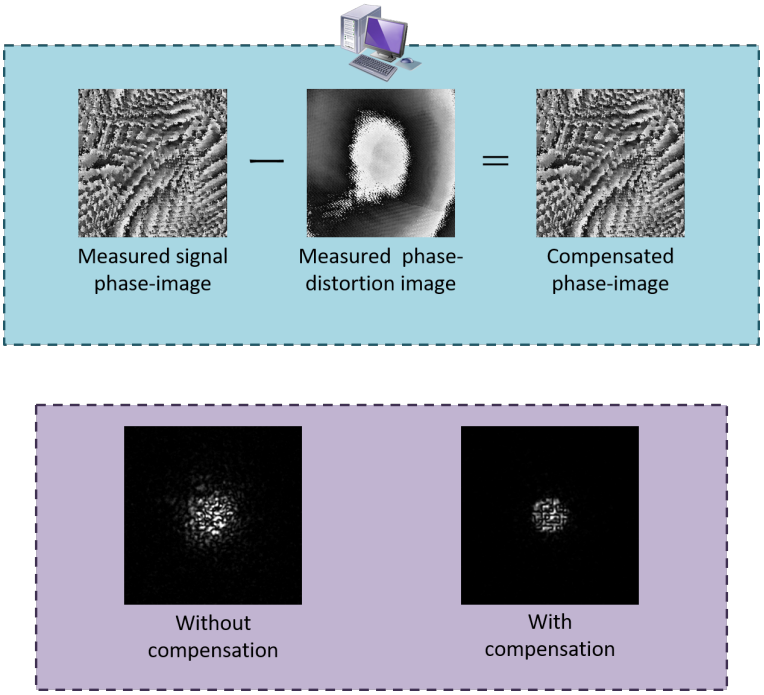



図 **4.4.** 光学系における収差等の位相歪み補正の概念図

### 4.3.2 結果

図 4.5 は（$z$ 軸）に沿った各ミラー位置に対応した逆拡散過程での出力面における再生強度画像である． 図 4.5 を見ると，元のプローブ光 (平面波) はミラーが $\Delta z = 0\mu$m の測定平面に位置したときに信号成分として，正確に再生されていることがわかる． 対照的に，ミラーが集光面から離れるにつれて，元の平面波はノイズ成分として広範囲に散乱され，元の状態に再生されないことがわかる．この結果から，仮想位相共役技術の光学ノイズ除去効果によって信号と光学収差によるノイズを分離できることが実証された．

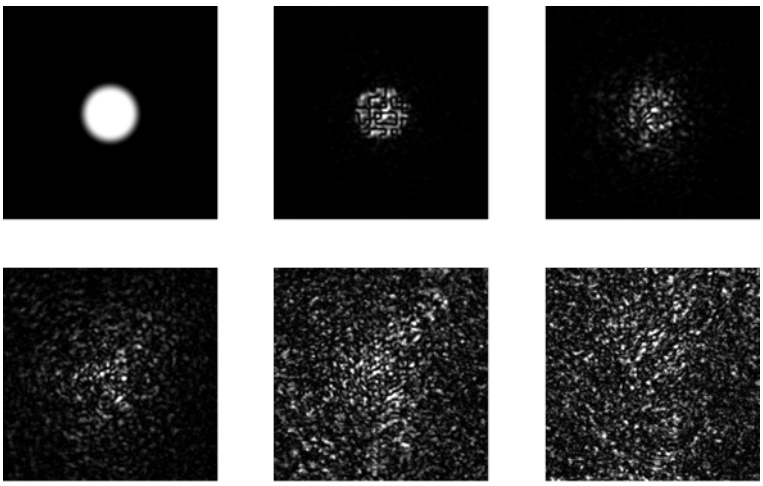


**図 4.5.** 拡散過程における元のプローブ光 (平面波) の強度画像および逆拡散過程で再生面における強度画像．(a) 元のプローブ光，(b) $\Delta z = 0\mu$m，(c) $\Delta z = 0.5\mu$m，(d) $\Delta z = 1.5\mu$m，(e) $\Delta z = 3.0\mu$，(f) $\Delta z = 6.0\mu$

### 4.3.3 光学ノイズ除去効果の特性評価

図 4.5 に示した実験の結果から，ノイズ分離特性の拡散角及び空間フィルタの透過領域依存性を調査する．本実験では，拡散角と空間フィルタの透過領域径の二つのパラメータを変化させた場合の各反射位置における再生強度を調査した．ここでは，以下のように空間フィルタの透過領域径をフィルタ係数 $F_c$ として定義する．

$$F_c = \frac{W}{D} \tag{4.14}$$

ここで，$W$ は前述した空間フィルタ透過領域の半径，$D$ は元のプローブ光のビーム半径を表す．図 4.6 に拡散角を変化させた際のミラー位置における再生強度を，図 4.7 にはフィルタ係数を変化させた際のミラー位置における再生強度を示す．まず，図 4.6 を見ると，拡散角を大きくしていくにつれて再生強度曲線のオフセットが小さくなっているのが分かる．これは前述したように，拡散角を大きくすることで残留ノイズ成分を低減することができるためである．次に，図 4.7 を見ると，フィルタ係数が小さくなると再生強度曲線のオフセットが小さくなっているのが分かる．これも前述したように，フィル

タ係数を小さくすることで，残留ノイズ成分が減少するためである． したがって，ノイズ分離率を向上するためには拡散角を大きくし，信号成分とノイズ成分がそれぞれ持つ空間周波数帯域を重畳しないようにするか，信号成分及び空間フィルタの空間周波数帯域を直流成分付近に抑え，ノイズと重畳しないようにする必要があることがわかる．実際的には，応用するシステムに応じて，慎重に拡散角とフィルタ係数の選定をする必要がある．

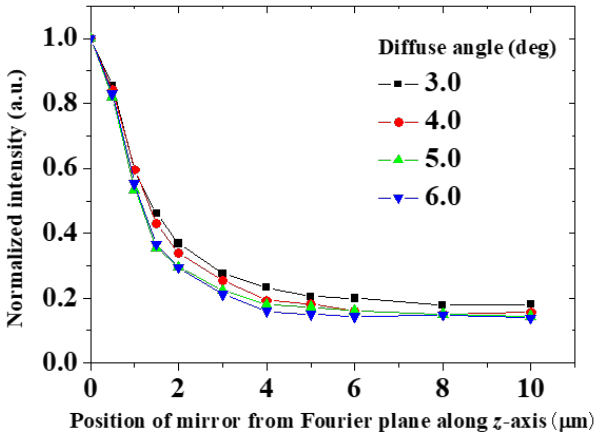



図 **4.6.** 各デフォーカス量における再生強度の拡散角依存性

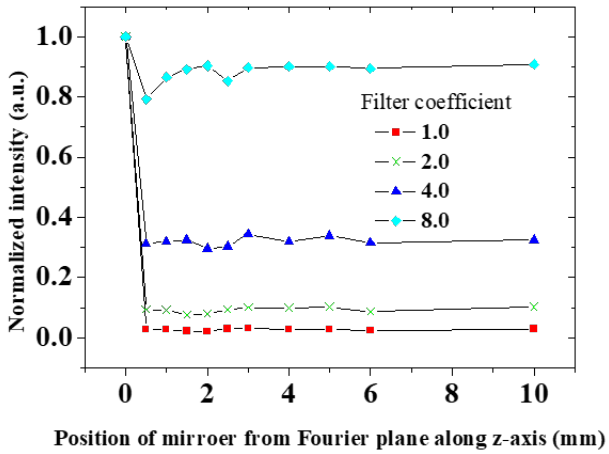



図 **4.7.** 各デフォーカス量における再生強度の空間フィルタ径依存性

## 4.4 まとめ

本章では，仮想位相共役における光学ノイズ除去特性について説明した．また，本特性を実証する実験を行い，ノイズのみが広範囲に拡散し，信号成分と空間的に分離できることを示した．実験において，仮想位相共役を高い精度で実行するためのピクセルマッチングなどについても本章で記載した．そして，この特性は第 6 章および第 7 章でそれぞれ述べられる断層イメージングやホログラフィックメモリに共通して用いられる特性である．しかし，それだけではなく様々な光学システムに適応可能である．また，第 3 章で述べた手法を用いることで参照光不要な仮想位相共役システムが実現できる．したがって，光通信システムやリモートセンシング，蛍光を用いるイメージングシステムなどのプローブ光とコヒーレントな参照光を用意するのが難しい用途においても仮想位相共役システムを応用することができる．

## 参考文献

[1] L. G. Shirley and N. George, “Wide-angle diffuser transmission functions and far-zone speckle,” J. Opt. Soc. Am. A **4**, 734–745 (1987).

[2] P. Beckmann and A. Spizzichino: *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces* (Pergamon, Oxford, U.K., 1963).

[3] L. B. Lesem, P. M. Hirsch and J. A. Jordan, “The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device,” in IBM J. Res. Dev. **13**, 150–155 (1969).

[4] A. Okamoto, K. Kunori, M. Takabayashi, A. Tomita, and K. Sato, “Holographic diversity interferometry for optical storage,” Opt. Express **19**, 13436–13444(2011).

[5] J. Nozawa, A. Okamoto, A. Shibukawa, M. Takabayashi, and A. Tomita, “Two-channel algorithm for single-shot, high-resolution measurement of optical wavefronts using two image sensors,” Appl. Opt. **54**, 8644–8652 (2015).

[6] M. Cui and C. Yang, “Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation,” Opt. Express **18**, 3444–3455 (2010).

[7] M. Jang, H. Ruan, H. Zhou, B. Judkewitz, and C. Yang, “Method for auto-alignment of digital optical phase conjugation systems based on digital propagation,” Opt. Express **22**, 14054–14071 (2014).

# 第5章

# スキャンレス深さ計測に向けた仮想4$f$光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡

## 5.1 はじめに

共焦点レーザ走査型顕微鏡 (CLSM: Confocal laser scanning microscopy) [1–5] はレンズ焦点位置に配置されたピンホールを介して背景光ノイズのない画像を提供する．さらに，共焦点ピンホールは従来の光学顕微鏡では存在し得ない深さ分解能をもたらすため，断層撮像または3次元測定を可能にする．[6, 7] これらの利点によって，CLSMは工業製品または生体サンプルの構造の測定等，多くの分野で一般に用いられている．特に，将来的には生きた生体をそのまま計測する *in vivo* イメージングにも適用されることが期待される [8–10]．それにもかかわらず，CLSMを用いて3次元画像を得るためにはプローブ光の機械的なスキャニングは必要となるため，多大な計測時間を要する．横方向（$x$ および $y$ 軸）のスキャンを排除するには，スピンディスク（Nipkow disk）[11–13] や，マイクロレンズアレイとピンホールアレイを組み合わせる手法 [14–16] が提案されている．これらの方法は $xy$ 平面上で機械的走査を行わない測定を可能にする．一方で，深さ（$z$ 軸）方向に沿ったスキャンを高速に行うために電気光学的及び音響光学的な焦点可変レンズを用いる方法 [17–19] も提案されている．しかしながら，上記の手法を用いたとしても，光学系における実際の深さスキャンを完全に廃することはできない．よって，3次元的な撮像に必要な取得時間とターゲットオブジェクトの露光時間は長くなる．結果として，再構成された画像の品質は生体サンプルの場合，その動きから生じるアーチファクトによって悪化する．さらに，生物学的な用途の場合，サンプルに対する長時間の露光は生体組織の損傷および蛍光退色などの問題を引き起こす可能性がある．

一般的なCLSMでは，各空間位置の強度情報から3次元画像を再現するためにデジタル処理が必要である．[20] また，コンピュータの計算能力の急速な発展に伴い，デジタルホログラフィ（DH: DIgital Holography）[21–25] を使用したいくつかの共焦点顕微鏡法が提案されている．これらはデジタル共焦点顕微鏡 (DCM: Digital Confocal Microscopy) と呼ばれ，共焦点構成におけるビーム伝搬をシミュレートし，仮想ピンホールを動的に配置することによって再構成後の画像の品質を改善することができることが報告されている [26]．また，対物レンズの収差補正を目的とした仮想オフセットレンズ [27] や共焦点位相測定 [28, 29] も報告されている．さらに，フレネルインコヒーレントホログラフィを用いることで蛍光イメージングに最適化されたデジタル共焦点顕微鏡 [30] も提案されている．これらのデジタル共焦点顕微鏡法 [20, 26–30] においても，対物レンズの焦点面での複素振幅のみが利用されるため依然として深さ方向の機械的走査が必要である．

機械的なスキャニングの必要が無い深さ計測を実現するために，仮想4$f$光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡を提案する．我々の技術では，全ての散乱光の複

素振幅が DH を用いて検出される．次に，ホログラムから計算によって復元された複素振幅画像に対して，数値計算的に 4 $f$ 光学系（仮想 4 $f$ 光学系）を実行する．次に，高速フーリエ変換（FFT: Fast Fourier Transform）によってフーリエ変換された後に仮想ピンホール開口が処理される．これらのステップの中で，FFT とピンホールの乗算は従来のデジタル共焦点顕微鏡法 [26] と同じ方法で行われる．また，我々の方法は仮想レンズの 1 つをデフォーカスすることで，対物レンズの焦点面の外側にある複数の散乱ビームの球面波面を補償する．これにより，仮想レンズ内のデフォーカス量に応じた深さ位置の成分を全ての散乱光から抽出することができる．したがって，仮想 4$f$ 光学系のデフォーカス量を微小に変異させながらを用いて反復処理することによって，一度に得られた複素振幅分布から機械的なスキャンなしに全ての深さ情報を得ることができる．このように，本技術は光学的要素を追加することなく，かつ，機械的スキャンなしにデジタル共焦点顕微鏡の測定速度を著しく改善する可能性がある．

本章では，まず，5.1.1 節で CLSM の基本的な動作と高速化のための手法についていくつか紹介する．また，5.1.2 節では，本手法の基礎となるデジタル共焦点顕微鏡について述べる．次に，5.2.1 節にて，本章で提案する仮想位相共役と仮想 4$f$ 光学系を用いたデジタル共焦点顕微鏡の基本的な動作を述べる．その後に，5.2.2 節において仮想 4$f$ 光学系の計算の簡略化について述べる．加えて，5.3.2 節では，本手法を用いて機械的または電子的なスキャンを行わずにカバーガラスの深度イメージングが可能であることを実証する． 最後に，5.3.4 節で本手法の深さ分解能を評価・議論する．

### 5.1.1 共焦点顕微鏡

本節では，一般的な CLSM [1–5] の原理とスキャンを廃するための手法について述べる．CLSM は，Marvin Minsky によって 1957 年に開発された共焦点光学系に基づく．CLSM の原理図を図 5.1 に示す． 以下では CLSM の原理について述べる．まず，レーザ出射光を点光源とし，対物レンズを介して生体試料に照射する．そして生体試料からの反射光の内，対物レンズの焦点面から反射されるものは焦点面と光学的に共役な位置に配置された共焦点ピンホールを通過する．それに対し，非焦点面からの反射光は共焦点ピンホール上で集光しないため，カットされる．以上の原理は共焦点効果と呼ばれ，通常の光学顕微鏡には存在しない深さ方向（光軸方向）の分解能を生み出す．つまり，生体の断層像を得ることが可能であるということである．

以下では，CLSM の高速化を実現する代表的な手法を紹介する．

**A. ニポウディスクを用いる手法**

この手法は，ニポウディスク [11–13] と呼ばれる多数のピンホールが渦巻状に配置されたものを．ニポウディスクを図 5.2 の光源直後のピンホール面に配置することで同時に多数のビームが生体試料に対して出射される．さらに，これ回転することで，照射光学系自体の操作を行う．実際にこの手法を用いて 2000 フレーム/秒という超高速走査を実現しているものもある．

**B. マイクロレンズアレイとピンホールアレイを用いる手法**

図 5.3 マイクロレンズアレイとピンホールアレイを用いた CLSM [14–16] の構成図を示す．本手法では，対物レンズの代わりにマイクロレンズアレイ，ピンホールの代わりにピンホールアレイを用いる．したがって，光源から出射された光波は計測物体の鉛直面上で複数のスポットに集光する．そして，計測物体上の複数のスポットから反射され

た光波は再びマイクロレンズアレイを通過し一つの平行光となる．その後，再度マイクロレンズアレイで各スポットに照射されピンホールアレイに入射する．つまり，物体の各点とピンホールアレイの各ピンホールはマイクロレンズアレイによって結像されることとなる．この時，各ピンホールは通常のピンホールと同様に共焦点効果を生み，光学セクショニング特性が得られる．したがって，本手法では $x, y$ 面にの像をスキャニングなしに得ることができる．しかし，その分解能はマイクロレンズアレイ及びピンホールアレイの各要素間の間隔に依存する．また，マイクロレンズアレイとピンホールアレイの位置を精密に合わせる必要がある．

**C. 焦点可変レンズを用いる手法**

これまでは，$xy$ 方向のスキャニングを排除または高速化する手法について述べたが，以下では $z$ 方向のスキャニングを高速化する焦点可変レンズを用いた CLSM [17–19] について述べる．本手法は対物レンズに焦点距離を電子的または音響光学的に変更可能なレンズを用いる．したがって，$z = 0$ の深さ位置の反射率を測定した後に，焦点可変レンズの焦点距離を $f + \Delta z$ と設定すれば，$z = \Delta z$ の情報が得られる．ここで $f$ は元の焦点距離である．これを取得したい深さのレンジ全てにおいて行うことで計測物体の機械的なスキャニングを行うことなく $z$ 方向の情報が得られる．焦点可変レンズの変調速度によるが，一般的に機械的スキャニングより高速に像を得ることができる．しかし，この手法を用いても一括的に $z$ 方向の情報が得られるわけではない．

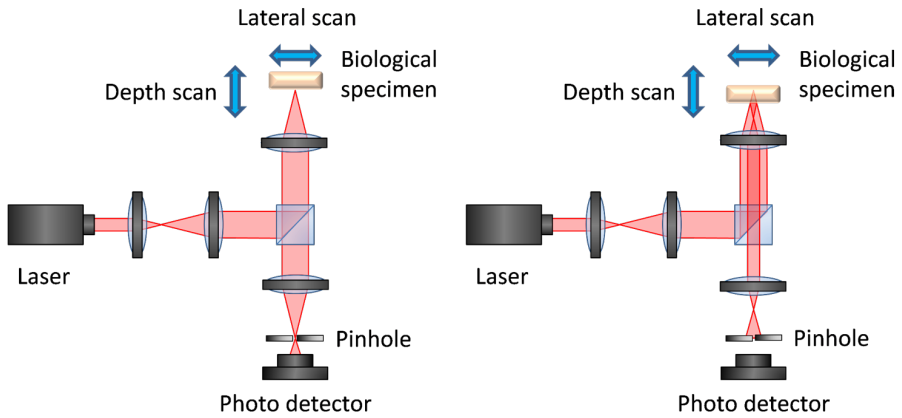



**図 5.1.** 共焦点レーザ顕微鏡の原理図，(a) 試料反射面が焦点面にある場合，(b) 試料反射面が非焦点面にある場合

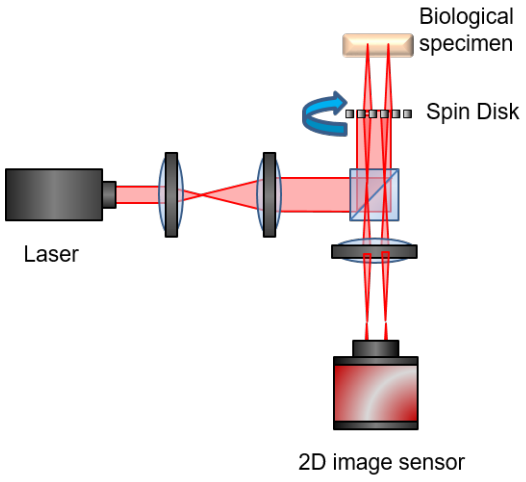



図 **5.2.** ニポウディスクを用いた共焦点レーザ顕微鏡の構成図

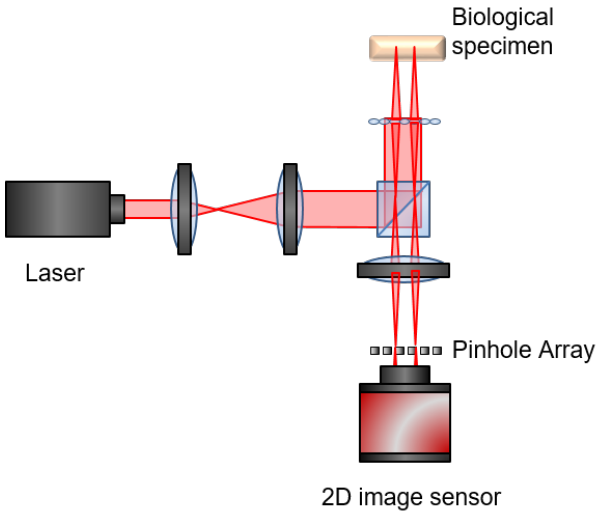



図 **5.3.** マイクロレンズアレイを用いた共焦点レーザ顕微鏡の構成図

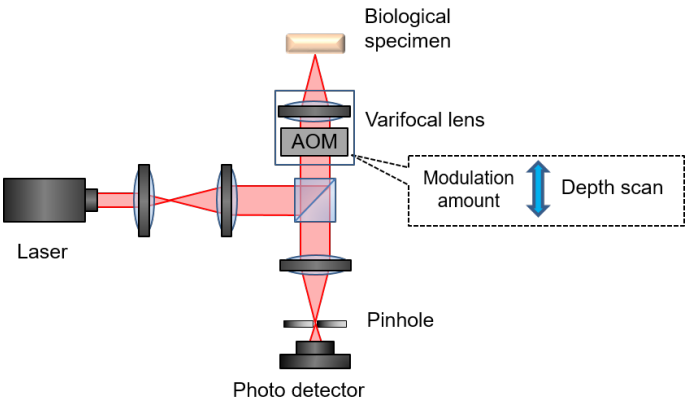



図 **5.4.** 焦点可変レンズを用いた共焦点レーザ顕微鏡の構成図

### 5.1.2 デジタル共焦点顕微鏡

本節では，DCM [26] の原理について述べる．図 5.5 に DCM の構成図を示す．DCM では，通常の CLSM と同様にコリメートされたレーザ光源は BS を反射された後，対物レンズを介して計測物体中に集光する．そして，計測物体から反射された光波は再び対物レンズを介して検出される．この時，通常の CLSM とは異なり，検出器には CCD や CMOS 等の 2 次元イメージセンサを用いて，集光面からの信号成分とそれ以外の面からの背景光ノイズ成分の両方を含んだ反射光全体の複素振幅分布を検出する．この時，複素振幅検出には第 2 章で述べた DH [21–25] などを用いることができる．その後，計算機上に検出した複素振幅画像を再生し，レンズ集光面における複素振幅分布を受有空間における光波伝搬計算等を用いて再現する．その複素振幅分布に対して以下で与えられるピンホール関数を乗算する．

$$\mathrm{Pinhole} = \begin{cases} 1 & (\sqrt{x^2+y^2} \leq D) \\ 0 & (\sqrt{x^2+y^2} > D) \end{cases} \tag{5.1}$$

ここで，$D$ はピンホール半径である．このピンホール関数は従来の共焦点ピンホールと同様に，焦点の合った位置からの信号光を透過させ，それ以外の位置からの背景光ノイズの殆どをフィルタする．したがって，本手法は従来の CLSM とノイズが除去された断層情報得ることができる．また，図 5.5 に示した検出位置は結像レンズの集光面であるが，それ以外にも自由空間伝搬した位置など任意に決めることができ，計算機上でもそれに合わせて計算することでレンズ集光面における複素振幅分布を得ることができる．DCM の利点として，ピンホールの焦点位置のずれに応じてピンホールを動的に配置することによる画質の向上 [26] が挙げられる．

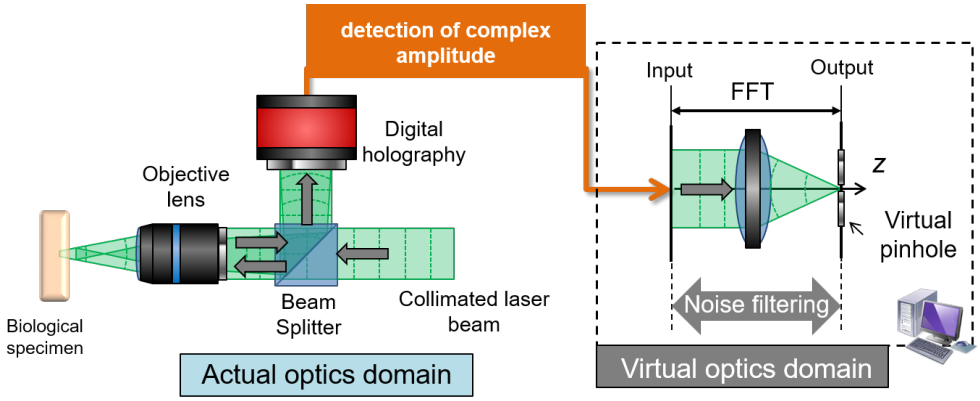



図 5.5. デジタル共焦点顕微鏡の構成図

## 5.2 仮想 $4f$ 光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡

### 5.2.1 基本動作

本節では，提案する仮想 $4f$ 光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡の基本動作を説明する．本手法は，図 5.6(a) に示すサンプルからの反射光（全ての散乱光）を測定するための実際の光学系，および，深さ測定位置の制御・所望の深さ位置以外からのノイズ光をフィルタリングのため仮想光学系 （図 5.6(b)）によって構成される．従って，本手法は全ての仮想光学系が DH を経由してコンピュータで実行される．

実際の光学系では，まず，レーザ光源からのコリメート光が対物レンズを介して計測物体内に集光される． 次に，計測物体から反射され（後方散乱され）た光波を「散乱信号光」と呼ぶ． ここでは，基本動作の説明を簡単にするため，計測物体を単純な多層構造を有する物体とする． したがって，計測物体から反射される光波は複数の層から反射する多重散乱光として扱うことができる． その後，散乱信号光の複素振幅分布は DH によって検出される．

仮想光学系では，まず，物理的な光学系で取得された散乱信号光の位相項の符号の反転による位相共役光の生成が行われる．従って，以下では位相共役伝搬が実行される．次に，$4f$ 光学系を構成するように配置された 2 つの仮想レンズが適用される．本手法では，これらの 2 つの仮想レンズを「仮想 $4f$ 光学系」と呼ぶ．以下では，仮想 $4\,f$ 光学系の計算プロトコルについて説明する．まず，入力平面と第 1 のレンズ面との間の自由空間伝搬の関数は元の（検出された）複素振幅分布対して乗算され，次に，レンズの位相因子である $\exp[\mathrm{i}k(d_x^2+d_y^2)/f]$ は伝搬された複素振幅分布と乗算される．ここで，$k$ は波数，$f$ は両方の仮想レンズの焦点距離， $d_x$ と $d_y$ は $x$ および $y$ 軸ににおける空間座標である．次に，得られた複素振幅分布に第 1 のレンズ面と第 2 のレンズ面との間の自由空間伝搬の関数を乗算する．最後に，伝搬した複素振幅分布に上記レンズの位相係数を再度乗算した後，第 2 のレンズ面と出力面との間の自由空間伝搬を計算する．測定面が奥行き $\Delta z$ だけシフトされている場合，仮想レンズは距離 $2\Delta z$ だけデフォーカスされなければならない （計測物体内における光波の反射を考慮するため）．この仮想的なデフォーカスは第 1 レンズ面と第 2 レンズ面との間の伝搬距離を変化させることによって行われる．以上の処理をまとめると，仮想 $4\,f$ システムにおけるレンズのデフォーカス量 $\Delta z$ に従って測定位置が決定され，位相共役伝搬過程によってそのデフォーカスが相殺される．最後に，仮想位相共役，及び仮想 $4\,f$ 光学系を実行した後，FFT を用いて集光面における複素振幅分布を求める．さらに，その複素振幅分布に対して前節でも述べたピンホール関数を乗算する．したがって，本手法は従来の DCM 及び CLSM と同様に非測定位置からのバックグラウンドノイズを除去する． また，レンズ位置を連続的に変位させながら上記のプロトコルを反復敵に実行し深さ方向情報を全て取得する．

上記の操作を実行することにより，本手法は機械的なスキャニングなしに $z$ に沿った断層像を得ることが可能となる． さらに，実際の光学系の特定の構成要素を仮想光学系に置き換えることにより共焦点顕微鏡の構成を単純化できることも本手法の特長である．

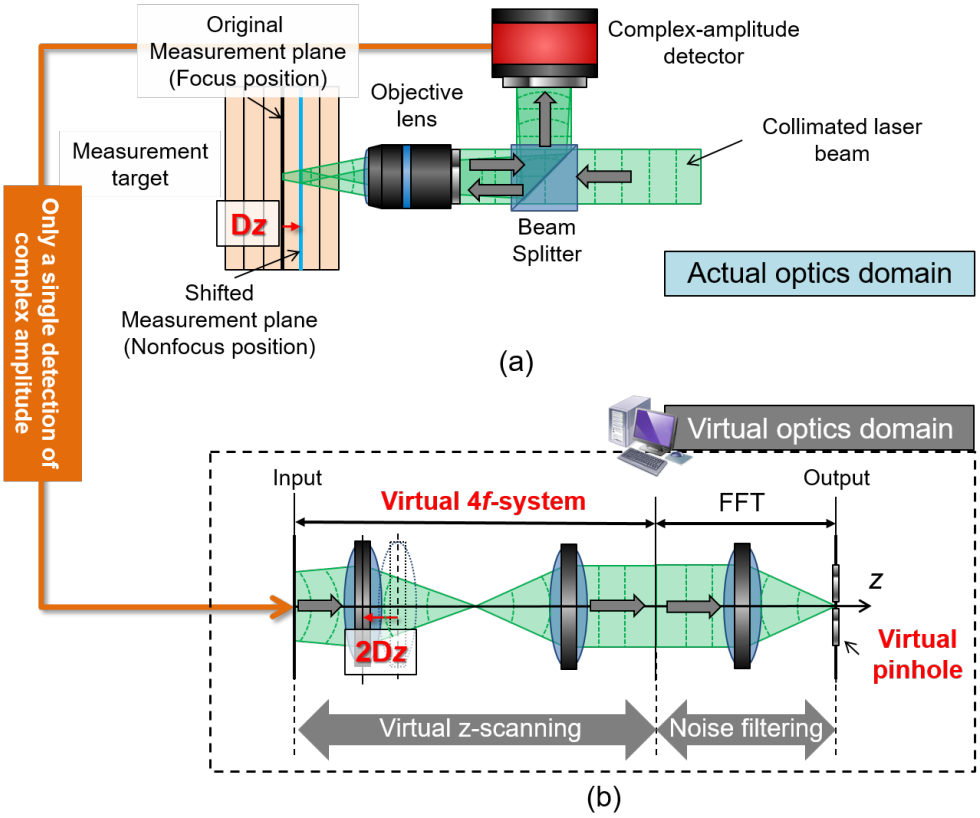



図 **5.6.** 仮想位相共役と仮想 4$f$ 光学系を用いたデジタル共焦点顕微鏡の原理図．(a) 実光学過程 (b) 仮想光学過程

### 5.2.2 デフォーカス波面を用いた仮想 4$f$ 光学系の高速計算

前節で述べた仮想 4 $f$ 光学系の計算では，光波の自由空間伝搬関数が不可欠である．一般に，自由空間伝搬関数の計算には畳み込み積分が含まれており非常に計算時間がかかる．畳み込み積分をより高速に計算できる FFT を用いたとしても，仮想 4 $f$ 光学系は複数の自由空間伝搬を必要とするため，完全に計算を高速化することは困難である．さらに，仮想レンズを実現するためにレンズの位相因子が必要となるが開口数（NA）が高いレンズの場合，その位相係数の曲率は非常に大きくなるため，エイリアシングによる計算誤差を引き起こす．

これらの問題を解決するために，仮想 4 $f$ 光学系の計算に対してデフォーカス波面を導入する．典型的な 4$f$ 光学系では，レンズの焦点をデフォーカスした際，そのシステムで中継された波面は球面位相分布となる．この球面分布（以下，デフォーカス波面）$\phi_{def}$ を含む複素振幅は

$$\phi_{def} = \mathrm{i}k\Delta_d(x^2 + y^2)/f^2 \tag{5.2}$$

によって計算することができる（付録 B を参照）．ここで，$\Delta_d$ はレンズのデフォーカス量である．したがって，このデフォーカス波面を含む複素振幅 $\exp(\phi_{def})$ を計測光の複素振幅に乗算することはデフォーカスした仮想 4 $f$ 光学系と同じ効果をもたらす．デ

フォーカス波面の計算は畳み込み積分または FFT を必要としないため，仮想 $4f$ 光学系よりも高速な計算が可能となる．式 (5.2) の導出は付録 B を参照されたい．また，FFT とデフォーカス波面の計算量はそれぞれ $O(N2\log N2)$ と $O(N2)$ で与えられることからもわかるように，デフォーカス波面 $\phi_{def}$ の計算量は FFT の計算量よりも小さい．さらに，レンズの位相係数とデフォーカス波面の位相係数の曲率はそれぞれ $1/f$ と $\Delta_d/f^2$ となり，デフォーカス波面の曲率はレンズの位相係数より小さいことがわかる．したがって，この計算手法は計算時間およびエイリアシングによる計算誤差を同時に減らすことができる．

次節以降の実験ではこのデフォーカス波面を用いた計算を行う．

## 5.3 実証実験

### 5.3.1 実験光学系

本節では，本手法の基本動作を検証するために行った実験で用いた光学系および設定について述べる． 図 5.7 に実験光学系を示す．まず，波長 $\lambda$ が 532nm であるレーザからのコリメート光は対物レンズ (OBJ1) によって集光され，ピンホールを通過する.（これによって良質な点光源を得る）．次に，この点光源はコリメートレンズによって平行光となり，位相型空間光変調器（PSLM: Phaae-only Spatial Light Modulatoer）に照射される．PSLM はピクセルサイズが $20 \times 20\ \mu m^2$，ピクセル数が $800 \times 600$，そして $2\pi$ 変調が得られる階調数は 157 である．その後，PSLM によって変調された光波は結像レンズ（L1，L2）を通過し，0.42 の NA を有する OBJ2 によって計測物体に集光される．

この実験では，PSLM を用いて焦点面上において $x$ および $y$ 方向に沿ってプローブ光をスキャニングする．このとき，プローブ光を OBJ2 によって集光した後，焦点位置は $x$ および $y$ 方向に沿ってそれぞれ $\theta x$ および $\theta y$ だけシフトされる．実際には，プローブ光の光軸は PSLM に $\phi(x,y) = -\mathrm{i}k[\sin\theta_x x + \sin\theta_y y]$ を表示することにより，それぞれ，$\theta_x = \tan^{-1}(\Delta x/f_{OBJ})$ 及び $\theta_y = \tan^{-1}(\Delta y/f_{OBJ})$ だけ傾く．ここで，$x$ と $y$ はそれぞれ PSLM 上の $x$ および $y$ 座標の空間位置，$f_{OBJ}$ は OBJ2 の焦点距離である．

次に，プローブ光は散乱信号光として計測物体から反射され，その複素振幅分布は 1/2 波長板，1/4 波長板，ビームスプリッタ，偏光ビームスプリッタ，2 台の CCD カメラ 2ch ホログラフィックダイバーシティ干渉法（2ch-HDI: Two-channel Holographic Diversity Interferometer）[31, 32] を用いて検出される．2ch-HDI に使用される CCD のピクセルサイズは $3.75 \times 3.75\ \mu\mathrm{m}^2$，ピクセルのピクセル数は $1280 \times 960$ である．

図 5.8(a) には，PSLM に表示した位相画像 $\Delta x = 27.66\ \mu\mathrm{m}$ と $\Delta y = 0.00\ \mu\mathrm{m}$，そして，図 5.8(b) には，その時，HDI をによって検出された位相画像を示す．本実験では，仮想 $4f$ 光学系の基本動作を簡単に検証するために，$y$ 軸に沿ったスキャンを省略することによって $xy$ 平面でのスキャンを簡略化する．また，コンピュータでは，検出された散乱信号光の複素振幅分布は PSLM と CCD 間のピクセルサイズの差を補償するために $800 \times 800$ ピクセルに縮小される．その後，PSLM によって生成された位相分布は仮想的な光学系において散乱信号光の位相共役伝搬が行われる間に位相分布 $\phi(x,y)$ を再度乗算することで打ち消される．つまり，プローブ光の $xy$ 平面でのデスキャンを物理的に行う必要がない．したがって，本手法は完全に機械的な駆動部を廃することができる．最後に，再構成後の深さ画像は上述のように仮想光学系の反復計算によって得られる．

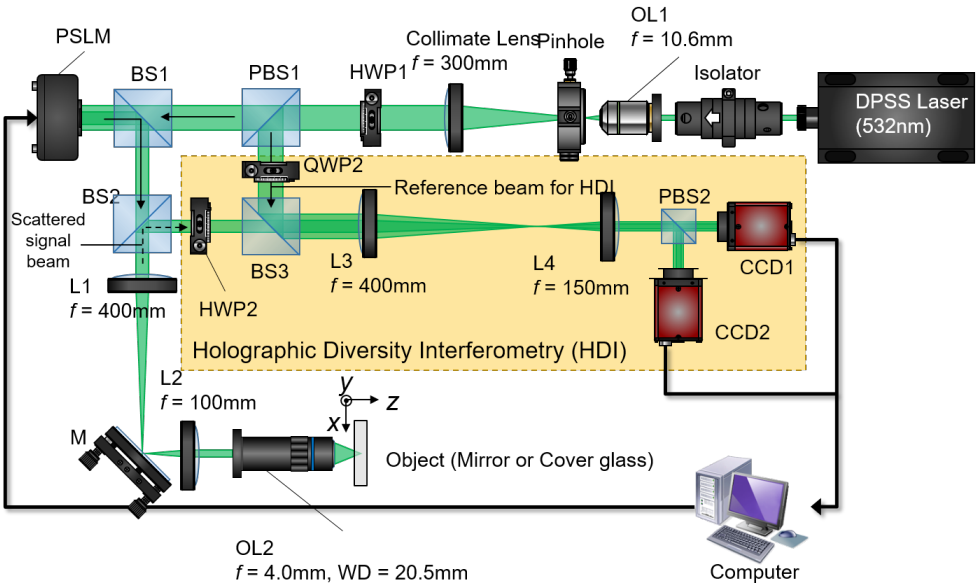



図 **5.7.** 仮想 4$f$ 光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡に向けた実験光学系．L1–L4：結像レンズ，OBJ1,OBJ2：対物レンズ，M：ミラー，BS：ビームスプリッタ，PBS：偏光ビームスプリッタ，HWP：1/2 波長板，QWP：1/4 波長板，PSLM：位相型空間光変調器 (Hamamatsu x10468-01)，CCD: CCD イメージセンサ (Allied Vision Technology Stingray F125B)

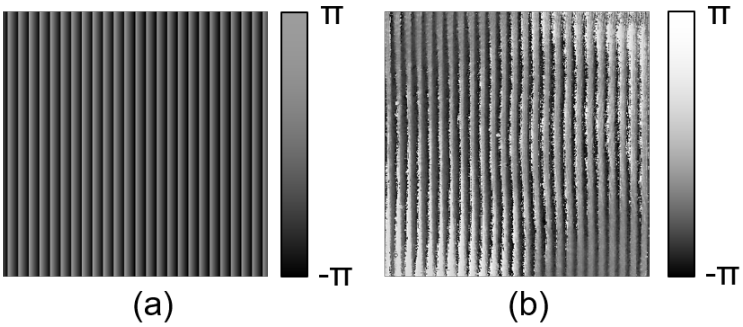



図 **5.8.** 表示及び取得した位相分布．(a) PSLM に表示した位相画像 (プローブ光の集光位置 $\Delta x = 27.66\,\mu$m, $\Delta x = 0.00\,\mu$m)，(b) その時 HDI で計測された位相画像

### 5.3.2 仮想 4$f$ 光学系の動作実証

本節では，デフォーカスしたミラーを測定した際における仮想 4$f$ 光学系の処理前後でそれぞれ得られる複素振幅分布を比較することにより，仮想 4 $f$ 光学系の基本動作を検証した．ミラーのデフォーカス量は任意に 100.0 $\mu$m に設定した．図 5.9(a) と 5.9(d) は 100.0 $\mu$m デフォーカスされたミラーを測定した際に HDI で取得された位相画像と位相プロファイルを示している．ミラーをデフォーカスさせることにより球面波面が現れた

ことがわかる．また，図 5.9（b）と 5.9（e）には仮想 4$f$ 光学系で生成されたデフォーカス波面の位相画像と位相プロファイルを示す．次に，生成されたデフォーカス波面と取得された位相画像を乗算してミラーのデフォーカスを打ち消すことによって，図 5.9（c）と 5.9（f）に示すように，取得された位相画像は平面波に変調された．実際には，取得された位相画像においては，イメージセンサのショットノイズ，不完全なアライメント，および実際の光学系における収差のために波面が劣化したが，図 5.9（e）と 5.9（f）を比較すると，仮想 4 $f$ 系をもちいて十分に測定位置を $z$ に沿ってシフトできることが示された．

さらに，100.00 $\mu$m でデフォーカスしたミラーからの反射ビームを取得した後，仮想 4$f$ 光学系を含む仮想光学システムの動作を反復計算することで，深さ情報は図 5.10 に示すように再構成することができる． $xz$ 平面上の再構成された強度画像および $x = 3.20\,\mu$m における再構成された強度プロファイルは 図 5.10（a）と 5.9（b）にそれぞれ示す．ここで，この再構築された強度画像は仮想 4$f$ 光学系を用いて生成された各深度位置における複数の鉛直面画像からなるボリュームデータよりスライスされたものである．PSLM によって軸角に対して傾いていない迷光（即ち，PSLM の非変調成分）が散乱信号中に混入するため，再構成された強度画像の中心に不要な強度ピークが現れる（図 5.10（a））．図 5.10（a）と 5.10（b）を見ると，信号強度のピークの深さ位置は 95.85 $\mu$m に位置していた．実際の光学系の収差とミラー配置における位置精度の不完全性のために，測定された深度位置に約 4% の誤差はあるものの，この測定された深度位置はデフォーカスミラーの位置とよく一致していると言える．

これらの結果より，本手法は機械的なスキャニングを行うことなく計測物体の深さ情報を計測できることが示された．しかし，図 5.10(a) では，中心からの $x$ 位置に従って強度分布が減少している．この理由として，FFT 後の信号光の焦点位置が実際の光学系の収差により仮想ピンホールの位置からずれることが挙げられる． これは，5.1.2 節で述べた通り，ピンホールの焦点位置のずれに応じてピンホールを動的に配置する [26] ことで解決できる．

### 5.3.3 カバーガラスの深さ計測

本節では，本手法を用いて $z$ 方向スキャニングのないカバーガラスの深度イメージングを実証する．ここでは，厚さの仕様が 150.00 ± 20.00 $\mu$m，屈折率 1.53 のカバーガラスを計測物体とし，このカバーガラスはその中心が $z = 0.00\,\mu$m となるように配置した．また，カバーガラスは焦点位置に配置されていたので集光による屈折の影響を受けるため，その見掛けの厚さは約 100.00 $\mu$m となる．図 5.11(a) はの $xz$ 平面上のスライスされた画像を示す．この画像も前節と同様に，仮想 $f$ 光学系を用いて生成された各深度位置の複数の鉛直方向画像からなるボリュームデータからスライスされたものである．また，図 5.11（b）は $y = 0.00$mm 地点での強度プロファイルを示している．図 5.11（a）および図 5.11（b）において， 再構成された強度の第 1 ピークと第 2 ピークはそれぞれカバーガラス上の前面と背面の位置に対応する．また，前面の部分反射により背面に照射される光の強度が低下するため，ガラスの裏面に対応する強度ピークは減少する．さらに，2 つのピークの間の距離は 100.16$\mu$m であり，カバーガラスの厚さとよく一致した．

また，図 5.12 には，光軸に沿って積み重ねられた 2 枚のカバーガラスを測定することによって得られた深さ画像を示す．同様に，3 つの強度ピークはカバーガラスの反射面

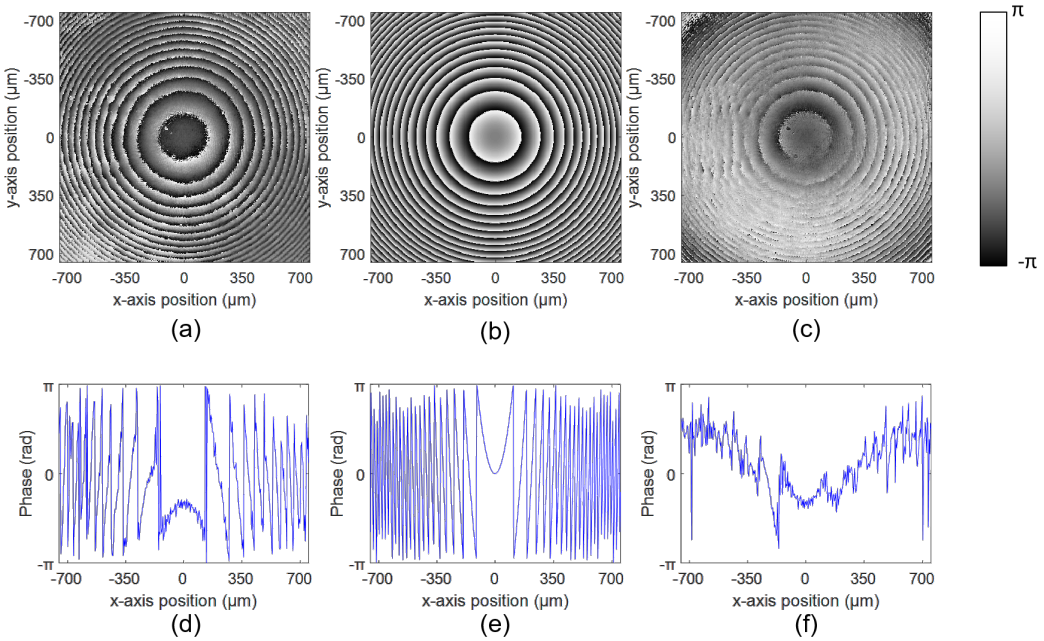



**図 5.9.** $y = 0.00\,\mu$m における位相画像と位相プロファイル．(a) 実験で計測された位相分布，(b) 仮想 4$f$ 光学系で生成されたでフォーカス位相分布，(c) 実測位相画像と仮想 4$f$ 光学系で生成された位相分布の加算結果．(d)–(f) はそれに対応する位相プロファイル

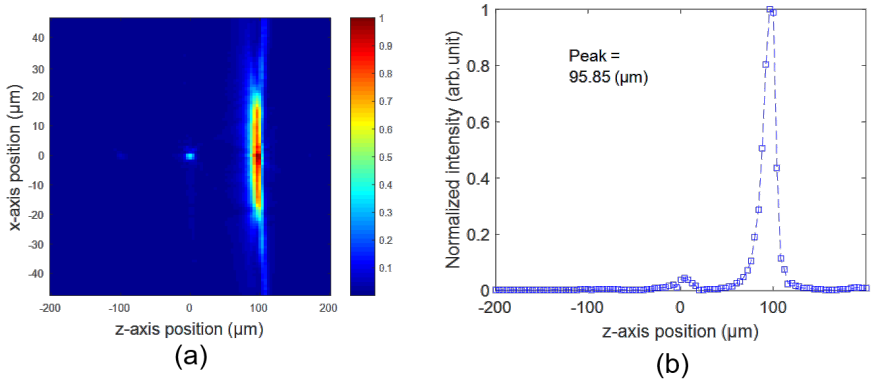



**図 5.10.** $z = 100.00\,\mu$m に配置したミラー計測時の再生された深さ情報，(a) 得られた体積データから $xz$ 面でスライスした断層像，(b)$x = 3.20\,\mu$m における強度プロファイル．強度ピークの位置は 95.85 $\mu$m であった．

の位置に対応する． $-100$ と 100 $\mu$m の強度ピークを比較すると，100$\mu$m における強度ピークは $-100\,\mu$m より小さい．これも，やはり部分反射のためである．また，$-100\,\mu$m 及び 100 $\mu$m の強度ピークは 0 $\mu$ m の強度ピークよりも小さい．これは，デフォーカスした測定面の深さ位置によってビームが広がり，ピンホールを透過するビームの強度が低下するためである．さらに，5.11(a) の強度分布は 5.10(a) の場合と同様に $x$ 軸の中心

からの位置に応じて減少する．これも同様に，ピンホールを動的に配置することによって解決できる．以上の結果は本手法が機械的なスキャニングを行うことなくすべての深さ方向情報を含んだ断層画像を得ることが可能であることを示している．

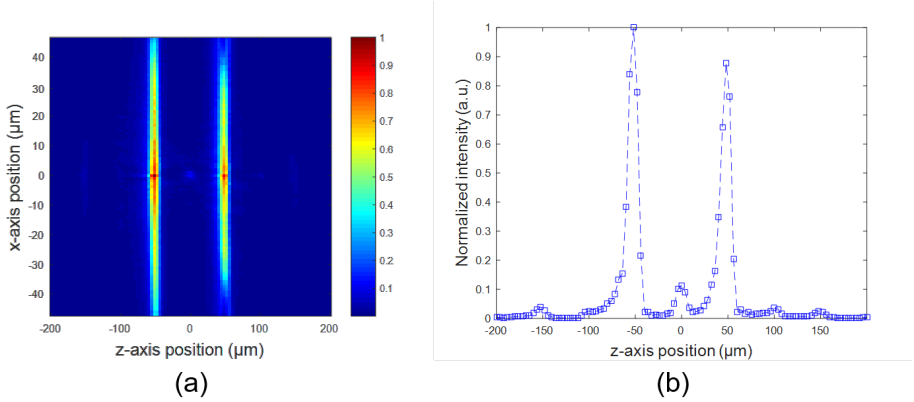



**図 5.11.** カバーガラス計測時の再生された深さ情報．(a) 得られた体積データから $xz$ 面でスライスした断層像，(b)$x = 3.20\,\mu$m における強度プロファイル

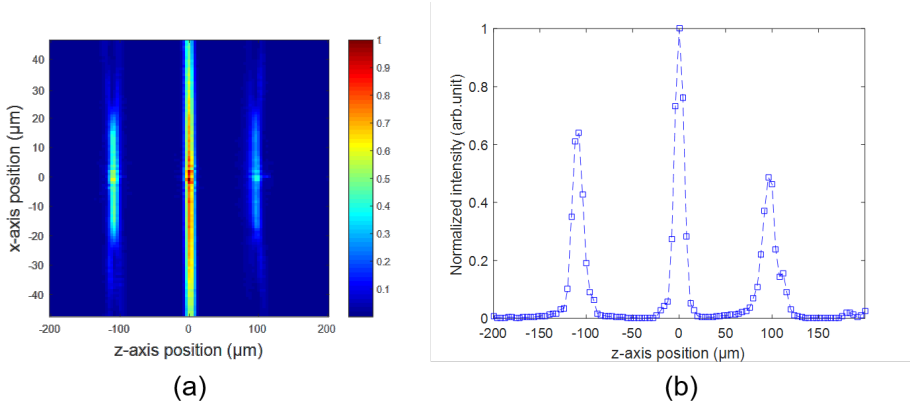



**図 5.12.** 光軸に沿って重ねられた 2 枚のカバーガラス計測時の再生された深さ情報．(a) 得られた体積データから $xz$ 面でスライスした断層像，(b)$x = 3.20\,\mu$m における強度プロファイル

### 5.3.4 深さ方向分解能の評価

ここでは，本手法の深さ分解能について議論する． 図 5.13 に示すように，深さ分解能は OBJ2 の焦点面に配置されたミラーの深さ位置を測定することによって評価される．もちろん，ここでも深左方向のスキャニングは計測物体（ミラー）の機械的なスキャニングなしにデフォーカス波面を導入した仮想 $4f$ 光学系によって実行される．即ち，仮想的な $4f$ 光学系においても物理的な $4f$ 光学系と同等の深さ分解能が得られることを定量的に調査するということである．さらに，このとき，仮想（ピクセル化された）ピンホー

ルのサイズはナイキスト開口によって以下のように定義される．

$$D_p = \frac{N_x \Delta x}{\lambda f} D \tag{5.3}$$

ここで，$D_p$ はピクセル化されたピンホールサイズ，$N_x$ は仮想光学系の計算空間のグリッド数，$\Delta x$ はそのグリッドサイズ，$f$ は FFT により実現される補正レンズの焦点距離，$D$ はピクセル化前のピンホールサイズである．一般に，透過強度と深さ分解能との間で釣り合うように最適化されたピンホールサイズはによって決定され，それは $1.22\lambda/NA$ として定義される．そして，そのエアリーディスクの直径によって正規化されたピンホールサイズは「1 エアリーユニット（AU）」と呼ばれる．

図 5.13 には，光学セクション ($I$-$z$) カーブとして仮想 4$f$ 光学系の各デフォーカス位置ごとにプロットされた正規化強度を示す．図 5.13 をみると，強度のピークはミラーの位置に対応して急峻にえられた．したがって，非測定深さ位置からのノイズ光は仮想ピンホールによって除外されていることがわかる．また，1.19AU における半値全幅（FWHM）は 10.77 $\mu$m であることを確認した．さらに，仮想ピンホールのサイズが $1 \times 1$ ピクセル（0.39AU）に縮小されたとき，FWHM は 5.31 $\mu$m に改善することがわかる．この結果は，仮想ピンホールのサイズを小さくすることにより，本手法の深さ分解能を向上させることができることを示唆している．さらに，信号光は実際の光学系ではなく仮想光学系のピンホールを通過するため，ピンホール径を小さくすることによる信号強度の劣化を防止することができる．

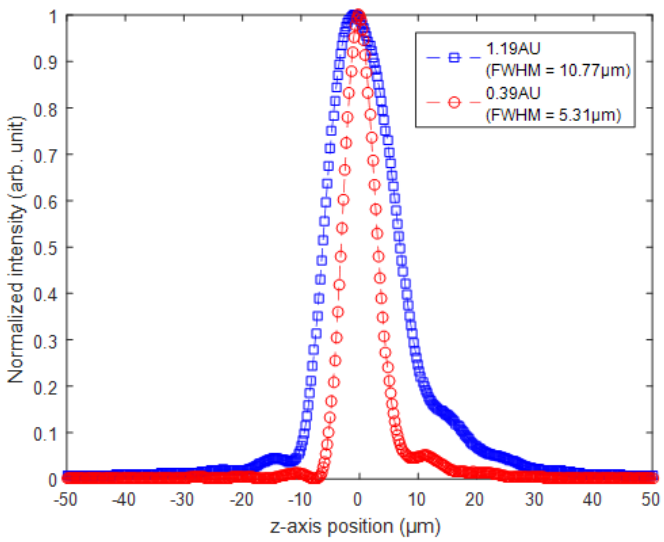



**図 5.13.** 仮想位相共役と仮想 4$f$ 光学系を用いたデジタル共焦点顕微鏡における光学セクショニング ($I$-$z$) 曲線 (半値全幅が深さ分解能)，青線はピンホールサイズ 1.19 AU，赤線は 0.39 AU

## 5.4 まとめ

本章では，機械的スキャニングが不要な深さ測定に向けて，仮想 4$f$ 光学系の位相共役伝搬によるデジタル共焦点顕微鏡を提案した．また，本手法の基本動作を検証し，深さ

分解能を評価した．さらに，深さ方向にスキャニングすることなく，カバーガラスの深度イメージングを実現した．実験結果より，本手法は機械的走査を行わずに複数の散乱光を含む単一の複素振幅分布から計測物体の深さ情報を一括して測定できることが示された．この技術は共焦点顕微鏡の測定速度を向上させる大きな可能性を有している．

## 参考文献

[1] M. Minsky, U.S. Patent 3013467 (1961).

[2] T. R. Corle, C.-H. Chou, and G. S. Kino, "Depth response of confocal optical microscopes," Opt. Lett. **11**, 770–772 (1986).

[3] D. M. Shotton, "Confocal scanning optical microscopy and its applications for biological specimens," J. Cell Sci. **94**, 175–206 (1989).

[4] A. F. Gmitro and D. Aziz, "Confocal microscopy through a fiber-optic imaging bundle," Opt. Lett. **18**, 565–567 (1993).

[5] S. W. Paddock, "Confocal Laser Scanning Microscopy," Bio Techniques **27**, 992–1004 (1999).

[6] K. Carlsson, P. E. Danielsson, R. Lenz, A. Liljeborg, L. Majlbf, and N. Aslund, "Three-dimensional microscopy using a confocal laser scanning microscope," Opt. Lett. **10**, 53–55 (1985).

[7] C. J. R. Sheppard, M. Gu and X. Q. Mao, "Three-dimensional coherent transfer function in a reflection-mode confocal scanning microscope," Opt. Commun. **81**, 281–284 (1991).

[8] M. Rajadhyaksha, M. Grossman, D. Esterowitz, R. H. Webb, and R. R. Anderson, "*In Vivo* Confocal Scanning Laser Microscopy of Human Skin: Melanin Provides Strong Contrast," J. Invest. Dermatol. **104**, 946–952 (1995).

[9] B. R. Masters, and P. T. C. So, "Confocal microscopy and multi-photon excitation microscopy of human skin in vivo," Opt. Express **8**, 2–10 (2001).

[10] Y. Hwang, J. Ahn, J. Mun, S. Bae, Y. U. Jeong, N. A. Vinokurov, and P. Kim, "*In Vivo* analysis of THz wave irradiation induced acute inflammatory response in skin by laser-scanning confocal microscopy," Opt. Express **22**, 11465–11475 (2014).

[11] G. Q. Xiao, and G. S. Kino, "A Real-Time Confocal Scanning Optical Microscope," Proc. SPIE **0809**, 107–114 (1987).

[12] J. Conchello and J. W. Lichtman, "Theoretical analysis of a rotating-disk partially confocal scanning microscope," Appl. Opt. **33**, 585–596 (1994).

[13] S. Stehbens, H. Pemble, L. Murrow, and T. Wittmann, "Imaging intracellular protein dynamics by spinning disk confocal microscopy," Methods Enzymol. **504**, 293–313 (2012).

[14] H. J. Tiziani, and H. M. Uhde, "Three-dimensional analysis by a microlens-array confocal arrangement," Appl. Opt. **33**, 567–572 (1994).

[15] H. J. Tiziani, R. Achi, R. N. Krämer, and L. Wiegers, "Theoretical analysis of confocal microscopy with microlenses," Appl. Opt. **35**, 120–125 (1996).

[16] M. Eisner, N. Lindlein, and J. Schwider, "Confocal microscopy with a refractive microlens-pinhole array," Opt. Lett. **23**, 748–749 (1998).

[17] L. Yang, A. M. Raighne, E. M. McCabe, L. A. Dunbar, and T. Scharf, "Confocal microscopy using variable-focal-length microlenses and an optical fiber bundle," Appl. Opt. **44**, 5928–5936 (2005).

[18] J. M. Jabbour, B. H. Malik, C. Olsovsky, R. Cuenca, S. Cheng, J. A. Jo, Y. L. Cheng, J. M. Wright, and K. C. Maitland, "Optical axial scanning in confocal microscopy using an electrically tunable lens," Biomed. Opt. Express **5**, 645–652 (2014).

[19] M. Duocastella, G. Vicidomini, and A. Diaspro, "Simultaneous multiplane confocal microscopy using acoustic tunable lenses," Opt. Express **22**, 19293–19301 (2014).

[20] K. Carlsson and N. Aslund, "Confocal imaging for 3-D digital microscopy," Appl. Opt. **26**, 3232–3238 (1987).

[21] J. Schwider, "Phase shifting interferometry: reference phase error reduction," Appl. Opt. **28**, 3889–3892 (1989).

[22] I. Yamaguchi, and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," Opt. Lett. **22**, 1268–1270 (1997).

[23] T. Zhang, and I. Yamaguchi, "Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography," Opt. Lett. **23**, 1221–1223 (1998).

[24] T. Nomura, S. Murata, E. Nitanai, and T. Numata, "Phase-shifting digital holography with a phase difference between orthogonal polarizations," Appl. Opt. **45**, 4873–4877 (2006).

[25] Y. Awatsuji, T. Tahara, A. Kaneko, T. Koyama, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, "Parallel two-step phase-shifting digital holography," Appl. Opt. **47**, D183-D189 (2008).

[26] A. S. Goy, and D. Psaltis, "Digital confocal microscope," Opt. Express **20**, 22720–22727 (2012).

[27] Y. Chew, M. Shiu, J. Wang, and C. Chang, "Compensation of phase aberration by using a virtual confocal scheme in digital holographic microscopy," Appl. Opt. **53**, G184–G191 (2014).

[28] A. S. Goy, M. Unser, and D. Psaltis, "Multiple contrast metrics from the measurements of a digital confocal microscope" Biomed. Opt. Express **4**, 1091–1103 (2013).

[29] C. Liu, S. Marchesini, and M. K. Kim, "Quantitative phase-contrast confocal microscope," Opt. Express **22**, 17830–17839 (2014).

[30] R. Kelner, B. Katz, and J. Rosen, "Optical sectioning using a digital Fresnel incoherent-holography-based confocal imaging system," Optica **1**, 70–74 (2014).

[31] A. Okamoto, K. Kunori, M. Takabayashi, A. Tomita, and K. Sato, "Holographic diversity interferometry for optical storage," Opt. Express **19**, 13436–13444 (2011).

[32] J. Nozawa, A. Okamoto, A. Shibukawa, M. Takabayashi, and A. Tomita, "Two-channel algorithm for single-shot, high-resolution measurement of optical wavefronts using two image sensors," Appl. Opt. **54**, 8644–8652 (2015).

# 第6章

# シングルショット3次元計測に向けた仮想位相共役技術を用いた光断層撮影

## 6.1 はじめに

光断層イメージング（OTI: Optical Tomographic Imaging）は3次元断層画像および物体の表面プロファイルの可視化を可能にする．この技術は非侵襲的であり，かつ，空間分解能が高いという利点有している．光コヒーレンストモグラフィ（OCT: Optical Coherence Tomography）[1–3] や共焦点レーザー走査顕微鏡（CLSM: Confocal Laser Scanning Microscopy）[4–6] に代表される OTI は工業製品の検査 [7, 8]，生体・生物学イメージング [9, 10] などの様々な分野で応用されている．しかし，3次元断層像を得るためにはプローブ光の3次元的なスキャニングが必要となり，計測速度が低下する．計測速度を向上しうる技術として，フーリエ領域 OCT（FD-OCT: Fourier Domain OCT）[11, 12] およびフルフィールド OCT（FF-OCT: full-field OCT）[13, 14] が開発されている． FD-OCT は掃引レーザ光源または回折格子を用いて行うスペクトル領域測定とフーリエ変換を組み合わせて計測物体の深さ情報を一度に取得する．対照的に，FF-OCT は Linnik 干渉計と2次元（2D）画像センサを用いて鉛直方向の画像を一度に取得する．しかしながら，FD-OCT や FF-OCT においても，横方向または深度方向に沿ってスキャニングする必要があるため機械的スキャニングを完全に廃して3次元画像を一度に取得することは困難である． また，CLSM においては，第5章で述べた通り，スピンディスク（Nipkow disk）[15, 16] または，マイクロレンズとピンホールアレイを組み合わせる方式 [17, 18] があるが，依然として深さスキャンは必要である．したがって，OTI においてシングルショットでの3次元断層撮影を達成することは極めて困難である．

本章では，シングルショットでの3次元断層撮影システムを実現するために，仮想位相共役（VPC: Virtual Phase Conjugation）を用いた光断層撮影法（VPC-OT: Virtual Phase Conjugation based Optical Tomography）を提案する．VPC は計算機による数値位相共役光伝搬をデジタルホログラフィを介して実際の光学系を結合させる．デジタルホログラフィと数値ビーム伝搬を組み合わせた VPC-OT は，マルチフォーカスイメージングによるシングルショット3次元断層撮影を実現する．従来の OTI とは対照的に，VPC-OT は空間的にランダムな位相分布によるプローブ光の事前エンコード処理と光位相共役の時間反転特性によるプローブ光のデコード処理という2つのデジタルプロセスの組み合わせる．したがって，本手法は低コヒーレンス干渉や共焦点光学系を必要とすることなく断層画像が得られる．さらに，デジタルホログラフィを用いた複素振幅検出によって，強度コントラスト断層画像だけでなく，定量位相差の断層画像も同時に取得することができる．

以下では，まず，6.1.1 節において，代表的な OTI である OCT の概要及び原理につい

て述べた後，節で高速な OCT である FD-OCT および FF-OCT について述べる．そして，6.2 節では，本章で提案する VPC-OT の基本原理と対物レンズ収差の補償法について説明する．次いで，節において実証実験について述べる．実証実験では，カバーガラスおよび市販のカエル血球が封入されたプレパラート試料の 3 次元構造の計測をデモンストレーションする．また，空間分解能や撮像速度などの撮像特性についても議論する．最後に，結論を 6.4 節に示す．

### 6.1.1 光コヒーレンストモグラフィ

本節では，OTI の代表的なものとして，第 5 章で述べた共焦点レーザ走査型顕微鏡とは別に，前述の OCT について述べる．OCT は，低コヒーレンス光源によって構成される干渉計を基礎とした，光断層撮影法である．OCT は光の干渉を用いることで計測物体の断層像を得る．ここでは，初期型の OCT である時間領域 OCT(TD-OCT: Time domain OCT) の原理について述べる．図 2.7 に TD-OCT の概念図を示す．

まず，光源であるスーパールミネッセントダイオード (SLD: Super Luminescent diode) や　等の低コヒーレンス光源から出射された光はビームスプリッタ (BS: Beam Splitter) によって，参照光路（参照ミラー側）とサンプル光路（生体試料側）に分岐される．そして，参照光路からはミラーの反射光が，サンプル光路からは生体試料の反射面による反射光がそれぞれ BS に入射する．この時，BS から参照ミラーまでの光路長と BS から生体試料の反射面までの光路長の差が光源のコヒーレンス長より小さい場合，それぞれの光波は干渉する．逆に，それぞれの光路長の差が光源のコヒーレンス長より大きい場合は干渉しない．この時，フォトディテクタで検出される干渉強度 $I(\omega, \Delta z)$ は以下のようになる．

$$I(\omega, \Delta z) = \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} |E(\omega, t, \Delta z)|^2 \ dt \tag{6.1}$$

ここで，$\Delta T$ はフォトディテクタの露光時間，$E(\omega, t, \Delta z)$ はフォトディテクタに入射する光波の電界分布であり，サンプルから反射した信号光と参照ミラーから反射した参照光の重ね合わせであるため，以下のようになる．

$$E(\omega, t, \Delta z) = E_s(\omega, t) + E_r(\omega, t, \Delta z) \tag{6.2}$$

$$E_s(\omega, t) = (T_s T_r)^{1/2} A(\omega) \exp(-i\omega t) S(\omega) \tag{6.3}$$

$$E_r(\omega, t, \Delta z) = (T_s T_r)^{1/2} A(\omega) \exp[-i(\omega t + \phi(\Delta z))] \tag{6.4}$$

ここで，$T_t$ と $T_r$ は BS の透過率及び反射率，$A(\omega)$ は光源の周波数スペクトル，$S(\omega)$ はサンプルの複素反射率である．また，$\phi(\Delta z)$ は参照ミラーを $\Delta z$ 移動した際に生じる位相遅延であり

$$\phi(\Delta z) = \frac{2\omega n \Delta z}{c} \tag{6.5}$$

ただし，$n$ は屈折率，$c$ は光速である．反射を考慮して 2 倍の距離であることを注意する．したがって，式 (6.2)–(6.4) を式 (6.1) に代入すると

$$I(\omega, \Delta z) = T_s T_r A(\omega) |S(\omega)|^2 + T_s T_r A(\omega) + 2 T_s T_r A(\omega) S(\omega) \exp[-\, i\phi(\Delta z)] \tag{6.6}$$

となる．この時，第一項及び第二項はそれぞれ信号光，参照光の自己相関を表し，また，第三項はそれらの相互相関を表している．つまり，参照ミラーを光軸に沿うように走査しながら干渉信号を検出することで，生体組織の深さ方向（光軸方向）の情報である $S(\omega)$ が得られる．この走査は時間軸上で行われるため時間領域 OCT と呼ばれる．また，この走査を A スキャンという．A スキャンにおける空間分解能，すなわち OCT における深さ方向の空間分解能は上記した干渉特性より光源のコヒーレンス長によって決定され次式で定義される．

$$\Delta l_c = \frac{2\ln 2}{\pi}\frac{{\lambda_c}^2}{\Delta\lambda} \tag{6.7}$$

ここで，$\Delta l_c$ は光源のコヒーレンス長，$\Delta\lambda$ は光源の発光スペクトルの半値幅，$\lambda_c$ は光源の中心波長である．これは，図 2.7 において参照ミラーが A ’ に位置する時，生体試料における A からの反射光のみが干渉することを示している．B, C も同様である．従って，OCT において高い深さ方向分解能を得るためには，コヒーレンス長が短い光源，つまり波長の帯域幅が広い光源を用いればよい．

次に，サンプル光路のミラーの角度をシフトして複数回の計測を行うことで（B スキャン），生体組織の横方向（光軸に対し垂直方向）の強度プロファイルが得られ，最終的に 2 次元的な断層像が得られる．この際，B スキャンにおける空間分解能，すなわち OCT における横方向の空間分解能は生体試料直前のレンズの集光径によって決定され，次式で定義される．

$$\delta_x = 0.37\frac{\lambda_c}{\mathrm{NA}} \tag{6.8}$$

ここで，NA は生体試料直前のレンズにおける開口数である． OCT において高い横方向分解能を得るためには，より NA の高いレンズを用いればよい．しかしその場合，焦点深度が小さくなることで深さ方向の視野領域は狭くなる．よって，両者はトレードオフの関係にある．

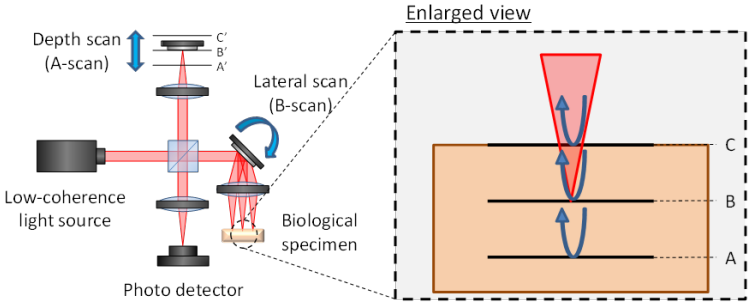



**図 6.1.** 時間領域光コヒーレンストモグラフィの概念図

### 6.1.2 フーリエ領域 OCT とフルフィールド OCT

本節では，A スキャンを廃した高速な OCT である FD-OCT の基本原理について述べた後，2 次元干渉計を用いて B スキャンを廃した FF-OCT の基本原理について述べる．

TD-OCT では，参照ミラーを時間軸上で走査することで深さ方向の情報を得る．一方で，FD-OCT はその走査を周波数軸上で行う．その後，フーリエ変換を行うことで，

$S(\omega)$ を得ることができる．この場合，参照ミラーの物理的な移動が不要であるので，$\Delta z$ を 0 として，式 (6.6) を書き直すと，

$$I(\omega, \Delta z) = T_s T_r A(\omega)|S(\omega)|^2 + T_s T_r A(\omega) + 2T_s T_r A(\omega) S(\omega) \exp[-i\phi(\Delta z)] \tag{6.9}$$

となる．これは，光源のパワースペクトルに比例しており，Wiener-Khinchine の定理より，フーリエ変換を行うことで光源の自己相関関数となる．したがって，式 (6.9) にフーリエ変換を行うことで，TD-OCT と同様の信号が得られる．この場合，得られる信号は全く同じなので，空間分解能は TD-OCT と同様である．このように，周波数軸上で信号を得るための方法として，以下に示す 2 手法がある．一つ目は，スイプトソース OCT(SS-OCT: Swept Source OCT) は，光源に波長可変レーザを用いて，その波長を掃引する．そして各掃引ごとに得られる干渉信号をフーリエ変換することで，深さ方向（光軸方向）の強度プロファイルを一括に得る．深さ方向の計測範囲はフーリエ変換の際のサンプリング数に依存する．また，このサンプリング数は，信号の検出感度に依存するため，TD-OCT に比べて信号雑音比を改善することができる．二つ目は，スペクトルドメイン OCT(SD-OCT: Spectrum Domain OCT) は，干渉信号を回折格子で回折し，そのスペクトル干渉縞を CCD(Charge Coupled Device) カメラ等で計測する．そして，計測されたスペクトル干渉縞をフーリエ変換することで，深さ方向（光軸方向）の強度プロファイルを一括に得る．深さ方向の計測範囲は CCD カメラの分解能の逆数に依存する．しかし，実際のイメージングできる深さは生体中の散乱現象によって制限される．

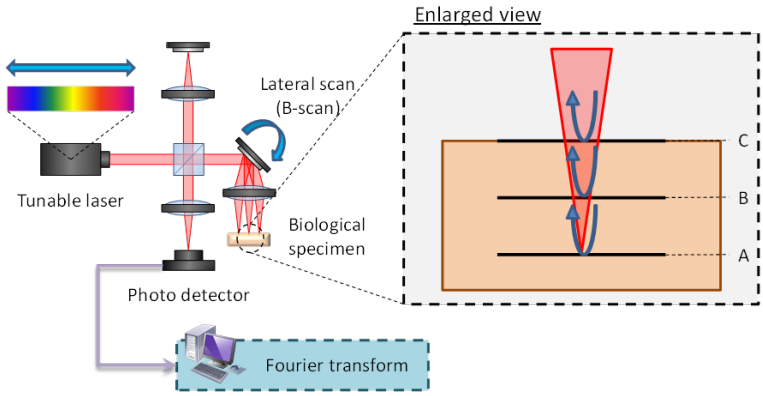



**図 6.2.** フーリエ領域光コヒーレンストモグラフィの概念図，(a)SS-OCT，(b)SD − OCT

次に，FF-OCT について述べる．FF-OCT は 2 次元干渉計である，Linnik 干渉計を用いることで鉛直面画像を直接得ることで B スキャンを廃することができる．この時，第 2 章で述べた位相シフト法を用いることで，干渉縞から鉛直面強度画像を再生することができる．一般に，0° と 90° の場合の 2 通りの干渉縞を得ることで，それを実現する．図 6.3 に示す構成では，円偏光における p 偏光と s 偏光の間に生じる位相差を利用して 2 通りの干渉縞を得る．

$$S_p = I_S + I_R + 2(I_S I_R)^{1/2} \cos\phi \tag{6.10}$$

$$S_s = I_S + I_R + 2(I_S I_R)^{1/2} \sin\phi \tag{6.11}$$

その後，参照光の位相を 180° シフトさせて 2 回目の露光を行うと

$$S_p{}' = I_S + I_R - 2(I_S I_R)^{1/2} \cos\phi \tag{6.12}$$

$$S_s{}' = I_S + I_R - 2(I_S I_R)^{1/2} \sin\phi \tag{6.13}$$

が得られ，式 (6.10)–(6.13) より，次式のように鉛直面強度画像 $I_S$ が得られる．

$$I_S \propto (S_p - S_p{}')^2 + (S_s - S_s{}')^2 \tag{6.14}$$

これは，ある深さにおける鉛直面強度画像であり，参照ミラーを走査しながら，すべての深さ方向の鉛直面強度画像を得ることで，3 次元像を得ることができる．

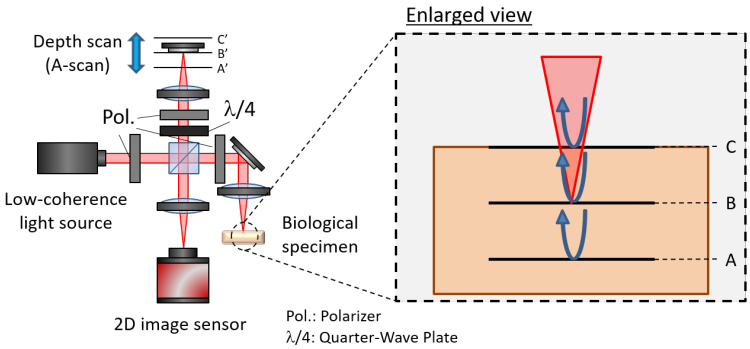



図 **6.3.** フルフィールド光コヒーレンストモグラフィの概念図

ここまで述べてきた通り，FD-OCT では A スキャンを，FF-OCT では B スキャンをそれぞれ廃することができるが，完全にシングルショットでの 3 次元断層撮像はできないことがわかる．

## 6.2 仮想位相共役技術を用いた光断層撮影の原理

### 6.2.1 基本動作

図 6.4 に示すように，VPC-OT は拡散した位相共役プローブ項の生成（エンコード過程）(図 6.4(a))，デジタルホログラフィによるサンプル測定（測定過程）(図 6.4(b))，3 次元断層画像の再構成（デコード過程）(図 6.4(c)) の 3 つのステップに分けることができる． ここで，光学測定は暗号化と復号化ステップの間に実行されることに留意されたい． また，エンコード化およびデコード化ステップはコンピュータによってデジタル処理されるため，追加の光学要素を必要としない．以下では，計測物体は散乱と吸収が無視でき，深さ方向に沿った多層構造を有する物体であると仮定する．このような状況では，物体の各層における複素屈折率に基づく反射率が測定される．

エンコード過程（図 6.4(a)）では，まず，窓関数 $A(x, y)$ を入力面に以下のように配置する．以下，この平面をフーリエ平面と呼び，$z = 0$ とする．

$$A(x, y) = \begin{cases} 1 & (-A_x/2 < x < A_x/2, -A_y/2 < y < A_y/2) \\ 0 & (otherwise) \end{cases} \tag{6.15}$$

ここで， $Ax$ と $Ay$ は $x$ および $y$ 軸における窓の大きさである．そして，$A(x, y)$ をランダム位相分布を含む複素透過関数 $\exp[\mathrm{i}h_d(x, y)]$ との積をとることで，複素振幅場 $E(x, y)$

が次式のように得られる．

$$E(x,y) = A(x,y)\exp[\mathrm{i}h_d(x,y)] \tag{6.16}$$

そして，2 次元逆フーリエ変換 (IFFT: Inverse Fast Fourier Transform) を $E(x,y)$ に適用する．さらに，$IFFT[E(x,y)]$ の位相項の符号を反転することで，位相共役な拡散光 $E^*(x,y)$ を生成する．ここで，$IFFT[\cdots]$ は IFFT の演算子を表す．また，$*$ は複素共役を表す．次に，この複素振幅場を物理的な光学系に再現することを考える．$IFFT[E(x,y)]$ はランダム位相分布 $h_d(x,y)$ の影響により拡散性の高い複素振幅分布を有している．このような場合，位相分布に複素振幅のほぼ全ての情報が含まれることが知られている [19, 20]．従って，空間光変調器 (SLM) に以下のように表される位相ホログラム $H_{dis}(x,y)$ を入力すればよい．

$$H_{dis}(x,y) = \arg IFFT[E^*(x,y)] \tag{6.17}$$

測定過程 (図 6.4(b)) では，まず，BS を反射した平面参照光 $r_{slm}(x,y)$ は $H_{dis}(x,y)$ を表示した SLM によって空間位相が変調される．その変調光が対物レンズを介して集光されることで，$E^{*\prime}(x,y)$ が実際のプローブ光として，計測物体上に再現される．$E^{*\prime}(x,y)$ は $E^*(x,y)$ の完全な複製であると仮定する．そして，計測物体によって反射された光波 $E_r^*(x,y)$ は対物レンズによって平行光となり，BS を透過した平面参照光 $r_{cam}(x,y)$ と干渉する．最後に，その干渉縞 $H_{rep}(x,y)$ は

$$H_{rep}(x,y) = |\mathcal{F}^{-1}[E_r^*(x,y)] + r_{cam}(x,y)|^2 \tag{6.18}$$

$$r_{cam}(x,y) = I_r(x,y)\exp[\mathrm{i}k(\sin\theta_x x + \sin\theta_y y)] \tag{6.19}$$

と表すことができ，2 次元イメージセンサによってデジタルホログラムとして取得される．ここで，$\mathcal{F}^{-1}$ は対物レンズによる $2f$ 光学系によって実行される逆フーリエ変換である．また，$k$ は波数，$\theta_x$ と $\theta_y$ はそれぞれ $x$ および $y$ 方向に沿った $r_{cam}(x,y)$ の入射角 である．さらに，$I_r(x,y)$ は $r_{cam}(x,y)$ の強度分布である．このとき，計測物体はエンコード過程における入力面と光学的に等価な面 (結像面) に配置されており，また，それは深さ方向に多層構造を有する物体である．そして，$E_r^*(x,y)$ は計測物体の 3 次元複素屈折率分布 $S(x,y,z)$ によって変調を受けていることに注意する．

デコード過程 (図 6.4(c)) では，まず，$H_{rep}(x,y)$ に対して，2 次元高速フーリエ変換を基礎とする縞解析（2.1 節を参照）[21, 22] を次式のように実行することで，複素振幅場 $E_r^*(x,y)$ を 2 次元のデジタル画像として再生する．

$$E_r^*(x,y) = IFFT\left[\frac{H_{rep}(x,y)}{\sqrt{I_r(x,y)}\exp[\mathrm{i}k(\sin\theta_x x + \sin\theta_y y)]}\right]W \tag{6.20}$$

$W$ はナイキスト開口である．$I_r(x,y)$ は参照光の強度分布なので，$H_{rep}(x,y)$ の計測の前に取得しておくことができる．そして，前述したように，計測物体は $x,y$ 面に平行な反射層が深さ方向に沿って複数あるものを想定しているので，$E_r^*(x,y)$ はそれらの反射層からの反射成分の重ね合わせとして以下のようにあらわすことができる．

$$E_r^*(x,y) = \sum_{j=-M}^{2M+1} E^*(x,y,2j\Delta z)S_j(x,y) \tag{6.21}$$

ここで，$j$ は各反射層のラベル，層間の距離は $\Delta z$ であるとする．それらの総数は $M$ であるとする．加えて，$S_j(x,y)$ は $l$ 番目の層における複素屈折率である．そして，$E^*(x,y,2j\Delta z)$ は $E^*(x,y)$ が距離 $2j\Delta z$ だけ伝搬した複素振幅場であるとする．伝播距離は，$j$ 番目の層からの反射後の伝播距離が含まれているため， $j\Delta z$ ではなく $2j\Delta z$ であることに注意する．以下では，所望の 2D 断層画像として $l$ 番目の層における複素屈折率 $S_l(x,y)$ を抽出することを考える．従って，まず，数値ビーム伝搬（付録 C を参照）[23, 24] を用いて $E^*(x,y)$ を $2j\Delta z$ だけ伝搬させることで，$l$ 番目の層の深さ位置にフォーカスされた複素振幅場 $E^*(x,y,2l\Delta z)$ を求める．次いで，$E^*(x,y,2l\Delta z)$ を再度，複素透過関数 $\exp[\mathrm{i}h_d(x,y)]$ と掛け合わせる．これらの操作は次式のように表すことができる．

$$
\begin{aligned}
E_r^*(x,y)\exp[\mathrm{i}h_d(x,y)] = {} & A(x,y)S_l(x,y) \\
& + \sum_{j=-M,j\neq l}^{2M+1} E^*(x,y,2(j-l)\Delta z)S_j(x,y)\exp[\mathrm{i}h_d(x,y)]
\end{aligned}
\tag{6.22}
$$

$j=l$ の場合，$\exp[\mathrm{i}h_d(x,y)]$ は相殺されるのに対し，$j\neq l$ の場合は，フォーカスずれによる因子 $2(j-l)\Delta z$ を含むため，位相相関が低下するため，その複素透過関数は相殺されない．したがって，IFFT を式 (6.22) に示す複素振幅場に適用したとき，不要な層からの反射光は相殺されなかった位相項の影響を受け，空間的により広く拡散する．そして，それらの拡散した成分の殆どは IFFT 後に配置された空間フィルタを通過することができず，所望の層からの信号成分と分離される．この処理に続いて，高速フーリエ変換 (FFT: Fsat Fourier Transform) および数値ビーム伝搬計算を再度使用することによって，$S_l(x,y)$ を含む複素振幅場が得られる．同時に，得られた複素振幅場のノルム及び偏角を算出することにより，強度及び位相画像をそれぞれ得ることができる．上記の計算を $j$ の各値に対して繰り返し実行することで，各深さ位置の全ての 2 次元断層像が得られる．最後に，3 次元断層像を得るためにはこれらの 2 次元断層像を体積データとして再構成すればよい．以上の議論は，散乱と吸収がないことに基づいている． この仮定が有効でない場合では，反射信号の波面は散乱と吸収の影響により歪み，所望の深度位置（$j=1$）からの反射信号であっても位相分布 $\exp[\mathrm{i}h_d(x,y)]$ は相殺されず，ランダム位相分布によって拡散され仮想空間フィルタによって遮断される．即ち，VPC は純粋な反射（後方散乱）ビームのみを抽出するイメージングゲートであると言える．

上記したように，VPC におけるプローブ光の事前変調および事後復調による光学セクショニング特性が深さ分解能をもたらす．したがって，本手法は低コヒーレンス干渉計または共焦点光学系を用いることなく深さ方向の断層像を提供する． そして，VPC の最大の利点は，3 次元情報を含む複素振幅検出に基づくため，単一のデジタルホログラムのみを測定することで 3 次元断層像を得ることが可能となる点にある．

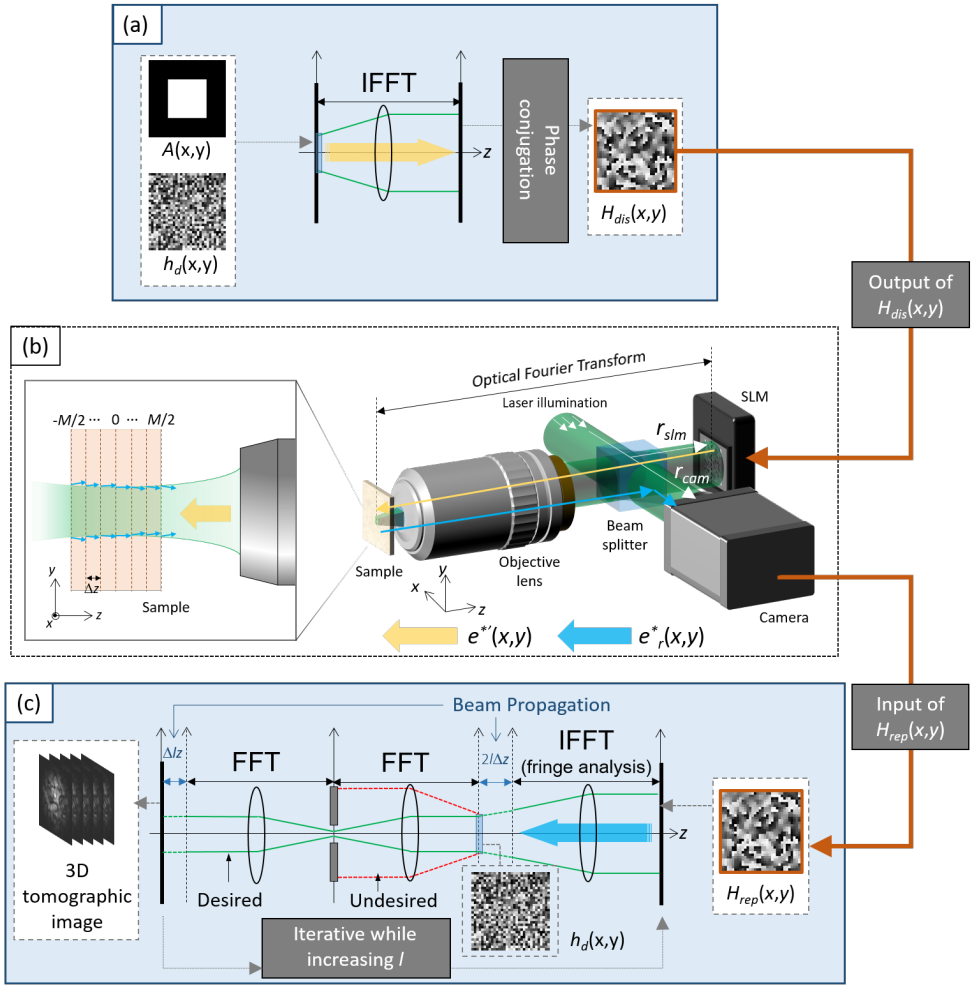



**図 6.4.** 仮想位相共役を用いた光断層イメージングの原理図．BS を通過した平面波を $r_{cam}(x,y)$，反射した平面波を $r_{slm}(x,y)$ とする．(a) のエンコード過程で計算機を用いて生成された位相共役な拡散光は SLM を介して物理的な光学系 (b) に再現される． プローブ光である位相共役な拡散光は対物レンズを用いて計測物体上に集光される． 次に，計測物体から反射されたビームは $r_{cam}(x,y)$ と干渉し，干渉縞パターンがカメラによって記録される．(c) に示すように，計測物体の 3 次元断層画像は計算機によるデコード過程において再構成される．

### 6.2.2 実測デフォーカス位相を用いた光学収差の補正

VPC-OT のデコード過程では，数値ビーム伝搬によって各深度位置で 2 次元断層撮影画像をリフォーカスすることによって単一のホログラムから 3 次元断層画像が得られる．したがって，物理的なビーム伝搬の影響を数値ビーム伝搬によって打ち消すこととなる．言い換えると，物理的な伝搬による位相回転項は数値的に生成された伝搬のものと完全に一致しなければならない．しかし，実際の物理的な伝搬による位相回転量は対物レンズの収差等によって理想値とは一致しない．これは著しい画質の劣化を引き起こす．この問題を解決するために，各深度位置の実際の位相回転係数を事前に測定し，デコード過程において，位相回転項の理想値の不一致を相殺する．以下にその手順を示す．

まず，計測過程時の光学系において，実際の位相回転係数を得るために計測物体の代わりにミラーを対物レンズの焦点面に配置する．次に，PSLM に何も表示しない状態で（つまり，平面波のまま）対物レンズを介して，$r_{slm}(x, y)$ はミラーに直接照射され，そして反射される．自動ステージを用いて，ミラー面の位置を奥行き方向に沿って掃引しながら，CMOS 画像センサによって，反射された $r_{slm}(x, y)$ および $r_{cam}(x, y)$ の干渉縞が測定される．その後，実際の位相回転係数は記録された干渉縞パターンに縞解析を適用することで得ることができる．この得られた各奥行き位置毎の位相回転因子を（コンピュータに）記憶しておき，VPC-OT のデコード過程で用いることで収差のみを打ち消すことができる．以上により，再生断層画像の劣化を防ぐことができる．

図 6.5(a)–6.5(c) にミラーの焦点距離が $-50.0\mu$m である場合の実際に得られた位相回転項の例を示す．対して，図 6.5(d)–6.5(f) は角度スペクトル法 [23, 24](付録 C を参照) の数値計算によって得られた同様位相回転項の例を示す．これらの図を比較すると，対物レンズの収差などの影響で実験的に得られた位相像が数値的に得られたそれとは異なることが分かる．実際の位相回転係数の影響については第 3 章で説明する．

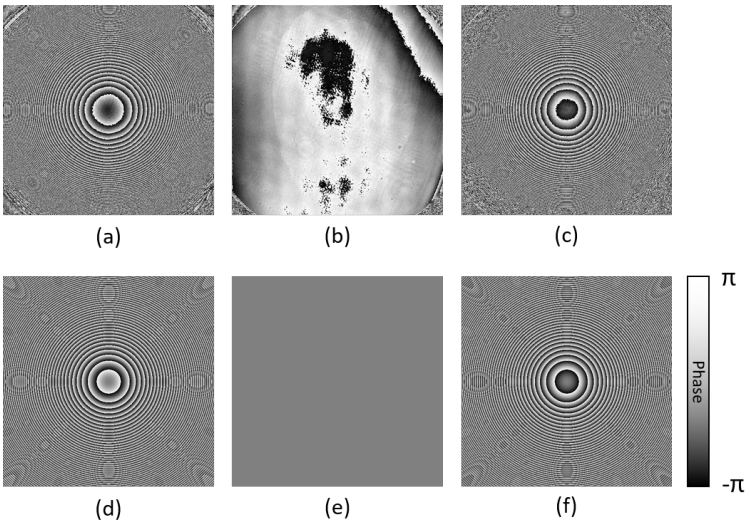



**図 6.5.** 縞解析によって得られた位相回転係数．(a) $-50.0\mu$m，(b) $0.0\mu$m，(c) $50.0\mu$m． 数値計算によって得られた位相回転係数 (d) $-50.0\mu$m，(e) $0.0\mu$m，(f) $50.0\mu$m

## 6.3 実証実験

### 6.3.1 実験光学系

図 6.6 に仮想位相共役技術を用いた光断層イメージングのための実験光学系を示す．また，図 6.7(a)–6.7(c) には，本実験で用いた $A(x,y)$ の強度分布，および $h_d(x,y)$ と $H_{dis}(x,y)$ の位相分布をそれぞれ示す．本実験では，$r_{cam}(x,y)$ における入射角の調整を容易にするためマッハツェンダー干渉計を基礎とした光学系を構築した．以下に実験の手順を示す．まず，DPSS レーザ光源（波長 532 nm）の出力光はシングルモードファイバー（SMF,）に結合される．この SMF を伝搬することで，理想に近いガウシアン型の強度プロファイルを得る．そして，SMF からの出射光はコリメートレンズ (CL, $f$ = 300 mm) によって平行光となる．この平行光は偏光ビームスプリッタ (PBS: Polarizing Beam Splitter) によって，$r_{slm}(x,y)$ と $r_{cam}(x,y)$ の二つの平面参照光に分割される．このとき，これらの光路間の分岐比は PBS の前に配置された 1/2 波長板 (HWP: Half Wave Plate, HWP1) によって PBS の消光比内において制御できる．その後，$r_{slm}(x,y)$ の位相分布は $H_{dis}(x,y)$ が表示された位相型空間光変調器（PSLM: Phase-only Spatial Light Modulator, Hamamatsu Photonics, x10468-04; ピクセルサイズ $= 20 \times 20\mu\mathrm{m}^2$; 解像度 $= 800 \times 600$pixels) によって変調される．この PSLM の $2\pi$ 変調に要する階調値は波長 532 nm において 157 であるため，$H_{dis}(x,y)$ のグレースケールは 157 階調に調節される．PSLM によって変調されたプローブ光はレンズ L1 および L2 によって構成される $4f$ 光学系によって対物レンズ (OBJ，焦点距離 $f = 2.0$ mm，作動距離 = 2.0 mm) の後方焦点面に結像される．このとき，PSLM から生じる不要な回折光は L1，L2 間に配置されたアイリスによって取り除かれる．そして，プローブ光は OBJ によって計測物体面集光され，拡散光の複素振幅場 $E^*(x,y)$ が再現される．計測物体から反射された光波 $E^*(x,y)$ は OBJ によって再び平行光となり，レンズ L2 および L3 によって構成される $4f$ 光学系によって CMOS イメージセンサ (FLIR Integrated Imaging Solutions Inc., Grasshopper3 GS3-U3-41C6M-C; ピクセルサイズ $= 5.5 \times 5.5\mu\mathrm{m}^2$; 解像度 $= 2048 \times 2048$pixels) に結像される．また，$E^*(x,y)$ は BS3 によって $r_{cam}(x,y)$ と干渉し，その干渉縞はデジタルホログラム $H_{rep}(x,y)$ として CMOS イメージセンサによって取得される．ここで，干渉縞のコントラストは HWP2 によって最大となるように調整される．加えて，$r_{cam}(x,y)$ の入射角 $\theta x$ および $\theta y$ はミラー M3，M4 を用いて 2.77° 以内に設定された．これは，干渉縞の間隔が CMOS イメージセンサのピクセルサイズのサンプリング周波数を満たすようにするためである．最後に，3 次元断層像は取得された $H_{rep}(x,y)$ に対して，前節で述べた VPC-OT のデコード過程を適応することで得られる．

VPC-OT では，通常のデジタル位相共役 [25, 26] と同様の精度で PSLM と CMOS イメージセンサの位置合わせを行う必要があるが，それはこれらの素子が完全にレンズによって結像しているためより容易に行うことができる．具体的には，チェスボードパターンの画像を PSLM に表示さし，PSLM と CMOS の空間的位置を調整した．そして，PSLM の 1 画素が $4 \times 4$ CMOS 画素に対応するように結像レンズ L1，L3 の焦点距離を決定した．また，L2 の焦点距離はプローブビームの直径が OBJ の瞳径にほぼ等しくなるように選択した．さらに，再構成された 3 次元断層像はプローブ光の拡散波面に起因するスペックルノイズを含むが，以下のように，再構成された 3 次元画像を加算平均処理することによってそれを除去することができる．まず，異なる独立した $h_{d,r}(x,y)$ を使

用して複数の $H_{dis,r}(x,y)$ を生成する．ここで，$r=1,2,3,\cdots,M$，$M$ 加算処理の回数である．次に，PSLM に表示する $H_{dis}(x,y)$ を順次変更しながら複数の $H_{rep,r}(x,y)$ を取得する．最後に，複数の $H_{rep,r}(x,y)$ から得られた複数の 3 次元断層画像の強度および位相分布をデコード過程後に加算する．本実験では，$M=50$ 回とした．図 6.9 に本実験において行った，エンコード過程，デコード過程の計算フローを示す．デコード過程では，$\Delta z$ 毎に 256 回の反復計算を行い，256 層の断層画像を取得した．

また，PSLM の構造上，各ピクセル間には変調が不可能な領域があり，回折効率は 100%とならないため非変調光成分が生じる．このような，各ピクセルの変調領域と非変調領域の比をフィルファクター (Fill Factor) という．本実験で用いた PSLM の回折効率はおよそ 90%であるため，入射光の内，少なくとも約 10%は非変調光となる．非変調光は平面波であるため，対物レンズ集光面では強い強度ピークとなって現れる．これは得られる断層像に重畳してノイズとなり，著しく再生品質を劣化させる．よって，以下では PSLM の非変調光成分を除去する方法について述べる．まず，通常のキノフォーム画像を PSLM に表示した場合，所望のプローブ光 (+1 次回折光)，非変調光 (0 次回折光) ともに同じ角度に回折されてしまう．これを避けるためにプローブ光に伝搬角の位相因子 $\exp\{\mathrm{i}k(x\sin\theta_s x + y\sin\theta_s y)\}$ を付加した状態でキノフォーム画像を作成する．さらに，プローブ光の伝搬角が光軸と一致するように SLM を傾けて配置する．これにより，レンズ集光面においてプローブ光，非変調光を空間的に分離することができる．この効果を確認するため，L 1 の集光面の強度分布を CMOS で計測した結果を図 6.9(a), 6.9(b) に示す．図 6.9(b) を見ると，プローブ光に位相因子を与えた場合，非変調光成分と異なる位置に回折するため完全に分離されていることがわかる．そして，非変調光を含む不要な回折光をアイリスでカットすることで，所望のプローブ光のみを得ることができる．しかし，6.9(b) を観察すると，プローブ光の端の領域が暗くなっていることが見て取れる．これは，PSLM のピクセルが矩形開口であるため，そのフーリエ面であるレンズ集光面では sinc 関数が重畳するためである．これを回避するためには，エンコード過程で用意する窓関数を予め sinc 関数で除算すればよい．その結果を図 6.9(c) に示す．図 6.10(c) を見ると，窓関数を予め sinc 関数で除算してある場合，ほぼ平坦な強度分布が得られていることがわかる．以上によって PSLM の非変調光を除去し，理想的に VPC-OT を動作させることが可能となる．

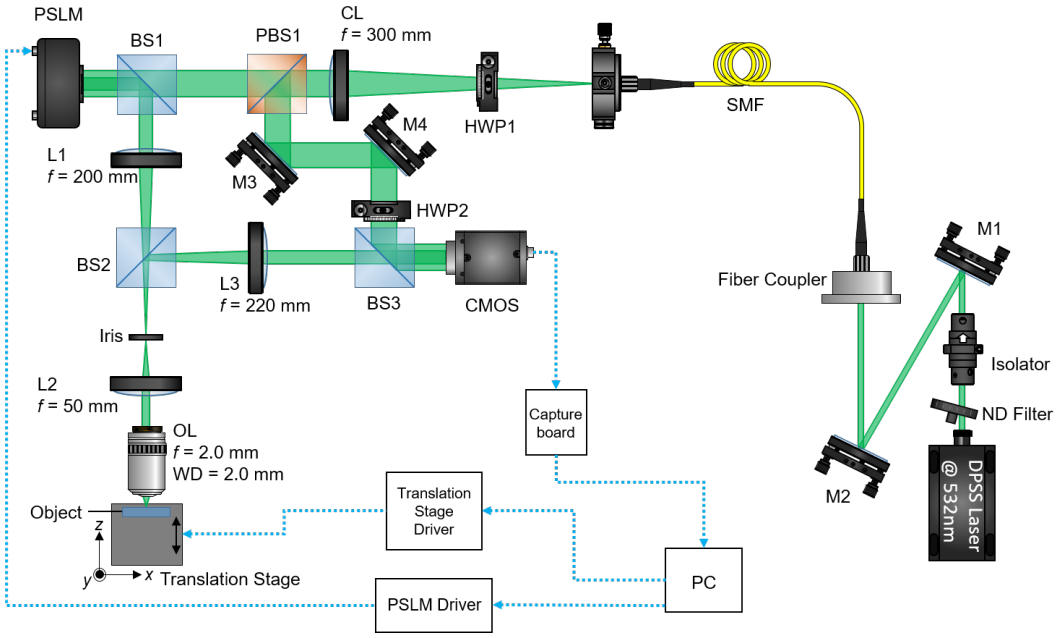



図 **6.6.** 仮想位相共役を用いた光断層イメージングに向けた実験光学系．CL：コリメートレンズ，L1–L3：結像レンズ，OBJ：対物レンズ，M1, M2：ミラー，BS1–BS3：ビームスプリッタ，PBS：偏光ビームスプリッタ，HWP1, HWP2：1/2 波長板，PSLM 位相型空間光変調器

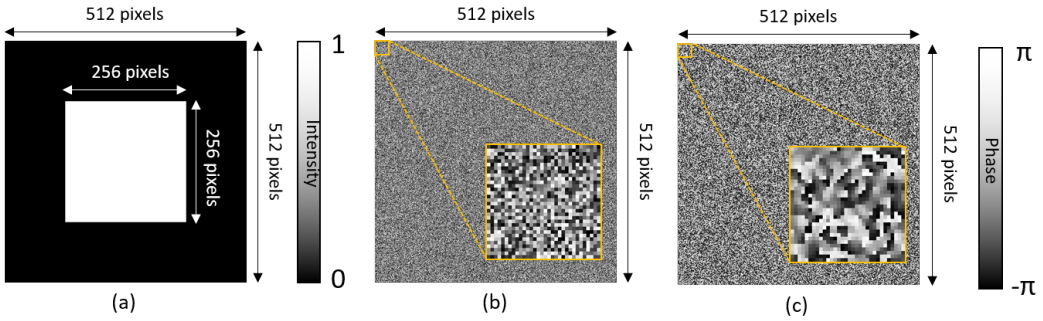



図 **6.7.** 実験に用いた強度および位相分布．(a) 窓関数 $A(x, y)$，(b) ランダム位相分布 $h_d(x, y)$，(c) 生成された位相ホログラム $H_{dis}(x, y)$

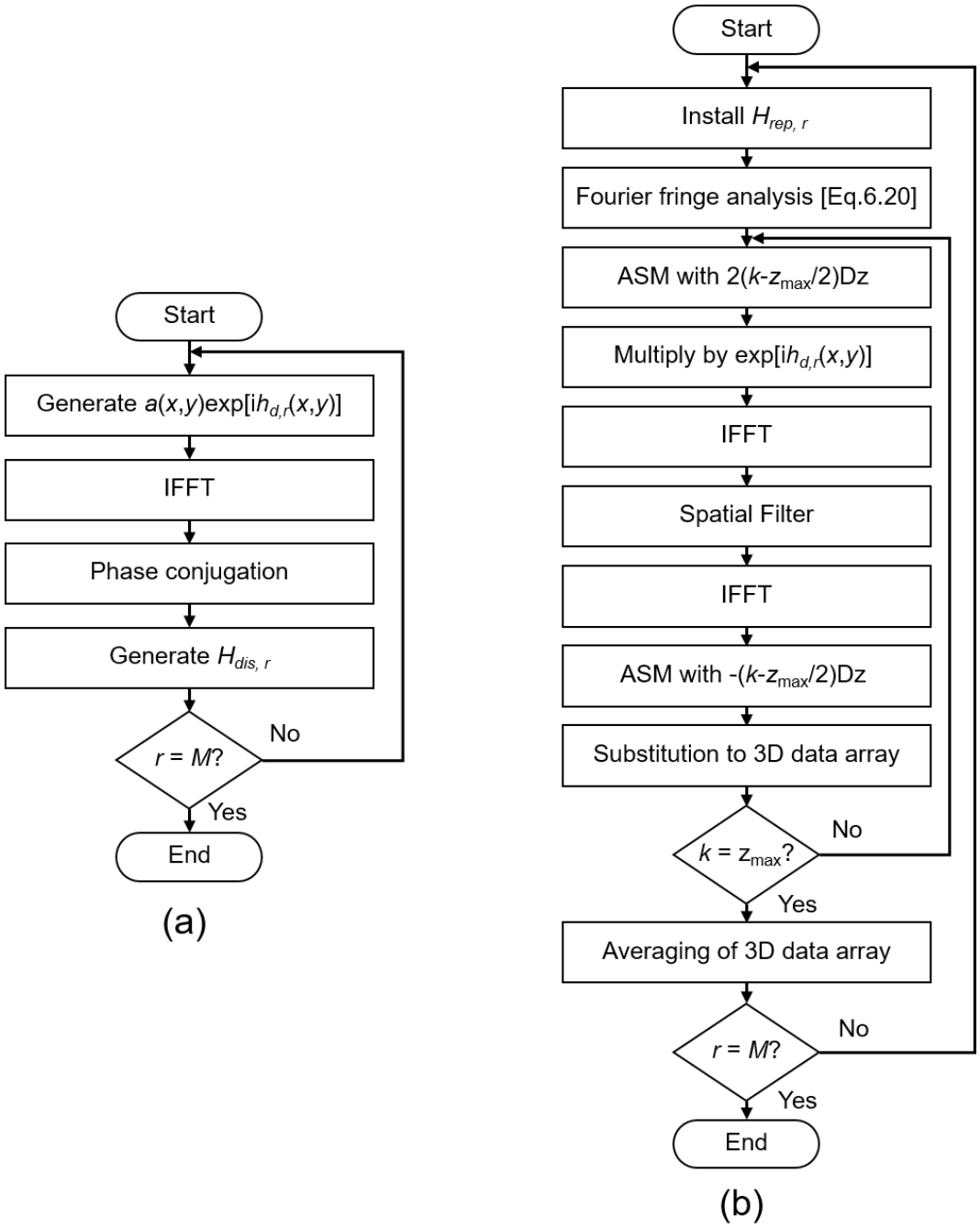
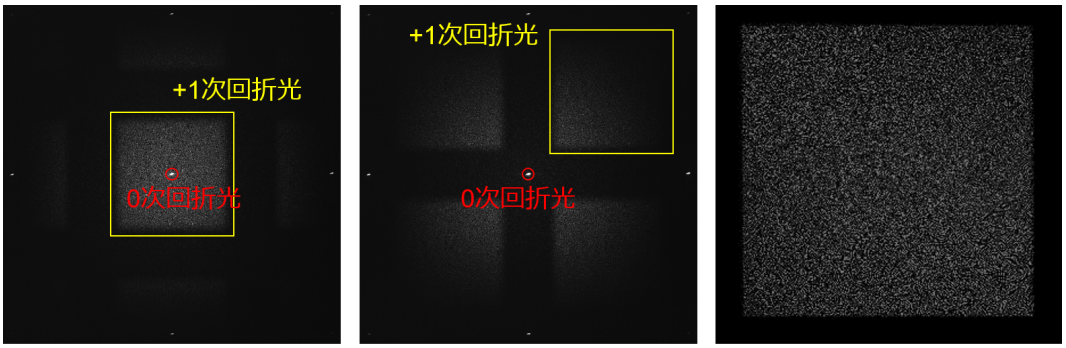



**図 6.8.** 各計算過程の計算フロー．(a) エンコード過程，(b) デコード過程




(a) (b) (c)

図 **6.9.** CMOS カメラで取得した L1 の集光面における強度分布．(a) 位相因子なし，(b) 位相因子あり，(c) 窓関数に sinc 関数の除算を行った場合 (+1 次回折光の領域をトリミングしたもの)

### 6.3.2 カバーガラスの深さ計測

ここでは，OBJ 焦点面に配置されたカバーガラス（MATHUNAMI GLASS，C218181，厚さ 150 $\mu$m, 屈折率 1.53）の深度イメージングについて述べる．カバーガラス光学的厚さは屈折に起因する焦点面のシフトよって約 98.0 $\mu$m となる．デコード過程の計算は，数値ビーム伝搬で変位させる間隔を 0.5 $\mu$m とし，反復的に 256 回実行された．したがって，$256 \times 256 \times 256$ ボクセル（それぞれ $x$，$y$，$z$ 方向）の 3 次元断層像をボリュームデータとして得た．図 6.10(a) はデコード過程において再構築された 3 次元断層像からスライスして得られた $yz$ 平面における強度画像である．カバーガラスの表裏両面からの 2 つの信号が得られていることがわかる．これら 2 つの信号間の $z$ 方向に沿った距離は約 96.5$\mu$m であり，カバーガラスの光学的厚さとよく一致している．また，節 6.2.2 で述べた実際の位相回転項の導入による光学系の収差補償の有効性を確認するために，実際の位相回転項用いない場合の結果を図 6.5(b) に示す．図 6.10(a) と 6.10(b) を比較すると，収差の補償を行った場合，信号周辺の背景ノイズがかなり抑圧されていることがわかす．さらに，VPC-OT の光学セクショニング特性の有効性を確認するために，デコード過程で $h_d(x, y)$ が相殺されない場合の計算を行った．その場合の得られた画像を図 6.10(c) に示す．図 6.10(a) と 6.10(c) を比較すると，デコード過程で $h_d(x, y)$ が相殺されない場合，カバーガラスの表裏両面からの 2 つの信号がまったく分離されていないことがわかる．したがって，VPC-OT よって光学セクショニング特性が良好に得られていることがわかる．これらの結果は，VPC-OT が深方向に分解能を持つことを示している．

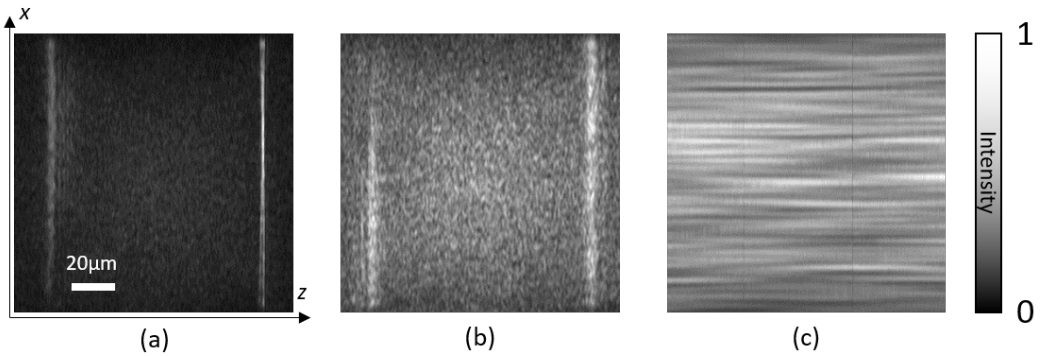



**図 6.10.** カバーガラスを計測した際の $yz$ 面における再生強度画像．(a)VPC 及び収差補正あり，(b) VPC あり，かつ収差補正なし，(c)VPC 及び収差補正なし

### 6.3.3 カエル血球の 3 次元計測

次に，市販のカエル血球標本の 3 次元計測を実証する．図 6.11 に示されるように，標本は OBJ の焦点面に配置された．この測定では，デコード過程の計算は，数値ビーム伝搬で変位させる間隔を 0.5 $\mu$m とし，反復的に 256 回実行された．したがって，$256 \times 256 \times 256$ ボクセル（それぞれ $x$，$y$，$z$ 方向）の 3 次元断層像をボリュームデータとして得た．図 6.12(a) は VPC-OT を適応しない場合における，得られた 3 次元断層像から複数の任意 $z$ 位置でスライスされた $xy$ 平面再生強度画像と，$yz$ 面でスライスされた深さ方向の強度画像である．図 6.7(b) は同じ位置における VPC-OT を適応した場合のそれぞれの強度画像である．図 6.12(a) を見ると，細胞からの反射光がカバーガラスからのそれと重複しているので，カエルの血球の細胞核および細胞質の構造は見て取ることができない．対して，図 6.12(b) においては，この細胞の構造は赤い点線の円内ではっきりと見て取ることができる．これは VPC が焦点面の外側からの反射光を抑制していることを示している．さらに，カバーグラスおよび細胞核の表面から来る強度信号を見ると，図 6.11 に示した模式図のように細胞 ($z = -1.0\mu$m) がカバーガラス ($z = 0.0\mu$m) の後ろにあることがはっきりわかる．また，同位置における位相画像を図 6.12(c) に示す．図 6.12(c) の黒い点線の円内を見ると，細胞核と細胞質の間の屈折率の差が位相画像として現れていることがわかる．ここで，図 2 に示すように，血球とカバーガラスの後面は密着しており，また，両者の屈折率にほとんど差がないため，図 6.7(b) における血球と同位置におけるカバーガラスの信号は反射せず，抜け落ちていることに注意する．以上により，VPC-OT がシングルショットの測定によって標本試料ではあるが生体の 3 次元反射率および屈折率分布を同時に取得できることを実証した．

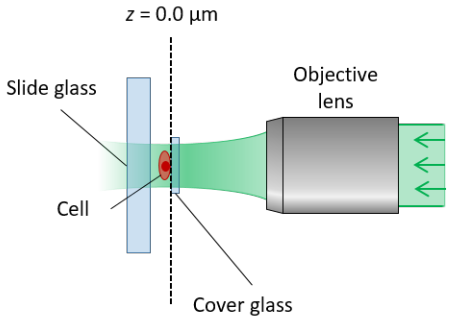



図 **6.11.** カエル血球が封入されたプレパラート試料の配置

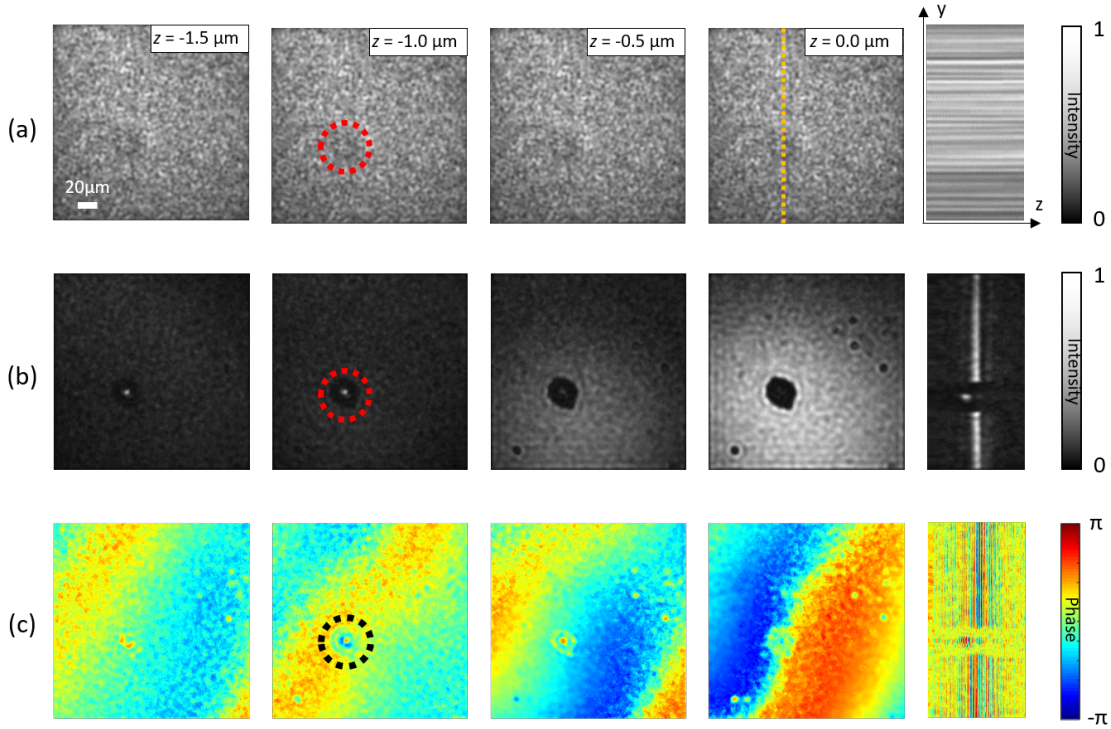



図 **6.12.** カエル血球の計測結果 ( $xy$ 面（$z = -1.5\mu$m, $-1.0\mu$m, $-0.5\mu$m, $0.0\mu$m）及び $yz$ 面). (a)VPC なしの強度断層像，(b)VPC ありの強度断層像，(c)VPC ありの位相断層像

### 6.3.4 VPC-OT の特性評価

本節では，VPC-OT の特性・性能について空間分解能と SNR(Signal-to-Noise Ratio)，そして，計測速度に着目し議論する．

**A. 空間分解能及び SNR**

まず，深さ方向に沿った点広がり関数（PSF: Point Spread Function）を推定することによって，散乱および吸収のない理想的な物体における深さ分解能を実験的に解析し

た．PSF を推定するために，本実験では OL 焦点面に位置する高い平坦度と反射率を有する光学ミラーを測定した．$yz$ 平面でスライスされた強度画像を 6.13(a) に示す． また，図 6.13(a) におけるオレンジの点線に沿った強度プロファイルは 6.13(b) に $I$-$z$ カーブとしてプロットした．$I$-$z$ カーブの強度ピークは VPC 光学セクショニング特性によって $z = 0.0\mu$m に得られ，これが深さ方向の PSF となる．VPC-OT の深さ分解能は，従来の CLSM と同じように，深さ方向における PSF の半値全幅（FWHM: Full Width at Half Maximum）によって特徴づけられる．本実験では，得られた $I$-$z$ カーブは MATLAB のカーブフィッティングツールによって以下に示すガウシアン $g(z)$ にフィッティングされた．

$$g(z) = g_0 + \frac{1}{w\sqrt{\pi/4\ln 2}} \exp\left\{\frac{-4\ln 2(z - z_c)^2}{w^2}\right\} \tag{6.23}$$

ここで，$z$ は $z$ 軸方向の座標，$g_0$ はオフセット，$w$ は FWHM である．フィッティングの結果，得られた $I$-$z$ カーブの半値全幅は約 0.94 $\mu$m と推定された．また，VPC-OT の深さ分解能はやはり従来の CLSM と同じように，対物レンズの焦点深度（DOF: Depth of Focus）に依存する．実験で使用した対物レンズの DOF は 0.80 $\mu$m であった．推定された FWHM は実験で使用された DOF の値に近いため尤もらしい値であるといえる．次に，横方向分解能は OBJ 焦点面に配置した USAF 1951 解像力テストターゲット（RES-2, Newport）を測定することによって推定した． $xy$ 平面で得られた画像を図 6.13(c) に示す．また，図 6.13(c) におけるオレンジの点線に沿った強度プロファイルを図 6.13(d) にプロットした．図中のオレンジの点線における構造が用いたテストターゲットの最小のパターンであった．その空間周波数および横方向分解能はそれぞれ 228 本/mm および 2.19 $\mu$m であった．本来はこのテストターゲットはインコヒーレント光源用であるため，推定される横方向分解能は目安であることに注意する．最後に，得られた信号（断層像）における SNR について考察する．ここでは，信号を $I$-$z$ カーブのピーク強度，ノイズを式 (6.23) で推定されるオフセットとする．また，$I$-$z$ カーブは最大値を 1 として規格化しているため SNR は以下のようになる．

$$\mathrm{SNR} = 10\log_{10}\left(\frac{1}{g_0}\right) \tag{6.24}$$

この時，図 6.13(b) に示した $I$-$z$ カーブにおける SNR は式 (6.24) より，11.49 dB であると推定された．さらに，SNR は仮想空間フィルタ（図 6.4（c）参照）のサイズに依存する．これは計測物体のデフォーカス面からの反射成分であるノイズは仮想空間フィルタによって除去されるためである．したがって，フィルタサイズが小さくなるほどノイズの混入量が低減し，SNR が向上する．しかし，この場合，仮想空間フィルタはノイズの大部分だけでなく，信号成分の高周波成分も除去するので，断層像の横方向分解能を低下させてしまう．この SNR と横方向分解能の関係を確認するため，光学ミラーの測定を数値解析で再現した．解析モデルを図 6.14 に示す．また，表 6.1 に実験と同様になるように設定した解析パラメータを示す．この解析では，SLM・カメラによる複素振幅生成，検出は完全に行われる理想的な条件を仮定する．また，光学ミラーも完全に平坦かつ一様な反射率であるとした．図 6.15 に本解析で得られた仮想空間フィルタのフィルタサイズと横方向分解能及び SNR の関係をグラフとして示す．図 6.15 を見ると，フィルタサイズが大きくなるに従って，SNR は向上し，横方向分解能は低下していることがわかる．これは上述した SNR と横方向分解能の関係と一致する結果である．したがって，

VPC-OT において，SNR と横方向分解能はトレードオフの関係となる．高い空間分解能と SNR を同時に実現するためには，ノイズと画像信号の高周波成分を分離できる新たなフィルタ（分離が可能であるならば，必ずしも空間領域のフィルタである必要はない）を検討する必要がある．

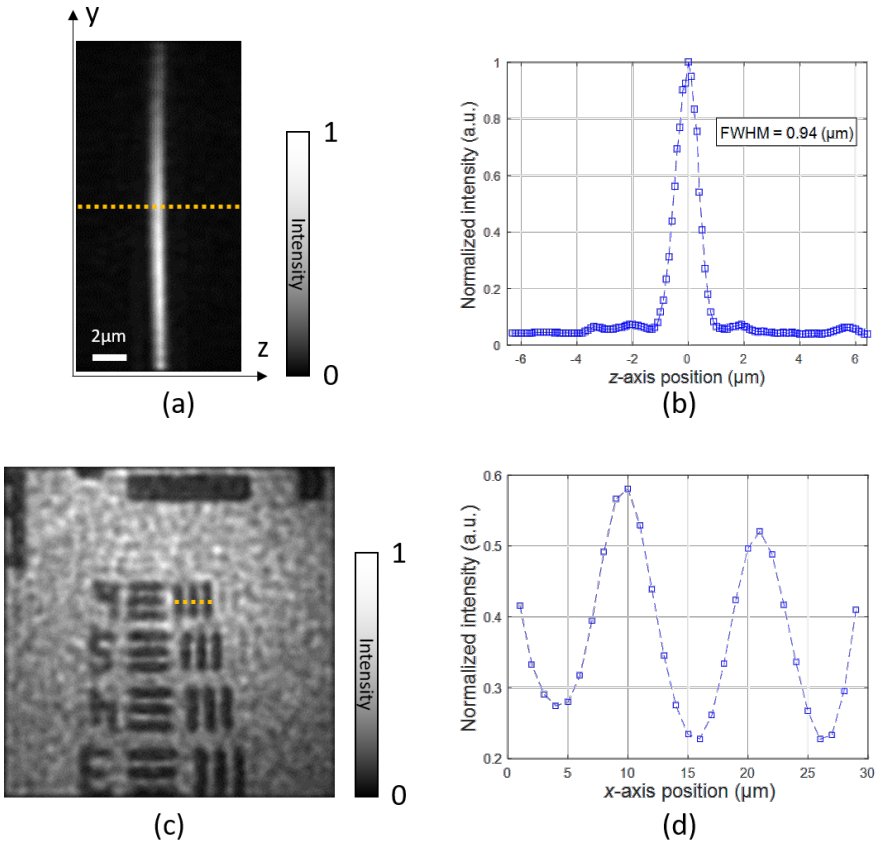



**図 6.13.** ミラー及び分解能テストターゲットを計測した際の再生強度断層像，(a) ミラー計測時の $yz$ 面強度断層像，(b) (a) のオレンジ破線における $z$ 方向に沿った強度プロファイル，(c) 分解能テストターゲット計測時の $xy$ 面強度断層像，(d) (c) のオレンジ破線における $x$ 方向に沿った強度プロファイル

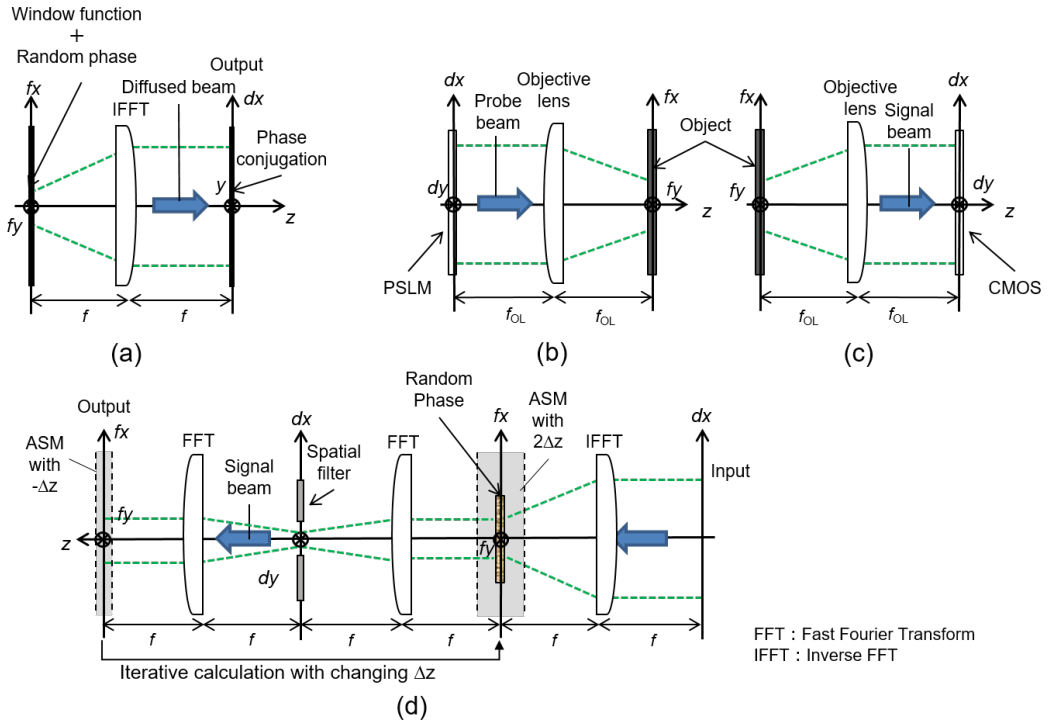



図 **6.14.** VPC-OT による光学ミラー計測における数値解析モデル，(a) エンコード過程，(b)SLM 面から対物レンズ集光面までの伝搬計算，(c) 対物レンズ集光面からカメラ面までの伝搬計算，(d) デコード過程

表 **6.1.** 解析モデルのパラメータ

| | |
|---|---|
| Wavelength | 532 (nm) |
| Grid number, Nx*Ny | $512 \times 512$ |
| Grid pitch in real space, $d_x = d_y$ | 5.0 ($\mu$m) |
| Focal length of objective lens, $f_{OL}$ | 2.0 (mm) |
| Grid pitch in frequency space, $f_x = f_y$ | 0.41 ($\mu$m) |
| Layer number, $N_z$ | 256 |
| Distance between layers, Dz | 0.1($\mu$m) |

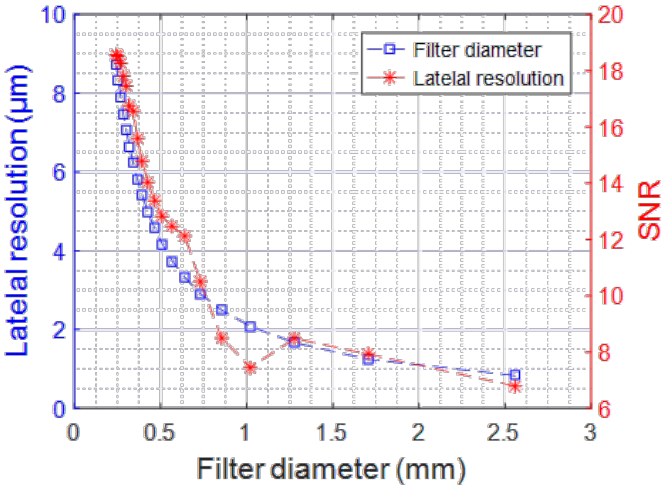



図 **6.15.** 各フィルタサイズにおける横方向分解能及び SNR

**A. 計測速度**

VPC-OT の計測速度は CMOS と PSLM の両方のフレームレートに依存する．本実験では，PSLM のフレームレート（60 fps）が CMOS（82 fps）よりも遅いので，PSLM のフレームレートが支配的となる．したがって，50 回加算平均処理が実行される場合，単純に考えると約 833.33ms で $256 \times 256 \times 256$ ボクセルの 3 次元断層像が得られることとなる．しかし，光学系が最適化されているとき（例えば，プローブ光が位相だけでなく強度分布も完全に変調される場合）にはスペックルノイズは低減されるので平均化は必要ない．そのような場合，約 16.67ms で 3 次元画像を得ることができる．さらに，デジタルミラーデバイス（DMD) を用いた高速な複素振幅変調を実現する方法 [27] は既に提案されているので，VPC-OT は非常に高速な 3 次元断層撮影を実現する可能性を有している．

また，将来的にリアルタイム計測を行う際には，3 次元断層像の再構成時間についても考慮しておく必要がある．ここでは，デコード過程における 3 次元断層像の再構成時間について議論する．本実験では，高速化を目的としてデコード過程の計算に GPU(Graphics Processing Unit) による汎用計算 (GPGPU: General-Purpose computing on Graphics Processing Units) を実装している．GPGPU のためのライブラリとして，NVIDIA 社が提供する CUDA(Compute Unified Device Architecture) を用いた．FFT 計算用のライブラリとして，CPU 計算時は FFT w [28]，GPU 計算時は CUDA に付属する cuFFT を用いた．GPGPU による高速化の程度を確認するため通常の CPU を用いた場合との計算時間を比較する．用いた計算機の仕様を表 6.2 にまとめた．さらに，表 6.3 には，本実験で実施したデコード過程における 3 次元断層像の再構成時間を示す．本実験では，10 回実行し，その平均の計算時間を調査した．表 6.3 より，GPU で計算を行うことにより 13.94 倍高速化したことがわかる．実際には，リアルタイム計測を行う場合，ビデオレートに対応する速度 (数 10 Hz) での計算が求められるため，更なる高速化が必要である．今後は，コードの最適化及び複数台の GPU の使用などを行うことで更なる高速化が可能である．

表 **6.2.** 本実験で用いた計算機の仕様

| | |
|---|---|
| Operating system | Windows 10 Pro 64bit |
| CPU | Intel Core i7-6850K (3.60GHz) |
| Mein memory | 128GB (DDR4) |
| GPU | NVIDIA GeForce GTX 1080 |
| CUDA Version | 8.0 |
| Coding software | Microsoft Visual Studio 2013 Professional |

表 **6.3.** CPU と GPU における計算速度

| | |
|---|---|
| CPU | 22.94 [sec] |
| GPU | 1.65 [sec] |

## 6.4 まとめ

本章では，シングルショットでの 3 次元断層画像を達成するために，VPC-OT を提案した． VPC-OT では，プローブ光のデジタル暗号化および復号化は低コヒーレンス干渉法または共焦点光学系なしに光学セクショニング特性が得られる．VPC-OT の重要な利点として，従来の OTI で困難であったシングルショットでの 3 次元断層撮像が可能である点が挙げられる．また，実験により，カバーガラスの深さ方向計測とカエル血球の 3 次元計測を実証し，VPC のイメージング能力を実証した．さらに，空間分解能などの VPC-OT のイメージング特性を調査・考察した．

今後の課題として，VPC-OT の欠点である信号と背景光ノイズとの間の SNR を改善するために，焼きなまし法および遺伝的アルゴリズム等を用いてランダム位相分布 $h_d(x, y)$ を最適化する必要がある．また，実際の生体計測において VPC を適用するため，微小粒子を含む寒天ゲルのような散乱媒体を介したイメージングを実証する必要がある． さらに，DMD による高速 SLM と高フレームレートカメラを導入し，それらの動作を最適化することにより，非常に高速な 3 次元断層撮影が実現可能であることを実証する必要がある．

## 参考文献

[1] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, “Optical Coherence Tomography,” Science **254**, 1178–1181 (1991).

[2] A. F. Fercher, “OPTICAL COHERENCE TOMOGRAPHY,” J. Biomed. Opt. **1**, 157–173 (1996).

[3] J. G. Fujimoto, C. Pitris, S. A. Boppart, and M. E. Brezinski, “Optical Coherence Tomography: An Emerging Technology for Biomedical Imaging and Optical Biopsy,” Neoplasia **2**, 9–25 (2000).

[4] M. Minsky, U.S. Patent 3013467 (1961).

[5] T. R. Corle, C.-H. Chou, and G. S. Kino, "Depth response of confocal optical microscopes," Opt. Lett. **11**, 770–772 (1986).

[6] S. W. Paddock, "Confocal laser scanning microscopy," BioTechniques **27**, 992–1004 (1999).

[7] D. Stifter, "Beyond biomedicine: a review of alternative applications and developments for optical coherence tomography," Appl. Phys. B **88**, 337–357 (2007).

[8] J. Bousquieres, C. Deligny, S. Challois, T. Lucas, "Using confocal laser scanning microscopy to examine the breakdown of fat layers in laminated dough," Food. Res. Int. **62**, 359–365 (2014).

[9] R. F. Spaide, J. M. Klancnik Jr, and M. J. Cooney, "Retinal Vascular Layers Imaged by Fluorescein Angiography and Optical Coherence Tomography Angiography," JAMA Ophthalmol. **133**, 45–50 (2015).

[10] Y. Hwang, J. Ahn, J. Mun, S. Bae, Y. U. Jeong, N. A. Vinokurov, and P. Kim, "In vivo analysis of THz wave irradiation induced acute inflammatory response in skin by laser-scanning confocal microscopy," Opt. Express **22**, 11465–11475 (2014).

[11] R. Leitgeb, C. K. Hitzenberger, and A. F. Fercher, "Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography," Opt. Express **11**, 889–894 (2003).

[12] M. Wojtkowski, V. J. Srinivasan, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, A. Kowalczyk, and J. S. Duker, "Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation," Opt. Express **12**, 2404–2422 (2004).

[13] E. Beaurepaire, A. C. Boccara, M. Lebec, L. Blanchot, and H. Saint-Jalmes, "Full-field optical coherence microscopy," Opt. Lett. **23**, 244–246 (1998).

[14] M. Akiba, K. P. Chan, and N. Tanno, "Full-field optical coherence tomography by two-dimensional heterodyne detection with a pair of CCD cameras," Opt. Lett. **28**, 816–818 (2003).

[15] G. Q. Xiao and G. S. Kino, "A REAL-TIME CONFOCAL SCANNING OPTICAL MICROSCOPE," Proc. SPIE **809**, 107–112 (1987).

[16] T. Tanaami, S. Otsuki, N. Tomosada, Y. Kosugi, M. Shimizu, and H. Ishida, "High-speed 1-frame/ms scanning confocal microscope with a microlens and Nipkow disks," Appl. Opt. **41**, 4704–4708 (2002).

[17] H. J. Tiziani and H. M. Uhde, "Three-dimensional analysis by a microlens-array confocal arrangement," Appl. Opt. **33**, 567–572 (1994).

[18] M. Eisner, N. Lindlein, and J. Schwider, “Confocal microscopy with a refractive microlens-pinhole array,” Opt. Lett. **23**, 748–749 (1998).

[19] L. B. Lesem, P. M. Hirsch and J. A. Jordan, “The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device,” IBM J.Res.Dev. **13**, 150–155 (1969).

[20] J. Amako, H. Miura, and T. Sonehara, “Speckle-noise reduction on kinoform reconstruction using a phase-only spatial light modulator,” Appl. Opt. **34**, 3165–3171 (1995).

[21] 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**, 156–160 (1982).

[22] D. J. Bone, H.-A. Bachor, and R. J. Sandeman, “Fringe-pattern analysis using a 2-D Fourier transform,” Appl. Opt. **25**, 1653–1660 (1986).

[23] F. Shen and A. Wang, “Fast-Fourier-transform based numerical integration method for the Rayleigh-Sommerfeld diffraction formula,” Appl. Opt. **45**, 1102–1110 (2006).

[24] K. Matsushima and T. Shimobaba, “Band-Limited Angular Spectrum Method for Numerical Simulation of Free-Space Propagation in Far and Near Fields,” Opt. Express **17**, 19662–19673 (2009).

[25] M. Cui and C. Yang, “Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation,” Opt. Express **18**, 3444–3455 (2010).

[26] M. Jang, H. Ruan, H. Zhou, B. Judkewitz, and C. Yang, “Method for auto-alignment of digital optical phase conjugation systems based on digital propagation,” Opt. Express **22**, 14054–14071 (2014).

[27] S. A. Goorden, J. Bertolotti, and A. P. Mosk, “Superpixel-based spatial amplitude and phase modulation using a digital micromirror device,” Opt. Express **22**, 17999–18009 (2014).

[28] *http://www.fftw.org/*

# 第7章

# ホログラフィックメモリに向けた仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離

## 7.1 はじめに

ホログラフィックメモリ [1–3] は，1TB/disc 以上の高記録密度を実現する可能性を有しており，次世代光メモリとして期待されている．ホログラムを多重化するための技術として，記録時と読み出し時のそれぞれの参照光の位相相関を用いるもの [4, 5]，参照光の角度 [6, 7]，波長 [8, 9]，および空間シフト [10, 11] などの体積ホログラムにおけるブラッグ条件を用いるものがある．このような多重化手法において，ホログラフィックメモリの達成可能な記録密度はホログラムの多重数によって決定されるが，それは記録媒体でのダイナミックレンジの飽和によって制限される [12, 13]．これを回避する方法として，記録媒質の最大屈折率変調量を向上させる [14]，または光感度を向上させる [15] ことが考えられる．並行して，光学的にダイナミックレンジの消費を抑制することも重要である．一般的に，ホログラフィックメモリは強度変調により 2 次元データページを再現した信号光と平面波である記録参照光との間で干渉したホログラムを記録する．この時，レンズによって集光された信号光の空間スペクトル像をフーリエホログラムとして記録するため，信号光の照射領域の中心位置にある直流成分とその外側にある高空間周波数成分と間で露光強度の差が現れ，記録媒質のダイナミックレンジが中心だけ大きく消費される．

この問題を軽減する手法として，変調符号を用いる方式が提案されている [4]．この方式では，元データの 2 値情報をブロックと呼ばれる複数の画素に振り分けて符号化する．そして，ブロック内の一部の画素のみを ”ON” とすることによって元データを表現する．このような変調符号を用いることで直流成分が減少して信号光の照射領域中の露光強度の差を小さくすることができる．そのほかにも， ランダム位相マスク [16]，決定論的位相シフタ [17]，疑似ランダム位相マスク [18]，そして， Gerchberg-Saxton アルゴリズムによって最適化されたランダム位相マスク [19, 20] 等の位相変調素子を使用して信号光の位相分布を変調する方法も提案されている．加えて，強度変調の代わりに位相変調 [21, 22] や位相変調と強度変調の両方を用いた空間直交振幅変調（SQAM）信号でデータページを表現する方式 [23, 24] も提案されている．これらの方式では，位相変調によって信号光の高周波成分が増加して信号光の空間スペクトル分布が均一になる．しかしながら，これらの手法は記録媒質の屈折率変調量を効率的に分布させることは可能であるが，全体の露光量は低下しないため，ホログラムの記録に必要な屈折率変調の絶対量を小さくすることはできない．実際，現在のホログラフィックメモリの実際的な記録密度はホログラフィック媒質の理論的記録密度が数百 TB/disc [3] であるにもかかわらず，数百 GB/disc に制限されている [25]．このように，達成可能なホログラムの多重数

と記録密度は記録媒質におけるダイナミックレンジの飽和によって本質的に制限される．

そこで，我々は記録媒質におけるダイナミックレンジの消費を低減することを目的とし，仮想位相共役 (VPC: Virtual Phase Conjugation) を用いた多重技術を提案する．本手法はランダム拡散板におけるビーム拡散と位相共役光における波面再構成の特性に基づいている．本手法は角度多重方式やシフト多重方式 などのブラッグ選択性を使用した従来のホログラム多重技術とは異なる．図 7.1 に示すように，本手法において，各データページは記録前に予め多重されるため，記録媒質への実際の記録は一度で済む．また，データページの分離はコンピュータによるデジタル画像処理によって実行されるため，従来のブラッグマッチングなしに元のデータページを多重することができる．したがって，本手法では，ホログラフィック媒質へのデータページの記録は一度だけでよいので，データページの多重数に応じて露光量を減少させることができる．よって，ホログラムの記録に必要な露光量およびダイナミックレンジの消費が“1/多重数”に減少する．さらに，VPC によって，通常は位相共役鏡等の素子が必要となるデータページの位相共役を伴う再生（位相共役再生）が簡易に実現される．また，これによって，本手法を導入することによる光学系の大型化を最小限に抑えることができる．

以下では，まず，ホログラフィックメモリの原理，多重記録方式，媒質ダイナミックレンジについて概観する．次に，提案手法の基本動作を説明し，本手法と従来手法の露光量を比較する．そして，本手法によって記録再生されたデータページの再生品質を評価し，用いるランダム拡散板の拡散角と再生品質の関係性も調査する．また，ダイナミックレンジ消費の低減効果をホログラムが記録された媒質内の平均屈折率分布を計算することで明らかにする．最後に，本手法を従来の多重化方式と組み合わせることで，ホログラフィックメモリの記録密度が向上することを示す．

### 7.1.1 ホログラフィックメモリの原理

本節では，提案手法の説明に先立ち，まずは基本となるホログラフィックメモリの動作について説明する．ホログラフィックメモリは記録したいデータがエンコードされた信号光と参照光を干渉させ，その干渉縞を体積ホログラムとして媒質中に記録する．この時，信号光と参照光を別々に用意し，異なる入射角で干渉・記録するものを二光束ホログラフィックメモリ [26] と呼ぶ．一方で，信号光と参照光を同軸上の異なる位置に配置し，干渉・記録させるコリニアホログラフィックメモリ [27] がある．二光束ホログラフィックメモリは二つの光軸を要するため，系の大型化や複雑化を招く．また，光学系全体が振動に対し耐性が低くなる欠点がある．利点としては，対物レンズにおける開口の全てを信号光のために用いることができる点が挙げられる．コリニアホログラフィックメモリはコリニアシステムにおける信号光と参照光は同一の対物レンズを通過するため，信号光に割り当たる対物レンズの開口数が 1/2 程度となる．したがって，コリニアシステムの記憶容量は二光束システム対しておよそ 1/2 になる．しかし，信号光と参照光が同軸上にあるため，系が簡素であり，かつ，従来の光ディスクのサーボ技術を流用しやすいという利点がある．

以下では，最も代表的な 2 光束光学系を用いたホログラフィックメモリの基本構成及び記録・読み出し動作について説明する．記録過程 (図 7.2(a)) では，まず，光源であるレーザ光はビームスプリッタによって二つの光波に分割される．ビームスプリッタを透過した光波は空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) やデジタルマイクロミラー

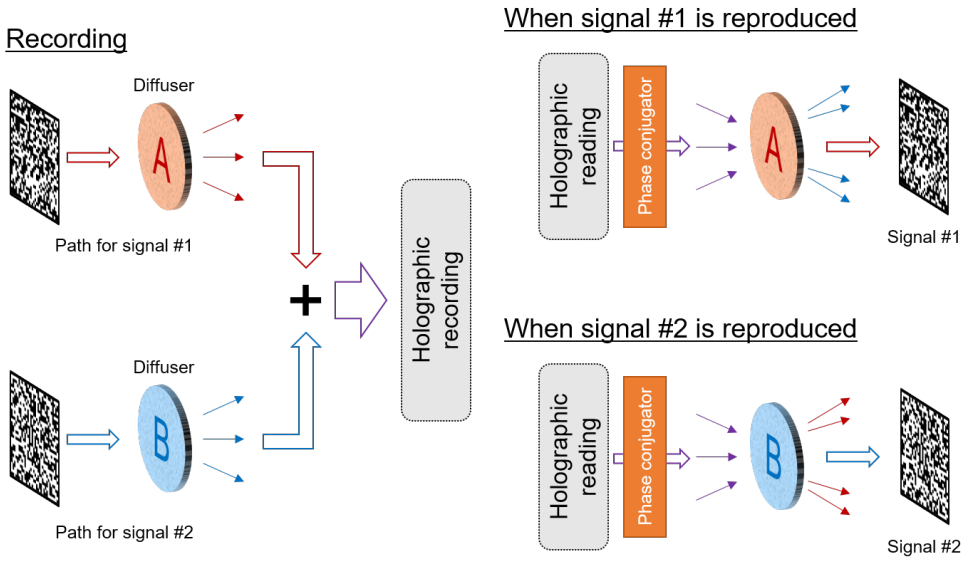



**図 7.1.** 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離の概念図．各信号は個別のランダム拡散板で位相変調された後，合成され記録媒体に記録される．その後，読み出された回折光は位相共役と所望信号光と対応するランダム拡散板による位相変調がなされる．不要な信号は拡散し，所望の信号光が再生される．1 回の露光で複数の信号を記録媒体に記録するので，媒質ダイナミックレンジ消費が低減する．

(DMD: Digital Micro-mirror Device) によって 1000 × 1000 程度のピクセルを持つ 2 次元データページが付与され信号光となる．一般的なデータページは 0 または 1 の 2 値強度変調であるが，位相変調や複素振幅変調を用いて立ち変調とすることも可能である．データページがエンコードされた信号光は対物レンズを介して記録媒質中に集光する．一方で，ビームスプリッタを反射した光波は参照光として記録媒質に照射され，信号光との干渉縞を形成する．ここで，記録媒質としてフォトポリマー [28] やフォトリフラクティブ結晶 [29] を用いた場合，形成された干渉縞に応じて屈折率分布が記録媒質中に変調される．この屈折率分布はデータを含むホログラムとして蓄積されることでメモリとして機能する．参照光の入射条件等を変えることでホログラムの多重記録を行うこともできる．読み出し過程で (図 7.2(b)) では，まず，参照光と同様の読みだし光をホログラムが記録された媒質に照射する．読み出し光は媒質中の屈折率分布によって回折され，信号光と同様の分布になる．これを 2 次元イメージセンサによって札そうすることで，元の信号光にエンコードされていたデータページを読み出すことができる．この時，読み出し光は記録時の参照光と波長，入射角度，波面の状態など入射条件が一致していれば，異なる光源由来のものでも構わない．以上が，ホログラフィックメモリの記録・読み出しの原理である．

このように，ホログラフィックメモリは並列的な 2 次元データページを用いることによる高速な転送速度，そして，媒質中の同一か所にホログラムを多重記録することによる高い記録密度を同時に達成することができる．

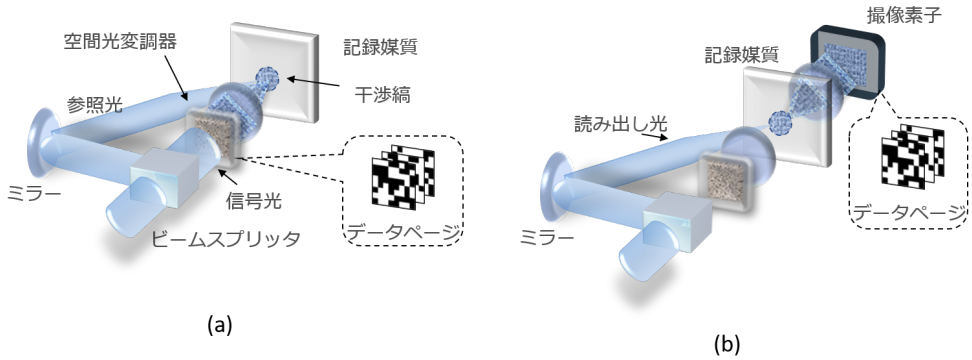



図 **7.2.** ホログラフィックメモリの概念図 (a) 記録過程 (b) 読み出し過程

### 7.1.2 多重記録と媒質ダイナミックレンジ

本節では，ホログラフィックメモリにおける多重記録方式および媒質ダイナミックレンジと記録容量の関係性について説明する．ここでは，代表的な多重方式として，角度多重方式，スペックルシフト多重方式の二つについて述べる．

図 7.3 に角度多重記録の原理図を示す．この方式では，$k$ 番目の記録の際，参照光入射角度を $\theta_0$ とし，その後の $k+1$ 番目の記録では，参照光の入射角度を $\Delta\theta$ だけ変化させてることで多重記録を行う．この時，これらのホログラムを独立して読み出すことを考えると，$k+1$ 番目のホログラムを読みだす際，$k$ 番目のホログラムが同時に回折されてはならない．よって，回折効率が 0 となる読み出し光入射角のずれ量を見出す必要がある．Kogelnik の結合波動理論から，透過型ホログラムにおける回折効率 $\eta$ は $\Delta\theta$ に対して sinc 関数の二乗の形となる．

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi\Delta nL}{\lambda\cos\theta_0}\right)\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\pi L\sin\theta_0}{\lambda^2\cos\theta_0}\Delta\theta\right) \tag{7.1}$$

ここで，$\lambda$ は波長，$\Delta n$ は屈折率変調量，$L$ はホログラムの厚さである．この $\eta$ が 0 になる $\Delta\theta$ は以下のようになる．

$$\Delta\theta = \frac{\lambda\cos\theta_0}{L\sin^2\theta_0} \tag{7.2}$$

したがって，$\Delta\theta$ を上式の様にとることで，各ホログラムを独立して記録・読み出しすることができる．また，この時の $\Delta\theta$ を角度選択性と呼ぶ．このように角度選択性がホログラムの厚さに依存するのは，角度多重方式が Bragg 条件を根幹とする多重方式である事を示している．

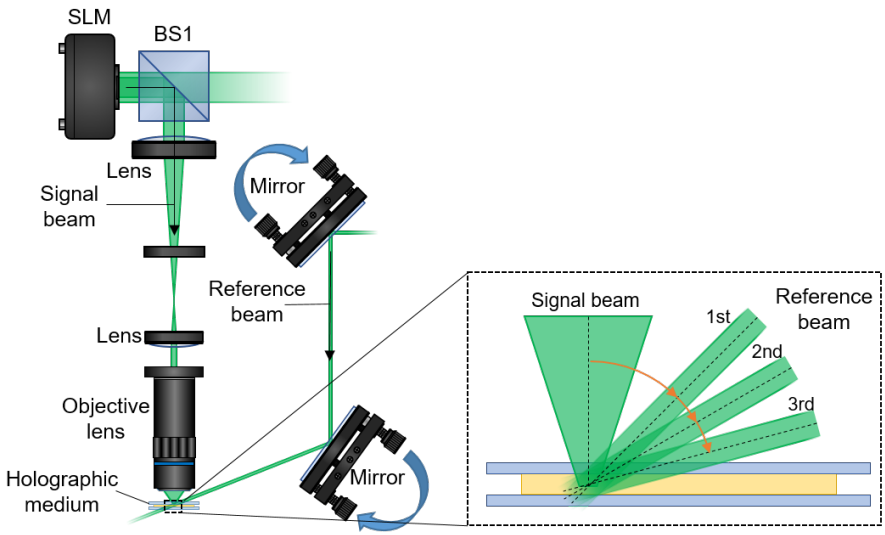



**図 7.3.** 角度多重方式の原理図

図 7.4 にスペックルシフト多重記録の模式図を示す．スペックルシフト多重方式はすりガラス等を用いて参照光にランダムな位相変調を与える．ここで，スペックルとはランダム位相媒質による変調を受けた参照光の各点での光波が互いに干渉し合うことで遠方場において観察されるコントラストの高い斑点状の強度分布である．スペックル多重は記録時の参照光と読み出し時の参照光の空間位相相関

$$\eta = \eta(0,0) \iint A_{write}(x,y) {A_{read}}^*(x,y)\, dxdy \tag{7.3}$$

に基づく多重方式である [30]．動作としては，参照光路におけるランダム位相媒質または記録媒質をわずかに変位させながら複数回の記録を行う．この時，式 (7.3) に示した位相相関は消失する．位相相関が失われた状態で再生された光波は各点で破壊的干渉が起き，結果として再生光が消える．この場合の選択性は式 (7.3) より

$$\eta = \eta(0,0) \iint A_{ref}(x,y) {A_{ref}}^*(x+\Delta x, y+\Delta y)\, dxdy \tag{7.4}$$

の形の自己相関関数で表され，ホログラムの厚さには依存しない．$A_{ref}(x,y)$ は記録スポットにおける参照光振幅，$\Delta x$，$\Delta y$ はそれぞれ媒体の $x$，$y$ 方向シフト距離を表す．ほとんどの場合，自己相関関数は中心対称であるので，相関型のシフト多重では，$x$，$y$ の両方向のシフト選択距離は等しくなる．式 (7.4) の自己相関関数は，Wiener-Khintchine 定理を用いると，

$$\eta = \eta(0,0) \iint \left\langle |a_{ref}(x,y)|^2 \right\rangle \exp\left\{ j2\pi \left( f_x \Delta x + f_y \Delta y \right) \right\} df_x df_y \tag{7.5}$$

のようにフーリエ変換の形式で表現することもできる．$\left\langle |a_{ref}(x,y)|^2 \right\rangle$ は記録媒質における参照光の角度パワースペクトル（強度スペクトルの集合平均）を表し，$f_x$ 及び $f_y$ は空間周波数である．

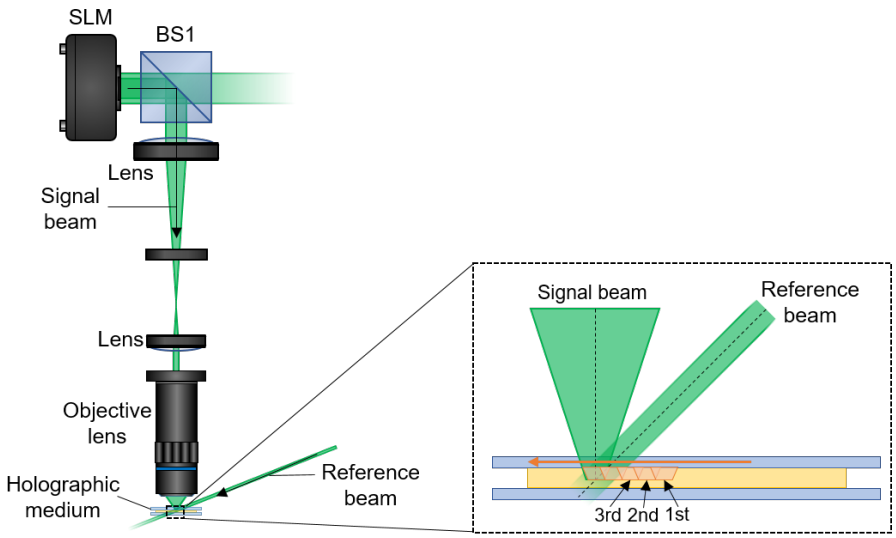



**図 7.4.** スペックルシフト多重方式の概念図

ここまで述べてきた多重記録性能（即ち，最大多重数）は上記のように記録媒質のダイナミックレンジ性能に大きく依存する．記録媒質のダイナミックレンジを評価するための指標として $M\#$(エムナンバー) [31] が広く用いられている．一般的にホログラムを $M$ 枚多重するとき，図 7.5 に示すように，多重記録数に応じて回折効率が低下し，その関係式は以下で与えられる．

$$\eta = \left(\frac{M\#}{M}\right)^2 \tag{7.6}$$

この式から，回折効率は多重枚数 $M$ の二乗に反比例することがわかるが，システムによって要求される最低限の回折効率を考慮すると，図 7.5 に示すように，最大の多重数はそれによって制限されることがわかる．その最大値は $M\#$ が大きければ大きいほど多くなるため，媒質のダイナミックレンジは $M\#$ によって決定すると言える．式 (7.4) を $M\#$ について整理すると

$$M\# = \sum_{(i=1)}^{M} \sqrt{\eta_i} \tag{7.7}$$

とも表され，各多重ホログラムにおける回折効率の総和として見ることができる．$M\#$ の値は材料固有ではなく，単位長あたりの屈折率変化量と媒質の厚みの積に比例することが知られている．

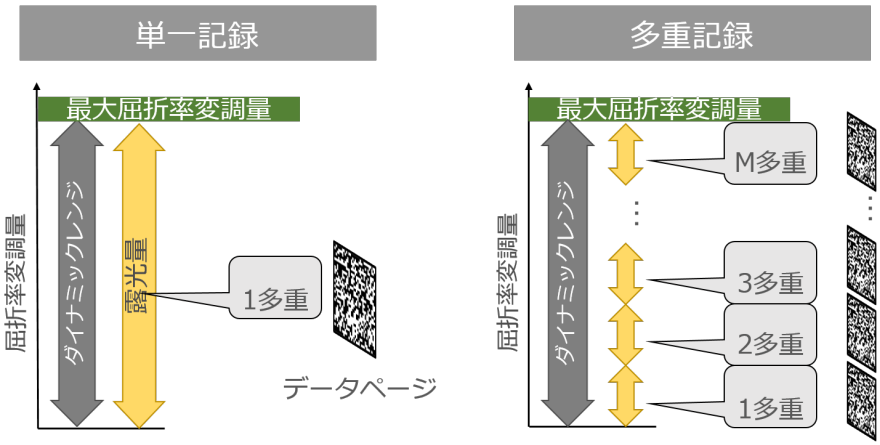



図 **7.5.** $M\#$ および媒質ダイナミックレンジ消費の関係

## 7.2 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離

### 7.2.1 動作原理

本節では，VPC を用いた多重技術の基本動作について述べる．本手法は主に以下の 2 つの処理によって構成される：一つ目は信号光の多重・記録過程 [図 7.6 (a)]，もう一つが，ホログラムの読み出し・各データページの分離過程 [図 7.6(b)] である．

多重・記録過程過程では，まず，SLM 上に表示される 2 次元データページ $D_k(x,y)$ によって変調された光波 $a_k(x,y)$ がレンズによって集光され，ランダム拡散板を透過することで位相変調量分布 $h_k(x,y)$ が付加される．ここで，ランダム拡散板の位相変調量分布は，データページのごとに異なることに注意する．そして，この光波はレンズによって再度，平行光となり拡散信号光となる．本手法では，この拡散信号光を多重数 $M$ に応じて用意し，ビームコンバイナを用いて合成することで“多重化拡散信号”を生成する．多重拡散信号 $E(x,y)$ は次式で表される．

$$E(x,y) = \sum_{k=1}^{M} \mathcal{F}^{-1}[A_k(x,y)\exp[-\mathrm{i}h_k(x,y)]] \tag{7.8}$$

ここで，$x$ と $y$ はそれぞれ $x$ および $y$ 軸における空間座標である．$k$ はデータページのラベル番号である $(k = 1, 2, 3, \cdots, M)$．また，$\mathcal{F}^{-1}[\cdots]$ は逆フーリエ変換，$A_k(x,y)$ はフーリエ変換後の $a_k(x,y)$ である．次に，多重拡散信号はレンズによって再び集光され記録媒質内で参照光と干渉することによってホログラムとして記録される．ランダム拡散板と記録媒質との間は 2 つのレンズ（所謂 $4f$ 光学系の構成）によって結像されるので，ホログラムの面内サイズはランダム拡散板の拡散角に関係なく保持される．

読み出し・分離過程では，まず，参照光と同様の光波を読み出し光として照射することにより，多重拡散信号の情報を含む光波が記録媒質から回折される．そして，ディジタルホログラフィ等に代表される複素振幅計測手法 [32–35]. により，この回折光の複素振幅分布を計測する．次に，検出された回折光の位相項の符号を反転して次式で示す位

相共役光 $E^*(x,y)$ を生成する．

$$E^*(x,y) = \sum_{k=1}^{M} \mathcal{F}^{-1}[A_k^*(x,y)\exp[\mathrm{i}h_k(x,y)]] \tag{7.9}$$

ここで，$A_k^*(x,y)$ は $A_k(x,y)$ の複素共役である．また，所望データページは第 l 番目のデータページであるとする．そして，位相共役光の空間スペクトル分布を高速逆フーリエ変換 (IFFT: Inverse Fast Fourier Transform) によって計算し，再度，同じ位相変調量分布 $h_l(x,y)$ を有するランダム拡散板を乗算する．次に，高速逆フーリエ変換 (FFT: Fast Fourier Transform) により出力面での複素振幅分布 $E_{rep}(x,y)$ を求める．

$$\begin{aligned} E_{rep}(x,y) &= \mathcal{F}^{-1}[e^*(x,y)\exp[-\mathrm{i}h_l(x,y)]] \\ &= \mathcal{F}^{-1}[A_l^*(x,y)\exp[\mathrm{i}h_l(x,y)]\exp[-\mathrm{i}h_l(x,y)]] \\ &+ \sum_{k=1,k\neq l}^{M} \mathcal{F}^{-1}[A_k^*(x,y)\exp[\mathrm{i}h_k(x,y)]\exp[-\mathrm{i}h_l(x,y)]] \end{aligned} \tag{7.10}$$

整理すると

$$E_{rep}(x,y) = a_l^*(x,y) + \sum_{k=1,k\neq l}^{M} \mathcal{F}^{-1}[A_k^*(x,y)\exp[\mathrm{i}\phi_{l,k}(x,y)]] \tag{7.11}$$

ここで

$$\phi_{l,k}(x,y) = h_l(x,y) - h_k(x,y) \tag{7.12}$$

また，$\mathcal{F}^{-1}[\cdot]$ は光学逆フーリエ変換を表し，$e^*(x,y)$ は逆フーリエ変換後の $E^*(x,y)$ である．そして，ランダム拡散板の位相変調 $h_l(x,y)$ は相殺されるので，式 (7.11) の右辺の第 1 項は，データページ $D_l(x,y)$ を含む複素振幅分布 $a_l(x,y)$ として再生される．ここで，強度変調データページの場合，$a_l(x,y)$ の振幅の 2 乗することで $D_l(x,y)$ が復調され，位相変調データページの場合は，$a_l(x,y)$ の偏角の符号を反転して $D_l(x,y)$ を復調すればよい．一方で，式（7.11）における右辺第 2 項の $\phi_{l,k}(x,y)$ は $h_l(x,y)$ が $h_k(x,y)$ との位相相関を持たないため，データページとして復調されず，より広範囲に拡散される．したがって，非再生データページを含む $A_k^*(x,y)$ は出力面上の $D_l(x,y)$ から空間的に分離される．上記計算プロセスを $M$ 回反復計算することによって全てのデータページを個別に再生することが可能である．

本手法において，多重拡散信号の情報は一回の露光で記録媒質に記録されるため，媒質ダイナミックレンジの消費を低減することができる．さらに，ホログラフィの記録方法は通常のホログラフィックメモリと同様であるので，球面波やスペックル光のような任意の参照光を用いることができる．よって，本手法は，従来の様々な多重化方式と親和性が高い．

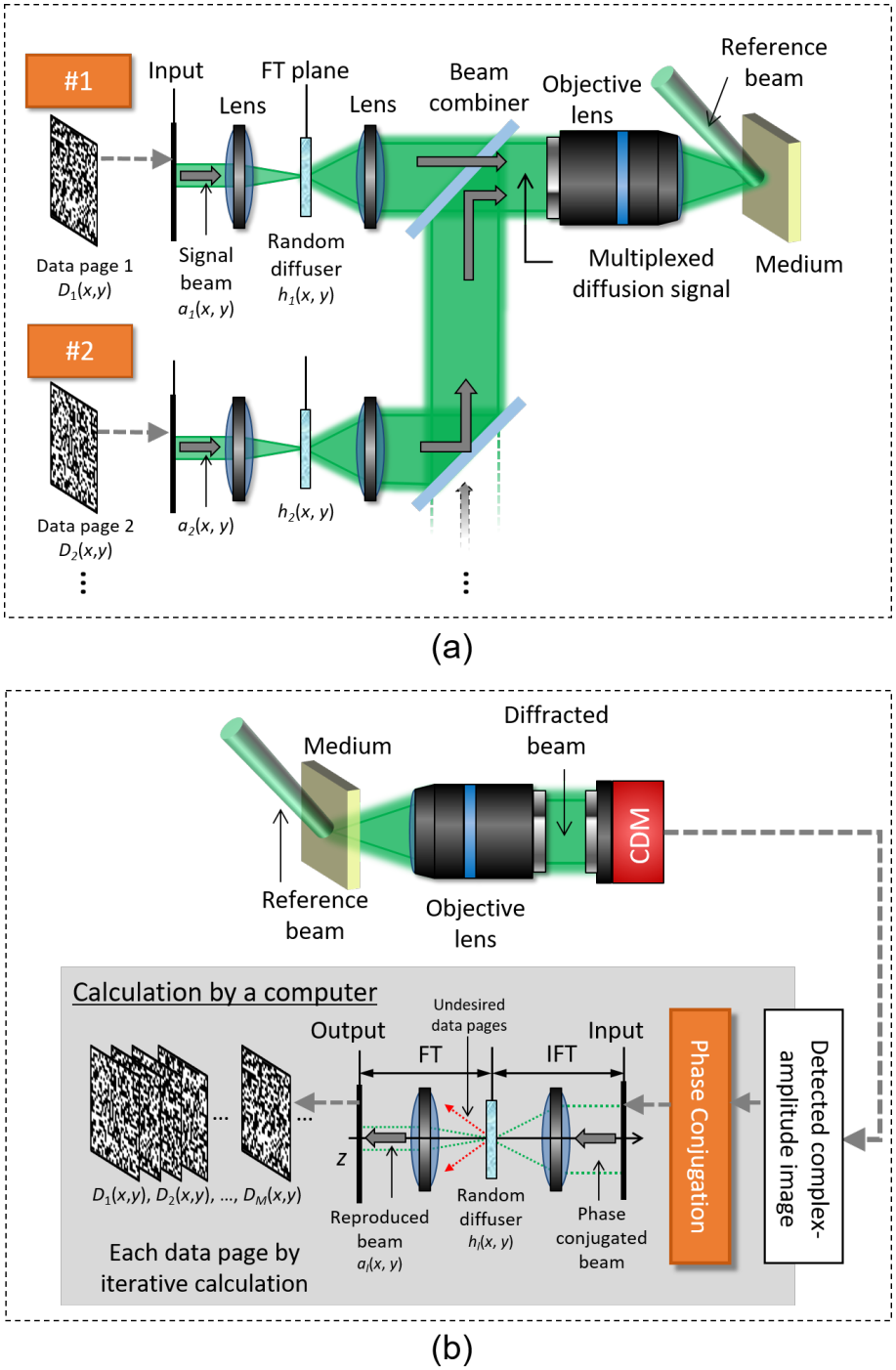



図 **7.6.** 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離を実現するホログラフィックメモリシステム：(a) 多重・記録過程過程，(b) 分離・再生過程

### 7.2.2 従来法との露光量の比較

以下では，データページを記録するのに必要な露光量を従来手法と提案手法とで比較する．$M$ 枚のデータページを記録する場合，従来手法における露光量 $H_c(x,y,z)$ は

$$H_c(x,y,z) = \sum_{k=1}^{M} \int_0^T |A_k(x,y,z,t) + U_k(x,y,z,t)|^2 \, dt \tag{7.13}$$

で表される．ここで，$T$ はホログラムの記録時間，$t$ は時間，$U_k(x,y,z,t)$ は $k$ 番目の記録のための参照光である．そして，本手法における露光量 $H_p(x,y,z)$ は同様に

$$H_p(x,y,z) = \int_0^T \left| \sum_{k=1}^{M} \frac{1}{\sqrt{M}} A_k(x,y,z,t) + U(x,y,z,t) \right|^2 dt \tag{7.14}$$

で表される．ここで，$U(x,y,z,t)$ は多重拡散信号を記録するための参照光である．また，この時，$Ak(x,y,z,t)$ は互いに直行しており，参照光と多重拡散信号との間の強度比が両手法で一致するように設定されていると仮定する．

式 (7.13) と式 (7.14) を比較すると， $xy$ 平面において，提案手法の露光量は従来に対して $1/M$ に減少していることがわかる．これをより直感的に説明すると，多重された複数のデータページは 1 つの大きなデータページであると考えられるので，実際の記録回数は多重数 M にかかわらず一度の露光によってのみ行われる．ゆえに，記録媒質におけるダイナミックレンジの消費は理論的に $1/M$ に低減される．

## 7.3 数値解析シミュレーション

### 7.3.1 光学モデル

本節では，提案手法における多重化されたデータページの記録および再生の基本原理を実証するためのシミュレーションについて述べる．本数値解析の光学モデルを図 7.7 に示す．この光学モデルは主に 4 つのステップに分けられる : (1) 多重化拡散信号の生成 [図 7.7(a)]，(2) ホログラムの記録 [図 7.7(b)]，(2) ホログラムの読み出し [図 7.7(c)]，VPC による各データページの再生 [図 7.7(d)]．実際のシステムでは，(1)，(2) および (3) のステップは光学処理で実施される．多重拡散信号の生成ステップおよび各データページの再生ステップの計算フローを図 7.8(a), 7.8(b) にそれぞれ示す．表 7.1 に本数値解析で用いたパラメータを示す．SLM 面，イメージセンサ面，及び記録媒質内のメッシュ配置を図 7.9(a) と 7.9(b) にそれぞれ示す．ここで，ピクセル間クロストークを回避し，計算精度を高めるために，SLM およびイメージセンサのピクセルサイズは $N_1$ によってオーバーサンプリングされる．加えて，SLM 領域の外側にゼロを埋め込むことで（ゼロパディング），フーリエ（空間スペクトル）面内のステップサイズ $df_x$ および $df_y$ が細分される．さらに，記録媒体は $z$ 方向に沿って $N_z$ 個の離散した計算層に分割される．

以下では，本解析の計算フローについて説明する．多重化拡散信号の生成ステップでは，まず，データページが与えられた信号光のフーリエ面における複素振幅分布を FFT により算出する．そして，フーリエ平面内の空間スペクトル分布を平滑化するために，この光波の位相分布はランダムな分布（0 または $\pi$ 含む）に変調される．また，信号の

高空間周波数成分を除去し，記録されるホログラムのサイズを制限するために，正方形の矩形開口が FT 平面上に配置される．その後，同じ FT 面上で，信号光の複素振幅分布とランダム拡散板の伝達関数が乗算される．本手法は，多重・記録過程を実際の光学系で行うため，各信号光光を拡散させるためには実際の光学拡散板を用いる必要がある．そこで本解析では，市販の広角ディフューザのほとんどがガウス型自己相関を持つことを考慮し，第 4 章で述べたガウシアンランダムディフューザを想定する．ディフューザの伝達関数 $t(\nu_x, \nu_y)$ は第 4 章と同様に以下の式で表される．

$$t(\nu_x, \nu_y) = \exp\left[-\mathrm{i}\frac{2\pi}{\lambda}(n_d - 1)h(\nu_x, \nu_y)\right] \tag{7.15}$$

ここで，$\nu_x$，$\nu_y$ は，$x$ および $y$ 軸方向のスペクトル空間における座標であり，$n_d$ はランダム拡散板の平均屈折率，$\lambda$ は光源波長，$h(\nu_x, \nu_y)$ はランダム拡散板の表面プロファイルである．そして，この乗算された複素振幅分布に対して IFFT を適用することで，拡散信号の出力面上の複素振幅分布が得られる．そして，上記手順を多重数 M と同じ回数だけ繰り返した後，各拡散光の複素振幅分布を合算することにより，多重拡散信号の複素振幅分布が得られる．各拡散光間の光パワー比は一定であり，合算後の光パワーを入射光のパワーとした．次に，ホログラムの記録ステップでは，前ステップで生成した多重拡散信号に FFT を適用して記録媒質面上での複素振幅分布を求める．一方で，スペックルパターンを有する参照光は，位相変調深度が 0 または $\pi$ のランダムな 2 値位相マスクを参照光路に配置することで生成される．記録媒質は，ホログラフィックメモリで広く使用されているフォトポリマーを想定した．一般的なフォトポリマーでは，スペックル参照光と集光された信号光間の干渉縞の強度分布は，次のように 3 次元屈折率分布 $\Delta n(\nu_x, \nu_y, z)$ へと変換される．

$$\Delta n(\nu_x, \nu_y, z) = \Delta n_{max}\left\{1 - \exp\left[-\frac{I(\nu_x, \nu_y, z)T}{E_{sat}}\right]\right\} \tag{7.16}$$

ここで，$\Delta n_{max}$ は屈折率の変調量，$I(\nu_x, \nu_y, z)$ は入射光パワー (W/cm$^2$)，$T$ は露光時間，$E_{sat}$ は飽和エネルギー束密度 (J/cm$^2$)．記録媒質中のビーム伝搬はスプリットステップ法による FFT ビーム伝搬法 (FFT-BPM: Fast Fourier Transform Beam Propagation Method) [36] を用いて計算した．スプリットステップ法による FFT-BPM では，3 次元的な屈折率分布を有する媒質中の計算を 7.9(b) に示す 3 次元メッシュに分割して，$z$ 方向に 1 レイヤー毎に計算を行う．1 レイヤー内の計算は，$d_z/2$ の伝搬計算と屈折率分布による位相回転項の付加，そして，さらに $d_z/2$ だけの伝搬計算に分けて行われる．この時，伝搬計算は第 2 章で述べた角スペクトル法によって行われる．その後，ホログラムの読み出しステップでは，読み出し光として記録時と同じスペックル参照光の記録媒質前面における複素振幅分布を用意し，それに対し FFT-BPM による記録媒体内のビーム伝搬の計算を行うことで回折光を得る．この計算により記録媒質の裏面における複素振幅分布 $g(\nu_x, \nu_y, L)$ が得られるので，フーリエ面の複素振幅分布 $g(\nu_x, \nu_y, 0)$ を以下のように算出する必要がある．

$$g(\nu_x, \nu_y, 0) = \mathcal{F}^{-1}\left[G(x, y, L)\exp\left(\mathrm{i}\frac{2\pi}{\lambda}L\sqrt{1 - (\lambda\nu_x)^2 - (\lambda\nu_y)^2}\right)\right] \tag{7.17}$$

ここで，$L$ は記録媒体の厚さ，$G(x, y, L)$ はフーリエ変換後の $g(\nu_x, \nu_y, L)$ である．その後，IFFT によりイメージセンサ上の複素振幅分布を求める．本解析では，提案手法の

純粋な特性を解析する必要があるため，このイメージセンサは複素振幅分布を完全に計測できると仮定した．最後に，各データページの再生ステップでは，計測された回折光の位相項の符号を反転させて位相共役光を算出し，この光波を FFT によりフーリエ変換する．その後，位相共役光のフーリエ面における複素振幅分布にランダム拡散板の透過関数を再度乗算する．この再生ステップを多重数 $M$ だけ反復的に実施することによって各再生データページが得られる．

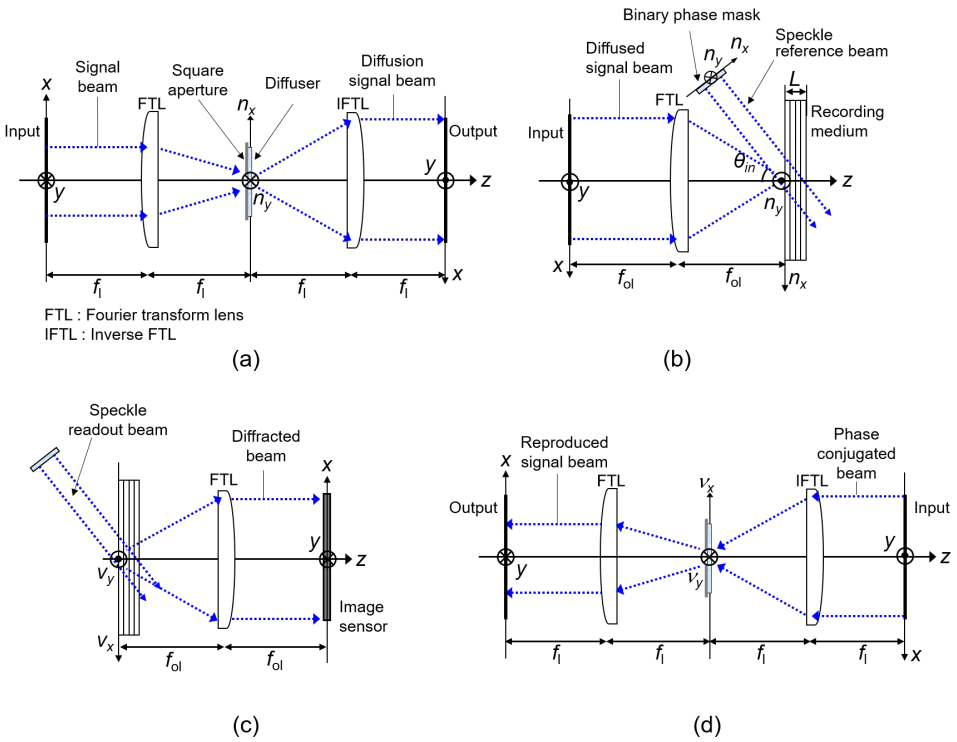



図 **7.7.** 仮想位相共役を用いたディジタル画像多重化/逆多重化法に基づく HDS システムの記録・再生シミュレーションに向けた光学モデル．(a) 多重信号光の生成，(b) ホログラムの記録，(c) ホログラムの読み出し，(d) 各データページの分離・再生

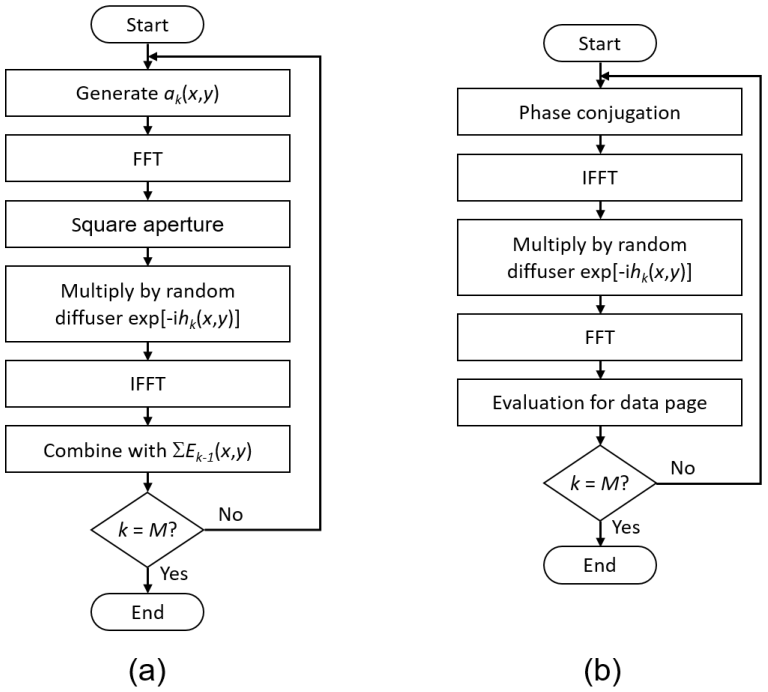



**図 7.8.** 仮想位相共役を用いたディジタル画像多重化/逆多重化法に基づく HDS システムの記録・再生シミュレーションにおける計算フロー．(a) 多重信号光生成・記録過程，(b) 読み出し・データページ分離過程

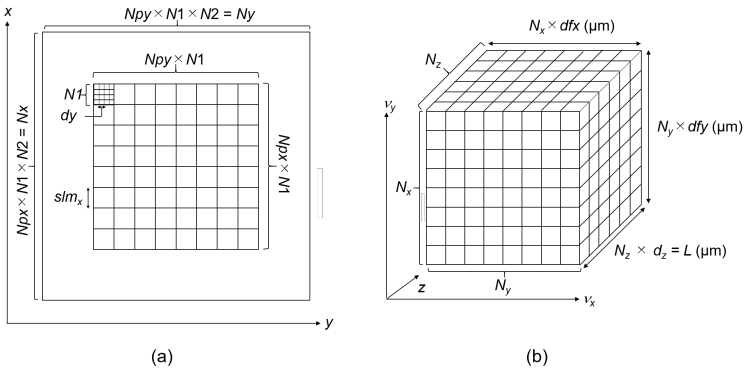



**図 7.9.** シミュレーションモデルにおける各平面のメッシュレイアウト．(a) SLM 及びイメージセンサ平面上のメッシュレイアウト．オーバーサンプリングレート $N_1$ はピクセル間のクロストークを低減し，計算精度を向上させる．ゼロパディングレート $N_2$ はフーリエ面 (空間スペクトル面) におけるステップサイズ $\nu x$ および $\nu y$ を細分し，計算精度を向上させる．(b) フーリエ面上のメッシュレイアウト．記録媒体は $z$ 方向に沿って $N_z$ 層の離散的な計算層に分割される．

**表 7.1.** 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離に基づく HDS システムの記録・再生シミュレーションにおける計算パラメータ

| | |
|---|---|
| Wavelength, $\lambda$ (nm) | 408 |
| Numerical aperture of the objective lens, NA | 0.3 |
| Focal length of the objective lens, $f_{ol}$ (mm) | 4.0 |
| Focal length of the lens, $fl$ (mm) | 200.0 |
| Oversampling ratio, $N_1$ | 4 |
| Zero-padding ratio, $N_2$ | 16 |
| Sample number, $N_x \times N_y \times N_z$ | $2048 \times 2048 \times 512$ |
| Step size in real space $(x, y)$, $d_x, d_y$ ($\mu$m) | 2.5 |
| Step size in real space $(z)$, $dz$ ($\mu$m) | 0.78 |
| Pixel number of SLM, $Np_x \times Np_y$ | $32 \times 32$ |
| Pixel pitch of SLM $(x, y)$, $s_x, s_y$ ($\mu$m) | 10.0 |
| Step size in spatial frequency space $(x, y)$, $df_x, df_y$ ($\mu$m) | 0.32 |
| Thickness of the medium, $L$ ($\mu$m) | 400 |
| Index of the recording medium, $n_0$ | 1.5 |
| Refractive index modulation depth, $n_{max}$ | $4.0 \times 10^{-3}$ |
| Saturation energy flux density, $E_{sat}$ (J/cm$^2$) | 0.30 |
| Total recording power, $P_{in}$ (mW) | 0.1 |
| Exposure time, $T$ (s) | 0.1 |
| Index of the diffuser, $n_d$ | 1.5 |
| Diffusion angle of the diffuser, $\theta_{dif}$ (deg) | 0.8 |
| Incident angle of speckle reference beam, $\theta_{in}$ (deg) | 32.0 |
| Pixel number of binary phase mask, $Nm_\varepsilon \times Nm_\eta$ | $256 \times 256$ |
| Pixel pitch of binary phase mask, $dm_\varepsilon$, $dm_\eta$ ($\mu$m) | 2.54 |
| Square aperture size, $A_x \times A_y$ ($\mu$m$^2$) | $325.6 \times 325.6$ |

### 7.3.2 記録再生特性の評価

本手法の基本動作を確認するために，データページの記録再生を行い，多重数 $M_v = 2$ のときの再生データページの信号対雑音比 (SNR: Signal-to-Noise Ratio) [37] を評価した．ここで，強度変調型のデータページにおける SNR は次式で定義される．

$$\mathrm{SNR} = \frac{\mu_{on} - \mu_{off}}{\sqrt{\sigma_{on}^2 + \sigma_{off}^2}} \tag{7.18}$$

ここで，$\mu_{on}$ と $\mu_{off}$ はそれぞれ ON・OFF ピクセルの強度の平均であり，$\sigma_{on}$ と $\sigma_{off}$ はそれぞれ ON・OFF ピクセルの強度の標準偏差である．図 7.10(a) と 7.10(b) は元のデータページ $D_1(x,y)$ と $D_2(x,y)$，図 7.10(c) は多重拡散信号の強度分布．また，7.10(d) と 7.10(e) は再現されたデータページを示す．図 7.10(c) において，元のデータページの分布は光波の拡散によって見ることができないが，多重化された拡散信号は $D_1(x,y)$ および $D_2(x,y)$ は同時に含まれている．そして，図 7.10(d) および 7.10(e) を見ると，元のデータページが正しく再現されていることがわかる．このとき，再生データページ $D_1(x,y)$，$D_2(x,y)$ の SNR は 5.19 および 5.02 であった．また，それぞれのデータページにエラーシンボルはなかった．また，非再生データページは最終的に拡散板によって所望のデータページと分離されるので，SNR は拡散角 $\theta_{dif}$ に依存する．よって，SNR の $\theta_{dif}$ 依存性を調査した．解析で得られた $D_1(x,y)$ 再生時における SNR の $\theta_{dif}$ 依存性を表 7.2 に示す．表 7.2 より，$\theta_{dif}$ に最適値があることが分かる．これは，$\theta_{dif}$ が小さい場合は非再生データページがあまり拡散されず，$\theta_{dif}$ が大きすぎる場合は多重拡散信号の角度スペクトルが対物レンズの開口を超えてしまうためである．

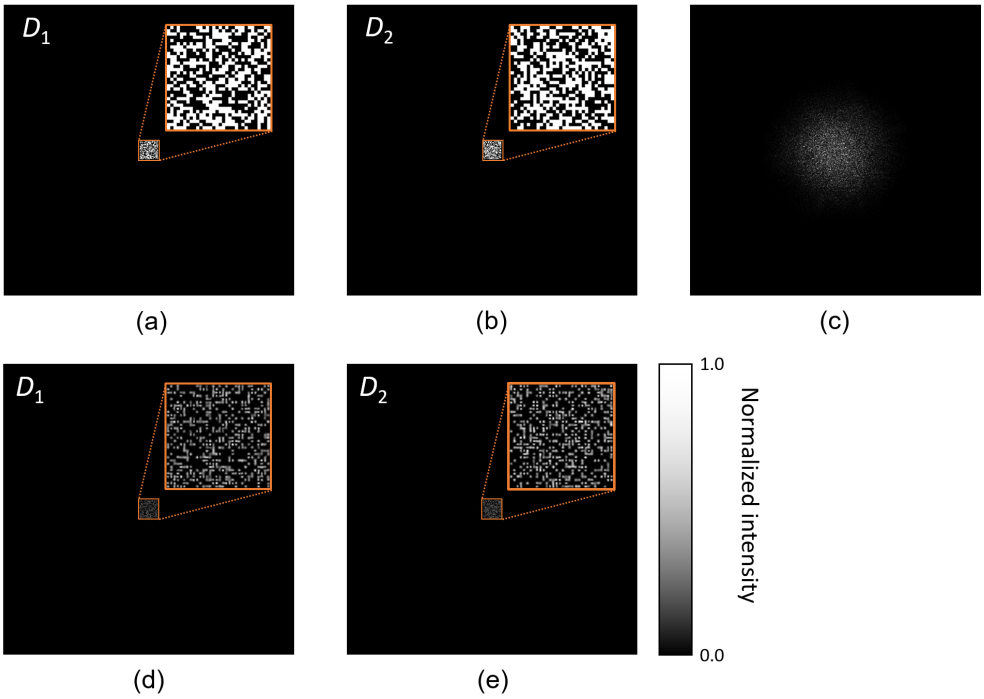



図 **7.10.** 強度分布．(a) 記録データページ $D_1$，(b) 記録データページ $D_2$，(c) 多重拡散信号，(d) 再生データページ $D_1$，(e) 再生データページ $D_2$

表 **7.2.** $D_1(x,y)$ 再生時における拡散角と SNR の関係

| $\phi_{dif}$ | 0.6 | 0.8 | 1.0 | 1.2 | 1.4 |
|---|---|---|---|---|---|
| SNR | 4.34 | 5.19 | 4.36 | 3.51 | 2.76 |

### 7.3.3 媒質ダイナミックレンジ消費の低減効果

次に，ダイナミックレンジ消費の低減効果を明らかにするために，提案手法と代表的な従来手法であるシフト多重法を比較する．図 7.11 に 2 多重記録したときの媒質の $xz$ 面 ($y = 0.0\,\mu$m) における屈折率変調量 $\Delta n$ の分布を示す．図 7.11(a) は提案手法，図 7.11(b) は従来手法（シフト多重方式）である．図 7.6 を見ると，提案手法の $\Delta n$ は分布全体で従来手法よりも小さく見える．実際，$\Delta n$ の平均値は提案手法で $9.89 \times 10^{-7}$，従来のシフト多重方式で平均値は $1.97 \times 10^{-6}$ であった．この結果は本手法がダイナミックレンジ消費を約 $1/M_v$ に削減できることを示している．

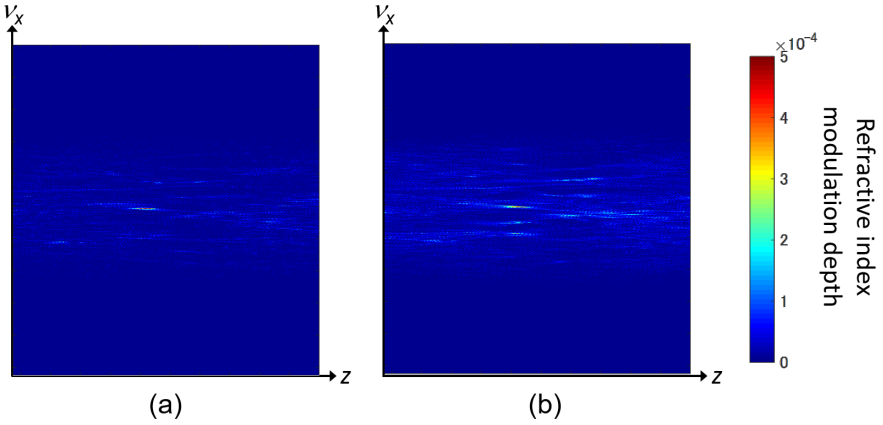



図 **7.11.** 2 つのデータページを記録した場合の記録媒質ないの $xz$ 面における屈折率変調深さ分布．(a) 提案手法，(b) スペックルシフト多重

### 7.3.4 記録密度に対する効果

本方法では，多重拡散信号を生成するために複数の光路およびビームコンバイナが必要となるので，多重数が増加した場合，光学系が大型化してしまう欠点がある．従って，本方法と従来の多重化方法とを組み合わせて，サイズと記録密度とのバランスを考慮したシステムが実用上有効であると言える．そこで，提案手法と従来の多重化手法（スペックル参照光を用いたシフト多重法）とを組み合わせた場合の記録密度を解析する．この場合，多重拡散信号がシフト多重によって多重記録されるので，データページの総記録枚数は $M_v M_s$ となる．$M_v$ と $M_s$ はそれぞれ本手法の多重数（本解析では 2 に固定）とシフト多重方式の多重数である．シフト多重法の場合， $N$ 番目の記録のための屈折率の三次元分布 $\Delta_{nN}(\nu x, \nu y, z)$ は次のように表すことができる．

$$\Delta n(\nu x, \nu y, z) = \Delta n_{max} \left\{ 1 - \exp\left[ -\frac{I_N(\nu x, \nu y, z)T - E_{sat} \log\left(1 - \frac{\Delta_{n(N-1)}(\nu x, \nu y, z)}{\Delta n_{max}}\right)}{E_{sat}} \right] \right\} \tag{7.19}$$

ここで，$I_N(\nu x, \nu y, z)$ は $N$ 番目の記録ホログラムの光強度 (W/cm$^2$)，$\Delta_{n(N-1)}(\nu x, \nu y, z)$ は $N-1$ 多重目のホログラムにおける屈折率分布である．図 7.12 にスペックルシフト

多重化におけるページレイアウトを示す．そして，各記録ごとに中心のホログラムから再生されたデータページ $D_1(x, y)$ の SNR を評価することで記録特性を評価する．また，$x$ および $y$ 軸に沿ったシフト選択度を図 7.13 に示す．図 7.13 を見ると，$x$ および $y$ 軸に沿って観測されたシフト選択度は共に約 3.18 $\mu$m であった．したがって，$x$ および $y$ 軸に沿ったシフト距離は 3.18 m に設定した．

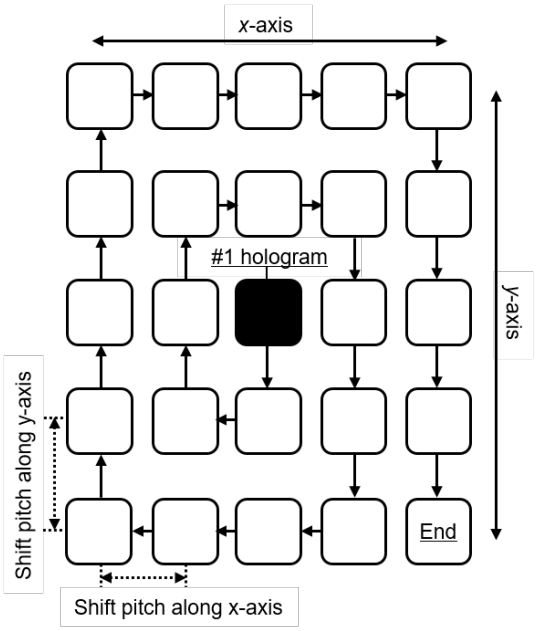



**図 7.12.** スペックルシフト多重化におけるページレイアウト．中心位置の黒い領域は評価のために再生される #1 ホログラムである

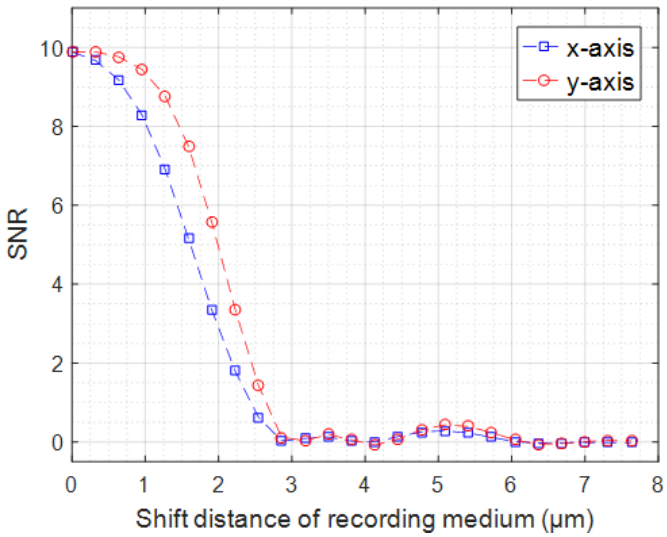



**図 7.13.** 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離を組み合わせたスペックルシフト多重における $x$ 及び $y$ 方向のシフト選択性

図 7.14 に再生データページ $D_1(x, y)$ における SNR と記録されたデータページの総数 $S$ の関係を示す．黒線はランダム拡散板なしのシフト多重，赤線はランダム拡散板を配置したシフト多重，そして，青線は本手法と組み合わせたシフト多重の結果をそれぞれ示している．図 7.14 の黒線と赤線を比較すると，達成可能な $S$ がランダム拡散板の配置だけによって改善されていることがわかる．これは，非再生ホログラムからのノイズがランダム拡散板によって減少したためである [38]．従って，図 7.14 の赤および青線を比較することにより，複数のデータページが同時に記録されることによる提案手法の純粋な効果を確認することができる．SNR の閾値を 2.0 に設定した場合，赤線および青線の達成可能な $S$ はそれぞれ 55 と 106 であった．この結果は提案手法が達成可能なデータページ多重数 $S$ を約 1.93 倍に増加させることを確認した．ダイナミックレンジの消費が提案手法によって 1/2（すなわち，$1/M_v$）に減少することを考慮すると，この結果は妥当であると言える．以上により，提案手法が高記録密度のホログラフィックメモリシステムを実現する大きな可能性を有しているいることを示した．

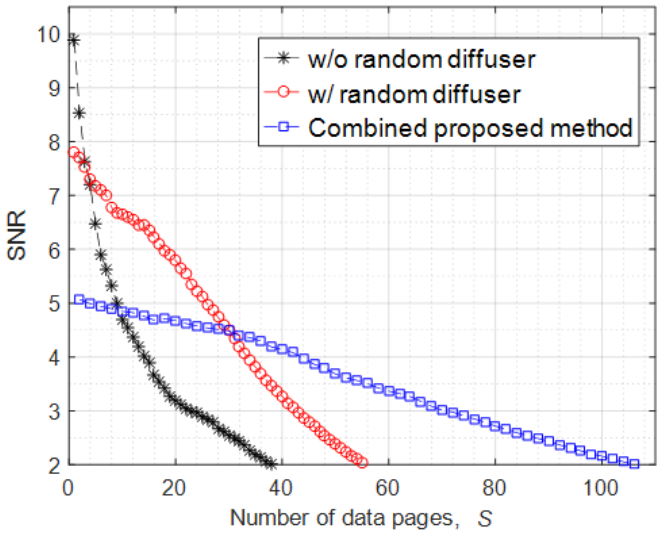



**図 7.14.** 仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離の有無による達成可能な多重数 $S$ の比較．SNR の閾値は 2.0 に設定

## 7.4 実証実験

ここでは，VPC を用いたデータページの多重分離を実験的に実証する．本実験では，本手法の基本動作を確認することを目的としているため，ランダム拡散板による各信号光の位相変調および多重化は計算機を用いて，複素振幅ベースの画像処理として行った．つまり，ビームコンバイナによって重ね合わされた後の $E(x, y)$ の複素振幅分布は計算機によって予め計算され，その後，空間光変調器（SLM）によって光学系に複製される．また，複素振幅画像の計算処理と実光学系上への生成を十分な精度で行う場合には，計算機で実行することに検証を行う上で問題はないことに注意する．

以下では，多重化信号光 $E(x, y)$ を計算機により生成する手順について説明する．まず，図 7.15(a)，7.15(b) に示すデータページ 1 およびデータページ 2，そして，図 7.15(c)，7.15(d) に示す位相分布を含む複素透過率との畳み込みをそれぞれ行う．これは 2 次元高速フーリエ変換（2D FFT）を用いて行われる．その結果，2 つの拡散信号光が得られる．このとき，元のデータページには数値解析の時と同様に，2 値ランダム位相マスクが追加することで信号光の DC 成分による局所的な強い露光を避けることができる．次に，図 7.15(e)，7.15(f) に示す多重化信号光の複素振幅分布 $E(x, y)$ は各拡散信号光の複素振幅分布を重ね合わせることによって生成される．

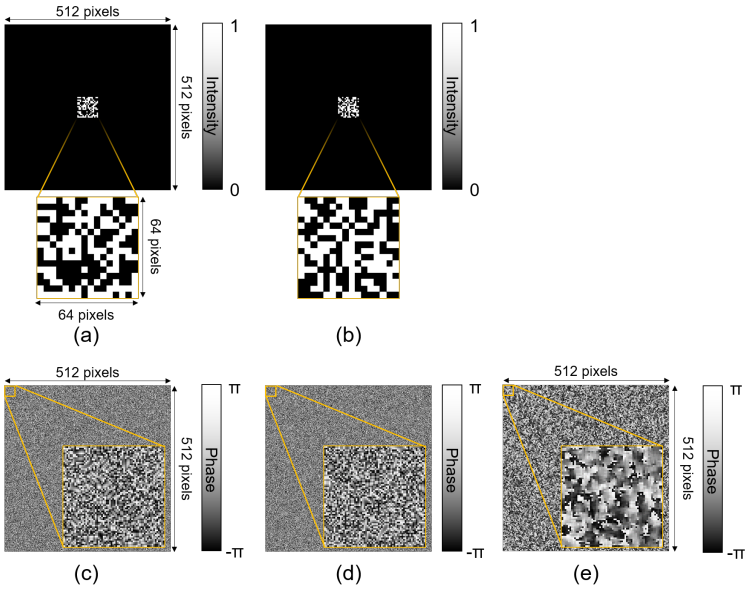



**図 7.15.** 記録したデータページ，ランダム拡散板の複素透過関数の位相分布，および多重信号光の複素振幅分布，(a) データページ 1，(b) データページ 2，(c) ランダム拡散板，$h_1(x, y)$，(d) ランダム拡散板，$h_2(x, y)$，　(e) 多重化信号光における強度分布，(f) 多重化信号光における位相分布

### 7.4.1 実験光学系

図 7.16 に本実験で用いる光学系を示す．本実験では，ホログラフィック媒体としてナノゲルフォトポリマー（共栄社化学（株））を用いた．

記録過程では，まず，ファイバー結合型のレーザ光源源（DPSS，波長 532nm）の出力をファイバコリメータで平行光とし，そのビーム系をビームエキスパンダ（BE）で 5 倍に拡大した．次に，拡大された平行光を，1/2 波長板（HWP: Half Wave Plate, HWP1）および偏光ビームスプリッタ（PBS1）を介して 2 つの光路に分岐した．これらの光路間の分岐比は HWP1 によって制御できる．そして，PBS1 を透過した光波の空間位相は，図 7.15(f) に示した多重信号光の位相分布を表示した位相型空間光変調器（PSLM，浜松ホトニクス，x10468-04，ピクセルサイズ $20 \times 20\,\mu\mathrm{m}^2$，画素数 $800 \times 600$）によって変調される．ここで，多重信号光は十分な拡散性を有しているため，その位相分布はキノフォームとして扱うことができる．その後，PSLM によって変調される光波は $4f$ 光学系（L1, L2）で結像され，対物レンズ（OBJ1，NA = 0.42）で集光される．この集光面において，多重化された信号光 $E\,(x, y)$ は $E\prime\,(x, y)$ として複製される． ここで，L1 と L2 の焦点距離は $E\prime(x, y)$ のビーム直径が OBJ1 の瞳のサイズにほぼ等しくなるように選択した．一方，PBS1 で反射された参照光 $r_1\,(x, y)$ は $4f$ 光学系（L5, L6）によって 1/15 に縮小された．次に，集束された $E\prime(x, y)$ と $r_1(x, y)$ との間の干渉縞は体積ホログラムとしてホログラフィック媒体内に記録される．このとき，$E\prime(x, y)$ および $r_1(x, y)$ の光パワーはそれぞれ約 300.0 $\mu$W と 600.0 $\mu$W，露光時間は 1.0 秒とした．

読み出し過程では，媒体中の記録体積ホログラムに $r_1(x, y)$ を照射することにより，光波 $E_{read}(x, y)$ が回折する．次に，OBJ2 によって $E_{read}(x, y)$ をは平行光となり，$4f$ 光学系（L3-L4）によって CMOS イメージセンサ（CMOS，FLIR Integrated Imaging Solutions Inc.，Grasshopper3 GS3-U3-41C6M-C，ピクセルサイズ $5.5 \times 5.5\,\mu\mathrm{m}^2$，画素数 $2048 \times 2048$）に結像される．ここで，リレーレンズ L3，L4 の焦点距離は PSLM の 1 画素が $4 \times 4$ の CMOS 画素に対応するように選択した．さらに，$r_2(x, y)$ を PBS2 で $r_1(x, y)$ から分岐し BS2 で $E_{read}(x, y)$ と干渉させた．この干渉縞は CMOS で検出される．ここで，$E_{read}(x, y)$ と $r_2(x, y)$ 間の強度比と偏光はそれぞれ HWP2 と HWP3 によって，干渉縞が最大のコントラストとなるように調整した．さらに，$r_2(x, y)$ の入射角は M3 によって $x$ 軸 $y$ 軸に沿って 2.77° 以内になるように設定された．これは，干渉縞のパターンが CMOS のピクセルサイズによって決定されるサンプリング定理を満たすようにするためである．次に，検出されたデジタルホログラムにフーリエフリンジ分析 [39] を適用することにより，$E_{read}(x, y)$ の複素振幅分布を検索した．最後に，計算機によって分離過程（図 7.6（b）の灰色の領域）が実行されることで，検出された複素振幅分布から各データページを再生した．

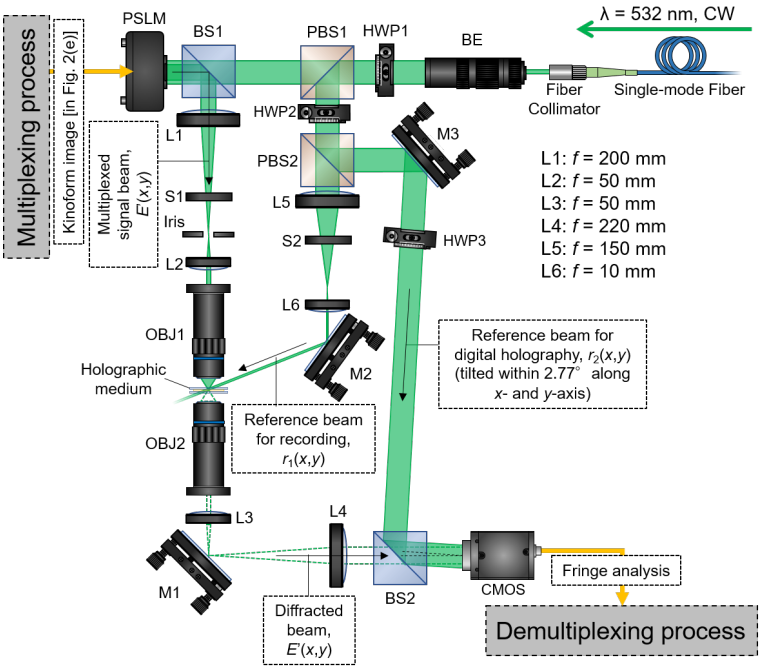



**図 7.16.** 仮想位相共役を用いたデータページの多重分離の実証に向けた光学系． BE：ビームエキスパンダ，HWP1–3：1/2 波長板，BS1, 2：ビームスプリッタ，PBS1, 2：偏光 BS，L1–6：レンズ，S1, 2：シャッタ，OBJ1, 2：対物レンズ M1–3： ミラー，PSLM：位相型空間光変調器，CMOS：CMOS イメージセンサ

### 7.4.2 記録再生特性の評価

以下では，実験結果を示し，それらについて議論する． 図 7.17(a) および 7.17(b) にフーリエ縞解析によって復元された $E_{read}(x, y)$ の複素振幅分布の強度および位相分布をそれぞれ示す．また，図 47.17(a) および 7.17(b) はその後 VPC を用いた分離・再生過程を経て再生されたデータページ 1 およびデータページ 2 である．$E_{read}(x, y)$ の強度分布は図 7.16 におけるファイバコリメータを通過した後の平行光が不完全なガウス型強度プロファイルを有していたためその強度ピークは中心から偏っていた．それにもかかわらず，結果のデータページが正しく再生されていることがわかる．ここで，再生品質は数値解析シミュレーションの時と同様に SNR によって評価する．再生データページ 1 および 2 の SNR はそれぞれ 2.71 および 2.58 であった．さらに，再生されたデータページは全シンボル数と正しいシンボル数との比であるシンボル誤り率（SER）によっても評価された．再生データページ 1 および 2 の SER はそれぞれ 0.015 および 0.019 であった．誤りであったシンポルは誤り訂正変調符号を有するデータページ [21] を用いて訂正することができる．従って，これらの結果から複素振幅に重畳された複数のデータページを単一の露光で記録することができ，データページを多重化複素振幅から独立して再生できることを実証した．光パワーや露光時間などの記録条件は現時点では最適化されていないことに注意したい．つまり，これらの条件を最適化することによって SNR および

SER を改善することは可能である．加えて，これらのデータページがホログラフィック媒体の同じ領域に記録されたことを確認するために，本手法におけるシフト選択性を調査した．この時，記録媒体は読取り時に自動移動ステージによって $x$ 軸に沿ってシフトされた．図 7.18 にホログラフィック媒体の各シフト位置におけるデータページ 1 および 2 の SNR を示す．図 7.18 を見ると，各データページにおける SNR のピークの位置 ($z = 0.0\ \mu$m) およびシフト選択性は良く一致している．これはどちらのデータページもホログラフィック媒体の同じ領域に記録されたことを証明している．

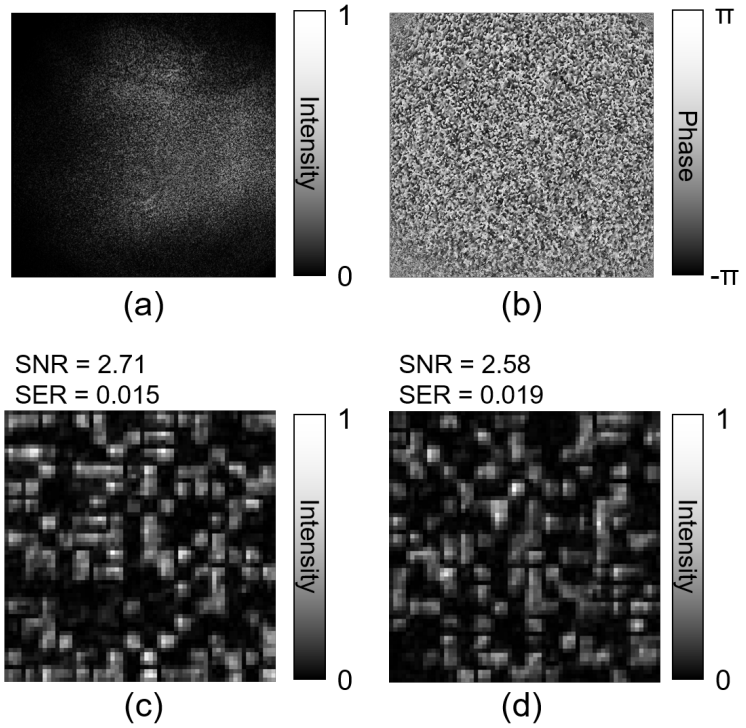



図 **7.17.** 再生された回折光およびデータページ，(a) 回折光の強度画像，(b) 回折光の位相画像，(c) データページ 1，(d) データページ 2

図 **7.18.** データページ 1 及び 2 における $x$ 方向シフト選択性

## 7.5 多層化ホログラフィックメモリへの応用

これまで述べてきた多重化技術は断面（$xy$）方向のみにホログラムを多重しているため，媒体内の 3 次元的な記録領域全体を有効に活用することができない．媒体中の 3 次元記録領域を有効に利用する技術として，多層ホログラフィックメモリ [40, 41] が提案されている．多層ホログラフィックメモリは深さ（$z$）方向に沿って媒体を走査しながら，ホログラムの連続的な記録および読み出しを行うことで，各ホログラムが層構造を成して記録される．つまり，多層ホログラフィックメモリはバルクな記録媒質に全光学的に多層記録を行うことができる技術であるといえる．図 7.19 に多層化ホログラフィックメモリの原理図を示す．図 7.19(a) は機械的に対物レンズまたは記録媒質を機械的に走査する手法，図 7.19(b) は位相型空間光変調器にレンズ位相因子を表示することで電子的に走査する手法である．

しかし，多層ホログラフィックメモリはこのように深さ（$z$）方向に沿った記録媒質の走査が必要になり，従来の光メモリにおけるディスクのサーボ技術の応用が難しくなる．また，ホログラムの深さ方向に連続的な記録および読み出しが必要となる．これらの問題を解決するために，VPC を用いたデジタル画像多重分離を応用した新たな多層ホログラフィックメモリを提案する．この方法では，複数の信号ビームに異なる曲率を有するレンズ位相因子が加えられたのちそれらの複素振幅分布が重ね合わされる．したがって，各信号光はそれぞれ媒体内の異なる z 位置に集束される．これらの信号光を単一の参照光で同時に記録する．その後，同一の読み出し光でホログラムの読みだしを行った後，ランダム拡散板の位相変調と位相共役光の効果に基づいく VPC を用いて各信号光を選択的に復調する．このように，本手法は媒体各層に複数の信号光を同時に記録することができるため，$z$ 方向の走査が不要になる．以下では，本手法の基本原理を説明し，その記録再生特性を数値解析シミュレーションで確認する．また，実現可能な多重数を本手法および従来手法で比較する．

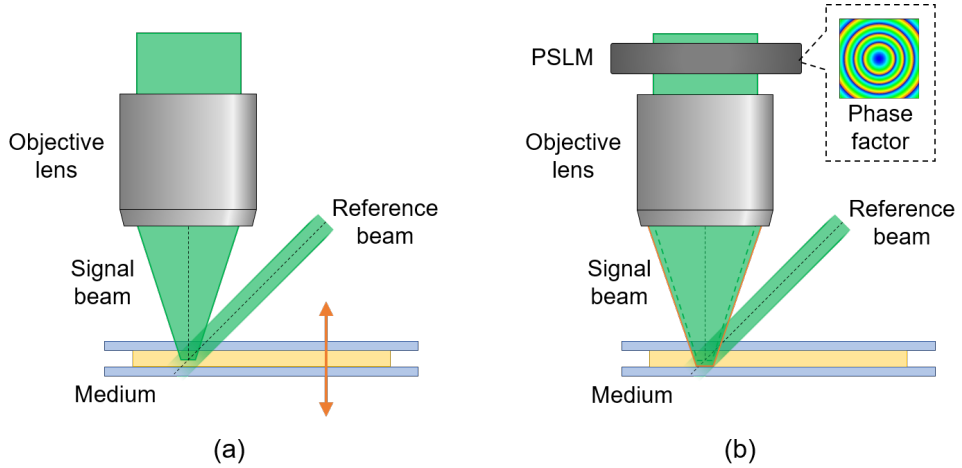



**図 7.19.** 多層化ホログラフィックメモリの原理図，(a) 機械的 $z$ 走査，(b) 電子的 $z$ 走査

### 7.5.1 動作原理

本手法は通常の仮想位相共役技術によるデジタル画像多重分離と同様に，多重・記録過程 (図 7.20(a))，読み出し・分離過程 (図 7.20(b)) に分けることができる．つまり，デジタル画像多重分離との違いは各拡散信号光に異なる曲率を有するレンズ位相因子を付与する点のみである．このとき，図 7.20 内でグレーで色づけした領域はコンピュータ内で電子的なプロセスとして行われる．ここでは，一番簡単な光学系となるように多重過程も計算機上で行う系で説明する．

多重･記録過程では，まず，FFT により求めた 2 次元データページ $D_k(k = 1, 2, 3, \cdot, M)$ の空間スペクトル分布にランダム拡散板の複素透過関数 $\exp[h_k(x, y)]$ を乗算する．ここで，$k$ はデータページのラベル番号，$M$ は層番号である．次に，ランダム拡散板で変調された空間スペクトル分布に IFFT を適用することによって，拡散信号光を得る．そして，M 本の拡散信号光が生成し，それらに異なる曲率を有するレンズ位相因子 $\exp[\phi_k(x, y)]$ が乗算される．これらの拡散信号光の複素振幅分布を重ね合わせることで多重信号光を生成する．最後に，空間光変調器（SLM）を用いて実際の光学系で多重化された拡散信号光を物理的な光学系上に複製する．その後，複製された多重信号光と参照光との干渉縞を記録媒質に記録する．このとき，拡散信号光の各成分はレンズ位相因子の影響によって記録媒質の異なる $z$ 位置に集束されることに注意する．

読み出し・分離過程では，まず，再び記録後のホログラフィック媒質に参照光を照射することにより，多重信号光が回折される．回折された光波の複素振幅分布をデジタルホログラフィ（DH）によって検出する．次に，検出した複素振幅分布を計算機上に取り込み，その位相項の符号を反転させることで，位相共役な多重信号光を生成する．そして，レンズ位相因子 $\exp[\phi_l(x, y)]$ を再び加え，相殺する．その後，FFT，ランダム拡散板の複素透過関数 $\exp[h_l(x, y)]$ を乗算，および IFFT を行う．このとき，所望のデータページ $D_l$ を含む信号光は元のデータページとして復調される．このように，本手法は $z$ 方向に沿ってホログラムを同時に記録及び再生することができるので，走査を不要とし，かつ，より光学システムを単純化した多層ホログラフィックメモリを実現することができる．

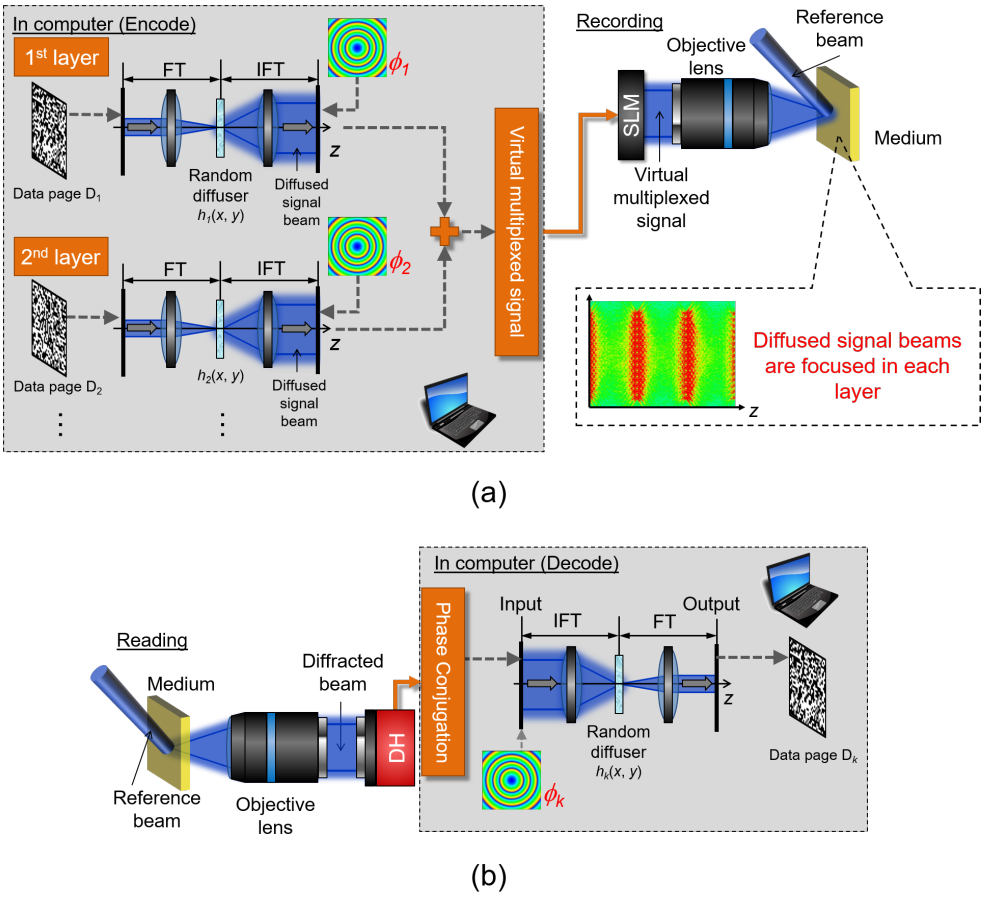



図 **7.20.** 仮想位相共役技術によるデジタル画像多重分離を用いた多層化ホログラフィックメモリ，(a) 多重・記録過程，(b) 読み出し・分離過程

### 7.5.2 数値解析シミュレーション

ここでは，仮想位相共役技術によるデジタル画像多重分離を用いた多層化ホログラフィックメモリの動作を確認するための数値解析シミュレーションについて述べる．解析モデルおよび解析パラメータは全て 7.3.1 節で説明したものと同様である．異なる点はレンズ位相因子の複素透過関数 $\exp[\phi_k(x,y)]$ が合波前の拡散信号光に付与される点，また，VPC による分離時にそのレンズ位相因子のキャンセルが行われる点である．また，このレンズ位相因子は 5.2.2 節で述べたデフォーカス波面を用いて以下のように表すことができる．(導出は付録 B)

$$\phi_k(x,y) = \frac{\Delta z_k (x^2+y^2)}{f^2} \tag{7.20}$$

ここで，$\Delta z_k$ は $k$ 層目の媒質内における $z$ 位置，$f$ は媒質直前の対物レンズの焦点距離である．本解析では，層数 $M$ は 2 とし，異なる z 位置 ($-200\ \mu$m と $200\ \mu$m) に 2 つのデータページを同時記録する．図 7.21 にそれぞれの記録したデータページを示す．媒質

内の光波伝搬計算は 7.3.1 節と同様に FFT ビーム伝搬法を用いた．干渉縞の強度分布を屈折率への変換もこれまでの数値解析シミュレーションと同様である．

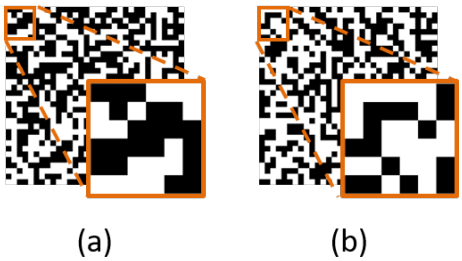



**図 7.21.** 記録したデータページ，(a) データページ 1($z = -200\,\mu$m)，(b) データページ 2($z = 200\,\mu$m)

### 7.5.3 結果・考察

図 7.22 に VPC による分離を経て再生された各データページを示す．これらのデータページの SNR は 4.84 および 5.09 であり，十分な精度を持って再生されていることがわかる．また，各シンボルともエラー無く再生された．また，図 7.23 は分離過程時におけるレンズ位相因子の $\Delta z_k$ を $-200\,\mu$m から $200\,\mu$m の間で微小に変化させて得られた $z$ シフト位置における正規化された回折効率を示す．つまり，これは $z$ 方向のシフト選択性である．図 7.23 を見ると，各ホログラムは記録された異なる $z$ 位置でそれぞれ強く回折していることがわかる．つまり，それぞれのホログラムが狙った $z$ 位置 (層) に記録されていることが分かる．また，本手法及び従来の多層化ホログラフィックメモリの $z$ 方向におけるシフト選択性を図 7.24(a) に示す．図 7.24(a) より，本手法の $z$ 方向におけるシフト選択性は 66.0 $\mu$m，従来の多層化ホログラフィックメモリのそれは 12.0 $\mu$m であった．本手法の $z$ 方向シフト選択性が悪化した理由として，従来手法の $z$ 方向シフト選択性は一般的に信号光が記録媒質中で形成する 3 次元的なスペックルサイズに依存する [42] が，提案手法では与えるレンズ位相因子の焦点深度とランダム拡散板の拡散角に依存するためである．そこで，本手法における $z$ 方向シフト選択性とランダム拡散板の拡散角の依存性を調査した．図 7.24 にその結果を示す．図 7.24 を見ると，拡散角が大きくなるにしたがって確かに $z$ 方向シフト選択性が向上していることがわかる．この結果は本手法における $z$ 方向シフト選択性は拡散角の大きな拡散板を用いる事で，従来と同様に得られる可能性があることを示している．

次に，我々の方法と従来の方法をスペックルシフト多重法に適用した場合の SNR を解析する．各記録について，第 1 のデータページが読み取られ，その SNR が計算される．図 7.25 は第 1 データページの SNR と多重数との関係を示す．図 7.25 より，各層に 100 データページ（合計 200 ページ）が記録されている場合，本方法の達成可能な SNR は従来の方法とよく一致していた．したがって，本手法が達成可能な多重数を維持しながら複数の層でホログラムの同時記録および読み出しを行うことができることを示した．

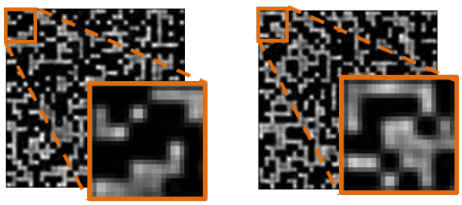



図 **7.22.** 再生されたデータページ，(a) データページ 1($z$ = −200 $\mu$m)，(b) データページ 2($z$ = 200 $\mu$m)

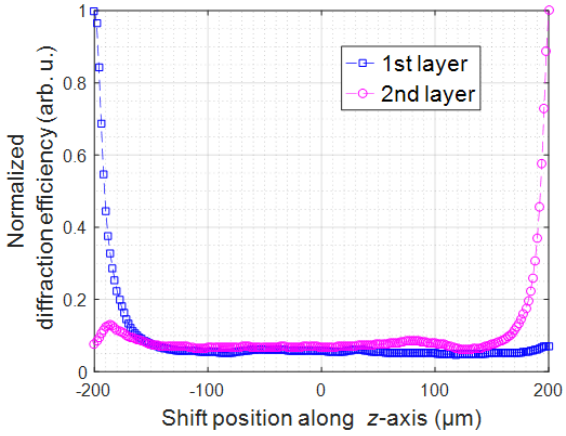



図 **7.23.** 各データページの $z$ 方向に沿った規格化回折効率

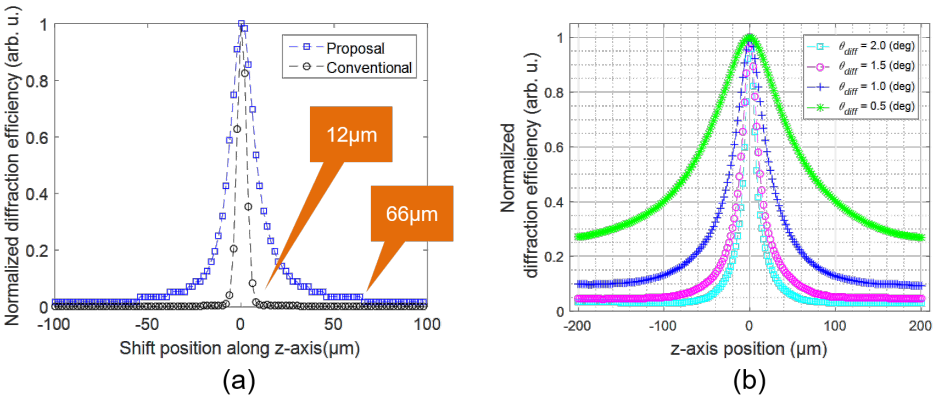



図 **7.24.** $z$ 方向シフト選択性，(a) 提案手法と従来法の比較，(b) 提案手法における各拡散角毎の $z$ 方向シフト選択性

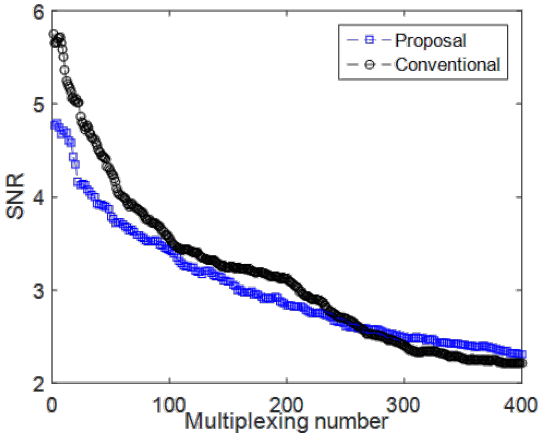



図 **7.25.** データページ多重数と SNR の関係性

## 7.6 まとめ

ホログラフィックメモリにおける媒質ダイナミックレンジの消費を低減するために，仮想位相共役を用いたデジタル画像の多重分離を提案した．本手法では，記録媒質におけるダイナミックレンジの消費を理論的に $1/M_v$ に低減する．2 多重した場合の数値解析シミュレーションにより，データページの再生と屈折率変調量が従来の多重化方式と比べ，1/2 (即ち $1/M_v$) に低減されたことを確認した．また，再生データページの SNR における拡散角依存性を調査し，最適な拡散角があることを明らかにした．加えて，より実用的なシステムを考慮して，本手法とシフト多重方式と組み合わせた場合の記録特性を解析した．その結果，本手法を組み合わせた場合に達成可能なデータページの記録枚数が約 1.93 倍増加したことが確認できた．さらに，2 多重した場合の実験も行い，本手法の基本原理を実証した．実用的な HDS システムでは，拡散された信号光の複素振幅分布が元のデータページよりも高い分解能の SLM を必要とするため，多重化過程は実際の光学系で実行されるべきである．本実験では，意図的に解像度の低いデータページを使用することで，SLM の解像度内に収まる拡散信号光を生成した．将来的に，高解像度の変調素子が開発された場合，多重化処理も仮想的に行うことができる．以上に加え，本多重方式を多層化ホログラフィックメモリに応用する系も提案した．この場合，記録媒質の $z$ 方向のスキャニングが不要となる．この場合の動作原理も数値解析シミュレーションによって確認した．

今後の計画として，まず，実際の光学系を用いた多重化プロセスを実行する．このとき，多重信号光の複素振幅分布は複雑であるため，達成可能な多重数と記録媒体の空間分解能との関係を調査する．また，データページあたりの露光量の低減と記録密度の向上を実験的に確認する．また，数値解析と同様にスペックルシフト多重と本手法を組み合わせた場合の達成可能なデータページの多重数を実験的に確認する．この時，達成可能なデータページの多重数はデータページが十分に多重化されている場合に，本手法の有無で SNR を比較することによって実験的に評価される．最終的には，多層化ホログラフィックメモリも組み合わせて，記録媒質の 3 次元構造中にどのようにホログラムを多重した場合に記録密度が最大となるかを調査する．

## 参考文献

[1] E. N. Leith, A. Kozma, J. Upatnieks, J. Marks, and N. Massey, “Holographic Data Storage in Three-Dimensional Media,” Appl. Opt. **5**, 1303–1311 (1966).

[2] D. Psaltis and G. W. Burr, “Holographic data storage,” Computer **31**, 52–60 (1998).

[3] L. Hesselink, S. S. Orlov, and M. C. Bashaw, “Holographic data storage systems,” Proc. IEEE **92**, 1231–1280 (2004).

[4] M. Ezura, S. Baba, and N. Kihara, “Holographic Memories Using 2-Dimensional Phase-Code Multiplexing Method,” Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 4945–4958 (2004).

[5] Y. Takayama, Y. Okazaki, J. Zhang, T.Aruga, and K. Kodate, “Method of hologram multiplexing by use of a fiber bundle with rotary movement,” Appl. Opt. **43**, 1331–1336 (2004).

[6] F. H. Mok, “Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate,” Opt. Lett. **18**, 915–917 (1993).

[7] O. Matoba and B. Javidi, “Encrypted optical storage with angular multiplexing,” Appl. Opt. **38**, 7288–7293 (1999).

[8] G. A. Rakuljic, V. Leyva and A. Yariv, “Optical data storage by using orthogonal wavelength-multiplexed volume holograms,” Opt. Lett. **17**, 1471–1473 (1992).

[9] D. Lande, J. F. Heanue, M. C. Bashaw and L. Hesselink, “Digital wavelength-multiplexed holographic data storage system,” Opt. Lett. **21**, 1780–1782 (1996).

[10] D. Psaltis, M. Levene, A. Pu, and G. Barbastathis, “Holographic storage using shift multiplexing,” Opt. Lett. **20**, 782–784 (1995).

[11] G. Barbastathis, M. Levene, and D. Psaltis, “Shift multiplexing with spherical reference waves,” Appl. Opt. **35**, 2403–2417 (1996).

[12] F. H. Mok, G. W. Burr, and D. Psaltis, “System metric for holographic memory systems,” Opt. Lett. **21**, 896–898 (1996).

[13] M. Ortuno, S. Gallego, C. Garcia, C. Neipp, and I. Pascual, “Clarifications to the paper “Holographic characteristics of a 1-mm-thick photopolymer to be used in holographic memories”,” Appl. Opt. **44**, 1448–1448 (2005).

[14] L. Dhar, A. Hale, H. E. Katz, M. L. Schilling, M. G. Schnoes, and F. C. Schilling, “Recording media that exhibit high dynamic range for digital holographic data storage,” Opt. Lett. **24**, 487–489 (1999).

[15] V. Pramitha, B. Das, J. Joseph, R. Joseph, K. Sreekumar, and C. S. Kartha, “High efficiency panchromatic photopolymer recording material for holographic data storage systems,” Opt. Mater. **52**, 212–218 (2016).

[16] C. B. Burckhardt, “Use of a Random Phase Mask for the Recording of Fourier Transform Holograms of Data Masks,” Appl. Opt. **9**, 695–700 (1970).

[17] Y. Torii, “Synthesis of deterministic phase codes for phase shifter in holography,” Opt. Commun. **24**, 175–180 (1978).

[18] M. Bernal, G. Burr, H. Coufal, R. Grygier, J. Hoffnagle, C. Jefferson, E. Oseterschulze, R. Shelby, G. Sincerbox, M. Quintanilla, “Effects of multilevel phase masks on interpixel cross talk in digital holographic storage,” Appl. opt. **36**, 3107–3115 (1997).

[19] J. Yang, S. Jin, Y. Bae, S. Lee, “Holographic storage using optimized phase mask for uniformizing a Fourier spectrum,” Opt. Commum. **155**, 12–16 (1998).

[20] J. Yang, L. M. Bernardo, and Y.-S. Bae, “Improving holographic data storage by use of an optimized phase mask,” Appl. Opt. **38**, 5641–5645 (1999).

[21] H. Horimai, H. Kato, P. B. Lim, K. Watanabe, M. Inoue, “Multi-level Phase Modulation Coding/Decoding Method by Collinear Phase-lock Holography,” *Proc. Int. Workshop Holographic Memories and Display 2009*, 3A-2, 3–4.

[22] H. Kato, H. Horimai, P. B. Lim, K. Watanabe, M. Inoue, R. Arai, N. Morishita, and J. Ikeda, “Multi-level Phase Recording by Collinear Phase-lock Holography,” *Proc. Int. Workshop Holographic Memories and Display 2009*, 3PD-2, 79–80.

[23] K. Zukeran, A. Okamoto, M. Takabayashi, A. Shibukawa, K. Sato, and A. Tomita, “Double-Referential Holography and Spatial Quadrature Amplitude Modulation,” Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 09LD13-1–09LD13-9 (2013).

[24] T. Nobukawa and T. Nomura, “Multilevel recording of complex amplitude data pages in a holographic data storage system using digital holography,” Opt. Express **24**, 21001–21011 (2016).

[25] K. Shimada, T. Ishii, T. Ide, S. Hughes, A. Hoskins, and K. Curtis, “High density recording using monocular architecture for 500 GB consumer system,” *Optical Data Storage Topical Meet. 2009*, 61–63.

[26] P. J. Van Heerden, “Theory of optical information storage in solids,” Appl. Opt. **2**, 393–400 (1963).

[27] H. Horimai, X. Tan, and J. Li, “Collinear holography,” Appl. Opt. **44**, 2575–2579 (2005).

[28] M. Ortuo, S. Gallego, C. Garca, C. Neipp, and I. Pascual, “Holographic characteristics of a 1-mm-thick photopolymer to be used in holographic memories,” Appl. Opt. **42**, 7008–7012 (2003).

[29] K. Buse, A. Adibi, and D. Psaltis, “Non-volatile holographic storage in doubly doped lithiumniobate crystals,” Nature **393**, 665–668 (1998).

[30] M. Miura, O. Matoba, K. Nitta and T. Yoshimura, “Speckle-Shift Multiplexing along Axial Direction in Reflection-Type Holographic Memory,” Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 3832 (2007).

[31] M. R. Ayres and R. R. McLeod, “Medium consumption in holographic memories,” Appl. Opt. **48**, 3626–3637 (2009).

[32] J. Schwider, “Phase shifting interferometry: reference phase error reduction,” Appl. Opt. **28**, 3889–3892 (1989).

[33] I. Yamaguchi, and T. Zhang, “Phase-shifting digital holography,” Opt. Lett. **22**, 1268–1270 (1997).

[34] Y. Awatsuji, T. Tahara, A. Kaneko, T. Koyama, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel two-step phase-shifting digital holography,” Appl. Opt. **47**, D183-D189 (2008).

[35] A. Okamoto, K. Kunori, M. Takabayashi, A. Tomita, and K. Sato, “Holographic diversity interferometry for optical storage,” Opt. Express **19**, 13436–13444 (2011).

[36] J. Tanaka, A. Okamoto, and M. Kitano, “Development of Image-Based Simulation for Holographic Data Storage System by Fast Fourier Transform Beam-Propagation Method,” Jpn. J. Appl. Phys. **48**, 03A028-1–03A028-5 (2009).

[37] S. R. Lambourdiere, A. Fukumoto, K. Tanaka, and K. Watanabe, “Simulation of Holographic Data Storage for the Optical Collinear System,” Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 1246–1252 (2006).

[38] A. Shibukawa, A. Okamoto, Y. Wakayama, A. Tomita, H. Funakoshi, and K. Sato, “Digital Image Diffusion Technique for Suppressing Interpage Crosstalk in Holographic Data Storage,” Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 09LD03-1–09LD03-9 (2013).

[39] 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**, 156–160 (1982).

[40] A. Shibukawa, A. Okamoto, A. Tomita, M. Takabayashi and K. Sato, “Multilayer Collinear Holographic Memory with Movable Random Phase Mask,” Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 09ME10-1–09ME10-5 (2013).

[41] T. Nobukawa and T. Nomura, “Multilayer recording holographic data storage using a varifocal lens generated with a kinoform” Opt. Lett. **40**, 5419–5422 (2015).

[42] H. Yamatsu, S. Baba and N. Kihara, “Shift Selectivity and Hologram Playback Margin Dependence on the Average Speckle Size of a Randomly Phase Encoded Reference Beam,” Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 4949 (2004).

# 第8章

# 結論と今後の課題

近年の計算機の計算能力の爆発的な向上および液晶・CMOS などの要素技術の発展に伴って複素振幅ベースでの物理的な光学系と仮想的な光学系の融合が今後はより加速し一般化していくと考えられる．そのような状況に際し，本研究は計算機上で実行される仮想的な位相共役波の生成方法である仮想位相共役とその光情報処理システムへの応用について検討したものである．以下に各章のまとめと今後の課題について述べる．

第 2 章では，本研究で提案する仮想位相共役を実現するために必要となる基礎理論や要素技術について述べた．まず，複素振幅制御技術の基礎となるホログラムの記録再生原理について述べた．次に，複素振幅の生成技術として，軸外計算機合成ホログラムおよびキノフォームについてその基本原理と動作について述べた．そして，複素振幅の検出技術として，フーリエ縞解析および位相シフトデジタルホログラフィについてその基本原理と動作について述べた．また，ホログラムの位相共役再生によって得られる位相共役光の基本的な概念と性質について述べたのちに，位相共役光の実際的な光学的発生方法として，フォトリフラクティブ結晶を用いた 4 光波混合および空間光変調器と 2 次元イメージセンサを用いてデジタル的に位相共役光を得る DPC の基本原理と動作について述べた．最後に，本研究で扱う VPC 技術について解説した．

第 3 章では，従来の RF-HDI よりも高い精度で光複素振幅分布を得るために，反復測定による高精度 RF-HDI を提案した．実験において，得られた位相画像の SNR を比較し，従来の RF-HDI より 8.77dB 向上したことを確認した．また，この結果の確証として，内部参照光のスポットサイズとピンホールを通過する光パワーを観測することによって内部参照光の波面精度と光パワー効率を評価した．その結果，反復回数に応じて波面精度と光パワー効率が同時に向上したことを明らかにした．今後は，ピンホール径を最適化することでフィードバックの反復回数を減らした状態でも従来の RF-HDI よりも高い精度で測定できることを検証する．

第 4 章では，仮想位相共役における光学ノイズ除去特性について説明した．また，本特性を実証するため，対物レンズが正しく結像している場合を信号成分，正しく結像しておらず収差が発生している場合をノイズ成分とした実験を行った．実験の結果より，ノイズのみが広範囲に拡散し，信号成分と空間的に分離できることを示した．実験において，仮想位相共役を高い精度で実行するためのピクセルマッチングなどについても本章で記載した．この特性は第 6 章および第 7 章でそれぞれ述べられる断層イメージングやホログラフィックメモリに共通して用いられる特性である．

第 5 章では，機械的スキャニングが不要な深さ測定に向けて，仮想 $4f$ 光学系の位相共役伝搬を用いたデジタル共焦点顕微鏡を提案した．また，本手法の基本動作を検証し，深さ分解能を評価した． さらに，深さ方向にスキャニングすることなく，カバーガラス

の深度イメージングを実現した．実験結果より，本手法は機械的走査を行わずに複数の散乱光を含む単一の複素振幅分布から計測物体の深さ情報を一括して測定できることが示された． この技術は共焦点顕微鏡の測定速度を向上させる大きな可能性を有している．

第 6 章では，シングルショットでの 3 次元断層画像を達成するために，VPC-OT を提案した． VPC-OT では，プローブ光のデジタル暗号化および復号化は低コヒーレンス干渉法または共焦点光学系なしに光学セクショニング特性を提供する．VPC-OT の重要な利点として，従来の OTI で困難であったシングルショットでの 3 次元断層撮像が可能である点が挙げられる．また，カバーガラスの深度イメージングとカエル血球の 3 次元計測を実証し，VPC のイメージング能力を検証した．さらに，空間分解能及び計測時間についてを調査・考察を行った．今後の課題として，VPC-OT の欠点である信号と背景光ノイズとの間の SNR を改善するために，焼きなまし法や遺伝的アルゴリズム等を用いて非周期的位相分布 $h_d(x, y)$ を最適化する必要がある．また，実際の生体計測において VPC を適用するため，微小粒子を含む寒天ゲルのような散乱媒体を介したイメージングを実証する必要がある． さらに，DMD による高速 SLM と高フレームレートカメラを導入し，それらの動作を最適化することにより，非常に高速な 3D 断層撮影が実現可能であることを実証する必要がある．

第 7 章では，ホログラフィックメモリにおける媒質ダイナミックレンジの消費を低減させ，記録密度を向上させるために，VPC を用いたデジタル画像の多重分離を提案した．本手法では，記録媒質におけるダイナミックレンジの消費を理論的に $1/M_v$ に低減する．2 多重した場合の数値解析により，データページの再生と屈折率変調量が従来の多重化方式と比べ，1/2 (即ち $1/M_v$) に低減されたことを確認した．また，再生データページの SNR における拡散角依存性を調査し，最適な拡散角があることを明らかにした．加えて，より実用的なシステムを考慮して，本手法とシフト多重方式と組み合わせた場合の記録特性を解析した．その結果，本手法を組み合わせた場合に達成可能なデータページの記録枚数が約 1.93 倍増加したことが確認できた．

このように，本研究では VPC の概念を位相共役光学に体系づけるとともに，具体的なアプリケーションも同時に提示することで，昨今需要が高まっている医療・ライフサイエンス分野やビッグデータ分野の発展にも寄与できる．また，将来的には，第 3 章で述べた反復測定による高精度 RF-HDI を用いた参照光不要型の VPC を実現することで，長距離光通信，リモートセンシング，また，蛍光を用いたイメージング等，コヒーレントな参照光を用意することが難しい場合への応用が可能となる．これによって，応用可能分野が拡大し，上記分野のみならず，様々な分野に効果が波及することが考えられる．

最後に，本研究で得られた知見が今後の情報フォトニクス分野の発展の一助となれば幸いである．

# 謝辞

本論文を執筆するにあたりまして，非常に多くの方々にご協力頂きました．この場を借りて御礼申し上げます．

初めに，北海道大学大学院情報科学研究科の教職員の方々に御礼申し上げます．学位論文審査会において主査を担当していただきました北海道大学大学院情報科学研究科の富田章久教授には日頃より本研究に対して多くの有益なご意見を賜りました．深く感謝申しあげます．同じく学位論文審査会において副査を担当していただきました北海道大学大学院情報科学研究科の末岡和久教授，池辺将之准教授には研究発表において大変有益なご意見を頂きました．ここに御礼申し上げます．また，著者の研究に対し積極的に有益なご意見いただき，何度も原稿等の添削や議論をして頂きました北海道大学大学院情報科学研究科の小川和久助教に感謝致します．そして，日頃からの研究に対するご指導だけでなく，研究者としての在り方についてもご助言頂きました北海道大学大学院情報科学研究科の岡本淳准教授に心より感謝申し上げます．

次に，著者の所属する光エレクトロニクス研究室（旧光情報通信工学分野）を卒業し，現在各方面でご活躍されている諸先輩方に深く感謝申し上げます．特に，北海学園大学工学部の佐藤邦宏教授には国内外の様々な会議にご同行頂き，研究発表や研究の進め方など多くのご助言を頂きました．東海大学情報通信学部の高山佳久教授，北海道医療大学薬学部の二瓶裕之准教授，山梨大学工学部の本間聡准教授，福岡大学工学部の文仙正俊教授，岐阜大学教育学部の舟越久敏准教授，九州工業大学大学院情報工学研究院の高林正典准教授には研究に対する助言だけでなく，筆者が参加した国内外の会議において積極的に研究の議論をしていただきました．また，株式会社 KDDI 総合研究所の若山雄太氏には共同研究において非常に有益なご意見を頂いただけでなく，実験用の装置や光学素子の貸し出しも快く引き受けて下さいました．日本学術振興会海外特別研究員の渋川敦史氏には著者が修士課程の頃から光学素子の扱い方や解析の方法などを教えて頂き，また，研究の進め方等に関していつも親身になって相談に応じて頂きました．国立情報学研究所の松岡史晃氏には研究に関しては勿論のこと，研究室での過ごし方についても多くのご助言を頂きました．そして，アイシン精機株式会社の野澤仁氏には様々な面においてご助力いただきました．先輩方皆様に厚く御礼申し上げます．

最後になりますが，研究室の皆様には日頃より研究に関する議論の場を設けていただき，何度も課題解決の助言を頂きました．特に，福井浩介氏，前田智弘氏，清水新平氏，水川郁弥氏には毎日の研究生活をより楽しく，有意義なものにして頂きました．ここに感謝申し上げます．

# 付 録 A

# 2-ch アルゴリズムの導出

2ch-HDI において，2 台のイメージセンサで撮像される干渉縞 $H_1$，$H_2$ は

$$H_1 = {A_o}^2 + {A_r}^2 + 2A_oA_r\cos\phi \tag{A.1}$$

$$H_2 = \alpha{A_o}^2 + \beta{A_r}^2 + 2\sqrt{\alpha\beta}A_oA_r\sin\phi \tag{A.2}$$

直流成分を $I_1$ と $I_2$ と置くと，

$$I_1 = {A_o}^2 + {A_r}^2 \tag{A.3}$$

$$I_2 = \alpha{A_o}^2 + \beta{A_r}^2 \tag{A.4}$$

ここで，$A_o$ は信号光の強度，$\phi$ は信号光の位相である．$\alpha$ と $\beta$ はそれぞれ 2 台のイメージセンサ間で発生する信号光路及び参照光路の強度比である．また，イメージセンサでの各ピクセルで全て同様に計算ができるため，空間座標は省略する．式 (A.1) と式 (A.2) にオイラーの公式 $A\exp(i\phi) = A\cos\phi + iA\sin\phi$ を用いることで，信号光の複素振幅は以下のようになる．

$$A_o\exp(i\phi) = \frac{H_1 - I_1}{2A_r} + i\frac{H_2 - I_2}{2\sqrt{\alpha\beta}A_r} \tag{A.5}$$

このとき，$H1$，$H2$，$Ar$ はイメージセンサで得ることができる．よって，以下では $I_1$，$I_2$ を導出する．まず，式 (A.5) の両辺を二乗する．このとき，$\sin^2\phi + \cos^2\phi = 1$ が成り立つので，

$${A_o}^2 = \frac{H_2^2 - 2H_2I_2 + I_2^2}{4\alpha\beta{A_r}^2} + \frac{H_1^2 - 2H_1I_1 + I_1^2}{4{A_r}^2} \tag{A.6}$$

となる．$I_1$ について整理すると，

$$I_1 = \frac{\alpha - \beta}{\alpha}{A_r}^2 + \frac{1}{\alpha}I_2 \tag{A.7}$$

となり，式 (A.7) を式 (A.6) に代入し，整理すると，

$$\gamma{I_2}^2 - 2\delta I_2 + \epsilon = 0 \tag{A.8}$$

が得られる．このとき，式 (A.8) は $I_2$ についての 2 次方程式であるため，解の公式より

$$I_2 = \frac{\delta}{\gamma} \pm \frac{\sqrt{\delta^2 - \gamma\epsilon}}{\gamma} \tag{A.9}$$

となる．ただし，

$$\gamma = (\alpha^2 + \alpha\beta) \tag{A.10}$$

$$\delta = \{\alpha\beta(\alpha+\beta){A_r}^2 + \alpha^2\beta H_1 + \alpha^2 H_2\} \tag{A.11}$$

$$\epsilon = \alpha^3\beta{H_1}^2 - 2\alpha^2\beta(\alpha-\beta)H_1{A_r}^2 + \alpha\beta(\alpha+\beta)^2{A_r}^4 + \alpha^2{H_2}^2 \tag{A.12}$$

そして，式 (A.9) における平方根の内部は

$$\delta^2 - \gamma\epsilon = 4\alpha^4\beta{A_r}^2\left\{\left(\sqrt{\alpha}\sin\phi + \sqrt{\beta}\cos\phi\right)A_o + \sqrt{\beta}A_r\right\}^2 \tag{A.13}$$

となるため，常に正である．また，式 (A.9) における複号は

$$\frac{{A_r}^2}{{A_o}^2} > \frac{\alpha+\beta}{\beta} \tag{A.14}$$

である場合，常に負となる．従って，式 (A.9) は

$$I_2 = \frac{\delta}{\gamma} - \frac{\sqrt{\delta^2-\gamma\epsilon}}{\gamma} \tag{A.15}$$

とすることができる．最後に，式 (A.15) を式 (A.7) に代入することで，

$$I_1 = \frac{\alpha-\beta}{\alpha}{A_r}^2 + \frac{\delta-\sqrt{\delta^2-\gamma\epsilon}}{\alpha\gamma} \tag{A.16}$$

が得られる．

以上をまとめると，実際の複素振幅の算出は以下のように行われる．まず，予め信号光路における強度分布 ${A_{o1}}^2$，${A_{o2}}^2$（イメージセンサの受光感度を計測するため，実際の信号が載っていなくてもよい）と参照光路における強度分布 ${A_{r1}}^2$，${A_{r2}}^2$ を撮像しておく．この撮像は実際の干渉縞の撮像の前に一度だけ行えばよいことに注意する．次に，それらの強度分布から以下のように $\alpha$，$\beta$ を求める．

$$\alpha = \frac{{A_{o2}}^2}{{A_{o1}}^2} \tag{A.17}$$

となる．ただし，

$$\beta = \frac{{A_{r2}}^2}{{A_{r1}}^2} \tag{A.18}$$

そして，式 (A.17)，式 (A.18) 及び，式 (A.10)–式 (A.12) を式 (A.15)，式 (A.16) に代入し，さらに，その結果を式 (A.5) に代入することで信号光の複素振幅が得られる．

# 付 録 B

# デフォーカス波面の導出

ここでは，仮想 $4f$ 光学系の計算高速化に用いるデフォーカス波面の導出を行う．図 B.1 にフォーカス時の波面とデフォーカス時の波面の位置関係を示す．フォーカス時とデフォーカス時の位相差がデフォーカス波面 $\phi_{def}$ であるので，図 B.1 より，

$$\phi_{def} = RQ = RC - QC \tag{B.1}$$

とすることができる．また，この時 $Q >> \delta$ とみなせるので，

$$QM = QB = AB \tag{B.2}$$

$$QC = QM + CM \tag{B.3}$$

となる．ここで，$QM = AB$，$QM = \Delta d \cos\theta$ なので，

$$\begin{aligned} QC &= AB + \Delta d \cos\theta \\ &= (AC - \Delta d) + \Delta d \cos\theta \end{aligned} \tag{B.4}$$

また，$RC = AC$ なので，

$$\begin{aligned} \phi_{def} &= RC - QC \\ &= AC - (AC - \Delta d) + \Delta d \cos\theta \\ &= \Delta d(1 - \cos\theta) \end{aligned} \tag{B.5}$$

ここで，$\cos^2\theta + \sin^2\theta = 1$ の関係式とテーラー展開を用いて，

$$\begin{aligned} \cos\theta &= \sqrt{1 - \sin^2\theta} \\ &= 1 - \frac{1}{2}\sin^2\theta \end{aligned} \tag{B.6}$$

とする．従って，最終的に波面収差 $\phi_{def}$ は

$$\phi_{def} = -\frac{1}{2}\Delta d \sin^2\theta \tag{B.7}$$

となる．このとき，$\sin\theta = \mathrm{NA}$ であるので，

$$\phi_{def} = -\frac{1}{2}\Delta d \mathrm{NA}^2 \tag{B.8}$$

となる．また，$xy$ 面における空間座標 $x$，$y$ を用いて

$$\phi_{def} = -\frac{\Delta d(x^2 + y^2)}{2f} \tag{B.9}$$

と表すこともできる．ここで $f$ はレンズの焦点距離である．さらに，反射型の仮想 $4f$ 光学系ではデフォーカスが往路及び復路のどちらでも生じるので，

$$\phi_{def} = -\frac{\Delta d(x^2 + y^2)}{f} \tag{B.10}$$

となる．

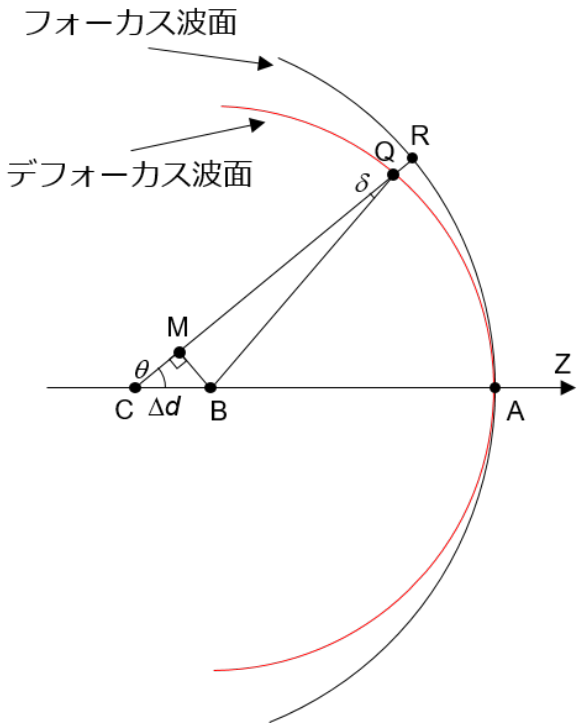



図 **B.1.** フォーカス時の波面とデフォーカス時の波面の位置関係

# 付 録 C

# 角スペクトル法

角スペクトル法 (ASM: Angular Spectrum Method) では，伝搬を開始する平面にある複素振幅分布を各方向に伝搬する平面波の重ね合わせとして捉える．そして，各平面波の伝搬を実行した後に，それらの足し合わせることで伝搬した先の平面での複素振幅分布が得られる．図 C.1 に伝搬を開始する平面と伝搬した先の平面の関係を示す．また，$x$，$y$ は伝搬を開始する平面における空間座標，$\xi$，$\eta$ は伝搬した先の平面における空間座標である．誘電率及び透磁率が一様な等方性媒質中において時間発展を伴わない単色光では，スカラーのヘルムホルツ方程式

$$(\nabla^2 + k)U(x, y, z) = 0 \tag{C.1}$$

が得られる．ここで，$\nabla^2$ はラプラシアン，$k$ は波数，$U(x, y, z)$ は複素振幅分布である．光波の伝搬計算を実行することは伝搬を開始する平面にある複素振幅分布の初期条件を $u_0(x, y)$ としたときに，伝搬した先の平面における $u_z(x, y)$ のヘルムホルツ方程式を求めるということに相当する．また，光波伝搬がある種の線形システムであると捉えることができるため，自由空間における光波伝搬の効果を伝達関数として表し，伝搬の結果を元の複素振幅とその伝達関数の畳み込みの形で表すことができる．畳み込みの形で表すことができるため，計算機では高速フーリエ変換 (FFT: Fast Fourier Transform) によって比較的高速に実行することができる．

まず，元平面上での複素振幅分布を $u_0(x, y, 0)$ とした時，各平面波への分解は各空間周波数への分解であるため，2 次元フーリエ変換として以下のように表すことができる．

$$\begin{aligned} U_0(\nu_x, \nu_y, 0) &= \mathcal{F}[u_0(x, y, 0)] \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} u_0(x, y, 0) \exp\{-2\pi i(x\nu_x + y\nu_y)\}\, dxdy \end{aligned} \tag{C.2}$$

ここで，$\nu_x$ 及び $\nu_y$ はそれぞれ $x$ 方向，$y$ 方向における空間周波数上での座標，$U_0(\nu_x, \nu_y, 0)$ はフーリエ変換後の $u_0(x, y)$，$\mathcal{F}[\cdot]$ はフーリエ変換を表す．次に，伝搬を開始する平面にある複素振幅分布の初期条件を $u_0(x, y, 0)$ としたときに，伝搬した先の平面における $u_z(x, y, z)$ のヘルムホルツ方程式は Rayleigh-Sommerfeld 公式により以下のように与えられる．

$$g(x, y, z) = \frac{\exp(-2\pi r\lambda^{-1})}{r} \frac{z}{r} \left( \frac{1}{2\pi r} + \frac{1}{i\lambda} \right) \tag{C.3}$$

ただし，

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \tag{C.4}$$

$g(x,y,z)$ は点応答関数であるため，2 次元フーリエ変換によって周波数応答関数 $G(\nu_x,\nu_y,z)$ を以下のように求める

$$\begin{aligned} G(x,y,z) &= \mathcal{F}[g(x,y,z)] \\ &= \exp(-2\pi i\nu_z z) \end{aligned} \tag{C.5}$$

ここで，$\nu_z$ は $z$ 方向の空間周波数上での座標であり，

$$\nu_z = \sqrt{\lambda^{-2} - {\nu_x}^2 - {\nu_y}^2} \tag{C.6}$$

となる．上式は波数ベクトル $\boldsymbol{k} = k_x\boldsymbol{x} + k_y\boldsymbol{y} + k_z\boldsymbol{z}$ は $\nu_x$ と $\nu_y$ に対して，$\nu_x = k_x/2\pi$，$\nu_y = k_y/2\pi$ の関係にあり，また，$|\boldsymbol{k}| = k$ であることから求めることができる．最後に，空間周波数スペクトルである $U_0(\nu_x,\nu_y,0)$ と周波数応答関数 $G(\nu_x,\nu_y,z)$ を乗算して 2 次元逆フーリエ変換を行うことで，伝搬した面での複素振幅分布 $u_{asm}(\xi,\eta,z)$ は

$$\begin{aligned} u_{asm}(\xi,\eta,z) &= \mathcal{F}^{-1}[U_0(\nu_x,\nu_y,0)G(\nu_x,\nu_y,z)] \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(\nu_x,\nu_y,0)G(\nu_x,\nu_y,z)\exp\{2\pi i(\xi\nu_x + \eta\nu_y)\}\, d\xi d\eta \end{aligned} \tag{C.7}$$

と求まる．

以上が ASM の計算の手順となるが，計算機でこの演算を行うために空間的な離散化が必要である．離散化を含めて，最終的に計算機で行う演算は以下のように表すことができる．

$$u_{asm}(m\Delta x, n\Delta y, z) = IFFT[FFT[u_0(m\Delta x, n\Delta y, 0)]G(s\Delta\nu_x, t\Delta\nu_y, z)] \tag{C.8}$$

ここで，$m$，$n$，$s$，$t$ はピクセル位置を指定する整数値，$\Delta x$，$\Delta y$ は実空間でのピクセルサイズ，$\Delta\nu_x$，$\Delta\nu_y$ は空間周波数上でのピクセルサイズである．また，$FFT[\cdot]$，$IFFT[\cdot]$ はそれぞれ FFT 及び逆 FFT(IFFT: Inverse Fast Fourier Transform) の演算を示している．また，$FFT[u_0(m\Delta x, n\Delta y, 0)]$ と $G(s\Delta\nu_x, t\Delta\nu_y, z)$ の乗算は行列の要素ごとの乗算であることに注意する．このように計算機で演算を行う場合，ASM は FFT および IFFT が一回ずつと周波数応答関数の単純な乗算のみで実行できるため簡易かつ高速である．

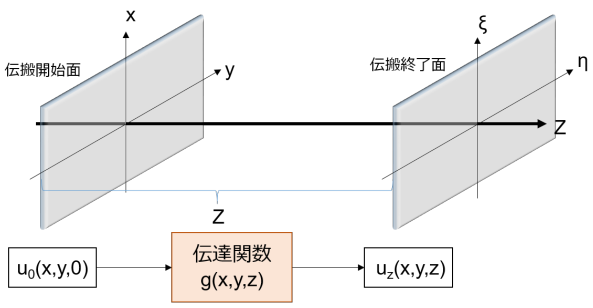



**図 C.1.** 伝搬を開始する平面と伝搬した先の平面の関係

# 研究業績

## 1. 論文（学位論文関係）

### I 査読付学会誌等

(1) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Masataka Toda, Yasuyuki Kuno, Jin Nozawa, Kazuhisa Ogawa, and Akihisa Tomita,"Digital confocal microscopy using a virtual $4f$-system based on numerical beam propagation for depth measurement without mechanical scanning," Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 55, No. 8S3, pp. 08RE04-1–08RE04-6, July 2016. (IF = 1.384)

(2) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Yuta Wakayama, Kazuhisa Ogawa, Jin Nozawa, Akihisa Tomita, and Takehiro Tsuritani, "Reference-free holographic diversity interferometry via iterative measurements for high accuracy phase detection," Optics Express, Vol. 24, No. 21, pp. 24739–24749, October 2016. (IF = 3.307)

(3) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Masanori Takabayashi, Kazuhisa Ogawa, and Akihisa Tomita, "Digital image multiplexing/demultiplexing method using spatial spectral diffusion and virtual phase conjugation technique for reduction of dynamic range consumption in holographic medium," Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 56, No. 9S, pp. 09NA07-1–09NA07-8, September 2017. (IF = 1.384)

(4) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Atsushi Shibukawa, Kazuhisa Ogawa, and Akihisa Tomita, "Virtual phase conjugation based optical tomography for a single-shot three-dimensional imaging," Optics Express, Vol. 26, No. 4, pp. 3779–3790, February 2018. (IF = 3.307)

### II 査読付国際会議プロシーディング

(1) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Atsushi Shibukawa, Akihisa Tomita, and Kunihiro Sato, "Optical tomography using a random diffuser and digital phase conjugation,"Proceedings of SPIE, 9319, pp. 93191L-1–93191L-7, 2015.

(2) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Atsushi Shibukawa, Akihisa Tomita, and Masanori Takabayashi, "High-resolution and simultaneous measurement along the depth direction using virtual phase conjugation for optical tomography," Technical digest of 20th Microoptics Conference, B2, pp. 20–21, 2015.

(3) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Masataka Toda, Yasuyuki Kuno, and Akihisa Tomita, "Improvement of measurement-speed by virtual optical-system for confocal laser scanning microscope," Technical digest of 20th Microoptics Conference, PD7, pp. 14–15, 2015.

(4) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Atsushi Shibukawa, Kazuhisa Ogawa, Akihisa Tomita, and Kunihiro Sato, "Experiment on depth-measurement of cover glass by virtual phase conjugation for optical tomography," Technical digest of 10th International Conference on Optics-photonics Design and Fabrication, 1PDb-04, 2016.

(5) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Masanori Takabayashi, and Akihisa Tomita, "Multiplexing Technique using Virtual Phase Conjugation for High-Density Holographic Data Storage Systems," Technical digest of International Symposium on Optical Memory 2016, We-L-03, pp. 158–159, 2016.

(6) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Kazuhisa Ogawa, Akihisa Tomita, and Kunihiro Sato, "Multi-Layered Holographic Memory using Virtual Phase Conjugation," Technical Digest of International Workshop on Holography and related technologies 2016, 60, pp. 210–211, 2016.

(7) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Atsushi Shibukawa, Kazuhisa Ogawa, Akihisa Tomita, and Kunihiro Sato, "Depth-resolution characterization of optical tomography using virtual phase conjugation," 7th EOS Topical Meeting on Optical Microsystems, 5, 2017.

(8) Yuta Goto, Atsushi Okamoto, Masanori Takabayashi, and Akihisa Tomita, "Multiplexing Technique using Virtual Phase Conjugation for High-Density Holographic Data Storage Systems," International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2017, Tu-PP-02, 2017.

(9) Yuta. Goto, Atsushi. Okamoto, Kazuhisa. Ogawa, and Akihisa. Tomita, "Compensation of optical aberration for improvement of image quality in virtual-phase-conjugation based optical tomography," Technical digest of 22th Microoptics Conference, PD5, pp. 358–359, 2017.

(10) Yuta. Goto, Atsushi. Okamoto, Kazuhisa. Ogawa, and Akihisa. Tomita, "Multiplexing and Demultiplexing of Digital Images using Virtual Phase Conjugation for High-Density Holographic Data Storage," Technical digest of International Workshop on Holography and related technologies, P10, 2017.

# 1. 論文（その他）

## I 査読付学会誌等

(1) Atsushi Shibukawa, Atsushi Okamoto, Yuta Goto, Satoshi Honma, and Akihisa Tomita, “Digital phase conjugate mirror by parallel arrangement of two phase-only spatial light modulators,” Optics Express, Vol. 22, No. 10, pp. 11918–11929, May 2014. (IF = 3.307)

## II 査読付国際会議プロシーディング

(1) Atsushi Shibukawa, Atsushi Okamoto, and Yuta Goto, “Generation of Optical Full-Complex-Amplitude Signals by Real-Space Representation Using Random Diffuser,” Technical digest of International Symposium on Optical Memory 2013, Tu-H-02, pp. 62–63, 2013.

(2) Atsushi Shibukawa, Atsushi Okamoto, Yuta Goto, Akihisa Tomita, and Kunihiro Sato, “Improvement of fidelity in digital phase conjugation by parallel alignment of two phase-only spatial light modulators,” European Optical Society Annual Meeting 2014, S04, 2014.

(3) Hiroki Sakuma，Atsushi Okamoto，Atsushi Shibukawa，Hisatoshi Funakoshi，Yuta Goto, Yuta Kan，and Akihisa Tomita, “Experiment on three-dimensional display using spatial cross modulation method with an optical random diffuser,” Technical digest of 20th Microoptics Conference, K3, pp. 296–297, 2015.

(4) Hiroki Sakuma, Atsushi Okamoto, Atsushi Shibukawa, Yuta Goto, and Akihisa Tomita, “Highly accurate spatial mode generation using spatial cross modulation method for mode division multiplexing,” Proceedings of SPIE, Vol. 9774, pp. 97740K-1–97740K-7, 2016.

(5) Koki Ishii, Atsushi Okamoto, Takehiro Tsurtani, Yuta Wakayama, Yuta Goto and Akihisa Tomita, “Spatial-Mode Conversion using Random Diffuser and Spatial Light Modulator for Reduction of Modal Crosstalk,” Proceedings of SPIE, Vol. 9774, pp. 97740I-1–97740I-6, 2016.

(6) Fumiya Mizukawa, Atsushi Okamoto, Yuta Goto, Shimpei Shimizu, Satoshi Honma, Kazuhisa Ogawa, and Akihisa Tomita, “Spatial Mode Separation and Interconversion Using Volume Hologram”, Technical Digest of International Symposium on Optical Memory 2016, Tu-I-04, pp. 72–73, 2016.

(7) Fumiya Mizukawa, Atsushi Okamoto, Yuta Goto, Shimpei Shimizu, Kazuhisa Ogawa and Akihisa Tomita, “Experiment on spatial mode separation and conversion technique using volume hologram,” Technical Digest of 7th EOS Topical Meeting on Optical Microsystems, 6, Capri, Italy, September 2017.

(8) Fumiya Mizukawa, Atsushi Okamoto, Yuta Goto, Shimpei Shimizu, Kazuhisa Ogawa, and Akihisa Tomita, “Spatial Mode Separation and Conversion Technique Using Volume Hologram with a Random Optical Diffuser”, Technical Digest of International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2017, Tu-J-35, 2017.

(9) Fumiya Mizukawa, Atsushi Okamoto, Yuta Goto, Shimpei Shimizu, Kazuhisa Ogawa, and Akihisa Tomita, “Improvement of Conversion Accuracy in Volume Holographic Mode-Demultiplexing Converter Using Shaped Beams,” Technical Digest of International Workshop on Holography and related technologies 2017, P2, 2017.

(10) Shogo Hoshino, Atsushi Okamoto, Yuta Goto, Kazuhisa Ogawa, Akihisa Tomita, Yuta Wakayama, and Takehiro Tsuritani, “Measurement of differential mode delay using reference-free low coherence digital holography,” Proceedings of SPIE, Vol. 10561, pp. 105610D-1–105610D-6, 2018.

## 3. 講演（学位論文関係）

(1) 後藤 優太, 岡本 淳, 渋川 敦史, 富田 章久, “空間スペクトル拡散光のデジタル位相共役再生による光断層撮影技術，” 平成 25 年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会, ” 125, 室蘭, 2013 年 10 月.

(2) 後藤 優太, 岡本 淳, 渋川 敦史, 富田 章久, “空間スペクトル拡散光のデジタル位相共役再生を用いた光断層撮影技術, ” 日本光学会年次学術講演会, 13pP19, 奈良, 2013 年 11 月.

(3) 後藤 優太, 岡本 淳, 渋川 敦史, 富田 章久, “空間スペクトル拡散光のデジタル位相共役再生を用いた光断層撮影技術による特定層情報の抽出, ” 平成 26 年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会, 115, 札幌, 2014 年 10 月.

(4) 後藤 優太, 岡本 淳, 渋川 敦史, 富田 章久, “空間スペクトル拡散光のデジタル位相共役再生を用いた光断層撮影の基礎実験, ” 日本光学会年次学術講演会, 6pP24, 東京, 2014 年 11 月.

(5) 後藤優太, 岡本 淳, 渋川敦史, 富田 章久, “仮想位相共役技術を用いた光断層イメージングの特性解析, ” 映像表現＆コンピュータグラフィックス研究会, 札幌, 2015 年 2 月.

(6) 後藤 優太, 岡本 淳, 渋川 敦史, 小川 和久, 富田 章久, “仮想位相共役技術を用いた高速光断層撮影の基礎実験, ” 第 51 回応用物理学会北海道支部学術講演会, C-24, 札幌, 2016 年 1 月.

(7) 後藤 優太, 岡本 淳, 富田 章久, “ホログラフィック記録における仮想多重化技術の提案, ” 電子情報通信学会ソサエティ大会, C-3-39, 札幌, 2016 年 9 月.

(8) 後藤 優太, 岡本 淳, 小川 和久, 富田 章久, “仮想多重化技術を用いた多層ホログラフィックメモリにおける記録特性評価,” 日本光学会年次学術講演会, 2aE2, 東京, 2016 年 11 月.

(9) 後藤 優太, 岡本 淳, 若山 雄太, 小川 和久, 富田 章久, 釣谷剛宏, “高精度な波面計測に向けた外部参照光不要型ホログラフィックダイバーシティ干渉法,” 電子情報通信学会光通信システム研究会第 30 回光通信シンポジウム, P-24, 三島, 2016 年 12 月.

(10) 後藤 優太, 岡本 淳, 小川 和久, 富田 章久, “高記録密度ホログラフィックメモリに向けた仮想位相共役を用いた多重技術の特性評価,” マルチメディアストレージ研究会, 29, 札幌, 2017 年 2 月.

(11) 後藤 優太, 岡本 淳, 富田 章久, “仮想位相共役を用いたシングルショット光断層撮影によるカエル血球の 3 次元反射率の測定,” 平成 29 年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会,” 162，函館, 2017 年 10 月.

(12) 後藤 優太, 岡本 淳, 渋川 敦史, 小川 和久, 富田 章久, “仮想位相共役を用いたシングルョット光仮想位相共役を用いたシングルョット光断層撮影法によるプレパラート試料の 3 次元計測元計測,” 日本光学会年次学術講演会, 2aE2, 東京, 2017 年 11 月.

## 4. 特許

(1) 本論文に関連した特許　2 件（特願 2015-206746, 2016-007214）

(2) その他　光複素振幅生成に関する特許　1 件（特願 2013-168989）

## 5. 受賞

(1) 応用物理学会北海道支部大会　第 19 回発表奨励賞

(2) 2017 IEEE Sapporo Section Student Paper Contest, Best Presentation Award