

博士学位論文

ホログラフィックデータストレージにおける
シフト・ペリastroフィック多重法を用いた
高密度記録方式に関する研究

平成 26 年度

指導教員 山本 学 教授

東京理科大学大学院基礎工学研究科

電子応用工学専攻

牛山 善太

目 次

第1章 序論.....	1
1.1 研究の背景と意義.....	1
1.2 従来の研究.....	3
1.2.1 次世代ストレージ技術の開発動向.....	3
1.2.2 HDS の研究動向	6
1.2.3 各種ファイル装置の性能比較.....	6
1.3 本研究の目的と構成.....	7
参考文献.....	10
第2章 HDS の記録再生方式	11
2.1 ホログラムの基本原理.....	11
2.1.1 ホログラムの記録再生法.....	11
2.1.2 厚いホログラム.....	13
2.1.3 厚いホログラムにおける光波再生.....	14
2.2 従来の多重記録方式.....	17
2.2.1 スペックルシフト多重 (コリニア型)	18
2.2.2 Polytopic 多重.....	20
2.3 本研究が提案する多重方式.....	21
2.4 結言.....	25
参考文献.....	27
第3章 記録再生シミュレーション法.....	29
3.1 自由空間における伝播.....	29
3.1.1 平面波展開法(Angular Spectrum 法)による伝播解析.....	29
3.1.2 自由空間の伝達関数.....	32
3.2 光フーリエ変換.....	32
3.2.1 平面波スペクトラム表示とフレネル回折の関係.....	32
3.2.2 レンズによるフーリエ変換作用.....	34

3.3	非均一媒質による散乱.....	36
3.3.1	基礎積分方程式.....	36
3.3.2	第1次ボルン近似.....	38
3.4	シミュレーションモデル.....	39
3.5	結言.....	41
	参考文献.....	42
第4章 光学系モデルとシミュレーション結果.....		44
4.1	シミュレーションにおける光学系モデル.....	44
4.2	シミュレーション条件.....	46
4.3	3次元シフト多重記録シミュレーション結果.....	48
4.4	シフト・ペリストロフィック複合多重シミュレーション結果.....	53
4.5	結言.....	57
	参考文献.....	58
第5章 光学系の収差補正と試作.....		59
5.1	光学系概要.....	59
5.2	双方向性の意味.....	62
5.3	レンズに求められる性質.....	63
5.3.1	空間周波数ごとの回折角度について.....	63
5.3.2	フーリエ変換レンズ.....	63
5.3.3	フーリエ変換レンズ成立のために求められる条件.....	65
5.4	軸外不遊条件から考察する逆方向からの結像状態.....	66
5.4.1	正弦条件.....	66
5.4.2	フーリエ変換レンズにおけるエタンデュ(<i>étendue</i>)の導出.....	66
5.4.3	無限倍率時, 軸外像にも対応する不遊条件の導出.....	70
5.4.4	フーリエ変換レンズの双方向性.....	75
5.5	収差補正と完全テレセントリック性両立の条件.....	76
5.6	歪曲収差の補正.....	77
5.7	設計指針に沿ったレンズ設計例とその評価.....	79
5.8	実験用新規設計レンズとその性能評価.....	84
5.9	結言.....	91
	参考文献.....	92

第6章 シフト・ペリastroフィック多重記録の実験系の構成と原理検証.....	94
6.1 実験系の構成.....	94
6.2 複合多重記録の実験結果.....	95
6.3 結言.....	102
参考文献.....	104
第7章 結論.....	105
7.1 本研究のまとめ.....	105
7.2 今後の展望.....	106
謝辞.....	108
研究業績.....	109

第1章 序論

1.1 研究の背景と意義

近年ビッグデータの活用によるビジネスの創出あるいは効率化が多様な分野で検討されている。ビッグデータは数十カ月で倍増と言われており、それらを保存できる超高密度メモリの開発が望まれる。リアルタイム的に活用されるデータも多いが、高精細映像のアーカイブ等も必要であり、超高密度、高速転送・高速アクセス、およびアーカイブに適したメモリの必要性が言われている。現在アーカイブメモリとしてハードディスクも使用されているが、ビットコストあるいはエネルギーコストに難がある。このような領域ではホログラフィックデータストレージ(HDS)[1-3]が適しており、大容量アーカイブメモリとして開発が望まれている。図 1.1 に示すように HDS で代表される光アーカイブメモリは、経済活動の過程で生ずるビッグデータの特にアーカイブに関するデータの保存に適している。



図 1.1 光アーカイブメモリによるビッグデータの蓄積と活用

具体的には、時代を越えた地震センサ情報の蓄積と分析、高精細医療記録、写真アーカイブ、大気科学・ゲノミクスなど巨大科学データのアーカイブ、道路・トンネルなど社会インフラの映像蓄積・遠隔監視、スーパーハイビジョン映像アーカイブ、衛星画像の蓄積など多方面の活用が考えられる。

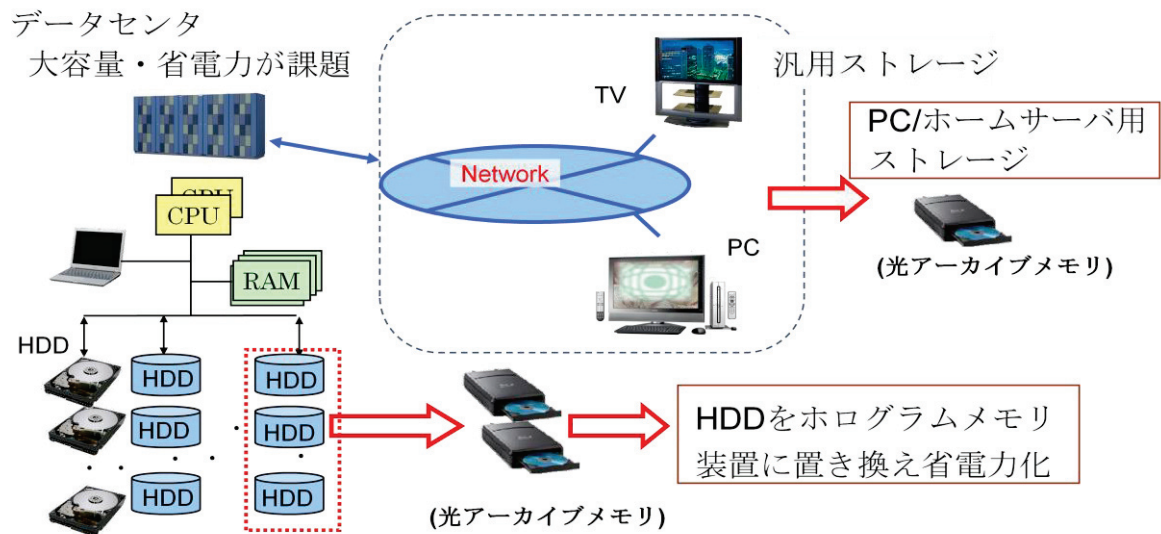


図 1.2 データセンターにおける光アーカイブメモリの活用

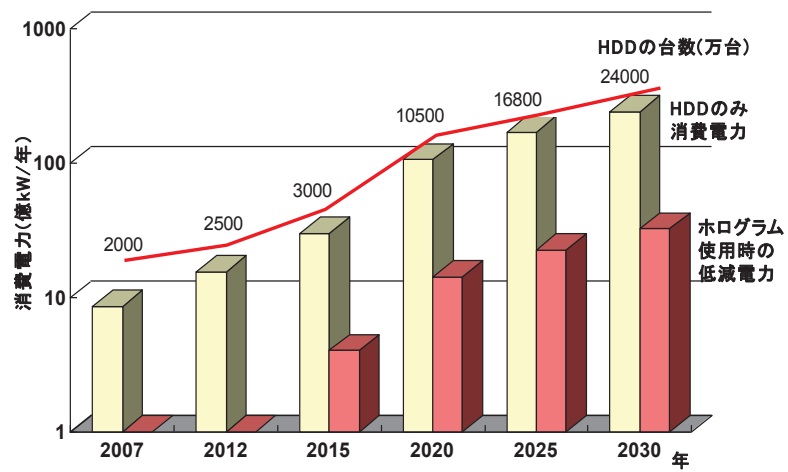


図 1.3 データセンターにおける光アーカイブメモリによる省エネルギー効果

一方、省エネルギーの観点でも光アーカイブメモリは威力を発揮する。現在大規模な情報センターシステムではハードディスクがアーカイブメモリとして主に使われているが、その消費電力の削減が求められている。また、ハードディスクは長期間の使用で破損の恐れがあり、保守運用コストが大きいなどの欠点がある。このようなアーカイブメモリに HDS を適用する場合、情報の保存性は50年以上が可能と推定され、また大規模な情報センターシステムに使われた場合、図 1.2, 図 1.3 に示すようにハードディスクと比較して 80%以上の消費電力の削減が期待できると予想されている。アーカイブメモリとして使われているハードディスク等の進歩を勘案すると HDS に要求される記憶容量は近い将来 5 インチディスク当り数 TB が要求される。このような大容量性、高密度性を実現できる HDS 技術の開発を目的としたホログラム記録再生

方式あるいはフォトポリマー媒体のさらなる改良が進められている[2-3].

1.2 従来の研究

1.2.1 次世代ストレージ技術の開発動向

従来の光メモリの研究開発の流れを図 1.4 に示す. 1980 年代に CD の開発が行われ, その後 DVD, Blu-ray へと大容量化を目指した製品が開発されている. それぞれ再生専用型と記録型がある. 標準的には表 1.1 に示すように CD は 0.65 GB, DVD は 4.7 GB, そして Blu-ray は 25 GB 容量と記憶可能なデータ容量を拡大してきた[4]. 光ディスクの記憶容量の拡大は基本的にはレーザ光源の短波長化と集光レンズの開口数の増大により達成されて来ている. レーザの短波長化は Blu-ray で青色光源となりさらなる短波長化は困難な状況にある. 開口数の拡大は Blu-ray で 0.85 が採用されているが今後の増大には限界がある.

そこで将来の光メモリ技術として検討されてきた技術として3種類のものが存在する. 一つが HDS であり, 他の二つは 2 光子吸収を用いた多層光ディスク[5]と, 近接場光を用いた光ディスク[6]である. HDS は本論文で取り上げる技術である. 多層光ディスクは図 1.5 に示すように非線形な光吸収分布を利用するものであり, 各層の光ディスクは局在する光強度分布により選別される. 局在した領域では 2 光子吸収過程が生じ記録層 1 層の膜厚の範囲のみで記録がなされることが特徴である. 本方式により 100 層以上の多層記録が実現されているが, 媒体の製造, 記録の感度等に依存した記録スピードの性能向上が望めないなどメモリ技術としての課題を抱えており, 技術開発は下火となった.

表 1.1 光ディスクの開発経緯

	CD	DVD	HD-DVD	Blu-ray
対物レンズのNA	0.45	0.6	0.65	0.85
光源波長 (nm)	780	650	405	405
カバー層の厚さ(mm)	1.2	0.6	0.6	0.1
ディスク容量 (GB)	0.65	4.7	20	25

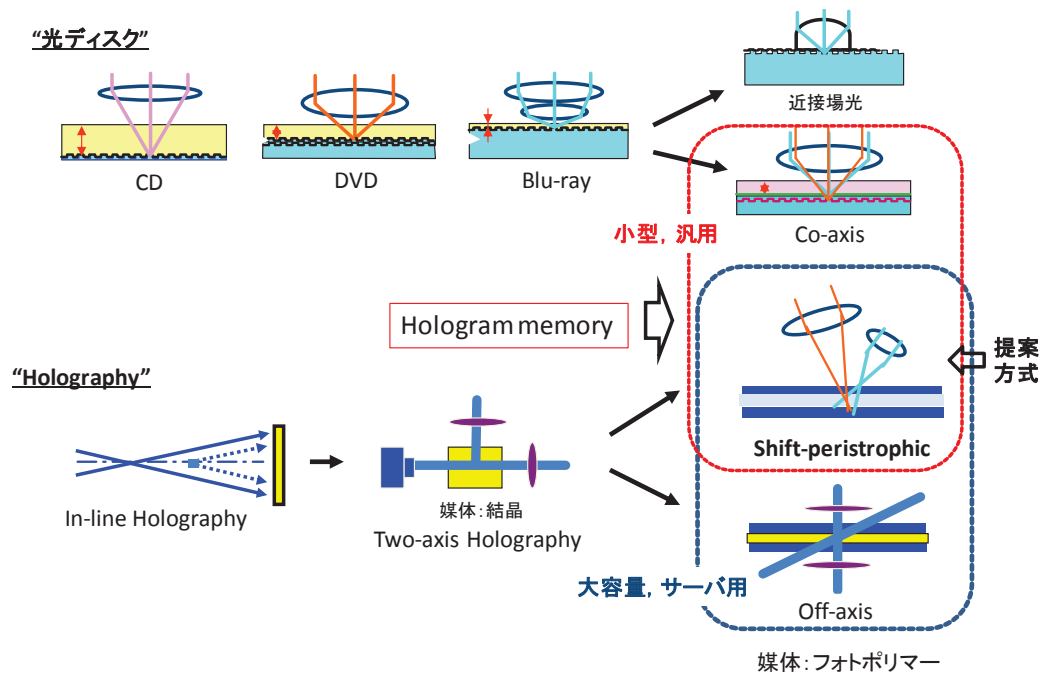


図 1.4 従来の光メモリ技術の研究開発の流れ

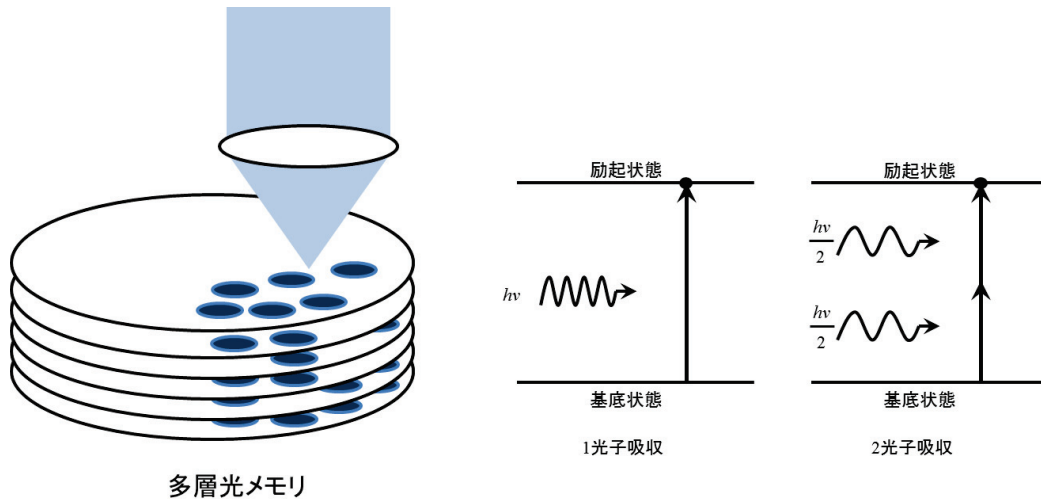


図 1.5 多層光ディスク

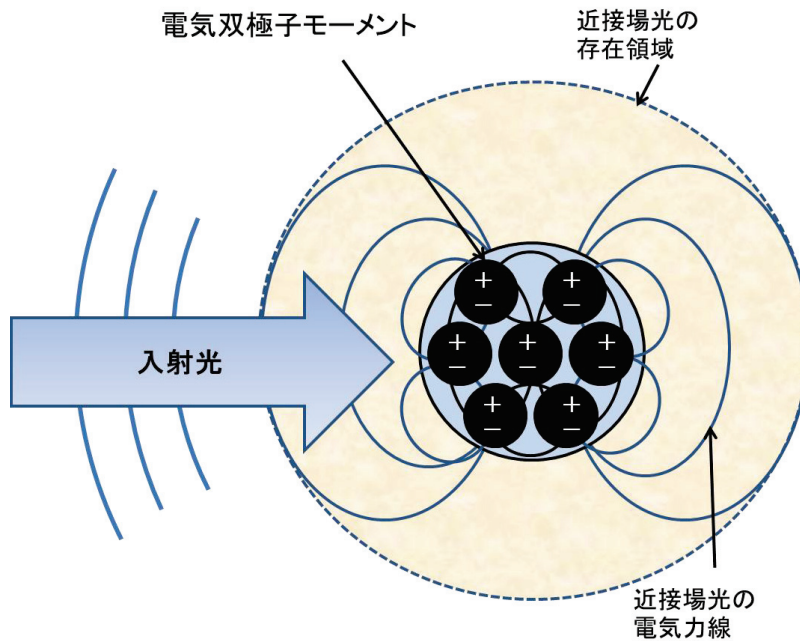


図 1.6 近接場光を局在化させた光記録方式

図 1.4 に示すように近接場光を用いた光ディスクが BD の後継として開発が進められたが、図 1.6 に示すように近接場の存在が媒体表面から数十ナノメートルという近接領域であり、光ディスクにとって必須な機能である媒体可換性の低下、ゴミなどの対策など可換メディアとしての機能に難があり、研究開発も下火となっている。一方、本論文で述べる HDS は、ホログラフィの技術を用いて 3 次元的な空間領域に情報を蓄積するものである。近年記録媒体であるフォトポリマーの改良、入出力周辺機器、例えば半導体レーザ励起青色レーザ光源、空間変調器 SLM および CCD、CMOS などの高感度カメラの開発が進み、システム化の検討が続けられている状況にある。

1.2.2 HDS の研究動向

1948年にD. Gaborが電子顕微鏡の分解能向上のために、波面記録技術であるホログラフィの基本原理を開発した[7]。このときのホログラムの記録は、In-line ホログラムであり、信号光と参照光が同一方向に伝播する方式である。この方式では信号光と参照光の分離が難しく、十分な信号対雑音比は得られなかった。1962年にE. N. LeithとJ. Upatnieksがレーザ光源を用いたOff-Axis方式、すなわち物体光と参照光が異なる方向から入射する方式を開発し[8]、両者の分離が可能となって信号対雑音比が大きく向上した。この方式では直接像と共役像の分離が可能であり、物体からの反射光でも記録が可能である。1963年にはこのホログラフィ技術を用いたメモリ技術がP. J. Vanheerdenにより提唱された[9]。しかし、その後光ディスクの研究開発が大きく立ち上がり、一方ではHDSの要素技術であるレーザ、媒体あるいはSLM、CCDなどの入出力機器の開発が十分ではなく、その後の実用化開発が大きな壁に直面し研究は下火となった。その後1990年代になって米国でHDSの国家プロジェクトが始められた。ひとつはPHOTOREFRACTIVE INFORMATION STORAGE MATERIALS (PRISM)であり、他の一つはHOLOGRAPHIC DATA STORAGE SYSTEMS (HDSS)である[2]。これがHDSの第二次ブームとなった。その後媒体がフォトリフラクティブ結晶からフォトポリマーに移行し研究開発がすすめられた。2000年代に入ると、2001年までに行なわれた米国の国家プロジェクトにおけるHDSの研究をベースにして、米国でベンチャー企業が相次いで設立された。例えばルーセントテクノロジー社からスピンアウトしたInphase社や、ポラロイド社から出たAprills社が研究開発を行った。これらのベンチャー企業は10年程度研究開発を進めたが、実用化には至らなかった。一方、2000年前後から日本でもコリニア方式[10]、Co-axis方式、Polytopic方式[11]が研究開発されている。前二方式はその後研究開発が中止され、現在ではPolytopic方式を基本とする方式の研究開発が進められている。このような状況の中で、本論文では新たな記録再生方式として、以下に示される球面参照光を用いたシフト多重とペリストロフィック多重を複合した記録再生方式を提案した。

1.2.3 各種ファイル装置の性能比較

各種ファイル装置の性能を、アクセス速度と装置単体の記憶容量の観点から比較した結果を図1.7に示す。半導体メモリはコンピュータのCPU、あるいはUSBメモリなどに使用される。ハードディスクはコンピュータの外部記憶装置、あるいは一部はデータセンタ等におけるアーカイブ記憶装置として使用される。磁気テープは主にバックアップ用途として使用される。光ディスクはバックアップあるいはアーカイブ用

途，再生専用型はソフトウェアの頒布用途などに使用される．HDSはこの光ディスクの機能，特徴を受け継ぐものであり，記録型，再生専用型が可能である．特に大規模情報のアーカイブに適したメモリである．

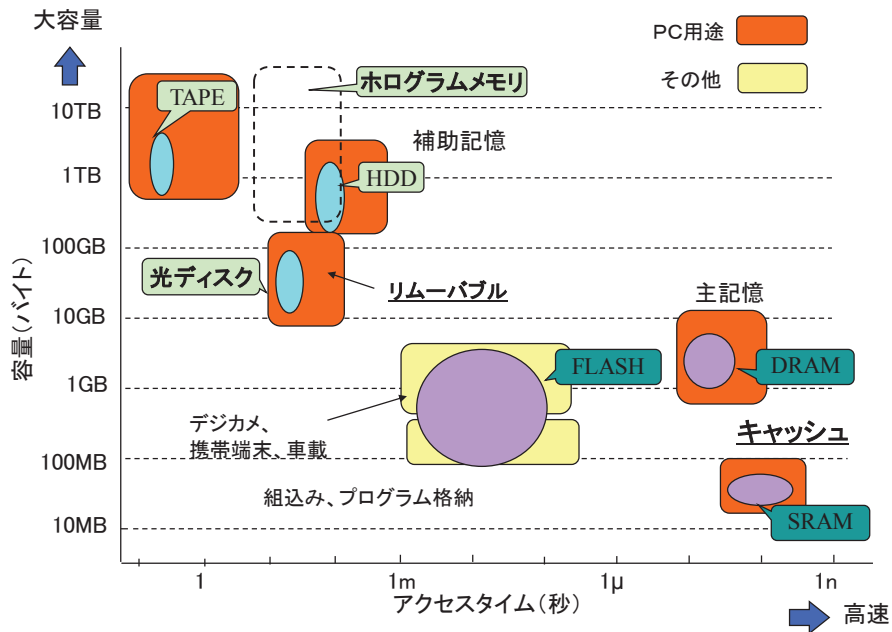


図 1.7 メモリの性能とアプリケーション

1.3 本研究の目的と構成

本研究は，HDS において従来行われてきた記録再生方式であるコリニア方式，Co-Axis 方式及び Polytopic 方式における多重記録数に関する限界を打破し，システム的に実質上多重数に限界のない新たな記録再生方式の提案を行っている．また本論文で提案する方式の記録再生シミュレーション法の確立を図った結果を述べる．さらに，高密度記録を行うために光学系の設計，特に収差を低減し，データパターンのピクセル数の増加，すなわち入力するページ単位の情報量を拡大することを可能とする光学設計手法の確立を図った結果を述べる．これらの技術基盤の上で，本方式により 1 平方インチ当たりテラビット級の記録密度の動作実験を行い，本方式とレンズ設計法の有用性を明らかにすることが本研究の目的である．図 1.8 は HDS 研究・開発に際し必要とされる技術分野について図示したものである．その中で本研究が主に担う内容については赤字で示す．

以下，各章の内容について述べる．

第 2 章では，第 3 章以降に述べる本論文が提案する記録再生方式の説明の準備として，HDS の記録再生原理について述べる．また，従来の多重記録方式について，特徴と課題について概観し，新たに従来の手法による多重数を遥かに凌ぐ可能性を持つ記

録再生方式の提案を行う。

第3章では本論文が提案する多重方式のシミュレーション法の内容について述べる。最初に光学系モデルとして $4f$ 系モデルを設定する。それに基づいて光学的な自由空間の伝播，angular spectrum 法による厚膜媒体内の光干渉による強度分布の導出，再生過程のモデル化および再生過程における，ボルン1次近似を背景とした厚膜内での回折光分布の導出，フーリエ変換面での再生光複素振幅分布およびフーリエ逆変換によるホログラムの再生過程について述べる。

第4章では，第3章のシミュレーション方法をもとにシフト多重記録，ペリストロフィック多重記録およびシフト・ペリストロフィック複合多重記録について，シフト選択性およびディスク回転角度選択性を評価する。また，多重記録の記録再生シミュレーション結果について詳述し，提案方式の設計条件を明らかにする。

第5章では，高密度記録を行うために，HDSにおける情報の記録・再生に適した光学系に求められる基本構造を検証し，そこから本手法に適した光学系の設計，特に収差を適切に補正しデータパターンのピクセル数の増加，すなわち入力するページ単位の情報量を拡大することを可能とする光学設計手法の確立を図った結果を述べる。また，その設計手法に則り実際に製作したレンズの本目的に対応する結像能力の検証を行った。

第6章では，シミュレーションによって示された提案方式の高密度性，およびレンズ設計および試作により実現されたページ容量の拡大を実験的に適用し，高密度記録を検証した結果を述べる。また，具体的には 1 Tb/inch^2 以上の記録密度の動作実験結果について詳述する。

第7章では，本研究の結論と今後の展望について述べる。

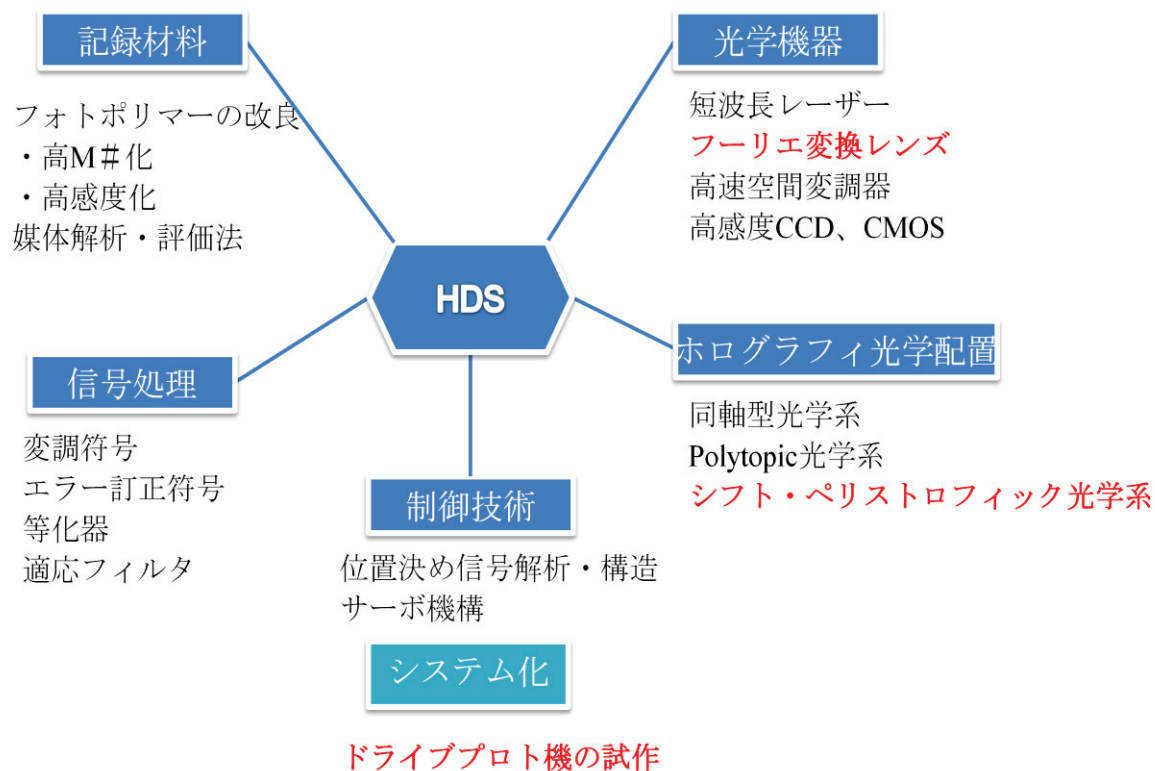


図 1.8 HDS 研究・開発における本研究の位置

参考文献

- [1] S. S. Orlov, "Volume holographic data storage", *Commun. ACM.* **43**, 46-54 (2000).
- [2] A. M. Glass, M. J. Cardillo, Hans J. Coufal, D. Psaltis, and G. T. Sincerbox: *Holographic Data Storage* (Springer-Verlag, Berlin, 2000).
- [3] K. Curtis, L. Dhar, A. Hill, W. Wilson, and M. Ayres, *Holographic Data Storage: From Theory to Practical Systems* (John Wiley & sons, New York, 2010).
- [4] 志村努: "ホログラフィックメモリー解説", ホログラフィックメモリーのシステムと材料 (シーエムシー出版, 東京, 2012) p.14.
- [5] 田中拓男: "3次元多層記録メモリー", 光学, **32-9**, 279-304 (2003).
- [6] 大津元一: 大容量光ストレージ (オーム社, 東京, 2008) .
- [7] D. Gabor, "A new microscopic principle", *Nature*, Vol. **161**, 777-778 (1948).
- [8] E. N. Leith, J. Upatnieks, "Reconstructed Wavefronts and Communication Theory", *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 1123-1130 (1962).
- [9] P. J. van Heerden, "Theory of Optical Information Storage in Solid", *Appl. Opt.*, **2-4**, 393 (1963).
- [10] H. Horimai, X. D. Tan and J. Li, *Appl. Opt.*, **44**, 2575 (2005).
- [11] Anderson, K.; Curtis, K., "Polytopic multiplexing", *Opt. Lett.*, **29**, 1402-1404 (2004).

第2章 HDS の記録再生方式

HDS の記録再生原理，そして種々の多重記録方式の原理，特徴について解説する．HDS は過去多くの検討が続けられているにも関わらず，未だ十分な実用化の段階には達していない．その原因として，媒体性能の他，装置構成の複雑さ，ビーム制御機能の複雑さ，さらには入出力機器の小型，高機能化などに課題が残されていた．しかし現状において媒体性能は実用化レベルに達しつつあり，信号入出力機器もその開発が他の使用目的も含め広範囲に進められており実用レベルに達している．このような状況の中で本章において，ホログラムメモリにおいて従来行われてきた記録再生方式における多重記録数に関する限界を打破し，系統的に多重数に限界のない記録再生方式について新たな提案を行う．

2.1 ホログラフィの基本原則

2.1.1 ホログラムの記録再生方法

一般に波動の複素振幅分布の記録を行なうためには，光の強度分布を記録するという方法がとられる．写真などが代表的な例である．しかし，通常強度分布を計算することでその位相情報は失われてしまう．そこで記録対象である複素振幅分布にキャリア成分を導入することにより，複素振幅分布の位相成分を失うことなく記録することを可能とした技術がホログラフィ(holography)であり，この複素振幅分布の感光材料記録をホログラム (hologram) と呼ぶ．その概念図を図 2.1 に示した．

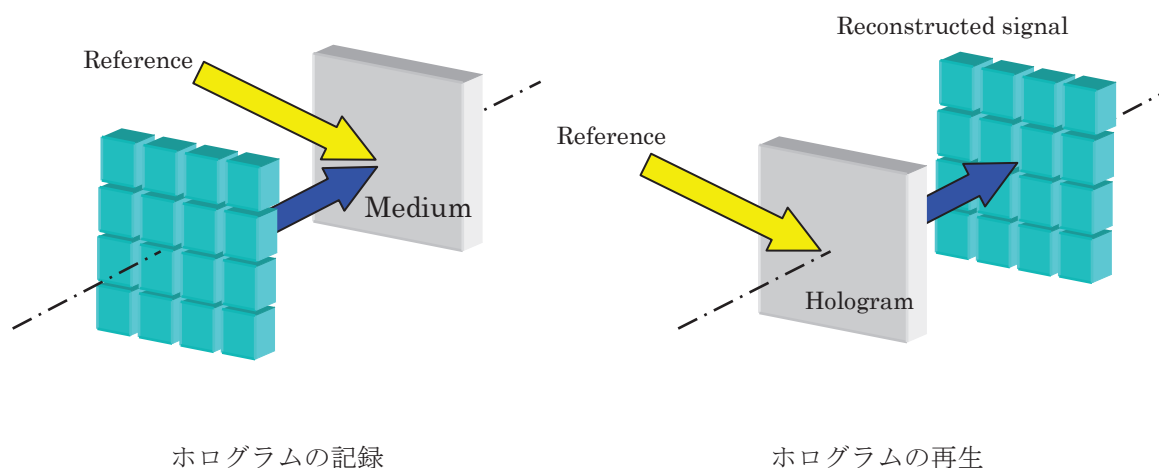


図 2.1 ホログラフィの記録と再生

図 2.1 にある様に物体（被写体）面からフレネル回折された波面（物体波）を写真フィルムなどの記録媒体に記録する場合を考える[1]．物体面上，物体波の複素振幅分

布を

$$g(x, y) = |g(x, y)| \exp\{i\phi(x, y)\} \quad (2.1)$$

とする. そして x 軸に対し θ 傾いた, 物体面を照らしたものと同一光源からの平面波 (参照波) を考えると, λ を波長, 波数を $k=2\pi/\lambda$ として

$$r(x, y) = R \exp(ikx \sin \theta) \quad (2.2)$$

と表せる. これを物体波に重ね合わせて記録すると, 強度分布は

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |g(x, y) + r(x, y)|^2 \\ &= |g(x, y)|^2 + |R|^2 + |g(x, y)|R \exp[i\{\phi(x, y) - kx \sin \theta\}] \\ &\quad + |g(x, y)|R \exp[-i\{\phi(x, y) - kx \sin \theta\}] \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$= |g(x, y)|^2 + |R|^2 + 2|g(x, y)|R \cos\{\phi(x, y) - kx \sin \theta\} \quad (2.4)$$

と記録されることになる. (2.4)式第3項に物体波の位相情報が存在していて, 位相情報を失うことなく強度分布を記録できることが分かる.

そして, ホログラム上の振幅透過率分布 $T(x, y)$ は一般的な露光量の範囲では, t_0 , t_1 なる乾板の特性, 露光条件, 現象条件等によって決まる定数を用いて[2]

$$T(x, y) = t_0 + t_1 I(x, y) \quad (2.5)$$

と表すことができる. 従って(2.3)式に乗じて

$$\begin{aligned} T(x, y) &= t_0 + t_1 |g(x, y)|^2 + t_1 |R|^2 + t_1 |g(x, y)|R \exp\{i\phi(x, y)\} \exp(-ikx \sin \theta) \\ &\quad + t_1 |g(x, y)|R \exp\{-i\phi(x, y)\} \exp(ikx \sin \theta) \end{aligned} \quad (2.6)$$

となる.

さて, 記録したときとまったく同じ参照波, 再生光でこのホログラムを照射したとすると, 再生波 $r(x, y)$ に, 強度分布を記録したホログラムによる振幅透過率フィルターが掛かることになり, 透過光とフィルターの積を考えることにより以下の様な光波が発生する.

$$\begin{aligned} T(x, y)r(x, y) &= \{t_0 + t_1 |g(x, y)|^2 + t_1 |R|^2\} R \exp(ikx \sin \theta) \\ &\quad + t_1 |g(x, y)| R^2 \exp\{i\phi(x, y)\} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$+t_1|g(x,y)R^2 \exp\{-i\phi(x,y)\}\exp(i2kx\sin\theta)$$

(2.7)式右辺第1項は(2.2)式の参照波と振幅係数以外は同じ光波を表している。つまり、参照波と光の進行方向には変化がなく、また、被写体の位相情報は失われているので、ホログラフィにおいては大きな意味を持たない。これを0次回折光と呼ぶ。ところが、(2.7)式から明らかなように第2項においては物体波に、参照波の振幅、転写条件の定数項が掛かっただけで、物体波そのものが再生されている(+1次光)。ホログラム面を覗き込むと、あたかも物体が存在するように再生像(虚像)を観察することが出来る。これを直接像と呼ぶ。そして、(2.7)式3項の表わす光波は物体の実像を形成する。これを-1次回折光による共役像と呼ぶ。また直接像強度 I_1 と再生照明光強度 I_0 の比

$$\eta = \frac{I_1}{I_0} \quad (2.8)$$

を回折効率[3]と呼び、再生像の明るさを表わすパラメータとして用いられる。この様に、再生の際は記録時とまったく同じ参照光をホログラム面上に照射することにより物体波が観測面に現れる。

2.1.2 厚いホログラム

前項では任意の面上における干渉縞の記録について考えたが、そこでのホログラム面に平行な、光軸に沿って移動した前後の面においても干渉縞は形成されるはずであり、それら空間に連続して存在する干渉縞を記録するのが厚いホログラムである。ここで空間に形成される干渉縞について検討する[4]。簡便のために物体波ならびに参照波がともに平面波であるとする。感光材内の波数ベクトルをそれぞれ \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 とする。波数ベクトルとは波面の進行方向を向く、大きさ $k = 2\pi/\lambda$ のベクトルである。 λ は媒質中の光の波長である。さらに2つの波面はその進行方向を z 軸と垂直にし、2つの波面の進行方向を2等分するように z 軸と直交する x 軸をとる (図 2.2)。

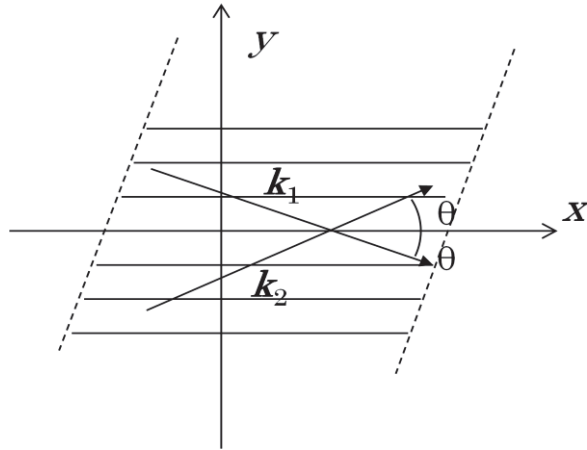


図 2.2 回折光，参照光と干渉縞

すると位置ベクトルを導入して

$$\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} = k \cos \theta \cdot x + k \sin \theta \cdot y \quad (2.9)$$

$$\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} = k \cos \theta \cdot x - k \sin \theta \cdot y \quad (2.10)$$

と出来る．これら 2 つの波動の合成波は

$$u = A_1 \exp \{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} + A_2 \exp \{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} \quad (2.11)$$

となる．従って強度は以下の振幅の絶対値の 2 乗に比例する．

$$|u(x, y)|^2 = |A_1 \exp \{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} + A_2 \exp \{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}|^2 \quad (2.12)$$

$$= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \{(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}\} \quad (2.13)$$

$$= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \{2ky \sin \theta\} \quad (2.14)$$

よって感光材中の干渉縞は y 軸方向のみに周期性を持ち， y 軸と垂直で x 軸に平行な幾多の平面により構成されることが分かる．これら平面の存在周期は(2.14)式 \cos の位相が 0 から 2π 変化する y の範囲で表わされるので

$$y = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2.15)$$

として得られる．

2.1.3 厚いホログラムにおける光波再生

ここで，図 2.3 にあるような前項で考えた 3 次元的な干渉縞が層をなし存在すると

する。

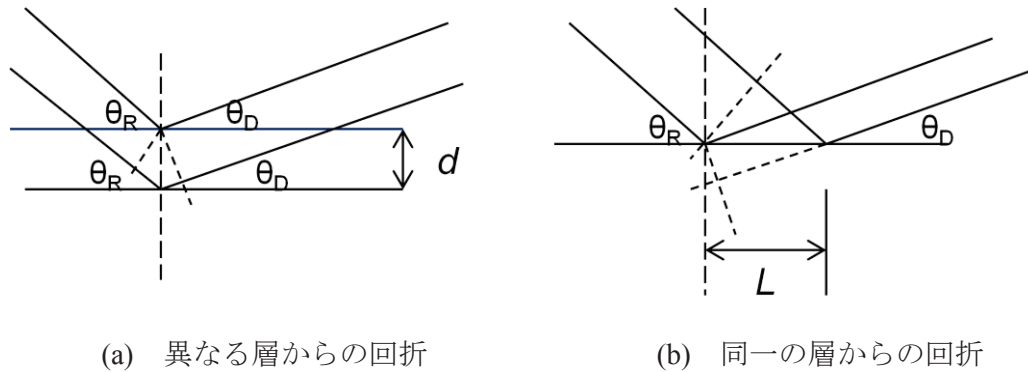


図 2.3 厚いホログラムからの回折

このホログラムに媒質内で干渉縞と角度 θ_R をなす平面波の再生光を照射し、物体波を再生することを考える[5][6]. まず距離 d 離れた層間で発生する角度 θ_D の回折光を考えれば、これら 2 つの射出波の位相差を考えると、 λ を媒質中の波長、 m を整数として

$$d(\sin \theta_R + \sin \theta_D) = m\lambda \quad (2.16)$$

が成り立つ時、光波は強めあい回折波が現れる。

また、図 2.3(b)中第一層に入射し回折する平面波を考えると、平面波の任意の 2 か所の入射点においてこれら入射点の間隔を L とすれば

$$L(\cos \theta_R - \cos \theta_D) = 0 \quad (2.17)$$

が平面波の入射する総ての位置において回折光同士が強めあう条件である。つまりすべての位置で回折光が強めあうためには必然的に

$$\theta_R = \theta_D \quad (2.18)$$

が条件となる。さらに(2.18)式と(2.16)式は両立せねばならないので、入射角、回折角を改めて θ_R とおいて

$$d = \frac{m\lambda}{2\sin \theta_R} \quad (2.19)$$

となることが回折波が観測できるための条件となる。これをブラッグ(Bragg)の条件[4]と呼ぶ。

さてここで(2.15)式により干渉縞の間隔は y として得られているので(2.19)式から、1 波長分位相がずれているわけであるから $m = 1$ とできて

$$\theta_R = \theta \quad (2.20)$$

となり、参照波と同じ角度で再生光が入射した場合に物体光と同じ方向に回折光が再現されることが分かる。

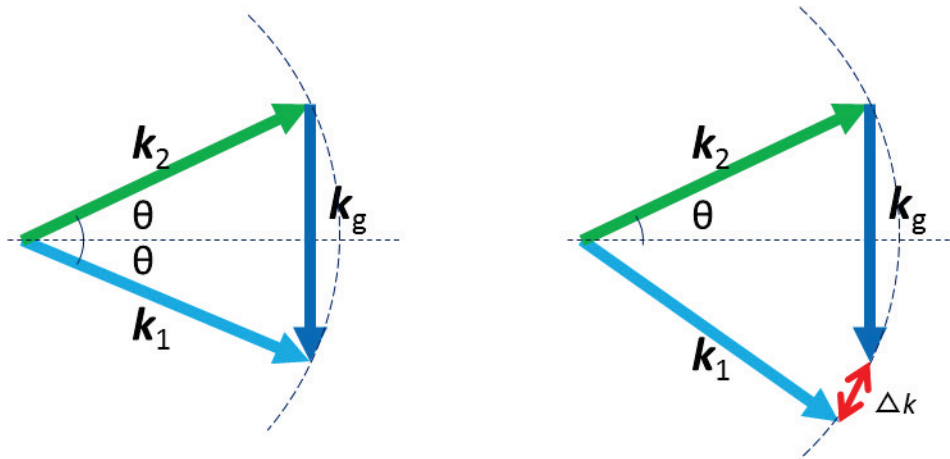
さて、(2.13)式においてのベクトルの差を

$$\mathbf{K}_g = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 \quad (2.21)$$

として格子ベクトルなるもので表わせば、ブラッグの条件を満たしている場合には図 2.4(a)におけるように格子ベクトル、再生光の波数ベクトル、回折光の波数ベクトルは閉じていることが分かる。格子ベクトルの大きさは図 2.4(a)から

$$|\mathbf{K}_g| = 2k \sin \theta \quad (2.22)$$

である。



(a) 格子ベクトル k_g (b) Bragg の条件を満たさない場合の閉じない三角形

図 2.4 格子ベクトルとブラッグ条件

もし再生光が参照光と異なる角度で入射すれば、図 2.4(b)にある如くこの場合には各々のベクトルの大きさは波長により決まっているので、三角形に Δk の隙間を生じ閉じない、つまりブラッグの条件を満たさない。この隙間 Δk (ブラッグの条件からのずれ) が生じた場合には回折光の回折効率 η は次式に従って変化する[7][8]。

$$\eta = \kappa^2 L^2 \frac{\sin^2 \left(\sqrt{\kappa^2 + (\Delta k)^2} L \right)}{\left\{ \kappa^2 + (\Delta k)^2 \right\} L^2} \quad (2.23)$$

L は記録媒質の厚さ、 κ は位相差回折格子等において屈折率差を表わす屈折率変調 n_1 に比例する定数で

$$\kappa = \chi \frac{kn_1}{2} \quad (2.24)$$

である。 χ は回折格子と入射光の角度で決まるほぼ 1 のオーダーの無次元の補正項である。回折効率は角度のずれに対して sinc 関数の 2 乗の形で減衰していく (図 2.5)。

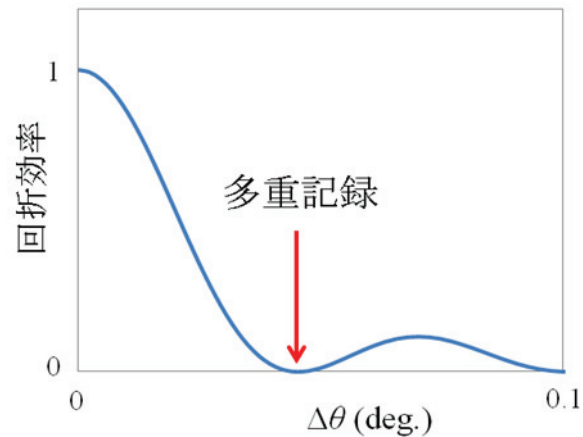


図 2.5 角度選択性

従って参照光の方向をある程度変化させいくつもの干渉縞を記録すれば、記録時の参照光と同じ再生波に対応するページのみが再生できることになる。これが多重記録の原理である。体積を持つ厚いホログラムにおいては、干渉縞が体積内に 3 次的に広がり、薄いホログラムの場合と異なりブラッグの条件により再生に選択性がある。

2.2 従来の多重記録方式

ホログラムの多重記録方法には様々な種類があり、記録領域つまり形成される干渉縞の記録方式、物体波面の形状、参照光波面の形状などにより分類される。

ホログラムの記録方式には参照光と信号光を光学系集光レンズの同軸に配置するコリニア型 (Collinear type あるいは Co-Axis type) [9]と、信号光と参照光をそれぞれ別の光軸で扱う 2 光束型 (Off-Axis type) の 2 種類がある。

コリニア型は同軸で扱うため光学系が簡単であるという利点がある一方で、再生時に信号光と再生光 (ホログラム面から透過した参照光) の分離が容易ではなく、再生像の画質という観点において課題が残る。また、厚膜媒体内での干渉領域が狭く記録密度における厚膜の効果を十分に利用できないという問題点がある。2 光束型は参照光が信号光に対して十分な角度を持って入射するため、再生時に光の分離が容易であり、再生像の画質の向上に役立つ。しかし、光学系の実現においては角度に対する精

度など様々な制御が要求される。

多重方式については現在様々な方式が提案されている。ホログラムの多重記録において重要な役割を果たすのは参照光であり、この参照光の波長や位相パターンなどを変化させることで多重が可能となる。主なものとしては角度多重方式[10-12]、シフト多重方式[13][14]、開口多重[15]、位相コード多重[16][17]、スペックルシフト多重[18]、Polytopic 多重[19]などが提案されている。図 2.6 に記録方式の概略図を示す。

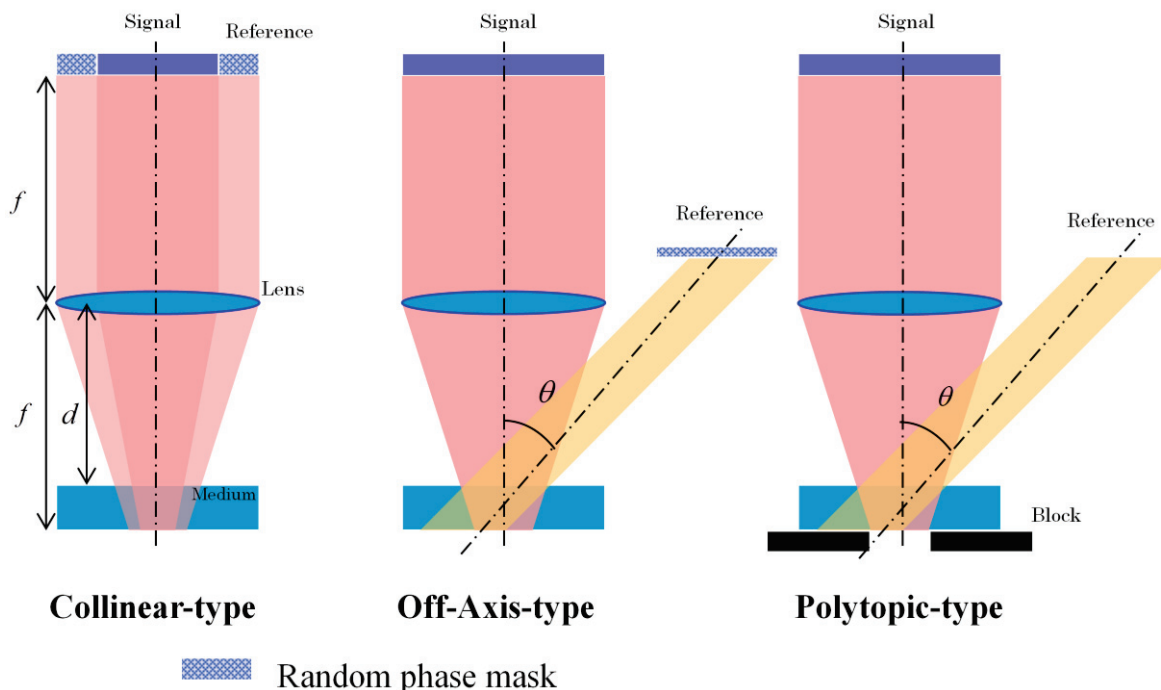
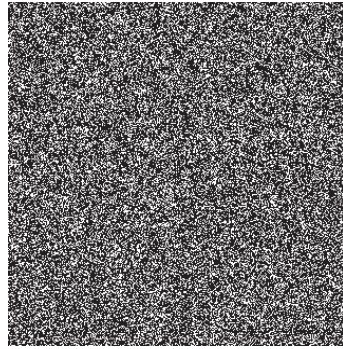


図 2.6 各種多重記録方式

2.2.1 スペックルシフト多重（コリニア型）

この方式は記録時の参照光にランダム位相を付与（図 2.7）することで多重記録を行なうものである。図 2.7 に示されているようにスペックルパターンはランダムに配置され、参照光の位相成分として作用する。参照光にランダム位相を付与することによって、多重する画像ごとに参照光の波長や角度を変更するなどの複雑な操作が必要なく、媒体をシフトさせることのみで多重記録が可能となる。図 2.8 にその概念図を示す。

図 2.8 に示したように、ランダム位相を付与し媒体をシフトさせて多重記録した場合、それぞれの干渉縞における位相分布が上下で揃うことが無く、全く同じ参照光を用いて再生を行なってもそれぞれの画像を完全に分けて取り出すことが可能となる。



Off-axis type



Collinear type

図 2.7 付与する参照光のスペックルパターン

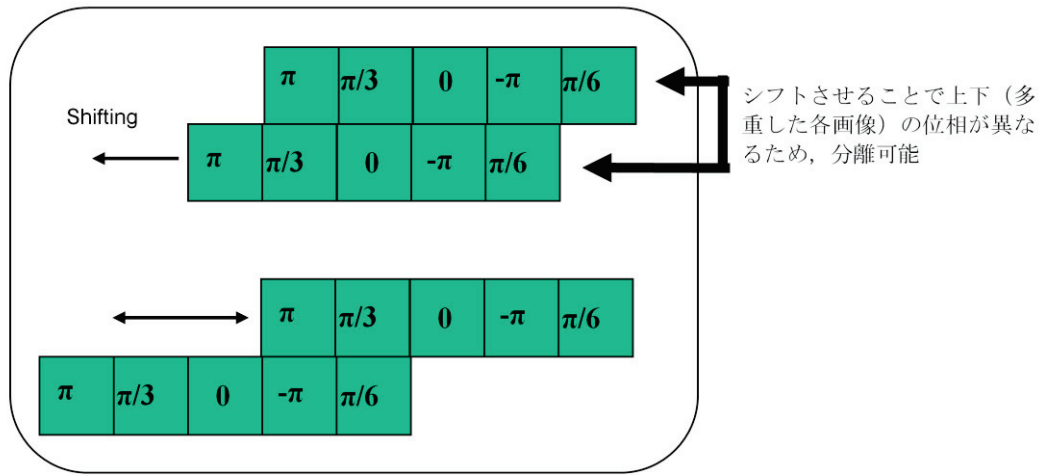


図2.8 スペックルシフト多重における位相の役割

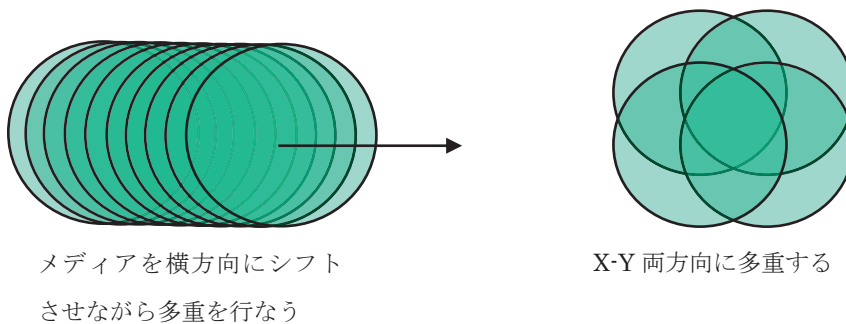


図 2.9 シフト多重の記録方法

スペックルシフト多重の最大の利点は、その容易さにある。シフトさせるだけで多重が可能であることから、実際に媒体に書き込む際には、記録媒体を順次任意の量だけシフトさせることで連続記録が可能となる。再生時にも特別な装置を必要とせず、

比較的容易な連続再生が期待される。シフト多重の概念図を図 2.9 に示す。

この図から分かるように、シフト時にはメディアを回転または移動させるだけでなく、さらに x - y の両方向にシフトさせて記録することによって大幅な記録容量の増加が期待できる。図 2.10 に実際に検討されているシフト記録の移動方向についての概略図を示す。図示のように様々な検討がされており、それぞれ記録時の容易さ、読み出し時の容易さ、再生像の画質などを総合的に判断し、決定していく必要がある。

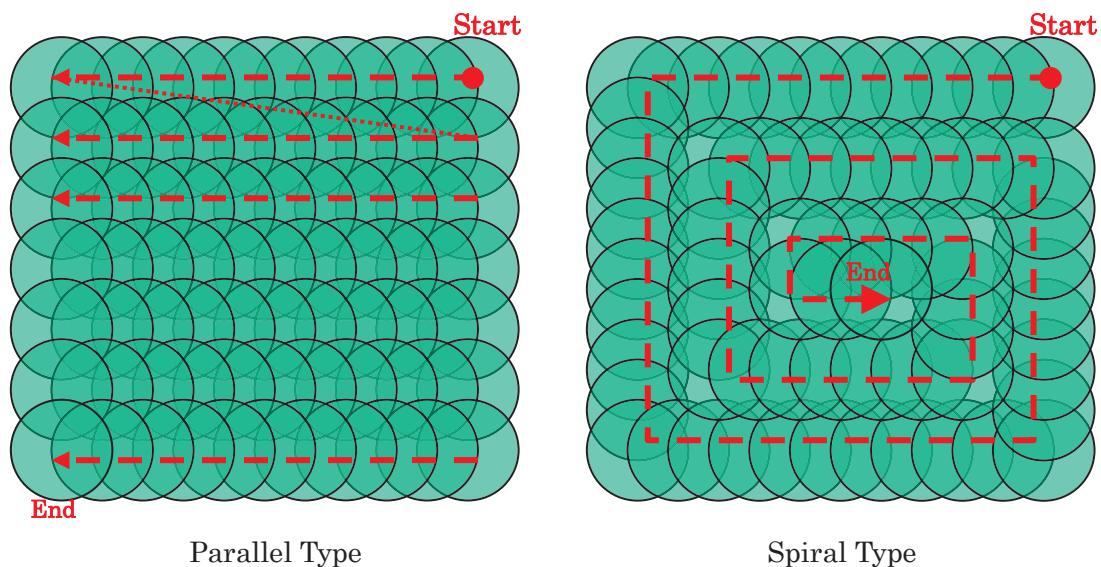


図 2.10 シフト多重におけるシフト方向の種類

従来、スペックルシフト多重方式では信号光と参照光を同軸で扱うコリニア型と、信号光に対して参照光が角度を持って入射する 2 光束干渉型の 2 種類について主に検討されていた。

2.2.2 Polytopic 多重

Polytopic 多重記録方式は、角度多重方式である。この方式では多重記録におけるノイズを除去するために、媒体の直後に開口を設ける。その概略図を図 2.11 に示す。この多重方式の光学系基本構成は 2 光束干渉法の場合とほぼ同じである。ただし参照光にランダム位相は付与せずに記録を行なう。そのため、多重記録をした際のクロストークの発生を防ぐために、媒体直後に開口を配置し、任意の画像を再生するために必要な回折光以外を取り除くことで、多重記録を可能とする方式である。

通常、角度多重のみで記録を行なう場合、対象とする情報のみを取り出すためには、再生時に余分な参照光の入り込みなど様々な雑音の影響をなくすために、前の記録領域から十分な距離を離して記録を行なう必要がある (図 2.11 (a))。しかし、この図 2.11

からも明らかなように高密度化は望めない．そこで Polytopic 多重記録方式では媒体直後に開口を設けることで，参照光の入り込みの除去，クロストークの除去を行い，大幅にシフト量を減少させ高密度記録に対応させることができる（図 2.11 (b)）．実際には角度多重も同時に行なうため，一つの記録領域に角度多重のみで多重を行い，さらにシフトさせた多重記録も行なうことで他の方式と同様に高密度化を狙う．

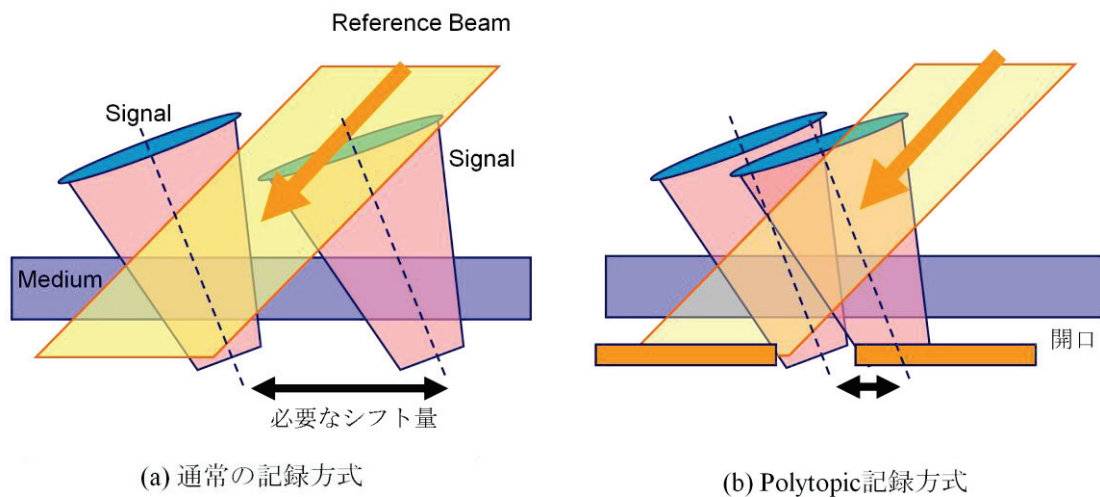


図2.11 Polytopic多重記録方式（シフト量に対する開口の影響）

2.3 本研究が提案する多重方式

本方式は球面参照光[20]を利用し，シフト多重記録[13][14]を行うことを基本としている．通常の球面波シフト多重では記録媒体の面内平行方向に対してシフト多重を行うが，我々はさらに媒体を回転してシフト多重を重ね書きするペリストロフィック多重記録方法[21][22]を複合する方式を提案している．球面参照光を用いた場合のシフト移動とブラッグ条件の関係は，図 2.12 のように考えられる．

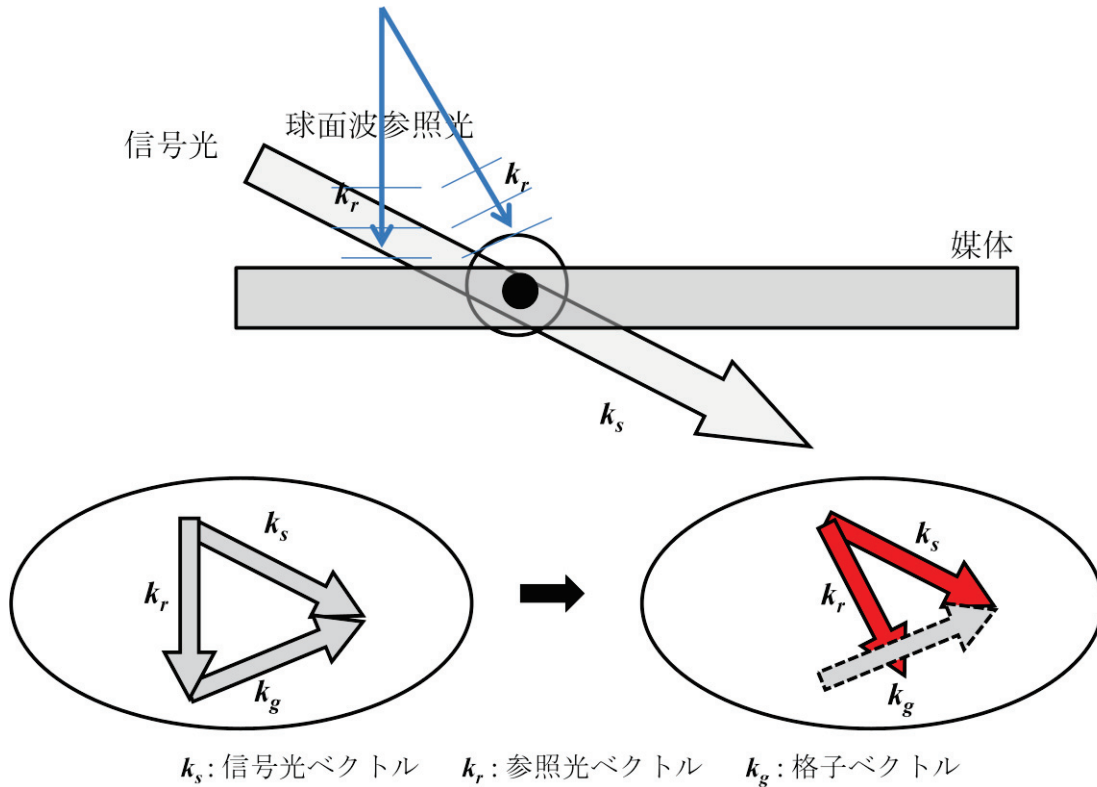


図 2.12 球面参照光を用いたシフト移動とブラッグ条件

物体光と参照光の干渉を局所的に考えると、球面波の微小部分は平面波として考えることができ、その干渉は平面波によるものとみなせる。これより球面波は場所によって角度の異なる平面波が連なったものとして考えられるので、媒体に記録される回折格子の角度も場所によって角度が連続して変化していることになる。球面波を用いて記録されたホログラムを再生すると媒体と参照光の位置が全く同じならば再生光を得られるが、媒体をわずかにシフト移動させると角度の違う参照光を照射することになり、ブラッグ条件を満たさず再生光を生じない。このことから、球面波を用いるとシフト移動による多重記録が可能であることが分かる。

媒体上に書き込まれる記録スポットの概念図は、図 2.13 のように考えられる。

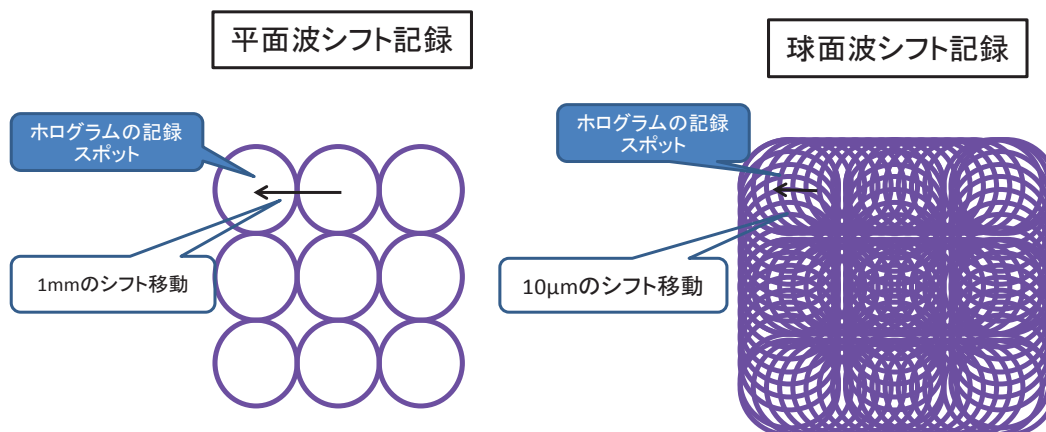


図 2.13 多重記録概念図

平面波を用いて記録を行った際の記録スポットの関係は、図 2.13 のようになる。信号光の大きさを 1 mm の円とした場合、続けて記録されるスポットはその大きさ分のシフト移動を行った後記録される。これは平面波の持つ角度情報は、どの部分をとっても同一となるため、異なる再生光を得るためには 1 つの記録スポットから完全に離れる必要があるためである。また平面波を用いて多重を行う際には、1 つの記録スポット上で参照光の照射角度を変え角度多重を行う必要がある。

これに対して球面波を用いて記録を行う場合には、平面波に比べてわずかな移動を行うだけで角度条件が変化するため、記録スポット分をシフト移動させなくても異なる再生光が得られ、重ねて記録を行うことが可能となる。

本論文では、このようなシフト多重記録方式にさらにペリストロフィック多重記録方式を複合させる。球面参照光の場合、3次元方向でシフト選択性が存在し、大容量性が期待できる。しかし、信号光と参照光の光軸が x - z 平面にある場合、 y 軸方向のシフト選択性は劣化し、それが高密度性を損なうことが本論文の検討で分かった。そこで媒体回転による角度選択性をさらに導入することにより、高密度化が可能となることを予想した。媒体回転の角度選択性がペリストロフィック多重記録の原理である。

ペリストロフィック多重記録再生方式の概略説明図を図 2.14 に示す。本論文では参照光として球面参照光を用いる。図 2.14 において信号光と球面参照光によりホログラムが記録される。それぞれの K ベクトルとグレーティングベクトルの関係は図 2.14 に示される。次に媒体を微小角度回転させるとグレーティングベクトルの変化によりブラッグ条件よりはずれ、ホログラムの再生が不可能となる。その状態では新たなホログラムを記録してもクロストーク無くそれぞれのホログラムが独立に再生される。

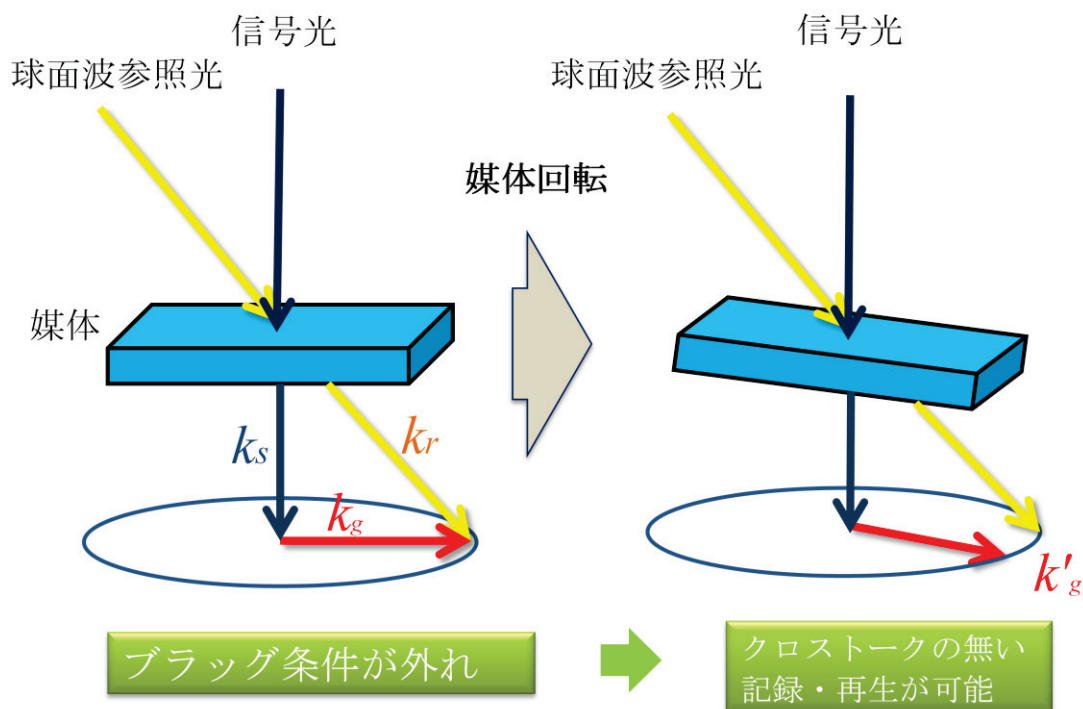


図 2.14 ペリストロフィック多重記録の概略説明図

このようなペリストロフィック多重記録とシフト多重記録を複合した記録方式により高密度記録が期待される。ペリストロフィック多重記録は単一ホログラム記録において多重化を行う。シフト多重と複合する場合は、図 2.15 に示すプロセスのように疑似ペリストロフィック方式となる。本来のペリストロフィック多重は単一ホログラム内にその中心軸を持つ回転に対して定義されるのであるが[21]，我々はシフト多重を施した媒体全体を回転させる。その回転の過程で各ホログラムも自ずと位置を変化させつつも回転していることになり，図 2.14 と同様の選択性が生じる。

図 2.15 では以下のプロセスでシフト（疑似）ペリストロフィック多重記録が行われる様子を示している。

- (1) x 方向のシフト多重記録を y 軸方向のトラックピッチ間隔で繰り返す。
- (2) 媒体を角度 θ 回転させる。
- (3) (1),(2)のプロセスを繰り返す。

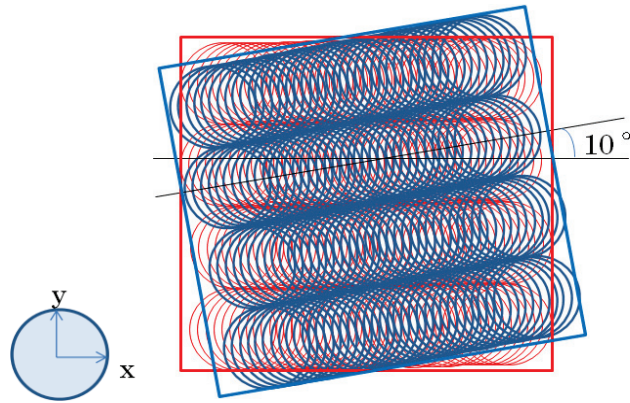


図 2.15 シフト多重記録とペリストロフィック多重記録を複合した記録方式

回転ディスクへの記録方法を図 2.16 に示す。光学ヘッドは図 2.16 においてシフト多重方向(x 軸)に示される直線上を移動するのみである。さらに y 軸方向にトラックピッチだけディスクを移動させ同様なシフト多重記録が実行される。このような y 軸方向のシフトごとに x 軸方向のシフト多重記録が実行される。これをディスク全面が埋まるように実行する。x-y 軸方向のシフト多重が全面で実行された後、媒体を 10 度回転させ、シフト多重をディスク全面で行う。これを複数角度回数実行する。10 度おきに原理的には 36 回実行可能である。図 2.16 は 10 度回転した後さらに x 軸方向でシフト多重を行うことを示す。

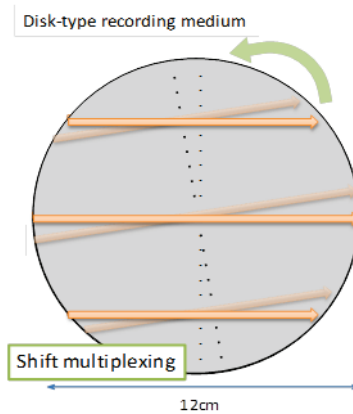


図 2.16 回転ディスクへの記録方法

2.4 結言

HDS 開発における大きな課題として残されたものがテラビットの記録密度を容易に実現できる記録再生方式の確立である。従来の検討方式、たとえば Co-axis 方式、Polytopic 方式には問題が残されていた。Co-axis 方式では同軸光学軸上に信号光と参照光が存在するため、最終段の対物レンズによる集光に際し、媒体内で十分な干渉領

域を持つことができず、大容量化に必須な媒体膜厚を利用した高多重記録数を実現できず、容量の向上が困難であった。Polytopic 方式は現在も精力的に検討が進められている。しかし、角度多重を基本原理とするため、高精度な角度制御が必須でありそのためのレーザ波長のコントロール、媒体の基板、記録材料等の表面精度が要求されている。さらに角度変更範囲が物理的に制限されるため、多重数に限界がある。最大見積もっても 500 多重程度が限界である。このためさらなる 1 ページデータ数の増大が必要であり、それらが装置上のマージン設計を困難にしている状況にある。このような背景の中で、本章では球面参照波を用いた、ペリストロフィック多重記録とシフト多重記録方式を複合する手法を提案し、その他の方法と比べて媒体の能力をはるかに超える多重記録の可能性を示した。

参考文献

- [1] 牛山善太：波動光学エンジニアリングの基礎（オプトロニクス社，東京，2005），p.168.
- [2] 辻内順平：ホログラフィー（裳華房，東京，1997），pp. 16-17.
- [3] 辻内順平：ホログラフィー（裳華房，東京，1997），p. 29.
- [4] 櫛田孝司：光物理学（共立出版，東京，1985），p. 88.
- [5] 久保田敏弘：ホログラフィ入門（朝倉書店，東京，2010），p. 32.
- [6] 藤原邦男，山口重雄：光学・電子光学Ⅱ（朝倉書店，東京，1972），p. 15.
- [7] Kogelnik, *Bell Sys. Tech. J.*, **48**, 2909 (1969).
- [8] 志村努：“ホログラフィックメモリー解説”，ホログラフィックメモリーのシステムと材料（シーエムシー出版，東京，2012），p. 17.
- [9] A. Fukumoto, “Coaxial Holographic Data Recording”, *Optics and Photonics News*, **19-11**, 28 (2008).
- [10] Mok, F. H. “Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate”, *Opt. Lett.*, **18**, 915-917 (1993).
- [11] Steabler, D.L.; Burke, W.J.; Phillips, W.; Amodei, J.J., “Multiple storage and erasure of fixed holograms in Fe-doped LiNbO₃”, *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 182-184 (1975).
- [12] Heanue, J.F.; Bashaw, M.C.; Hesselink, L., “Volume holographic storage and retrieval of digital data”, *Science*, **265**, 749-752 (1994).
- [13] Psaltis, D.; Levene, M.; Pu, A.; Barbastathis, G.; Curtis, K., “Holographic storage using shift multiplexing”, *Opt. Lett.*, **20**, 782-784 (1995).
- [14] Steckman, G.J.; Pu, A.; Psaltis, D., “Storage density of shift-multiplexed holographic memory”, *Appl. Opt.*, **40**, 3387-3394 (2001).
- [15] Jang, J.; Shin, D.; Park, Y., “Holographic data storage by combined use of peristrophic, angular, and spatial multiplexing”, *Opt. Eng.*, **39**, 2975-2981 (2000).
- [16] Denz, C.; Pauliat, G.; Roosen, G., “Volume hologram multiplexing using a deterministic phase encoding method”, *Opt. Commun.*, **85**, 171-176 (1991).
- [17] Heanue, J.F.; Bashaw, M.C.; Hesselink, L., “Recall of linear combinations of stored data pages based on phase-code multiplexing in volume holography”, *Opt. Lett.*, **19**, 1079-1081 (1994).
- [18] Y. H. Kang, K. H. Kim, and B. Lee; *Appl. Opt.* **37**, 6969 (1998).
- [19] Anderson, K.; Curtis, K., “Polytopic multiplexing”, *Opt. Lett.*, **29**, 1402-1404 (2004).
- [20] Barbastathis, G.; Leven, M.; Psaltis, D., “Shift multiplexing with spherical reference waves”, *Appl. Opt.*, **35**, 2403-2417 (1996).
- [21] Curitis, K.; Pu, A.; Psaltis, D., “Method for holographic storage using peristrophic multiplexing”

Opt. Lett., **19**, 993-994 (1994).

- [22] Fernández, E.; García, C.; Pascual, I.; Ortuño, M.; Gallego, S.; Beléndez, A., “Optimization of a thick polyvinyl alcohol-acrylamide photopolymer for data storage using a combination of angular and peristrophic holographic multiplexing”, *Appl. Opt.*, **45**, 7661-7666 (2006).
- [23] Fernández, E.; Ortuño, M.; Gallego, S.; García, C.; Beléndez, A.; Pascual, I., “Comparison of peristorophic multiplexing and a combination of angular and peristrophic holographic multiplexing in a thick PVA/acrylamide photopolymer for data storage”, *Appl. Opt.*, **46**, 5368-5373 (2007).

第3章 記録再生シミュレーション法

本研究で採用する多重記録方式の開発・設計に際し、その挙動を確認するための効果的なシミュレーション手法を提案し、その内容について示す。最初にその計算の基盤となる光学理論について解説し、さらにその適用方法について記す。

3.1 自由空間における伝播

3.1.1 平面波展開法 (Angular Spectrum 法) による伝播解析

マクスウェルの方程式より、実電荷が無く ($\rho = 0$, 誘電体), 誘電率, 透磁率が空間的に一様である等方性媒質を考える場合には, 電界, 磁界ベクトルのいずれかの成分をスカラー関数に対応させて, さらに時間に依存しない波動方程式を導くと

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k^2 u = 0 \quad (3.1)$$

なるスカラーのヘルムホルツ方程式を得ることが出来る[1].

また, 平面波の一般形を考え, α, β, γ を平面波進行方向を表す方向余弦とすれば, $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$, $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} (\alpha, \beta, \gamma)$ であり, 平面波は

$$u(x, y, z) = F \cdot \exp\left\{\frac{2\pi i}{\lambda} (\alpha x + \beta y + \gamma z)\right\} \quad (3.2)$$

と置ける. ここで様々な方向に進行する平面波の重ねあわせによる, 新たな波動を表す複素関数を改めて $f(x, y, z)$ とすれば, 総ての平面波の方向は α, β で定まるので

$$f(x, y, z) = \iint F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) \exp\left\{2\pi i \left(\frac{\alpha}{\lambda} x + \frac{\beta}{\lambda} y + \frac{\gamma}{\lambda} z\right)\right\} d\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\beta}{\lambda}\right) \quad (3.3)$$

と表現することが可能である.

ところで, $z = 0$ 面における複素振幅分布を $f(x, y, 0)$ とするとき, この関数のフーリエスペクトルは周波数 ν_x, ν_y を用いて以下のように表わされる.

$$F(\nu_x, \nu_y; 0) = \iint f(x, y, 0) \exp\{-2\pi i (\nu_x x + \nu_y y)\} dx dy \quad (3.4)$$

さらに逆フーリエ変換により

$$f(x, y, 0) = \iint F(\nu_x, \nu_y) \exp\{2\pi i (\nu_x x + \nu_y y)\} d\nu_x d\nu_y \quad (3.5)$$

ここで, (3.5)式に於いて

$$v_x = \frac{\alpha}{\lambda}, v_y = \frac{\beta}{\lambda}, (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = \frac{1}{\lambda^2}) \quad (3.6)$$

とおき, (3.3)式に於いて $z=0$ とすれば両式は一致する. $z=0$ における光波 (振幅分布) は様々な方向に進行する要素平面波の合成で記述できることが分かる[2][3][4]. また, そこでは進行方向に対する要素平面波スペクトルの逆フーリエ変換として $f(x, y, 0)$ が得られる.

ここで, (3.4), (3.5)式と同様に, 光波が進行し任意の固定された z 座標におけるフーリエスペクトルと振幅を考えれば

$$F(v_x, v_y; z) = \iint f(x, y; z) \exp\{-2\pi i(v_x x + v_y y)\} dx dy \quad (3.7)$$

$$f(x, y; z) = \iint F(v_x, v_y; z) \exp\{2\pi i(v_x x + v_y y)\} dv_x dv_y \quad (3.8)$$

となる. ここでの光波の振幅関数は(3.1)式を満たす必要があるので(3.8)式を(3.1)式の $u(x, y, z)$ に代入して, 式中の微分をそのまま計算すると

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (1 - \alpha^2 - \beta^2) F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z \right) \right\} \exp\left\{ 2\pi i \left(\frac{\alpha}{\lambda} x + \frac{\beta}{\lambda} y \right) \right\} d\frac{\alpha}{\lambda} d\frac{\beta}{\lambda} = 0 \quad (3.9)$$

となる. この式も逆フーリエ変換になっているので, 両辺をフーリエ変換すると

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (1 - \alpha^2 - \beta^2) F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z \right) = 0 \quad (3.10)$$

なる条件を得る. ここで, この微分方程式を解くために変数分離型の解として, $a(\)$ なる関数と係数 t を導入して

$$F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z \right) = a\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda} \right) \exp(tz) \quad (3.11)$$

の形を考えれば, (3.11)式および(3.11)式の2回微分を(3.10)式に代入すると, $\exp(tz) \neq 0$ なので t が得られ, (3.10)式の解として

$$F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z \right) = a\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda} \right) \exp\left\{ \pm z \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{-(1 - \alpha^2 - \beta^2)} \right\} \quad (3.12)$$

が得られる. 関数 $a(\)$ は任意であり, 初期条件と考えられるので $z=0$ におけるスペクトルを用いる.

$$F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z \right) = F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; 0 \right) \exp\left\{ \pm z \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{-(1 - \alpha^2 - \beta^2)} \right\} \quad (3.13)$$

ここで, 実際の方向余弦のように $1 > \alpha^2 + \beta^2$ であれば, (3.13)式の如くに関数 $a(\)$ を決

めたので光波は $z=0$ から $z \geq 0$ に向かうと考へられて、根号は+が選択され以下の様に出来る。

$$F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) = F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; 0\right) \exp\left\{z \frac{2\pi i}{\lambda} \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}\right\} \quad (3.14)$$

上式における z を含む項は位相変化を表わし、0 から z までの平面波の伝播を表現している。従って、 $z=0$ 面上における振幅分布 $f(x, y; 0)$ が与えられれば、(3.4)式から、 $z=0$ における要素平面波の進行方向に依存する振幅分布 $F(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; 0)$ が得られる。そして、その分布から(3.14)式により所望の伝播距離 z 離れた平面における $F(\alpha/\lambda, \beta/\lambda; z)$ が得られ、(3.8)式から $f(x, y; z)$ が得られることになる。また、ここから新たな同様の計算をスタートすることができる。また、計算を行う際にはエバネッセント波を除外するために、 $(\lambda v_x)^2 + (\lambda v_y)^2 \leq 1$ の条件で帯域制限を行う必要がある。

光の伝播計算としてはフレネル回折式がよく知られている。2回のFFTによる高速畳み込み演算を用いて回折計算をする場合においては計算時間にほとんど差がないため、回折積分式を直接計算する平面波展開法が有利である。

図3.1は、ここで記述した平面波展開法を用いた伝播計算による、光軸に沿い進む平面波として開口に達したコヒーレント光の伝播の様子を示したものである。

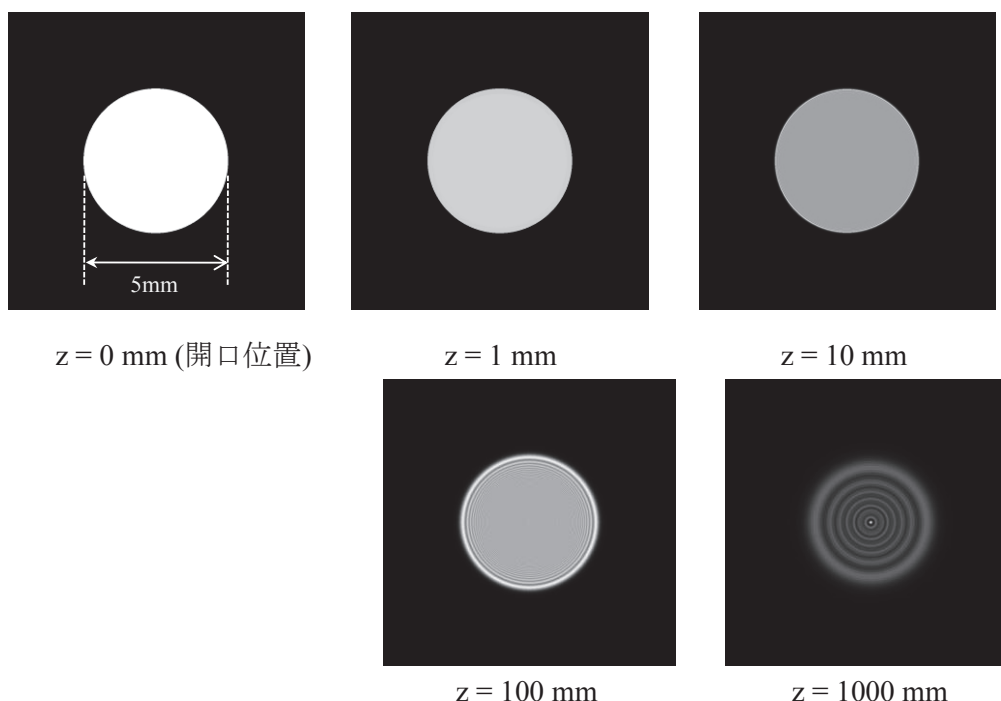


図 3.1 平面波展開法によるコヒーレント光の伝播

開口径 5 mm, コヒーレント光の波長 410 nm, 及び伝播距離 $1\text{mm} \leq z \leq 1000\text{mm}$ の範囲で計算を行ったところ、伝播の様子を確認することができた。例えば $z = 100\text{mm}$

を観察すると、円の縁付近には干渉による縞模様が現れているのがみられており、伝播距離が長くなるにつれて回折の効果も再現されている。特に、平面波展開法による伝播計算手法はフレネル近似条件に拘束されないため、記録媒体内シミュレーションのレイヤー間計算のような近距離の伝播計算ではフレネル回折計算よりも精度良く行うことが出来る。

3.1.2 自由空間の伝達関数

$1 > \alpha^2 + \beta^2$ の場合、(3.6)式から $\lambda^2(v_x^2 + v_y^2) < 1$ となり、少なくとも

$$\lambda < \frac{1}{v_x} \quad (3.15)$$

が満たされなければならない。もともと (3.7) 式は振幅分布に含まれる周波数ごとのスペクトルを表わしているので、(3.15) 式は $f(\cdot)$ に含まれ得る最小の構造を表わしている。つまり、使用されている波長より細かい周期構造を一般の結像光学系は解像することは出来ない。また、 $F(z)$ と $F(0)$ の比を取れば

$$H(v_x, v_y) = \frac{F(v_x, v_y; z)}{F(v_x, v_y; 0)} = \exp\left\{z2\pi i \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - v_x^2 - v_y^2}\right\} \quad (\text{ただし } 1 > \alpha^2 + \beta^2) \quad (3.16)$$

となる。これは任意の周波数における入力面と像面における振幅の比を表わす伝達関数(transfer function)である(図 3.2)。

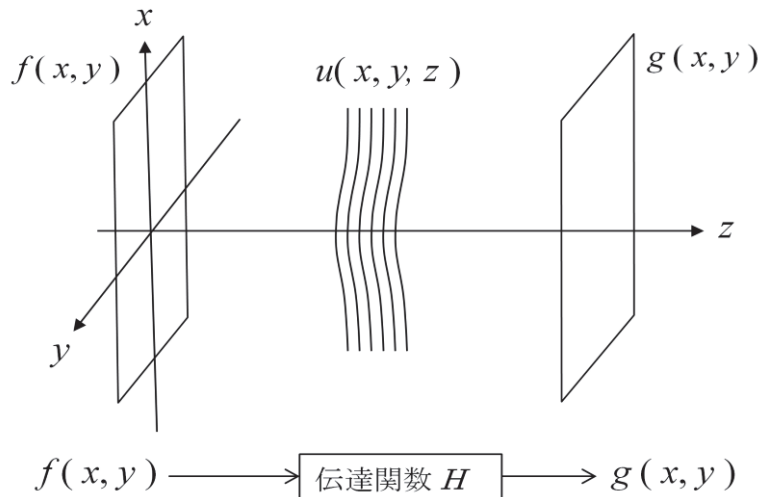


図 3.2 自由空間の光の伝達関数

3.2 光フーリエ変換

3.2.1 平面波スペクトラム表示とフレネル回折の関係

ここで、伝播方向 z に対してあまり広がらない光波、 z 軸と比較的小さい角度を為

す方向に伝播する要素平面波のみを重ね合わせた光波を考える．この様な近軸的な領域においては，(3.3)式における γ を

$$\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \approx 1 - \frac{(\alpha^2 + \beta^2)}{2} \quad (3.17)$$

と一次近似することが出来る．(3.3)式にこの関係を代入し

$$\begin{aligned} u(x, y, z) &= \iint F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) \exp\left\{2\pi i \left(\frac{\alpha}{\lambda} x + \frac{\beta}{\lambda} y + \frac{z}{\lambda} - \left(\frac{\alpha^2}{\lambda^2} + \frac{\beta^2}{\lambda^2}\right) \frac{z\lambda}{2}\right)\right\} d\frac{\alpha}{\lambda} d\frac{\beta}{\lambda} \\ &= \exp\left(\frac{2\pi iz}{\lambda}\right) \iint \left[F\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) \exp\left\{-z\lambda\pi i \left(\frac{\alpha^2}{\lambda^2} + \frac{\beta^2}{\lambda^2}\right)\right\} \right] \exp\left\{2\pi i \left(\frac{\alpha}{\lambda} + \frac{\beta}{\lambda}\right)\right\} d\frac{\alpha}{\lambda} d\frac{\beta}{\lambda} \end{aligned} \quad (3.18)$$

となる．この(3.18)式に注目すると，式全体が大括弧内の関数の逆フーリエ変換となっていることがわかる．コンボリューション定理から (3.18)式は大括弧内の積の形の二つの関数のそれぞれの逆フーリエ変換の関数のコンボリューションとして表すことが出来る． FT^{-1} を逆フーリエ変換の操作を表すとして

$$FT^{-1}\left[\exp\left\{-z\lambda\pi i(v_x^2 + v_y^2)\right\}\right] = \frac{1}{z\lambda i} \exp\left\{i\pi \frac{x^2 + y^2}{z\lambda}\right\} \quad (3.19)$$

なので

$$u(x, y, z) = \frac{-i}{z\lambda} \exp\left(\frac{2\pi iz}{\lambda}\right) \iint u(x', y', 0) \exp\left\{i\pi \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{z\lambda}\right\} dx' dy' \quad (3.20)$$

となる．この式はフレネル回折積分式を表す．ここからは $(x'^2 + y'^2)/2z$ の項を 0 と近似して，フラウンホーファー回折近似式も得られる[3][4]．

さて，ここでのフレネル近似が適応可能な領域について考えよう [5][6]．(3.17)式の近似の際に無視された最大の項 $(\alpha^2 + \beta^2)^2/8$ に，(3.3)式から積分の際に乗ぜられる係数を考慮すると，方向余弦の分母を，積分においての瞳座標と像面座標の距離 r として

$$\frac{\pi}{4\lambda} \frac{\{(x-x')^2 + (y-y')^2\}^2 z}{r^4} \ll 1 \quad (3.21)$$

となる時，つまり積分内で(3.21)式左辺が 1 rad よりはるかに小さい時，(3.17)式の近似は成立すると考えられる．ちなみに $z = 1000 \text{ mm}$ で瞳での積分範囲の最大直径を双方とも 10 mm 程度とし， $\lambda = 500 \text{ nm}$ とすれば(3.21)式左辺中括弧内の最大値は 100 程度と考えられて左辺は約 0.016 であり (3.20)式が成立する．

3.2.2 レンズによるフーリエ変換作用

図 3.3 にある様に点光源の幾何光学的に無収差の結像を光学系が齎している場合には、物界における点光源から生じる球面波を、像界において一点を中心とする収束球面波に変換する機能をレンズは果たしていると考えることができる。ここで、この光学レンズの結像作用における機能について検討する。

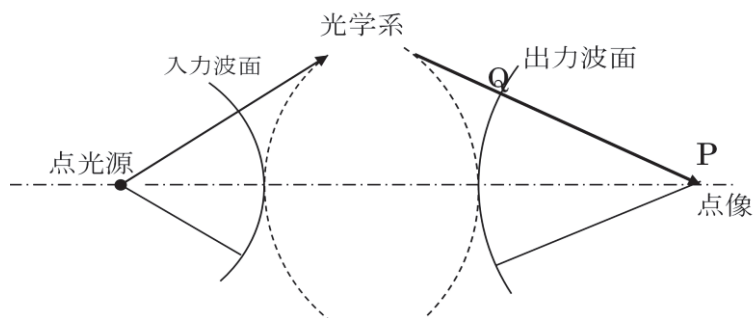


図 3.3 レンズの波面変換作用

収束球面波上の2次波源からの光波の重ね合わせによるPにおける振幅 U を求める。Fresnel-Kirchhoff の回折積分式を適用するために図 3.4 の様に考える。Fresnel-Kirchhoff 回折積分式[7]は、波面法線ベクトル \mathbf{n} と入射光線ベクトル \mathbf{r} との角度を 0 と看做することにより、開口部に球面波が到達しているとして

$$U(P) = \frac{-iA}{2\lambda} \frac{\exp(ikr)}{r} \iint_{\sigma} \left\{ \frac{\exp(iks)}{s} (1 + \cos \chi) \right\} d\sigma \quad (3.22)$$

となる。 σ は積分面積である。

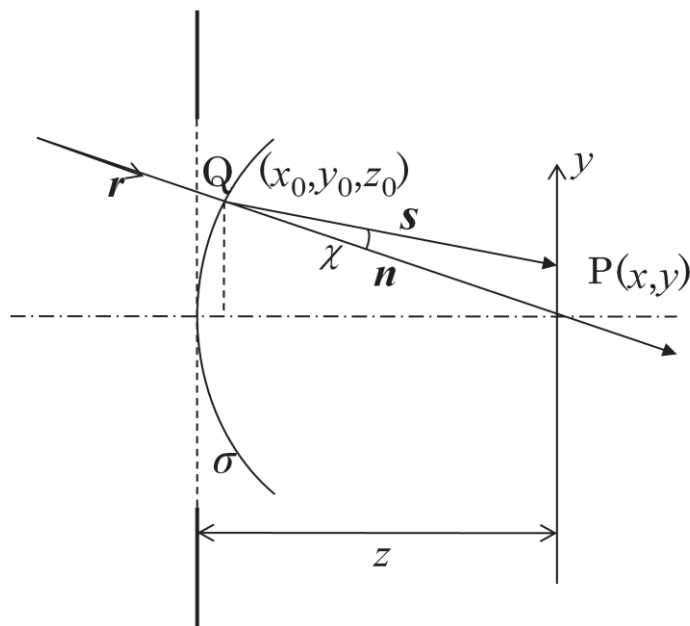


図 3.4 結像における Fresnel-Kirchhoff 回折積分式の開口部の考え方

さらに、波面中心近傍の検討を行うとすれば、波面法線ベクトル \mathbf{n} と 2 次光源波射出光線ベクトル \mathbf{s} (長さは点 P までの s) との関係において大略 $\cos\chi \rightarrow 1$ と出来、波面上の積分範囲の形状も含めた振幅分布、位相分布を表す、より汎用的な瞳関数[8]

$$g(x_0, y_0) = A \frac{\exp(ikr)}{r} \quad (3.23)$$

を導入し、スリット面上 (x_0 - y_0 系)、スクリーン上 (x - y 系) の z 軸を共通とする二つの直交座標系上に書き換えると、(3.22)式は

$$U(x, y) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} g(x_0, y_0) \frac{\exp\{iks\}}{s} dx_0 dy_0 \quad (3.24)$$

となる。ここで、(3.24)式中における距離 s について解けば、図 3.4 より明らかな様に

$$s = \sqrt{(z - z_0)^2 + (x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2} \quad (3.25)$$

となる。観測距離 z が瞳径と比較して十分大きな場合の回折現象を扱う場合には z_0 の大きさを無視できるが、ここでは F ナンバーの明るい結像系による回折像の扱いを可能とするため、この値を無視できない。さて、図 3.4 より

$$(z - z_0)^2 = z^2 - x_0^2 - y_0^2$$

であるので

$$\begin{aligned} s &= \sqrt{z^2 - x_0^2 - y_0^2 + (x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2} \\ &= z \left(1 + \frac{-2x_0x - 2y_0y + x^2 + y^2}{z^2} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.26)$$

となる。ここで、右辺括弧内第 2 項の 2 次の項までで近似展開すれば

$$s = z + \frac{x^2 + y^2}{2z} - \frac{x_0x + y_0y}{z} - \frac{(-2x_0x - 2y_0y + x^2 + y^2)^2}{8z^3} \quad (3.27)$$

となる。ここで、右辺第 4 項を取り上げて T_4 として考える。

$$T_4 = -\frac{\{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 - x_0^2 - y_0^2\}^2}{8z^3} \quad (3.28)$$

瞳領域の半径を d_0 、像面積分領域の半径を d とすれば、 T_4 の最大絶対値、つまりこの項を無視することによって生じる誤差 Δ は(3.28)式を計算して行って

$$\Delta = -\frac{d^2(d + 2d_0)^2}{8z^3} \quad (3.29)$$

さらに、 d はレンズによる回折像の大きさ程度であって、 $d_0 \gg d$ であり、実用における誤差の検証のためには焦点距離 $f = z$ と置いて、光学系の F ナンバー、 $F = z/(2d_0)$ を導入して

$$\Delta \cong -\frac{d^2(2d_0)^2}{8z^3} = -\frac{d^2}{8z} \left(\frac{1}{F^2} \right) \quad (3.30)$$

と考えることが出来る。

例えば、 F ナンバーを 0.7 とし、 $z = 5 \text{ mm}$ とする。そして $\lambda = 600 \text{ nm}$ とした場合の、フラウンホーファー回折像のエアリーディスク半径 ω の倍の距離を d と置けば

$$d = 2\omega = 1.22\lambda F \times 2 \approx 0.001025 \text{ mm}$$

となり、これらの値を用いて (3.30) 式を計算すると誤差の絶対値は $5.4 \times 10^{-8} \text{ mm}$ 程度であり、 T_4 は適切な検証範囲で計算を適用する限り無視できると考えられる。

さて、 T_4 項を無視した上で (3.27) 式を (3.24) 式に代入し、(3.24) 式積分内で敏感な影響を与えない \exp 外の s を z として積分の外に出すと

$$U(x, y) = -\frac{i}{z\lambda} \exp \left\{ ik \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \right) \right\} \iint_{-\infty}^{\infty} g(x_0, y_0) \exp \left\{ -ik \left(\frac{x_0 x + y_0 y}{z} \right) \right\} dx_0 dy_0 \quad (3.31)$$

が得られる。これはフラウンホーファー回折近似式そのものである。無収差の光学系によりフラウンホーファー回折像が得られることが分かる。ここで、以下の様に空間周波数領域における変数の取り方を変えれば

$$v_x = \frac{x}{z\lambda} \quad v_y = \frac{y}{z\lambda} \quad (3.32)$$

レンズによる軸上点光源の無収差回折像は一般的に言って、以下のように瞳関数のフーリエ変換で得られることになる。

$$U(v_x, v_y) = \frac{-i}{z\lambda} \exp \left\{ ik \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \right) \right\} \iint_{-\infty}^{\infty} g(x_0, y_0) \exp \left\{ -i2\pi(x_0 v_x + y_0 v_y) \right\} dx_0 dy_0 \quad (3.33)$$

3.3 非均一媒質による散乱

3.3.1 基礎積分方程式

単色電磁場が、図 3.5 のように有限な領域 V を占めた媒質に入射するとする。

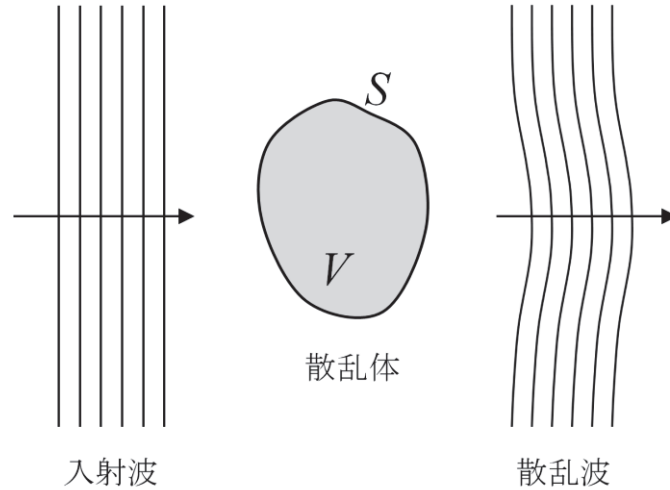


図 3.5 閉曲面 S に囲まれた領域 V の媒質による散乱

媒質の比透磁率 μ_r が真空の透磁率と等しいとして $\mu_r = 1$ とする. 周波数領域における Maxwell 方程式を電場 E のみで表すと, 複素電場の空間依存部分は電流密度, 電荷密度を 0 と置いて[9][10]

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k_0^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \nabla \left(\frac{\nabla \varepsilon_r(\mathbf{r})}{\varepsilon_r(\mathbf{r})} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \right) = 0 \quad (3.34)$$

となる. ここで k_0 は真空中の波数, ε_r は媒質の比誘電率である. (3.34)式の最終項は電場の直交座標成分が相互にからみ合っているために, この方程式によって散乱を取り扱うことはかなり複雑となる. しかしながら誘電率 ε_r の場所による変化が緩慢で, 波長 $\lambda = 2\pi/k$ 程度の範囲内では実質的に一定と仮定するならば, (3.34)式の左辺の最終項は無視でき, E_x, E_y, E_z に対して対称な式を得る. そのうち一つの成分を U とすると, U に対して次のスカラー・ヘルムホルツ方程式が成り立つ.

$$\left[\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}) \right] U(\mathbf{r}) = 0 \quad (3.35)$$

よく知られているように, このヘルムホルツ方程式がスカラー回折理論の基礎方程式となる. ここで, ε_{ave} を媒質の平均比誘電率として

$$k^2 = k_0^2 \cdot \varepsilon_{ave} \quad (3.36)$$

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_r - \varepsilon_{ave} \quad (3.37)$$

と置き, (3.35)式を変形して

$$\left(\nabla^2 + k^2 \right) U(\mathbf{r}) = -k_0^2 \Delta \varepsilon(\mathbf{r}) U(\mathbf{r}) \quad (3.38)$$

とする．ここで U を入射光 U_i と回折光 U_d に分けて

$$U = U_i + U_d \quad (3.39)$$

とし，式(3.38)の左辺に代入する．入射光 U_i が単色波である場合

$$(\nabla^2 + k^2)U_i = 0 \quad (3.40)$$

が成り立つので

$$(\nabla^2 + k^2)U_d(\mathbf{r}) = -k_0^2 \Delta \varepsilon(\mathbf{r})U(\mathbf{r}) \quad (3.41)$$

を得る．

さらに，自由空間におけるヘルムホルツ演算子の Green 関数（インパルス応答）を G として，適当な境界条件の下で (3.41)式に Green の定理を適用すると以下の基礎積分方程式を得る[11].

$$U_d(\mathbf{r}) = \frac{k_0^2}{4\pi} \iiint_V \Delta \varepsilon(\mathbf{r}')U(\mathbf{r}')G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')d^3r' \quad (3.42)$$

積分領域 V はホログラムの大きさとなる．

3.3.2 第 1 次ボルン近似

(3.42)式は 3 次元の畳み込みであるが，右辺に未知数 U が含まれているためそのままでは解けない．そこでボルン級数による摂動展開を行へば，1 回前の解から順次次の解を得るという逐次近似法により近似解が得られて行く．

散乱ポテンシャル[25]より，散乱体の屈折率が 1 からあまり大きく離れていなければ，散乱が弱いことは明らかである．(ホログラム記録材料の $\Delta \varepsilon$ は大きい場合でも 10^{-1} のオーダーなので $U_i \gg U_d$ が成り立つ．) このような状況下では，(3.42)式の積分における $U = U_i + U_d$ で表される全体の場を U_i で置き換えても，誤差はほとんど発生しないと仮定できる．このようにして，得られた散乱を記述する積分方程式の第 1 次近似として

$$\begin{aligned} U_d(\mathbf{r}) &\approx \frac{k_0^2}{4\pi} \iiint_V \Delta \varepsilon(\mathbf{r}')U_i(\mathbf{r}')G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')d^3r' \\ &= U_d^1(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (3.43)$$

が得られる．この近似解は一般的には，ボルン近似，より正確には第 1 次ボルン近似（または単に第 1 ボルン近似）と呼ばれる[12]．ここで U_d^1 は U_d の 1 次ボルン近似である．通常の弱い散乱では 1 次の近似で十分な精度で計算結果が得られる場合がほと

んどだが、高次のボルン近似は U の r 次近似を $U^r = U_i + U_d^r$ として (3.43)式を本来の反復形に戻すことで得られる以下のボルンの展開式より計算される.

$$U_d^{r+1}(\mathbf{r}) = \frac{k_0^2}{4\pi} \iiint_V \Delta\varepsilon(\mathbf{r}') U^r(\mathbf{r}') G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3r' \quad (3.44)$$

ただし、 $U^0 = U_i$ である. つまり、(3.43)式は(3.44)式の U^r に U の 0 次近似を代入した結果であると言える.

3.4 シミュレーションモデル

体積ホログラムの解析には、coupled mode theory に基づく coupled-wave analysis (CWA) [13][14][15], あるいはこの手法を拡張した rigorous coupled-wave analysis (RCWA) [16]等の手法が用いられるが、HDS における様な複雑な屈折率分布のホログラムの解析には適しない. また、Maxwell 方程式を差分化して計算する finite-difference time-domain (FDTD) 法[17][18], あるいは周波数領域における Maxwell 方程式を差分化する beam propagation method (BPM) [19-22]等はその応用性の高さから有用な手段であるが、大規模な計算を行うので多大な時間が費やされ、また繰り返し差分計算による不安定性も問題になり大域の問題に適応できない.

本シミュレーションではスカラー回折理論を出発点として体積ホログラムによる回折を Volume Integral Equation (VIE) [11]として定式化し、VIE に 3.1 節の Angular Spectrum 法と 3.3 節のボルン近似を適用することで多重化の進む HDS の、大規模計算の必要な解析に適用可能な数値計算手法を提案する[24]. ベースとなっているのは 3.2, 3.3 節中の数式であり、媒質 (記録媒体) の誘電率変調を考慮してこれらの数式を再び実計算のために定式化していく.

最初に記録過程について述べる. 記録用レンズ瞳面上の Spatial light modulator (SLM) に表示された信号パターンはレンズによりフーリエ変換され焦点面にスペクトル像として形成される. この数値計算は (3.33)式, フラウンホーファー回折像計算式を基にした高速フーリエ変換(FFT)によって実行できる.

本計算においてホログラム媒質はその厚さの方向 (光軸方向) に薄い多数の平面の層として区切られる. 媒質中の基準となる基準面, 媒質厚中心の焦点面における複素振幅分布は上記の計算にて得られるので, ここから各層への光波の伝播は Angular Spectrum 法により計算することが可能であり, 各層の干渉縞の強度 $I(x, y, z)$ は以下のように計算される.

$$I = |U_s + U_r|^2 \quad (3.45)$$

しかし、本研究では以下の様に位相の再現を可能とする成分を取り出して

$$I = U_s U_r^* \quad (3.46)$$

とする。関数右肩の*は複素共役を表し、 U_s は各層における複素振幅分布、 U_r は記録に用いられる参照球面波で

$$U_r = \frac{1}{r} \exp(-ikr) \quad (3.47)$$

である。ただし、 r は球面波曲率中心から観測点までの距離である。

再生過程は、以下のように不均質媒質中の光波の伝播を表わす (3.43)式を基に行われる。ホログラム1辺のサンプリング数を n とすると、(3.43)式の計算量は asymptotic notation を用いて表せば $O(n^6)$ 、畳み込みの計算に高速フーリエ変換(FFT)を用いても $O(n^3 \log n)$ であるため、実用的な問題に適用するのは難しい。しかし通常はある座標 z における2次元の波面が得られれば十分なので、(3.43)式を2次元の畳み込みと1次元の積分として定式化し直すことで計算量を $O(n^2 \log n)$ 程度にまで減らすことができる[23]。演算子 * は convolution を表わす。

$$\begin{aligned} U_d^1(x, y; z) &\approx \frac{k_0^2}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} [\{\Delta\varepsilon(x, y; z') U_i(x, y; z')\} * G(x, y; z - z')] dz' \\ &= \frac{k_0^2}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} FT^{-1} [FT \{\Delta\varepsilon(x, y; z') U_i(x, y; z')\} \cdot H(u, v; z - z')] dz' \end{aligned} \quad (3.48)$$

$$\approx \frac{k_0^2}{4\pi} \sum_{i=-N/2}^{N/2} FT^{-1} [FT \{\Delta\varepsilon(x, y; i\Delta z) U_i(x, y; i\Delta z)\} \cdot H(u, v; z - i\Delta z)] \Delta z \quad (3.49)$$

ここで L はホログラムの厚さ、 N は厚さ方向 (z 方向) の分割数で、 Δz は $\Delta z = L/N$ である。また H は波面の伝播を記述する伝達関数でグリーン関数 G のフーリエ変換、 $H(u, v; z) = FT[G(x, y; z)]$ である。 u, v はそれぞれ x 方向と y 方向の空間周波数である。比誘電率の変化 $\Delta\varepsilon$ は強度 I と比例するものとしてホログラムそのものを表現することになる。(3.49)式を数値的に解くことにより回折光の挙動を知ることが出来る。(3.49)式は、比誘電率のファクターが入射波の複素振幅分布に乗ぜられて得られた新たな複素振幅分布から、平面波展開をして Δz 進んだ位置までの光波伝播を計算している形になっている。従って、本研究では Angular Spectrum 法に準じて自由空間における伝達関数 H を

$$H(u, v; z) = \exp \left\{ -ikz \sqrt{1 - (\lambda u)^2 - (\lambda v)^2} \right\} \quad (3.50)$$

とする。Angular Spectrum 法による光の伝播は厳密にヘルムホルツ方程式を満たし、また Rayleigh-Sommerfeld の回折理論と等価であることが知られている。そのため、精度の高い計算が可能で、またフーリエ変換に FFT を用いることで高速に実行できる。

さらに (3.49)式により、各層からの基準面までの光波の伝播を計算し合算、基準面における複素振幅分布を得て再度、再生レンズ系によるフーリエ変換(FFT)により再生像を得る。

3.5 結言

本論文が提案する多重方式光学系の設計を行うためのシミュレーション手法の基礎理論について述べた。本研究の多重記録方式の性能評価におけるような大域の問題に適応できるように、本シミュレーションではスカラー回折理論を出発点として体積ホログラムによる回折を VIE として定式化し、angular spectrum 法とボルン近似を適用することで空間伝播、レンズ効果、ホログラム体積内における光波の挙動解析を可能とする数値計算手法を提案した。

参考文献

- [1] J.W.Goodman: *Introduction to Fourier Optics* 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1996), p. 39.
- [2] J.W.Goodman: *Introduction to Fourier Optics* 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1996), pp. 55-60.
- [3] A.Yariv : 光エレクトロニクス/多田邦夫, 神谷武志監訳 (丸善, 東京, 2002) , pp. 30-34.
- [4] 牛山善太:波動光学エンジニアリングの基礎 (オプトロニクス社, 東京, 2005) , pp.191-197.
- [5] J.W.Goodman: *Introduction to Fourier Optics* 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1996), p. 69.
- [6] 谷田貝豊彦 : 光とフーリエ変換 (朝倉書店, 東京, 1992) , pp. 22-26.
- [7] M. Born & E. Wolf: *Principles of Optics* 7th ed., 草川徹訳 (東海大学出版会, 2005) , p. 169.
- [8] 牛山善太:波動光学エンジニアリングの基礎 (オプトロニクス社, 東京, 2005) , pp.173-174.
- [9] 黒田和男 : 物理光学 (朝倉書店, 東京, 2011) , p.5.
- [10] 牛山善太 : 波動光学エンジニアリングの基礎 (オプトロニクス社, 東京, 2005) , p. 253.
- [11] B. Gombkötő, P. Koppa, P. Maák and E. Lőrincz, “ Application of the fast Fourier transform based volume integral equation method to model volume diffraction in shift-multiplexed holographic data storage,” J. Opt. Soc. Am. A **23**, 2954–2960 (2006).
- [12] M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1999) 7th ed., p. 699.
- [13] H. Kogelnik, “Coupled wave theory for thick hologram gratings,” AT&T Tech. J. **48**, 2909–2947 (1969).
- [14] R. Magnusson, and T. K. Gaylord, “Analysis of multiwave diffraction of thick gratings,” J. Opt. Soc. Am. **67**, 1165–1170 (1977).
- [15] M. G. Moharam, and T. K. Gaylord, “Coupled-wave analysis of reflection gratings,” Appl. Opt. **20**, 240–244 (1981).
- [16] M. G. Moharam, and T. K. Gaylord, “Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction,” J. Opt. Soc. Am. **71**, 811–818 (1981).
- [17] A. Taflove, and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd ed.* (Artech House, 2005).
- [18] N. Kinoshita, H. Shiino, N. Ishii, N. Shimidzu, and K. Kamijo, “Integrated simulation technique for volume holographic memory using finite-difference time-domain Method,” Jpn. J. Appl. Phys. **44**, 3503–3507 (2005).
- [19] Y. Chung, and N. Dagli, “An assessment of finite difference beam propagation method,” IEEE J. Quant. Electron. **26**, 1335–1339 (1990).
- [20] S. Yoshida, and M. Yamamoto, “Analysis of diffraction characteristics of holographic grating in photopolymer films by beam propagation method,” Jpn. J. Appl. Phys. **48**, 03A027 (2009).

- [21] S. Yoshida, M. Saitoh, N. Yoshida, and M. Yamamoto, "Analysis of multiplexed holograms recording by using a two-dimensional beam propagation method," *IEEE Trans. Magn.* **45**, 2264–2267 (2009).
- [22] 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 (2009).
- [23] B. Gombkötő, P. Koppa, A. Sütő, and E. Lőrincz, "Computer simulation of reflective volume grating holographic data storage," *J. Opt. Soc. Am. A* **24**, 2075–2081 (2007).
- [24] S. Yoshida, H. Kurata, S. Ozawa, K. Okubo, S. Horiuchi, Z. Ushiyama, M. Yamamoto, S. Koga and A. Tanaka, "High-Density Holographic Data Storage Using Three-Dimensional Shift Multiplexing with Spherical Reference Wave", *Japanese Journal of Applied Physics*, **52**, 09LD07, 2013. 10.7567/JJAP.52.09LD07
- [25] M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1999) 7th ed., p. 696.

第4章 光学系モデルとシミュレーション結果

本章では第3章のシミュレーション理論をもとに、具体的なシミュレーション手順を示し、シフト多重記録，ペリストロフィック多重記録およびシフト・ペリストロフィック複合多重記録についての評価を行い，シフト選択性およびディスク回転角度選択性について述べる．また，多重記録の記録再生シミュレーション結果について詳述し，提案方式の設計仕様・条件を明らかにする．

4.1 シミュレーションにおける光学系モデル

本研究では参照波として球面波を用いた光学系を解析対象とする．球面波は場所によって進む角度の異なる平面波が重なり合ったものと見なせるため，ホログラムとして記録される回折格子の形も記録媒体上の位置によって連続的に変化する．そのため，記録媒体と参照波の位置関係が書き込み時と同じならばブラッグの条件が満たされてホログラムが再生されるが，参照波に対して媒体が移動すればブラッグの条件が満たされず，ホログラムは再生されない．そのため，この系では記録媒体を移動させるだけで多重記録が可能となる．

シミュレーションにおける光学系モデルを図4.1と図4.2に示す[1]．媒体の中心を原点として，信号光の伝播方向に z 軸を取る．また，媒体は z 軸と垂直に設置し，媒体と平行に x ， y 軸を取る．Spatial light modulator (SLM)に表示された信号パターンはレンズにより集光され，媒体上で球面参照波と干渉する．このとき，図4.2に示したように，球面参照波は波源 $r_0(x_0, y_0, z_0)$ から媒体に入射させる．球面参照波の広がり，媒体の平均屈折率を $n_0 (= \epsilon_{\text{ave}}^{1/2})$ として，開口数 $\text{NA} = n_0 \sin\theta$ で規定する．ホログラムの記録と再生の基本的なシミュレーション手順は前章，3.4節にある通りであるが，シフト多重，疑似ペリストロフィック多重による繰り返し記録，再生がシミュレーションにおいても行われる事となる．記録再生シミュレーションに用いたプログラムフローチャートを図4.3に示す．

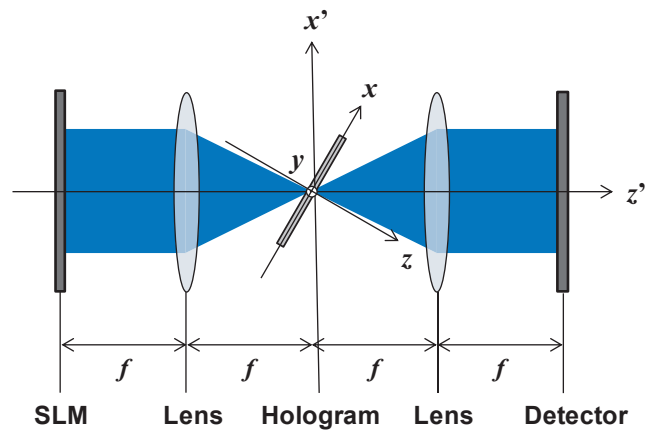


図 4.1 シミュレーション光学モデル

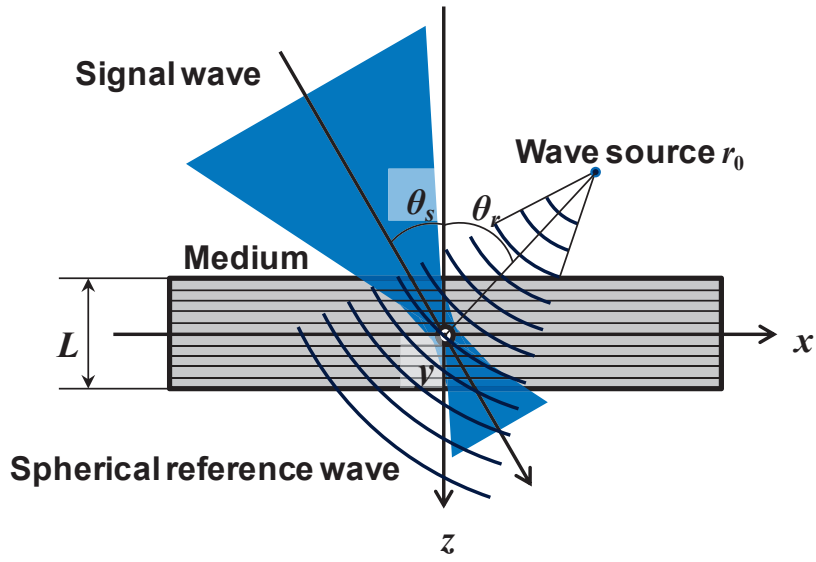


図 4.2 ホログラム記録モデル

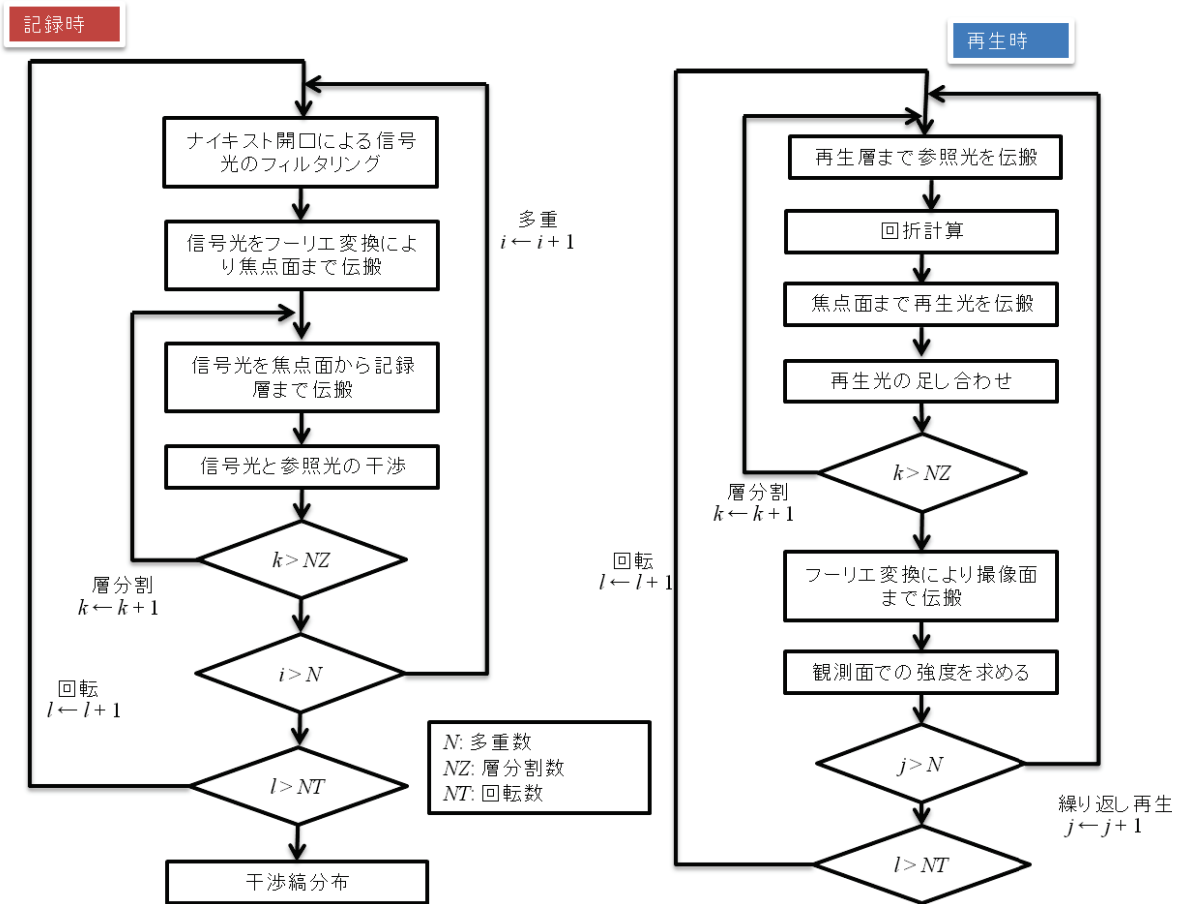


図 4.3 記録 (左)・再生 (右) シミュレーションにおけるプログラムフローチャート

4.2 シミュレーション条件

記録再生シミュレーションに用いたページデータパターンを図 4.4, 各パラメータを表 4.1 に示す.

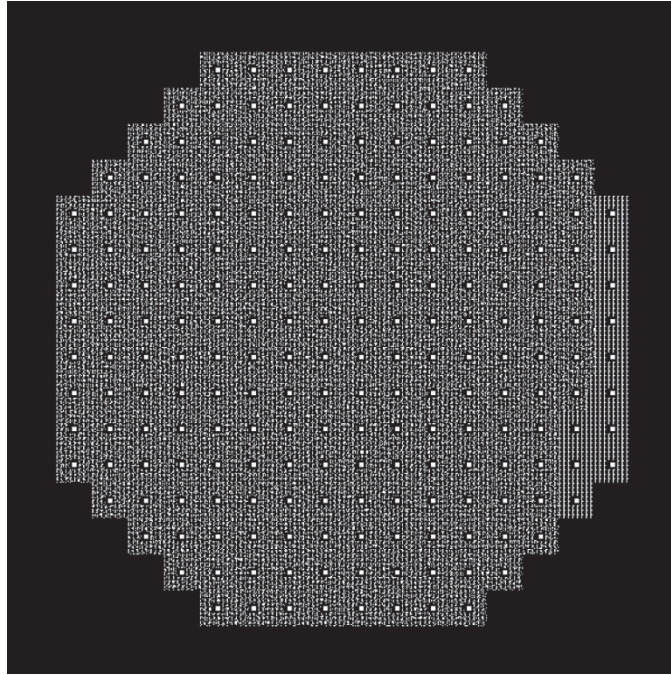


図 4.4 シミュレーションで使用するページデータ画像 (約 200 kbit)

パラメータ	値
レンズ開口数	0.4
記録波長 λ	405 nm
焦点距離 f	80 mm
信号光強度	1.0 W/m ²
参照光強度	0.1 W/m ²
再生光強度	1.0 × 10 ⁻³ W/m ²
平均比誘電率 ϵ_{ave}	1.5
ボルン近似の次数	1
媒体厚さ L	1.5 mm
媒体分割層数	15
SLMピクセルサイズ Δ	40 μ m
ピクセル分割数	4
計算領域 $N_x \times N_y$	8192 × 8192

表 4.1 シミュレーション条件

4.3 3次元シフト多重記録シミュレーション結果

3次元シフト選択シミュレーションの結果を図4.5に示す。図4.6に軸方向の定義を示す。図4.6に示すように、 x 軸はディスクのトラック方向、 y 軸はラジアル方向、 z 軸はディスクの膜厚方向である。本シミュレーションでは、参照光と信号光の光軸が x - z 平面に存在するとしている。図4.5は一つのホログラムを記録した後、ホログラムと参照光の位置を相対的にシフトした場合の、回折効率相対値を示す。回折光量は任意のランダムパターンで形成されたページデータを記録後再生を行い、ホログラムからの回折光量を計算した結果である。 x 軸方向は数 μm オーダーの選択性を持ち、 z 軸方向も x に近い選択性を持つが、 y 軸方向は x 、 z に比べて選択性が悪いことが分かる[1][2]。

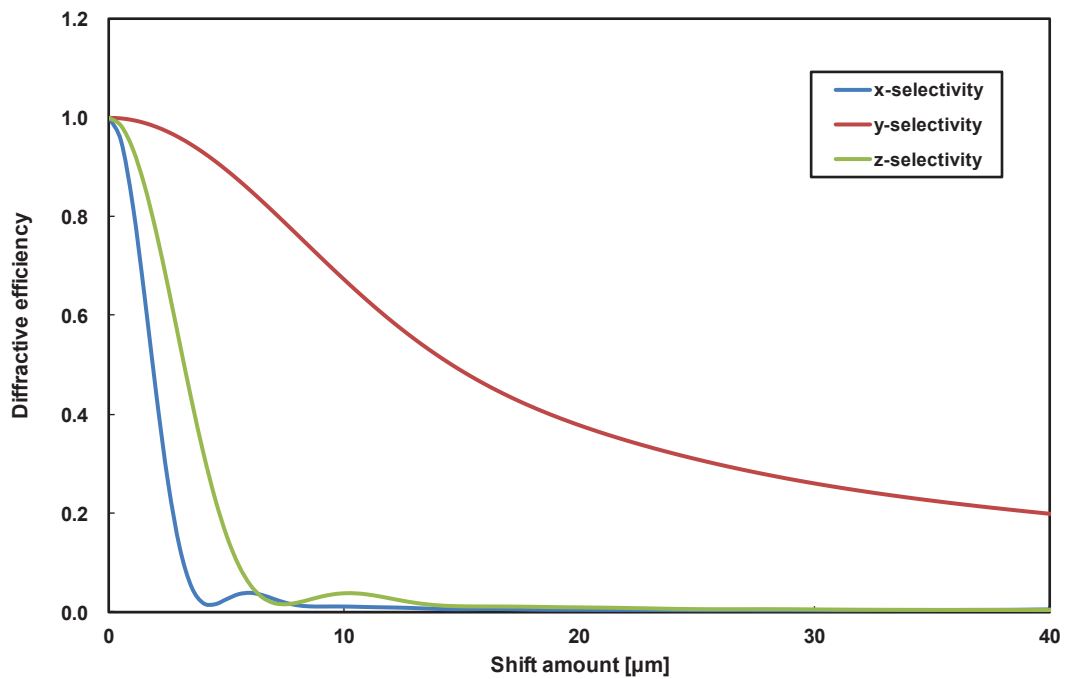


図 4.5 3次元シフト選択性

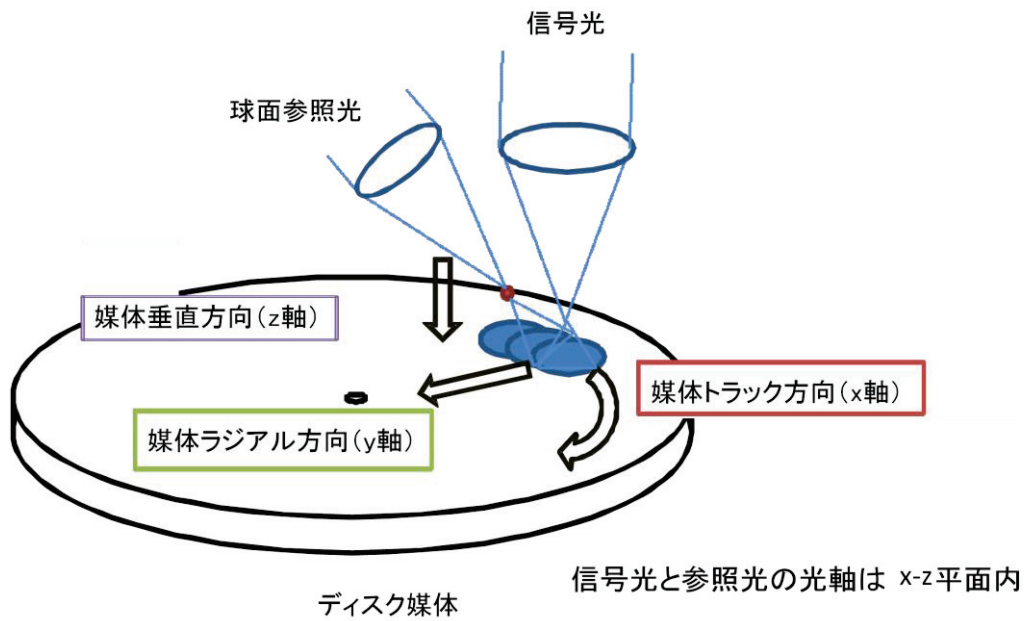


図 4.6 軸方向の定義

シフト間隔 $10\ \mu\text{m}$ 及び $20\ \mu\text{m}$ による x 軸方向シフト多重記録シミュレーションの結果を図 4.7 と図 4.8 に示す。図 4.7 は、2次元のランダムパターンの、シフト多重で 17 個のホログラムを記録し、再生における各ホログラムから回折される光量を計算している。 $10\ \mu\text{m}$ というわずかなシフトであるにもかかわらず、各ホログラムは独立して再生されることが分かる。図 4.8 も同様な結果である。

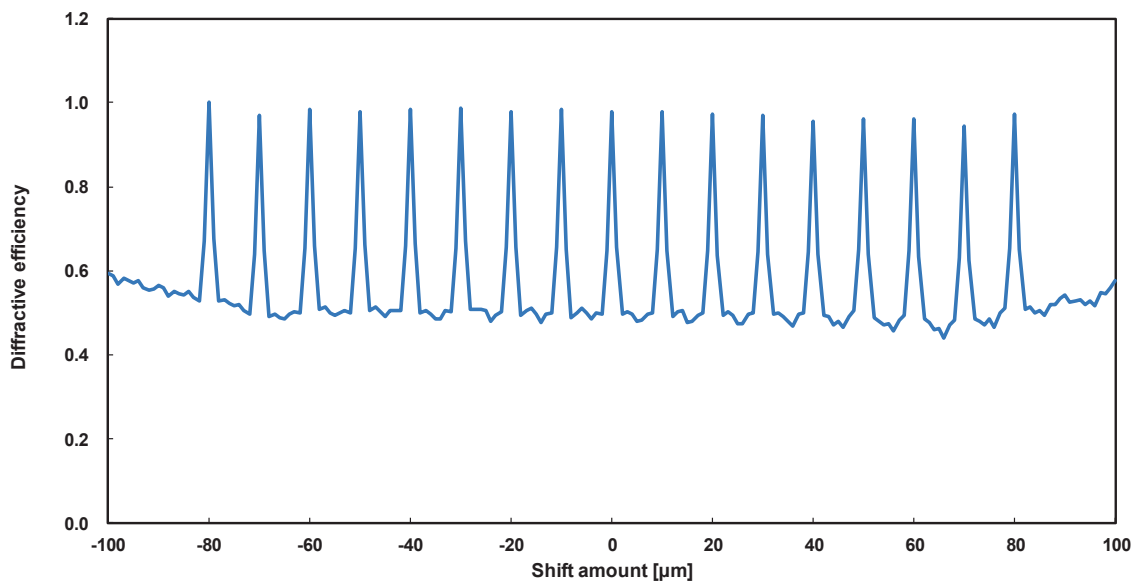


図 4.7 x 方向シフト多重 ($10\ \mu\text{m}$ ステップ)

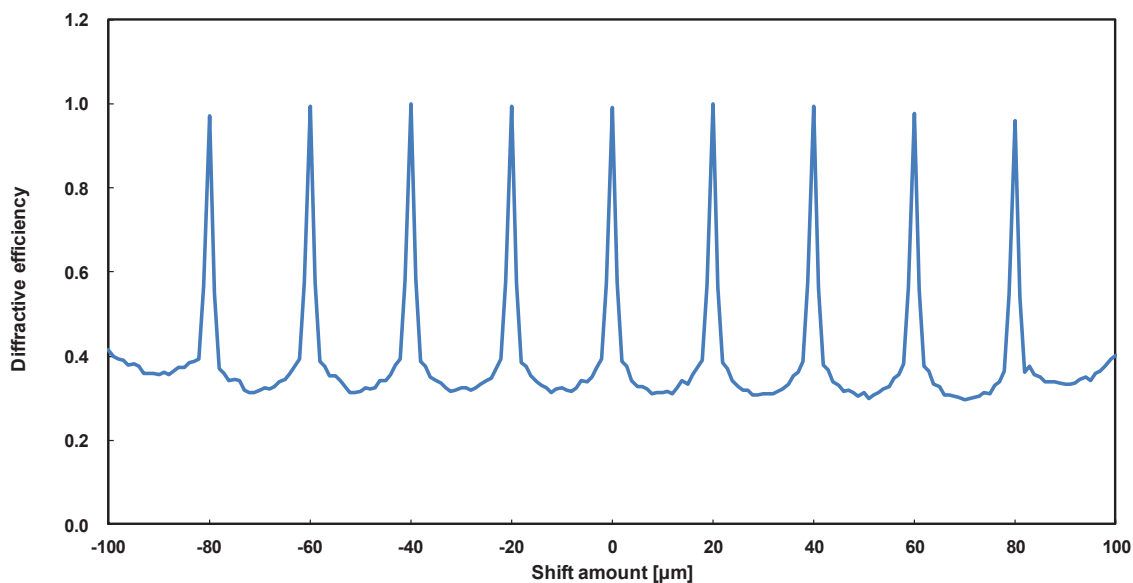


図 4.8 x 方向シフト多重 (20 μm ステップ)

z 軸方向のシフト選択性, すなわち媒体膜厚方向のシフト選択性をシミュレーションした結果を図 4.9, 図 4.10 に示す. クロストークの有無を調べるために, $z = 0 \mu\text{m}$, すなわち初期状態と, 膜厚方向に $z = 100 \mu\text{m}$ 及び $z = 200 \mu\text{m}$ 進んだ位置で, それぞれ x 軸方向に 20 μm の間隔でシフト多重を行っている. 図 4.9, 図 4.10 に示すように, $z = 0 \mu\text{m}$, 100 μm , 200 μm でのシフト多重において, どの信号もほぼクロストークなく再生されていることが分かる.

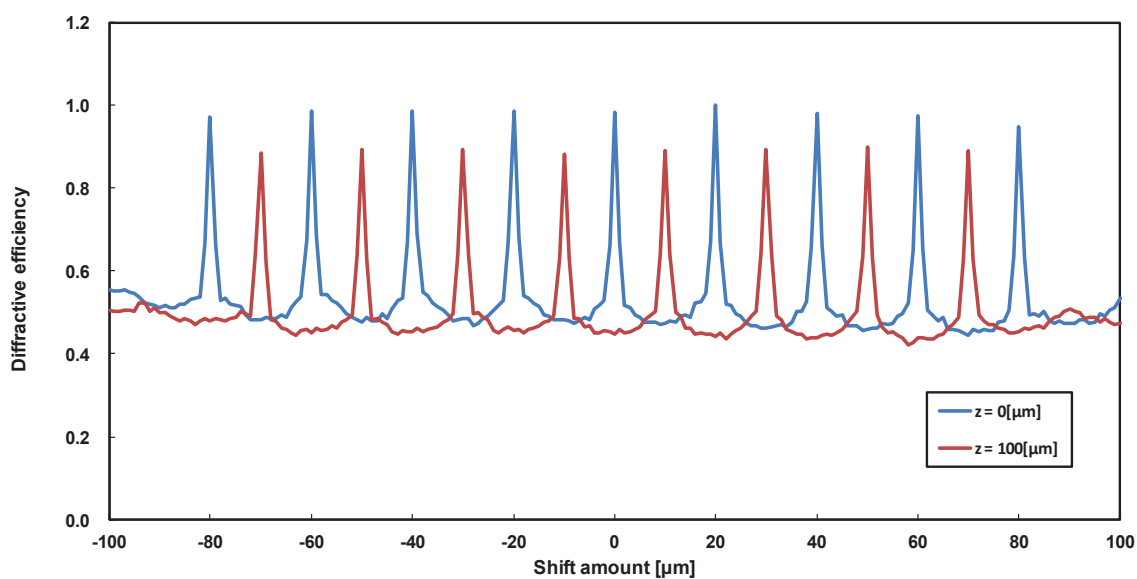


図 4.9 z 軸方向 2 層記録 ($z = 0, 100 \mu\text{m}$)

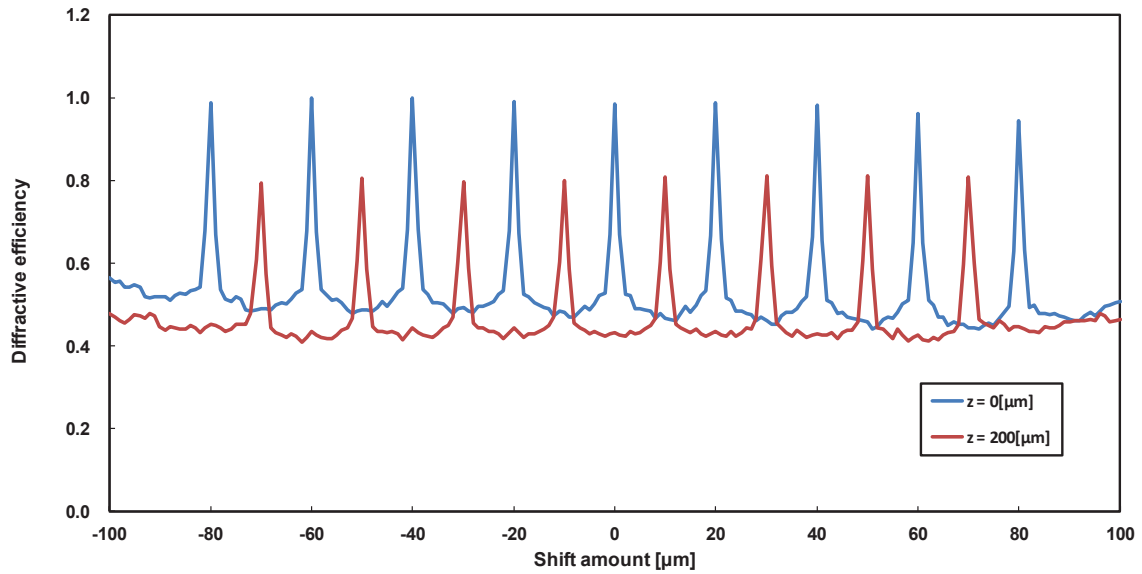


図 4.10 z 軸方向 2 層記録 ($z = 0, 200 \mu\text{m}$)

一方、ペリストロフィック選択性のシミュレーション結果を図 4.11 に示す。これは単一のホログラムを記録し、サンプルを回転させた場合の単一ホログラムから回折される光量を計算した結果である。実験結果とシミュレーション結果はほぼ一致し、媒体を数度回転させれば回折効率が大幅に下がることが分かる。

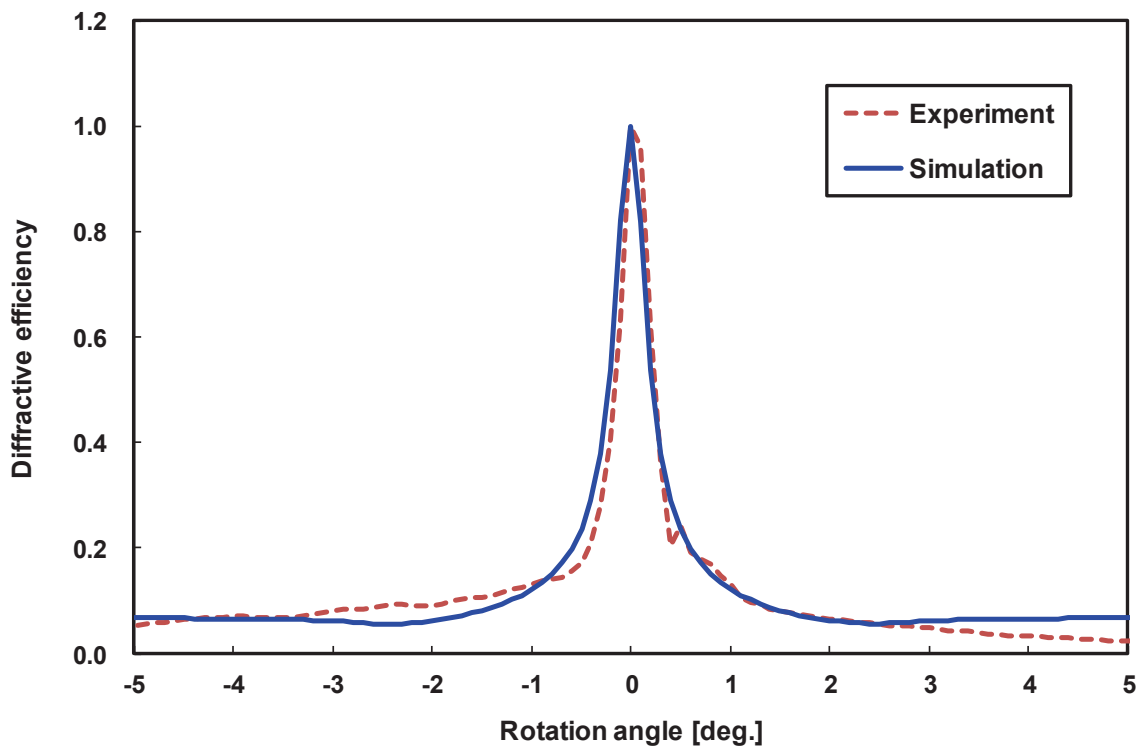


図 4.11 ペリストロフィック選択性

媒体回転角度間隔 5 度ステップ及び 10 度ステップによるペリastroフィック多重記録のシミュレーション結果を図 4.12 と図 4.13 に示す. 図 4.12, 図 4.13 とも, 2 次元のランダムパターンのホログラムを 5 度あるいは 10 度おきの一定角度で記録し, 各回転角度におけるホログラムからの回折光量をシミュレーションした結果である. 5 度の回転角度間隔においても, 各ホログラムからの再生はクロストークなく独立して再生されることが分かる. この結果は図 4.11 のシミュレーション結果に対応した結果になっている. 一方, 回転角度間隔 10 度の方の方がノイズレベルが低い. これは多重度の減少による雑音の低下にその原因があると推測される.

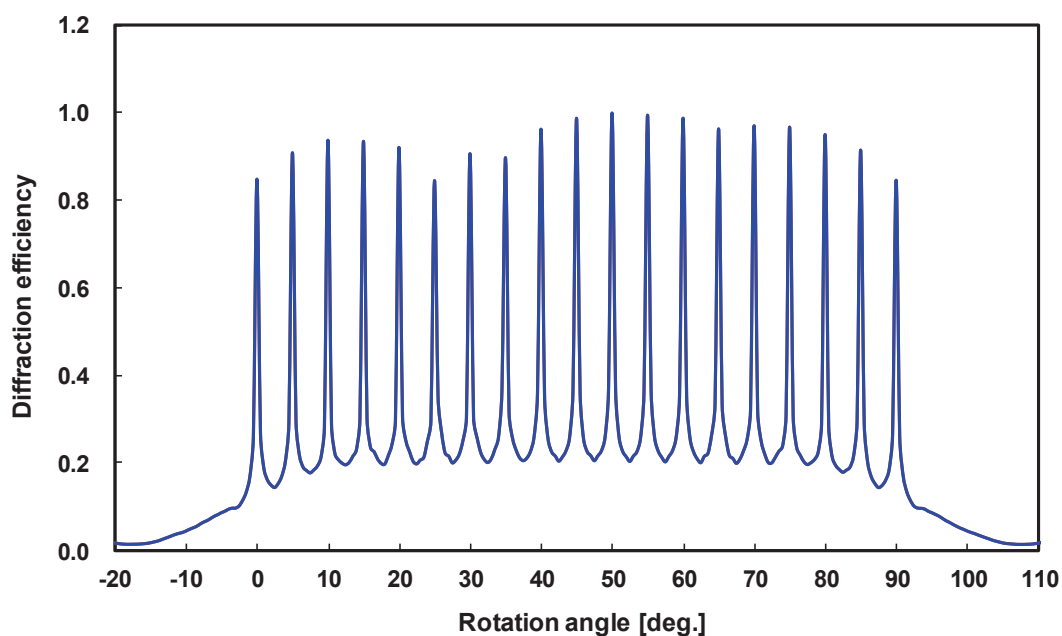


図 4.12 ペリastroフィック多重 (5°ステップ)

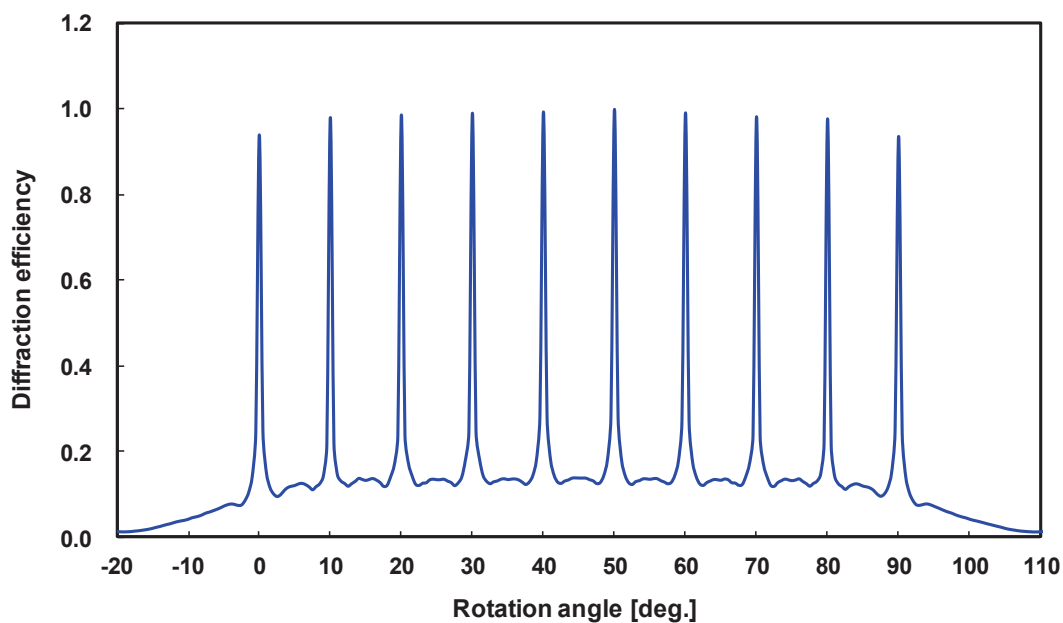


図 4.13 ペリストロフィック多重 (10°ステップ)

4.4 シフト・ペリストロフィック複合多重シミュレーション結果

x 軸方向に複数のホログラムを $20\ \mu\text{m}$ シフトで記録し、媒体をわずかずつ回転させて残存するクロストーク量をシミュレーションした結果を図 4.14 に示す. 3 度程度回転してほぼクロストークが消失する結果は、単一ホログラムの結果 (図 4.11) とほぼ一致している. これにより、10 度以下の回転角度でシフト多重とペリストロフィック多重を複合して多重記録を行うことができることを確認した.

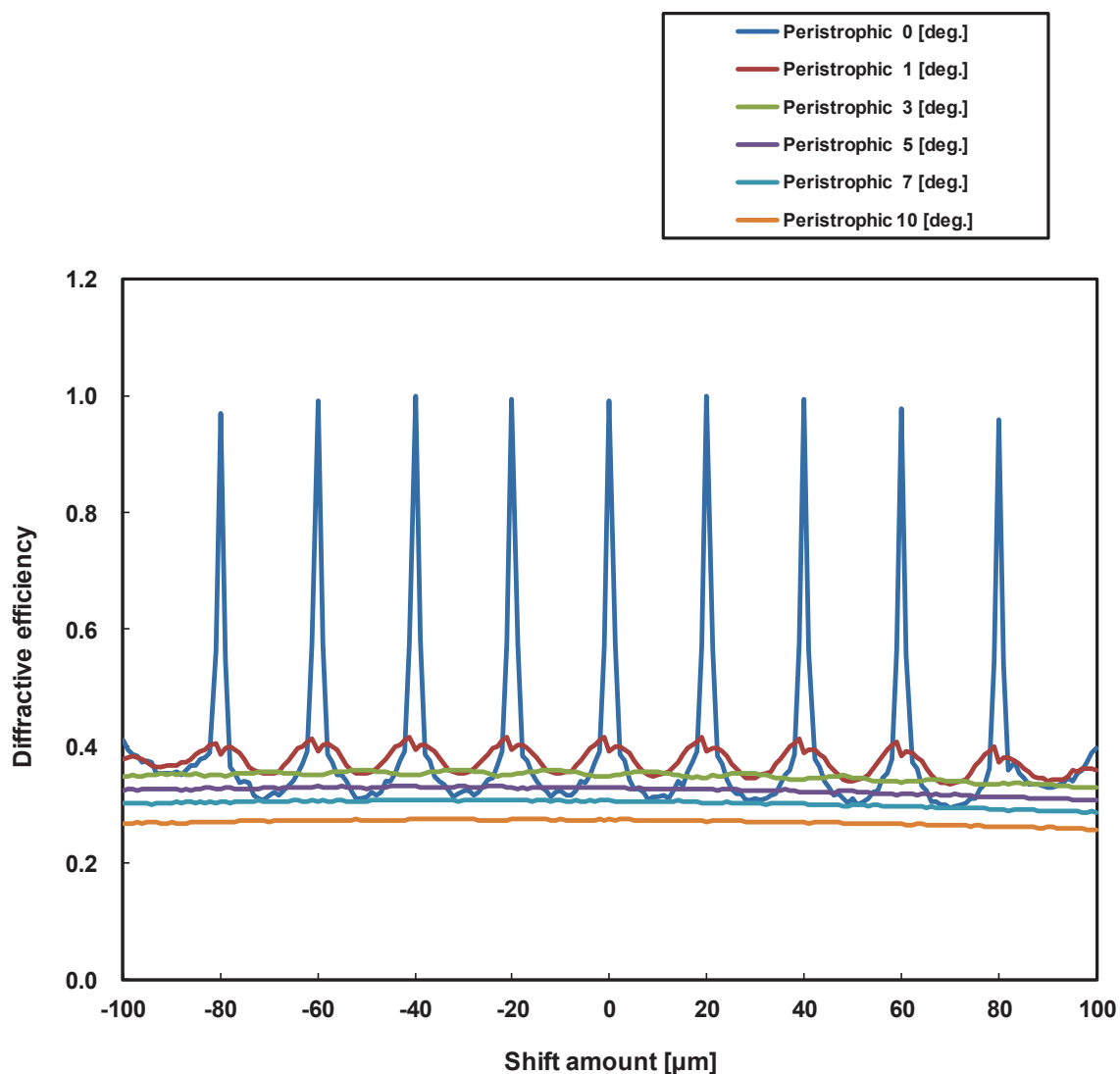


図 4.14 シフト・ペリastroフィック選択性

次に x 軸方向に $20\mu\text{m}$ ピッチで複数のホログラムを記録し、10度ごとの各回転角度で新たに x 軸方向に同様のホログラムを重ねて記録し、クロストークの状況をシミュレーションした。図 4.15 に回転角度 0 度と 10 度の場合の各ホログラムからの回折光量を示す。0 度と 10 度においてクロストークの発生を評価するため、 x 軸方向の記録位置をずらしている。10 度の回折光量は赤線で示される。青線のホログラムのクロストークは無視できるレベルである。図 4.16 は多重したホログラムを可視化した画像である。ホログラムの画像はそれぞれ媒体をシミュレーション時に 15 層分割した内の 6 層目のものである。

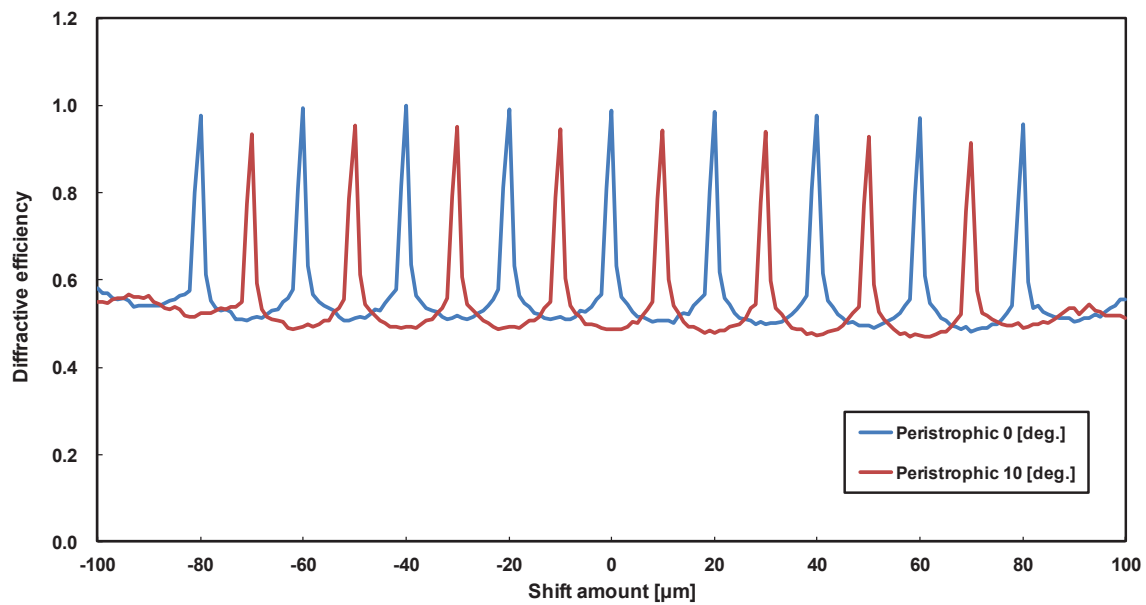


図 4.15 シフト・ペリストロフィック多重(0°, 10°)



図 4.16 0°と 10°におけるホログラムの可視化画像

図 4.17 には, 図 4.15 と同様なシミュレーションを 30 度回転で行った結果を示している. 図 4.18 は多重したホログラムの可視化画像である.

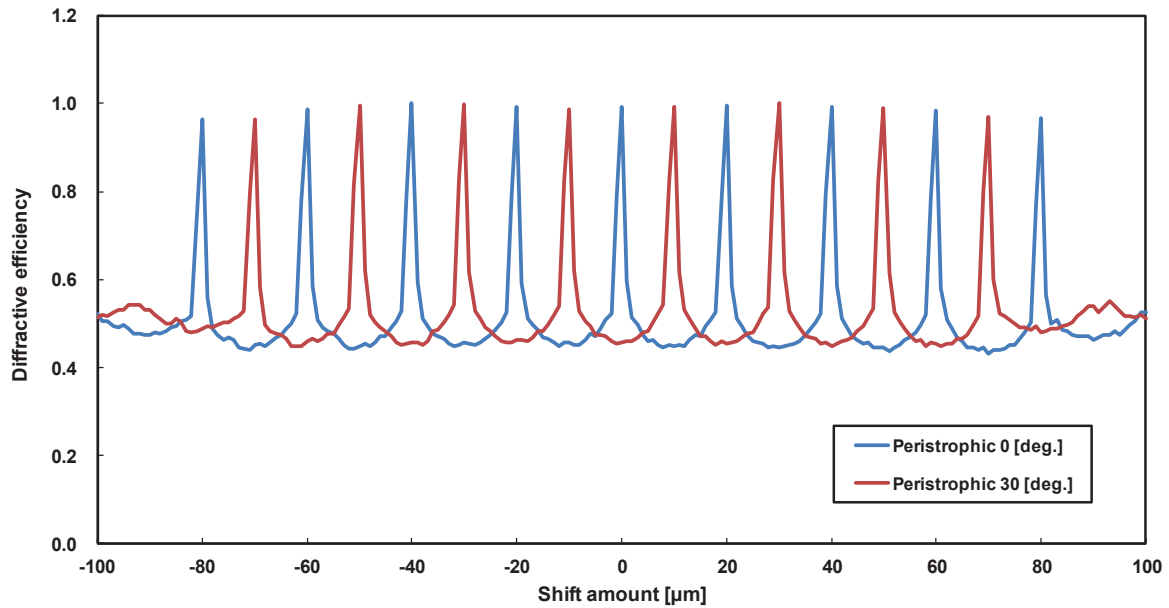


図 4.17 シフト・ペリストロフィック多重(0°, 30°)

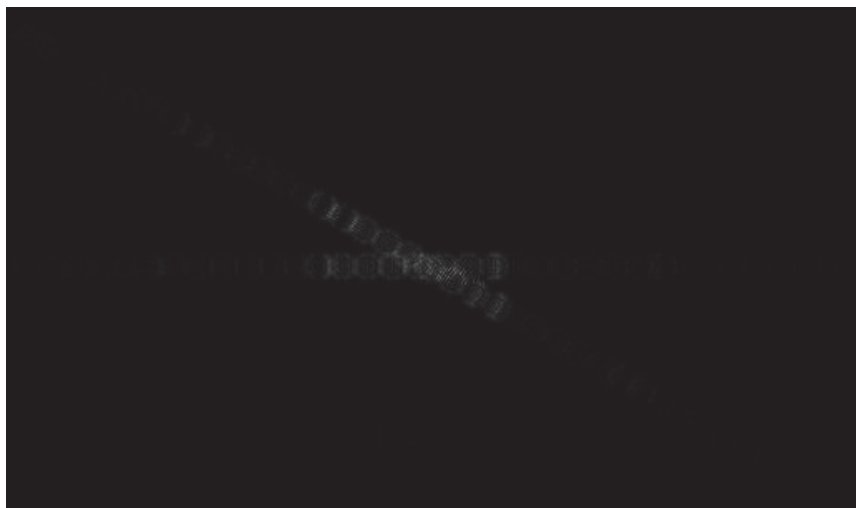


図 4.18 0°, 30°におけるホログラム

一方、図 4.19 は初期角度(0 度)で x 軸方向にシフト多重を実施し、さらに 180 度回転させた後同一場所にシフト多重を行うシミュレーションを行った結果である。180 度回転させることにより、0 度で記録したホログラムのブラッグ条件は完全に外れるため、上書きしても再生時のクロストークは発生しないことが予想された。図 4.19 に示す結果はそれを裏付けている。この結果から、初期角度 0 度から 350 度の回転までシフト・ペリストロフィック複合多重記録が可能であることが明らかとなった。シフト・ペリストロフィック複合多重記録では、 x 軸方向を 10 μm シフトで多重記録する場合、約 1800 多重以上が一個のホログラムサイズ(0.5mm) 内に可能となる。この多重数は、Polytopic 多重の 500~600 多重の限界数をはるかに凌駕し、また、媒体性能

もはるかに凌駕している。システム的には多重数に制限のない方式と言える。

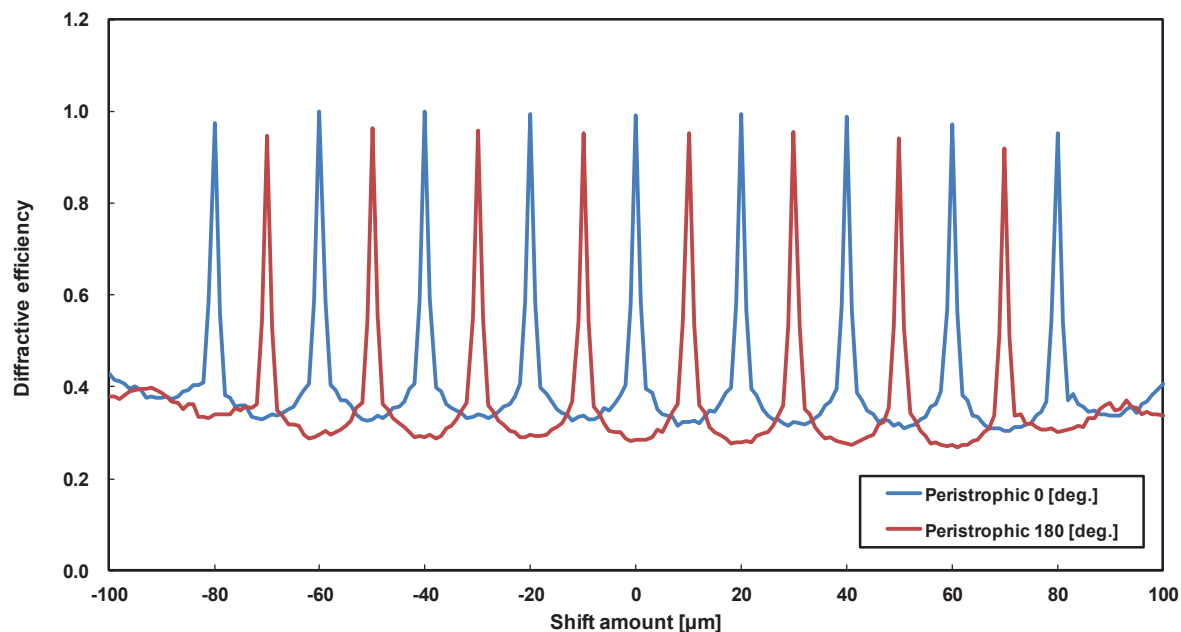


図 4.19 シフト・ペリastroフィック多重 (0°, 180°)



図 4.20 0°, 180°におけるホログラム可視化画像

4.5 結言

第3章で示したシミュレーション法に則り、シフト・ペリastroフィック複合多重記録のシミュレーションを行い、シフト選択性、クロストークの影響、さらにはペリastroフィック多重を複合した記録方式の設計指針についてシミュレーションを行った結果を示した。光学モデル、シミュレーション条件を明確にするるとともに具体的な記録再生シミュレーションを行った。シミュレーション結果により、本方式によって従来法に比べ大幅な多重記録数の増加が可能であることを示した。

参考文献

- [1] S. Yoshida, H. Kurata, S. Ozawa, K.Okubo, S. Horiuchi, Z. Ushiyama, M. Yamamoto, S. Koga and A. Tanaka, “High-Density Holographic Data Storage Using Three-Dimensional Shift Multiplexing with Spherical Reference Wave”, *Japanese Journal of Applied Physics*, **52**, 09LD07, 2013. 10.7567/JJAP.52.09LD07
- [2] S. Yoshida, T. Matubara, H. Kurata, S. Horiuchi, M. Yamamoto, “Multi-dimensional shift multiplexing technique with spherical reference waves”, *IEICE Trans. Electron.*, **E96-C**, 1520-1524 (2013).

第5章 光学系の収差補正と試作

本章では HDS 記録と読み込みを行うレンズの光学設計，そして試作に際して重要となるレンズに関する光学的原理，設計手法についての考察を行う。

高密度記録を行うために，HDS における情報の記録・再生に適した光学系に求められる基本構造を検証し，そこから本手法に適した光学系の設計，特に収差を適切に補正しデータパターンのピクセル数の増加，すなわち入力するページ単位の情報量を拡大することを可能とする光学設計手法の確立を図った結果を述べる．また，その設計手法に則り実際に製作したレンズの本目的に対応する結像能力の検証を行った．

5.1 光学系概要

光学系の概略を示せば，レンズ（複数枚構成）の前側焦点位置に入力面 S を置き，この原稿面上のページデータを後方から平行光束で照明し，レンズ①の後側焦点面 M にフーリエ変換像を生じさせる．そして焦点面 M から，やはりその焦点距離 f 離れた位置にレンズ②を置き，そこからさらに焦点距離離れた像面 R 上に，M 上の情報が逆フーリエ変換されることによるページデータの実像を生じさせる，所謂 $4f$ 構成である（図 5.1） [1]．

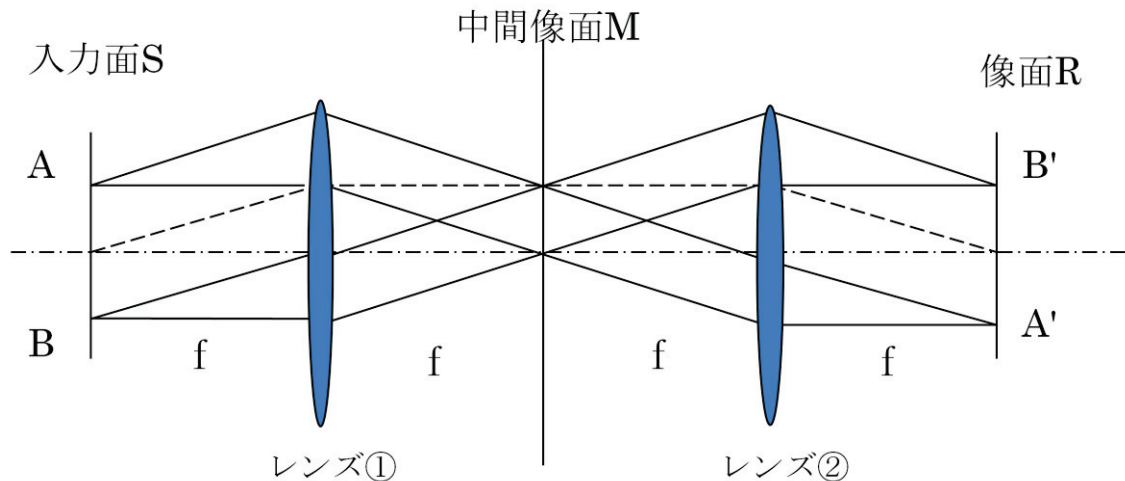


図 5.1 光学系の構成

今回のレンズ設計において，この光学系に求められる結像能力を評価・決定する際には 2 種類の考え方がある [2]．

(1) ページデータからは，ページ情報の細かさに応じて進行角度の異なる，様々な回折次数の平面波が発生するが，これら平面波を形成する平行光線群がレンズ①により焦点面 M 上に収束し，点像（フーリエ・スペクトル像）が形成される（図 5.2）．こ

これらの点像を形成した光波がレンズ②を通過し今度は再び平行光として像面 R に達する。これらレンズ②から発生する，進行方向角度の異なる平面波が R 上で干渉しページの情報が再構成される。各回折次数毎の点像が M 面上に，空間周波数ごとに線形的に定まった位置に並ぶので，ここで，高次のスペクトルのカット，或いは物体面模様空間周波数フィルタリング等の情報のコントロールが容易となる[1]。

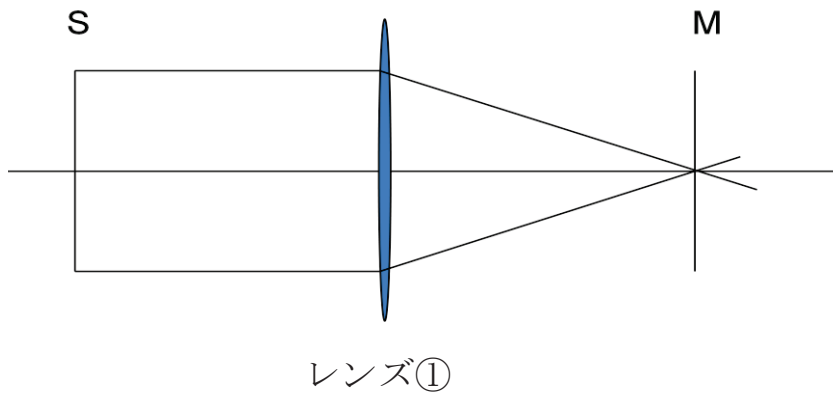


図 5.2 順方向の無限倍率結像

(2) ページ上の無数の点光源から球面波が放射される。これらの球面波はレンズ①により平面波に変換される。それらの無数の平面波と参照光との干渉が M 面上にホログラムとして記録される。そして参照光によるホログラムの再生により，M から発生した平面波が焦点位置にあるレンズ②によって像面 R 上で点像として結像する。この観点からは，(1)の場合とは逆方向から，M 面から発生した平面波が S 面上での良好な点像形成に至る光学系を設計することにより(図 5.3)，系全体として良好な再生像を得られることが見通せる。

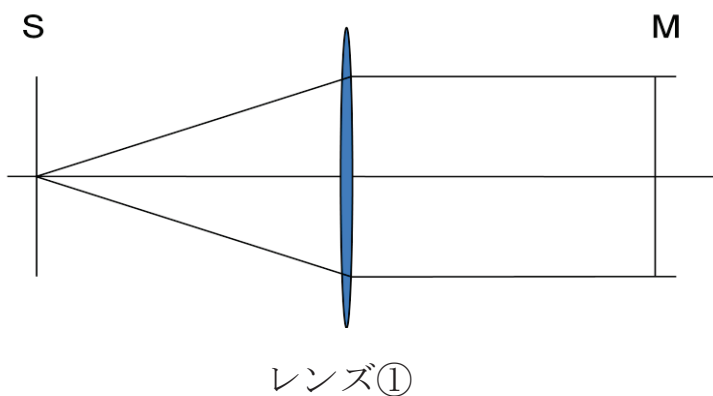


図 5.3 逆方向の無限倍率結像

レンズ設計の手法はレンズの材質，曲率，厚さ，間隔，或いは構成枚数を決定するために，幾何光学的光線追跡，或いは波動光学的回折計算により，有限，或いは無限距離離れた点光源から発する光線・光波の一点への収束具合を検証しながら行われる。一般的な光学系においては点光源から射出し，点像として一点に再び収束する理想的な挙動以外に，一点に収束しない所謂収差を持った光線が多数存在し，レンズ設計作業においてはその収差の除去が大きな目的となる[3][4][5]。

収差補正の観点からすると，図 5.2, 5.3 に有る通り，レンズ設計時に同一のレンズにまったく逆の方向から入射する光線（この場合平行光）の結像状態を対象とする多重的な状態に対応しなければならない。この点がホログラム記録，再生用レンズ設計の特殊なところであって，こうした設計作業の指針として，上記二つのシステムが同時に存在し得るための条件，設計原理を考察することは非常に重要であり，本章において検討する。

因みに，下記図 5.4 に，良好に球面収差を補正した，ごく一般的なレンズの軸上光束の性能（横収差図[6]，幾何光学的 MTF 曲線[7]）を掲げる。同時にこのレンズを逆にして同様の平行光を入射させた場合の性能も示す(図 5.5)。順方向では回折限界近い結像性能が，逆方向の使用に際しては極端に悪化している。

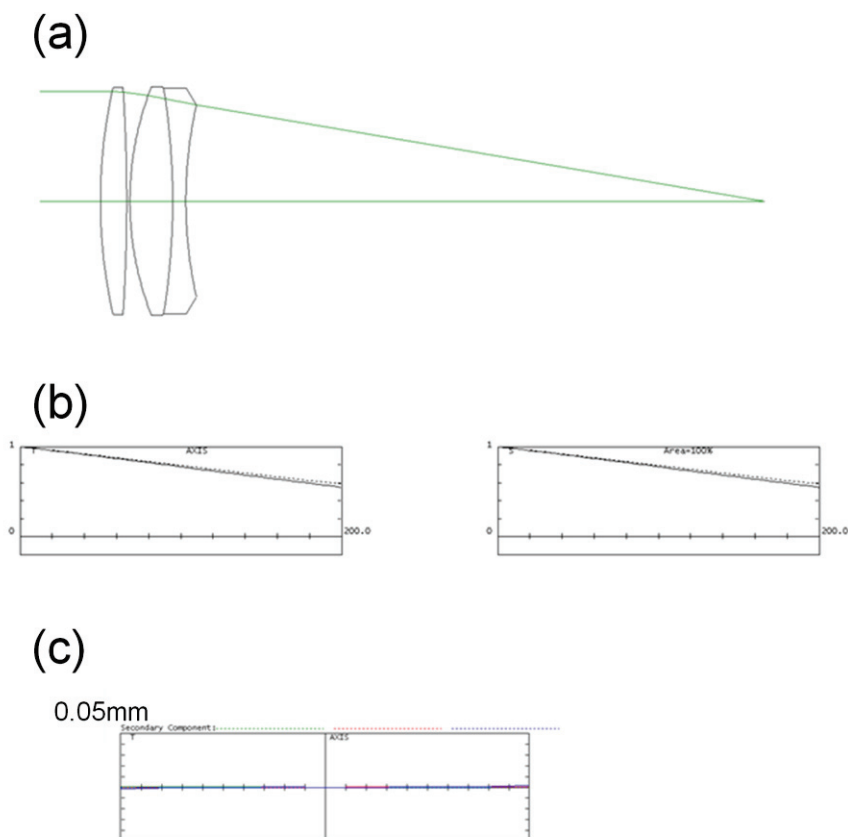


図 5.4 順方向から光線入射

- (a) 光路図
- (b) MTF (max 200 Line Pairs/mm 点線が回折限界) 左メリディオナル面内, 右サジタル面内
- (c) 横収差図 (以降, 光学性能計算は Kideger Optics 社の光学設計プログラム sigma2100 による)

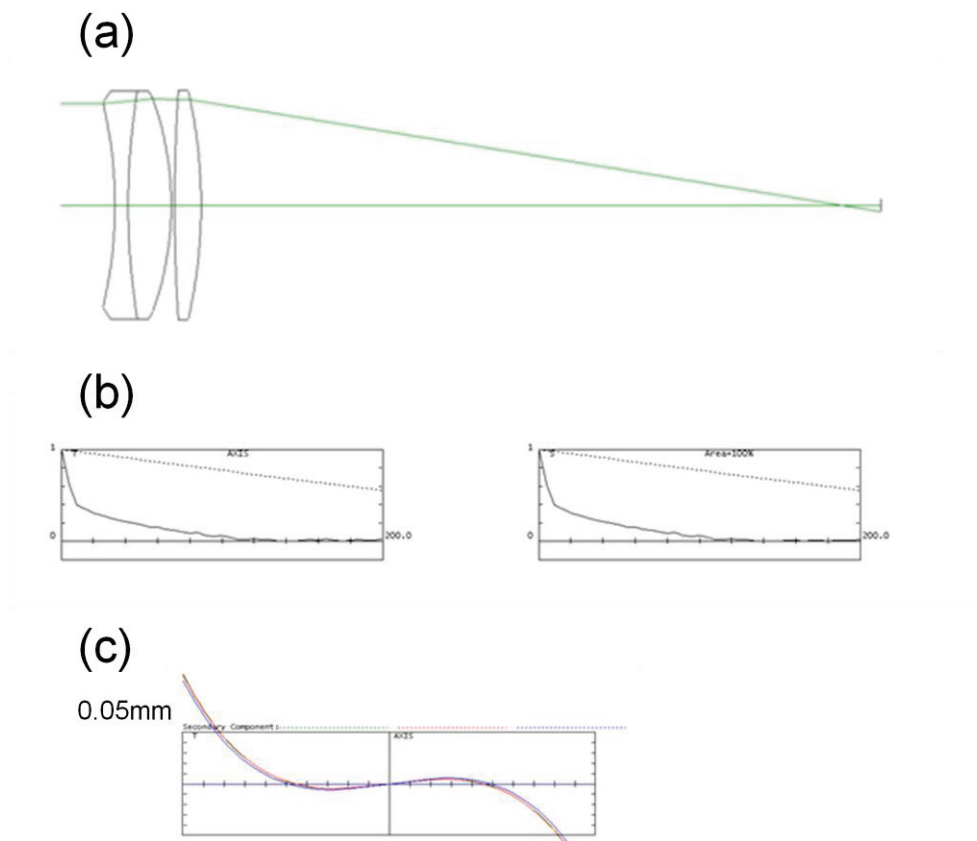


図 5.5 逆方向から光線が入射

(a) 光路図 (b) MTF (max 200 LP/mm) (c) 横収差図

5.2 双方向性の意味

上記(1)(2)の観点では結局, 同じレンズに互いに逆の方向から平面波を入射させた 2つの場合の収差補正の成立について述べているので, これらを両立させるための, 両側から収差が補正されている性質を双方向性と以降呼ぶことにする.

さて, ホログラム記録面 M 面上では上記(2)の観点からは点光源から出た光波が波面の重なりとして記録され, レンズ①が焦点位置に無く, M に達する波面が平面波でなくとも, 或いは収差を持っていても後段に, 前段光学系による波面形状, 収差状態に対応した適切な光学系を用いれば, 良好なページ画像を R 面上で得られて, M 面上において良好なホログラム記録・再生を行うことは理論的には十分に可能である.

ただ, M 面をフーリエ変換面として考える場合には上記(1)の観点が必要になる. M

面上での高次成分カットなどのフィルタリング，情報操作等においては M 面上のスペクトル情報の解像度，線形性が重要になる．さらに順方向の解像力を上げることは M 面上のスペクトル像への光の集中を高めることとなり，ホログラフィ受光システム全体の線形領域における感度を向上させることに繋がる．また，シミュレーションにおいてフーリエ変換の性質を簡便に利用出来る効果は大きく[8]，その様な場合には必然的に上記の2観点を満たす双方向性の考察が必要となる．勿論，フーリエ変換面を挟んで等しい光学系を背中合わせに配置する，一般的な $4f$ 配置においては，入力面と，像面における結像関係を良好にするために(2)の観点における平面波の存在は必要とされる条件である．

5.3 レンズに求められる性質

5.3.1 空間周波数ごとの回折角度について

まず上記(1)の観点から光学系を考える．これを順方向（図 5.2）の結像と簡便のために呼んでいる．ページデータ S からは，回折次数に合わせて様々な角度の回折平行光が射出する．回折の空間周波数 ν ，次数 k ，波長 λ と回折角度 θ の間には以下の関係が成立する[9][10]．

$$\sin \theta = k\lambda\nu \quad (5.1)$$

従って，もし順方向の結像において光軸と角度 θ を為す平行光線群が M 上で結像する像高を y' とした場合に

$$y' = f \sin \theta \quad (5.2)$$

なる射影関係があれば，M 面上の像高 y' と回折平面波の空間周波数 ν は比例することになる．

この時，射影関係とは瞳の中心を通る主光線が物界で光軸と成す角度 θ と，それら主光線の像面上での到達位置 y' との関係を表すものであるから，光線の挙動を逆方向の無限倍率の軸上結像，つまり M 面から光軸に平行な平行光束が放射し，S 面光軸上で結像が起きるような状態として考えることが出来る．

5.3.2 フーリエ変換レンズ

さてここで，図 5.6 の様に入力面（瞳面）から射出する互いに平行な一組の光線を考える．

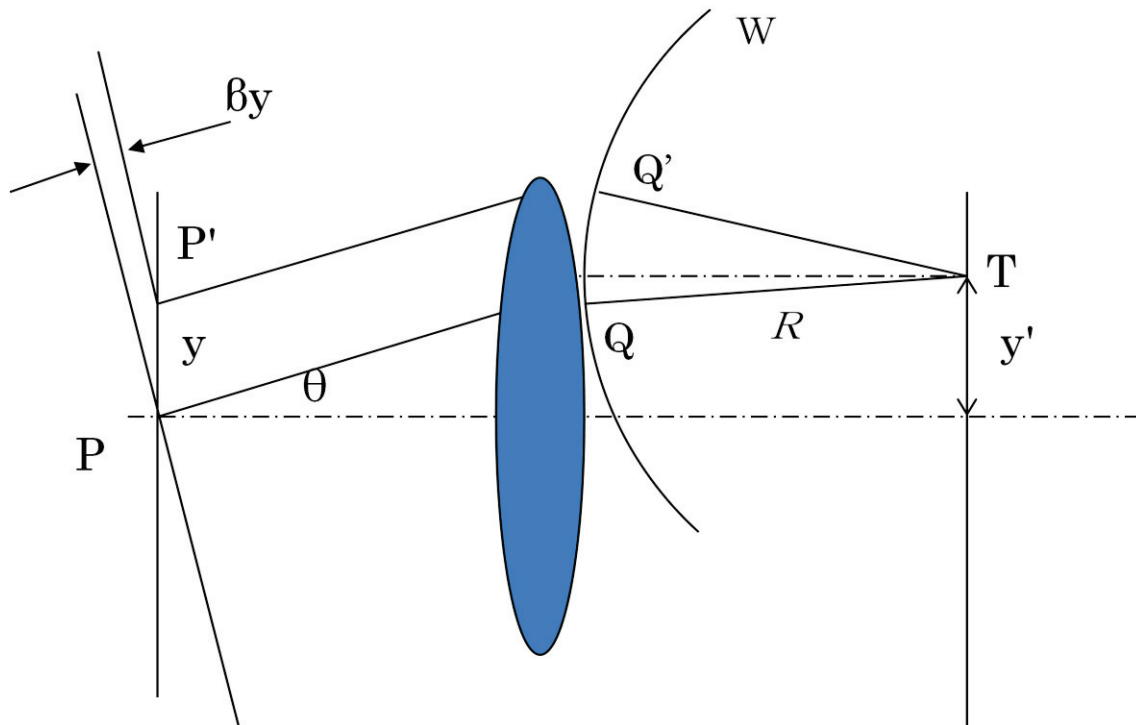


図 5.6 フーリエ変換レンズの考察

[]で光路長[13]を表すとすれば，無収差であれば平行光線同士は像平面 M 上で点像を結び，2 光線が属する任意の平面波から像点 T を中心とする参照波面交点までの光路長は，その間に光学系が存在していても等しいので以下の関係が成り立つ． β は光線の y 軸方向の方向余弦とする．

$$[PQ] - y\beta = [P'Q'] \quad (5.3)$$

さて，入力面を発する θ 方向の平面波の波面 W 上の振幅透過関数を $F(y)$ として表しこれを，W 面上に 2 次波源が存在するとして y 座標について（簡便のため 1 次元で考えれば）積分すれば， R を参照波面半径として，以下の如くに M 面上の複素振幅分布 $G(y')$ が得られる．

$$G(y') = \int F(y) \frac{1}{R} \exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda} [P'Q']\right) dy \quad (5.4)$$

ここで，(3.31), (3.33) 式等からフーリエ変換の式を参照すれば，(5.4) 式は，その位相項が

$$\frac{2\pi i}{\lambda} [P'Q'] \rightarrow -\frac{2\pi i}{f\lambda} y'y$$

なる時，フーリエ変換を表す式となる．同様に(5.3)式より

$$\frac{2\pi i}{\lambda} ([PQ] - y\beta) \rightarrow -\frac{2\pi i}{\lambda} \frac{y'y}{f} \quad (5.5)$$

である。[PQ]は y についての積分に際してはその値を変えないので、定数となり積分の外に出るが、 y' の変化については一般的にはその値を変える。しかし、逆方向における球面収差がなければ、つまり順方向が完全な像側テレセントリック系になっていれば[PQ]は像面上、 y' の変化に伴いその値を変えることは無い。（絞り中心を通過した光線がすべて、物体側で光軸と平行になる場合を物体側テレセントリック、像側で光軸と平行になる場合を像側テレセントリックと称する[14][15].）さらに

$$\frac{y'}{f} = \sin \theta \quad (5.6)$$

なる関係が成立すれば、 R も y, y' に依存しない値であるから、(5.4)式は以下の様に出来る。

$$G(y') = \frac{1}{R} \exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda} [PQ]\right) \int F(y) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \frac{yy'}{f}\right) dy \quad (5.7)$$

(5.7)式はページ面上の振幅透過関数 $F(y)$ の完全なフーリエ変換の形をしており、 y' の変化に伴いフーリエ変換の外で位相が変化することは無い。これがフーリエ変換レンズである[11][12].

5.3.3 フーリエ変換レンズ成立のために求められる条件

以上の考察により、以下の3つの条件がフーリエ変換レンズとしてのホログラム記録、再生用光学系において満たされている必要がある。

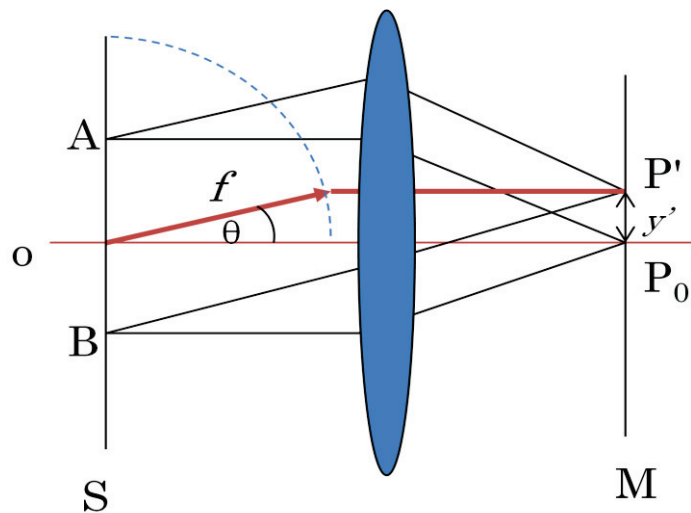


図 5.7 順方向の無収差の結像

(I) それぞれの平行光成分を無収差に近く焦点面に点像（図中では P' , P_0' ）として記録することが（図 5.7）、上記フーリエ変換レンズの成立条件からもホログラフィ記録

用レンズの重要な性質となる。具体的には、ページ面を入射瞳面と見なしそこから多数の平行光束を追跡し後側焦点面における収差を除去して行く、と言う一般的な収差補正作業により達成され得る。

(II) フーリエ変換レンズ成立のためには点 O から出た光が、レンズを出て像面に、光軸と完全に平行になり到着すること（射出瞳が無限遠に存在する像側テレセントリック性）が必要となる。これは光学系を逆にして考えた場合の球面収差が除去されている状態にあたる。

(III) 順方向の射影関係が

$$y' = f \sin \theta \quad (5.8)$$

となることが必要となる[11][16].

5.4 軸外不遊条件から考察する逆方向からの結像状態

5.4.1 正弦条件

本章においては、正弦条件[17] が非常に重要な役割を果たす。正弦条件は光学設計においては非常に重要な指針となるものである。共軸光学系において画面中心に収差が無い時（球面収差が除去されているとき）、その近傍の像面での収差（コマ収差）も同時に除去されるための条件であり、結像光学系の構成上最も基本的な条件の一つとなる。使用画角が極端に小さな光学系であっても、必ず偏芯、横ずれ等の非回転対称な製造誤差は発生するので、使用に耐え得る結像光学系の殆どのものが、この正弦条件をある程度満たしていると考えて差し支えない。この様に画面上のある点において無収差の場合に、その近傍においても点像が無収差となるための条件を、より一般的に不遊条件(aplanatic condition) [18]と呼ぶ。

5.4.2 フーリエ変換レンズにおけるエタンデュール (étendue) の導出

フーリエ変換レンズにはこれまでの考察の通り、図 5.8 に光線に付けられた矢印の組みで示される様に平行光束が発生する。それは、物平面、像平面が焦点位置に存在するのであるから当然のことであり、無収差な光学系であれば焦点面上から発生した球面波は光学系を通過後平面波となり、平面波は光学系を通過後、像点を中心とする球面波となる。こうした、レンズ等の波面を連続的に変化させ得る光学系が経路途中に存在しても、光線が直交する等位相面である波面はその形を変えても存在し続けることはマリユース(Malus)の定理[20]により示されている。以降ではこの性質を利用してフーリエ変換レンズのエタンデュールを得、比較的簡潔に軸外の不遊条件を導出する[19][20].

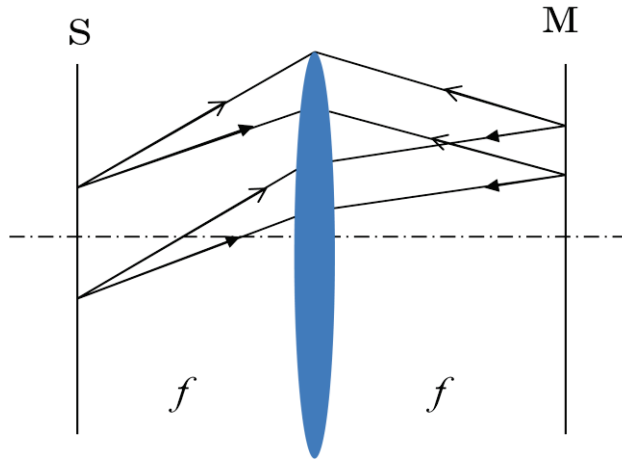


図 5.8 フーリエ変換レンズの平行光束

図 5.9 にある様に，図 5.8 入力面 S 上任意の位置の微小な面積 dS を持つ微小光源 P からの光束が形成する，図 5.8 焦平面 M 上の幾何光学的な光斑 P' の微小な面積を dS' と置く．前節のフーリエ変換レンズの条件が成立しているとして，P, P' はレンズの前側焦点面，後側焦点面に存在する．また，光線 A, A' を定め，簡潔のために，この光線と光軸の定めるメリディオナル（子午）断面内[35]に微小平面 P, P' の法線が含まれるとする．

さらにこの断面内においては P, P' はそれぞれ微小な長さ dr , dr' で表わされることになるが，光源面上，点 A から微小な距離 dr 離れた位置にある点 B を設ける．この B から光線 AA' と平行に射出し，M 面上において点 A' に至る光線を考える．

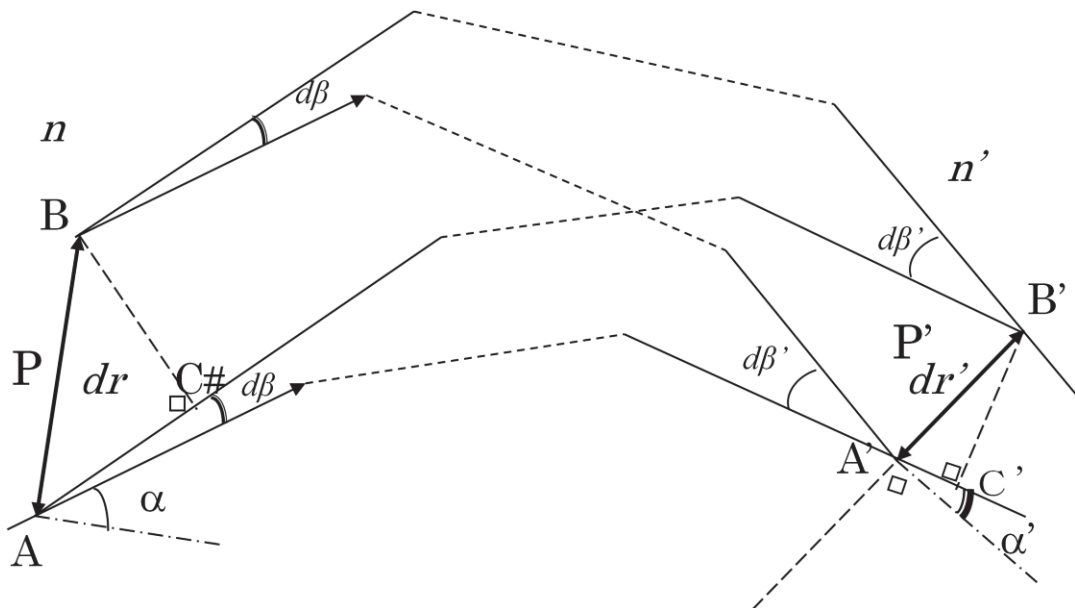


図 5.9 フーリエ変換レンズにおけるエタンドューの導出 1

そして平面 P の法線と光線 AA'のなす角度を α , 平面 P'の法線と光線 AA'のなす角度を α' とする. 物界, 像界の屈折率はともに一様であり, それぞれ n, n' とする. さらに A 点, B 点からそれぞれ角度 $d\beta$ で射出する光線は像界では焦平面上で交わり, その交点を B' とする. そして, 光線 AA'への B'からの垂線の交点を C', 光線 AB'への点 B からの垂線の交点を C#とすると, P, P'はそれぞれ焦平面で有るので, 光線 AB' と光線 BB', そして光線 AA'と光線 AB'はそれぞれ, 物界と像界で互いに平行になっている. 従って

$$[AA'] - [BB'] = [AB'] - [A'C'] - [AB'] + [AC\#] \quad (5.9)$$

$$= [AB'] - n'dr' \sin \alpha' - [AB'] + ndr \sin(\alpha + d\beta)$$

$$= -n'dr' \sin \alpha' + ndr \sin \alpha \cos d\beta + ndr \sin d\beta \cos \alpha \quad (5.10)$$

となる. $d\beta, d\beta'$ が微小であることによる 1 次近似を行ない上式は以下の如くに整理される. この時 α は必ずしも微小ではない.

$$[AA'] - [BB'] = -n'dr' \sin \alpha' + ndr \sin \alpha + ndr d\beta \cos \alpha \quad (5.11)$$

さらに図 5.10 に有るように, A から光線 BA'の延長線への垂線の交点を C とし, 光線 BB'への A'からの垂線の交点を C#'とする.

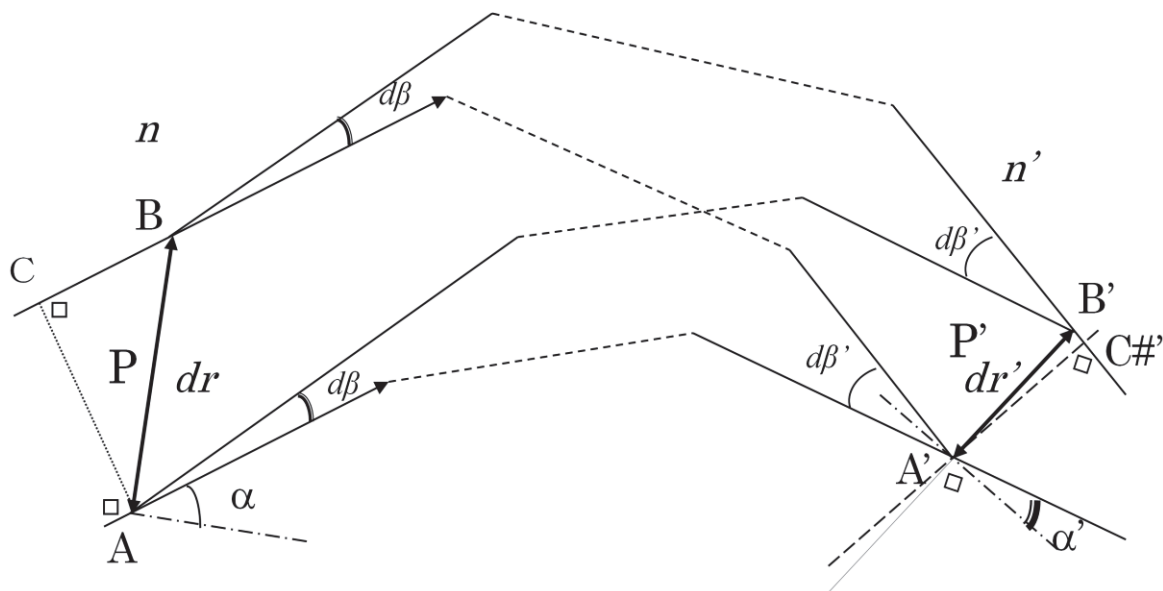


図 5.10 フーリエ変換レンズにおけるエタンデューの導出 2

すると以下の関係も成り立つ.

$$[AA'] - [BB'] = [BA'] + [CB] - [BA'] + [B'C\#] \quad (5.12)$$

$$= [BA'] + ndr \sin \alpha - [BA'] + n'dr' \sin(d\beta' - \alpha')$$

$$= ndr \sin \alpha + n'dr' \sin d\beta' \cos \alpha' - n'dr' \sin \alpha' \cos d\beta' \quad (5.13)$$

(5.11)式と同様の近似を行い

$$[AA'] - [BB'] = ndr \sin \alpha - n'dr' \sin \alpha' + n'dr'd\beta' \cos \alpha' \quad (5.14)$$

(5.11) 式と (5.14) 式の辺々の差をとって計算すると、以下の結果が得られる。

$$ndr \cos \alpha d\beta = n'dr' \cos \alpha' d\beta' \quad (5.15)$$

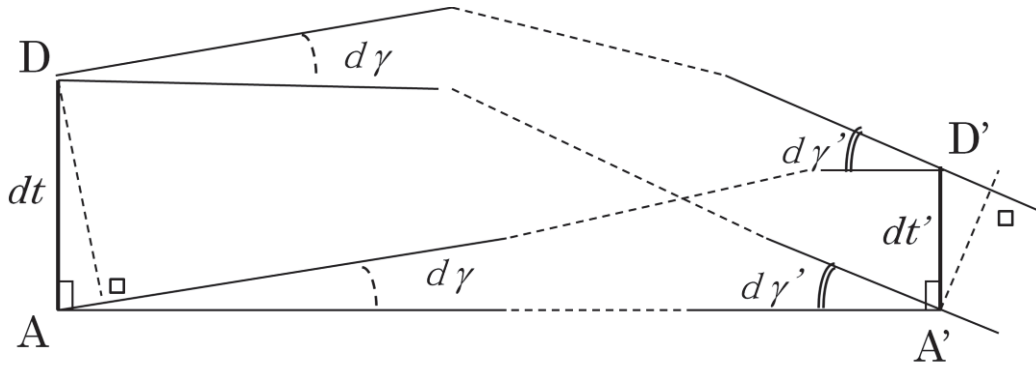


図 5.11 フーリエ変換レンズにおけるエタンデューの導出 3

ここで、 dr , dr' と主光線を含む平面と垂直方向の平面 (サジタル(球欠)断面[34]) を考え、図 5.11 にある様に、この平面内での光源、光斑の長さ dt , dt' 、点 D, D' 、微小角度 $d\gamma$, $d\gamma'$ をとる。図 5.9, 図 5.10 と図 5.11 を比較すれば図 5.11 において線分 AD , $A'D'$ が主光線と垂直であるところが異なるだけであるので、 $\alpha = 0$, $\alpha' = 0$ と置いた場合の(5.15)式と同様の形として

$$ndtd\gamma = n'dt'd\gamma' \quad (5.16)$$

なる関係が得られる。ここで (5.15), (5.16) 式を辺々掛け合わせれば、光源、光斑の微小面積について

$$dS = drdt \quad , \quad dS' = dr'dt'$$

dS' , dS にそれぞれ張る立体角について

$$d\Omega = d\beta d\gamma \quad , \quad d\Omega' = d\beta' d\gamma'$$

と置いて

$$n^2 \cos\alpha dS d\Omega = n'^2 \cos\alpha' dS' d\Omega' \quad (5.17)$$

なる重要な関係が導かれ、両辺に保存される量はエタンデュー(étendue) [33][34]と呼ばれる。 dS , dS' が共役結像関係に無い場合に (5.17)式の関係が成立するという内容をストローベル (Straubel) の定理[21]と呼ぶ。また、 dS , dS' が共役結像関係で結ばれているときには(5.17)式はクラウジウス(Clausius)の関係[33]と呼ばれる。それぞれ、導出方法は異なる。

5.4.3 無限倍率時、軸外像にも対応する不遊条件の導出

光軸近傍ではなく S 面上の任意の位置に大きさのある光源を設定する。光学系が光軸に対して回転対称性を持てば、この像の位置は光軸からの距離 y のみで示しても一般性を持つ。ページ (瞳) 面の中心を通る光線を主光線として、順方向追跡の場合の平行光線群がその周りに存在する。順方向の場合にも、画面全体で正常な結像を得るためには軸上、軸外像点近傍において不遊条件が成立しなければならない (5.3.3 項, 条件 I)。軸外像の不遊条件は以下の様に導出できる[22][23][24]。

図 5.12 に有る様に諸元を定める。物界に存在する光軸に垂直な平面における微小な間隔 dy を持つ点 B (光軸からの高さ y)、A を通過する平行光線が光軸と為す角度 α で光学系に入射し、これらの光線が交叉する像平面上の点 A' の高さを y' とする。このとき像界における光軸に対する光線 AA' の射出角を α' 、光線 BA' のそれを u' とする。さらに、これらの光線と微小な角度 $d\alpha$ を為して AB から出発する 2 光線を考える。そして、これら 2 光線が先ほどと同一の像平面上にて、互いに角度 $d\alpha'$ を為して交わる点を B' とする。

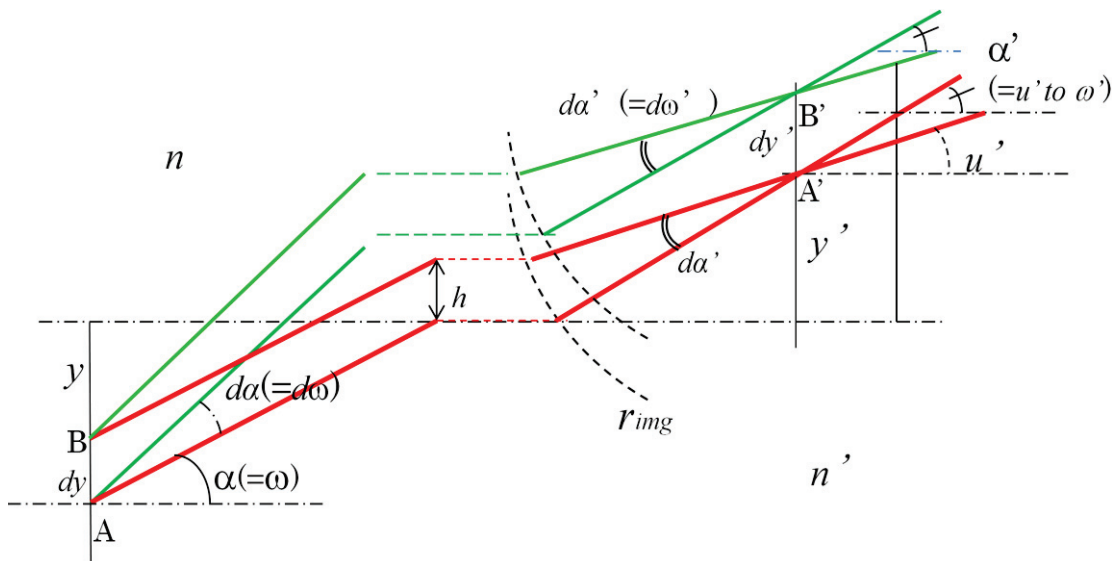


図 5.12 フーリエ変換レンズの無限倍率時軸外不遊条件の導出 (メリジオナル面)

この像平面上の A'B' の微小な間隔を dy' とする. すると AB, A'B' をそれぞれ光斑の長さとして捉えれば, 物界と像界の光束の関係を表す, エタンデュー導出の際の (5.17) 式に内包されるメリディオナル断面内での (5.15) 式に相当する

$$ndy \cos \alpha d\alpha = n'dy' \cos \alpha' d\alpha' \quad (5.18)$$

なる関係が成り立つ. ここで B 点を固定し, A 点が AB で決められる線分上を dy の値が 0 から h の間に成るように移動したとして, その間の不変な (5.18) 式の成立を考える. この変化に伴って (5.18) 式辺々を積分すれば, 右辺の積分範囲は A' に収束する光線の角度範囲に対応し, 図におけるように入射角度を改めて ω と置いて, 角度の変化範囲を u' から ω' とすれば

$$\begin{aligned} nd\alpha \cos \alpha \int_0^h dy &= n'dy' \int_{\omega'}^{u'} \cos \alpha' d\alpha' \\ nhd\omega \cos \omega &= n'dy' (\sin u' - \sin \omega') \end{aligned} \quad (5.19)$$

となる. このとき無限倍率における射影関係 $y = f' \cdot g(\omega)$ を考えれば [21], dy' は入射角度の変化と射影関係により定まり, g' を関数 g の導関数とすると

$$\begin{aligned} \frac{dy'}{d\omega} &= \frac{f' \{g(\omega + d\omega) - g(\omega)\}}{d\omega} \\ &= f' \cdot g'(\omega) \end{aligned} \quad (5.20)$$

となる. 因みにここでの焦点距離 f' は節点 [25] を基準としていて, 前側節点への入射角度 θ と後側節点からの射出角 θ' は n, n' に拠らず常に等しい. よって (5.19), (5.20) 式より

$$\frac{h \cos \omega}{g'(\omega)} = f' \cdot (\sin u' - \sin \omega') \frac{n'}{n} \quad (5.21)$$

がメリディオナル面内におけるフーリエ変換レンズの無限倍率時, 軸外不遊条件を表す. ここでは既述の通り射影関係として正射影 (orthogonal projection) [26]

$$y = f' \cdot g(\omega) = f' \sin \omega \quad (5.22)$$

を採用すれば,

$$g'(\omega) = \cos \omega$$

従って (5.21) 式は

$$h = f'(\sin u' - \sin \omega') \frac{n'}{n} \quad (5.23)$$

となる。この場合に近軸領域において定義された主平面が近軸領域外で球面として表わされる, 主表面[22]を考慮することができる。図 5.13 にある様に物体側主表面(平面)を光軸に対して垂直に設定し, 像点を中心とした像側主表面の半径を $r_{img} = f'$ とすれば, これらの 2 主表面間では光線は総て光軸からの距離が保存され, 光軸に平行に存在していると考えることが出来る。

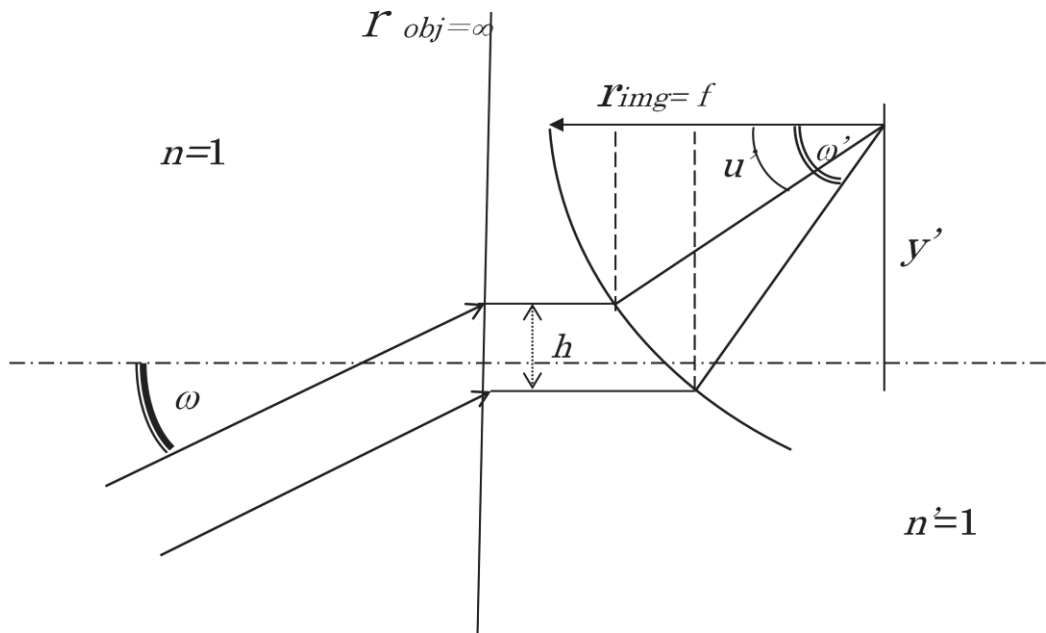


図 5.13 フーリエ変換レンズの無限倍率時軸外主表面 (メリジナル面)

またサジタル面内においては, メリディオナル面内における検討における積分開始の角度 ω を 0 として同様に取り扱えるので, (5.19)式における変数を図 5.14 の様に適当に変えて

$$nh \cdot d\phi = n' dz' \sin \nu' \quad (5.24)$$

上述と同様に射影関係 $z = f' \cdot g(\phi)$ を想定すれば

$$\begin{aligned} \frac{dz'}{d\phi} &= \frac{f' \{g(0+d\phi) - g(0)\}}{d\phi} \\ &= f' \cdot g'(0) \end{aligned} \quad (5.25)$$

よって(5.24)(5.25)式より

$$h = f' \cdot g'(0) \sin \nu' \frac{n'}{n} \quad (5.26)$$

となり、この場合のサジタル面内の不遊条件が得られる。上述と同様に射影関係 $y=f' \cdot \sin(\omega)$ を想定すれば(5.26)式は

$$h = f' \sin v' \frac{n'}{n} \quad (5.27)$$

となる。

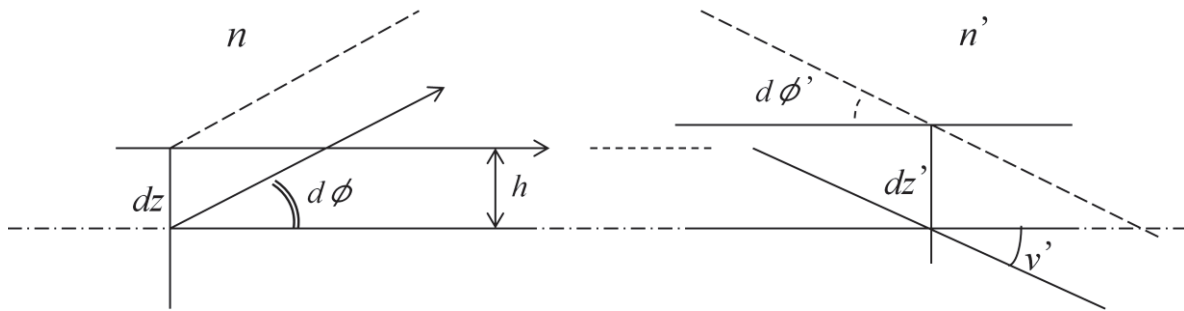


図 5.14 フーリエ変換レンズの無限倍率時軸外不遊条件の導出 (サジタル面)

また、物体高が 0 の特別な場合を考えれば、 $\omega = \omega' = 0$ であるから、(5.21)式は

$$\frac{h}{g'(0)} = f' \cdot \sin u' \frac{n'}{n}$$

従って、射影関係の関数が $g(\theta) = \tan \theta$ であろうと、上記 (5.22) 式正射影であろうとも(5.24)式は、物界、像界の屈折率を 1 として、また、軸上で有るからメリディオナル、サジタルの違いが無くなり、以下の式が得られる。

$$h = f' \sin u' \quad (5.28)$$

これが無限倍率時の画面中心部の性能を保証する軸上の正弦条件[27]である(図 5.15).

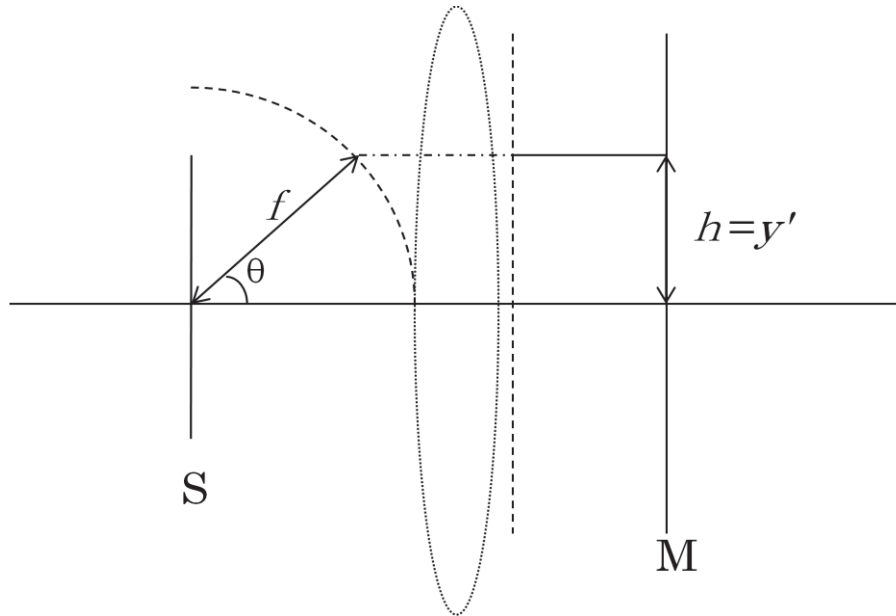


図 5.15 逆追跡時正弦条件.

上記(5.23), (5.27)式から, 物体面から平行光束が光学系に入射したときの光線の経路, 収束状況が以下の様を示される. (以下, 一般的な $n = n' = 1$ の状態を仮定する.)

- (1) メリディオナル断面内で考えれば図 5.16 において, (5.23)式より軸上光束が像側主表面 T を通過する幅 W (C to D) と, 軸外平行光束がその像側主表面 T' を通過する幅 W' (C' to D') は等しい. これに直交するサジタル断面内でも(5.27)式より同様である.
- (2) 仮に順方向の点像結像収差が軸外まで完全に補正されているとして, さらにこの光学系が完全な像側テレセントリック系を形成しているとすれば, 上記(1)を基にした図 5.16 から理解できるように, $\triangle P'C'D' \equiv \triangle P'_0CD$ となり物体面上の同一の位置から射出した光線は像界では総て平行となる.

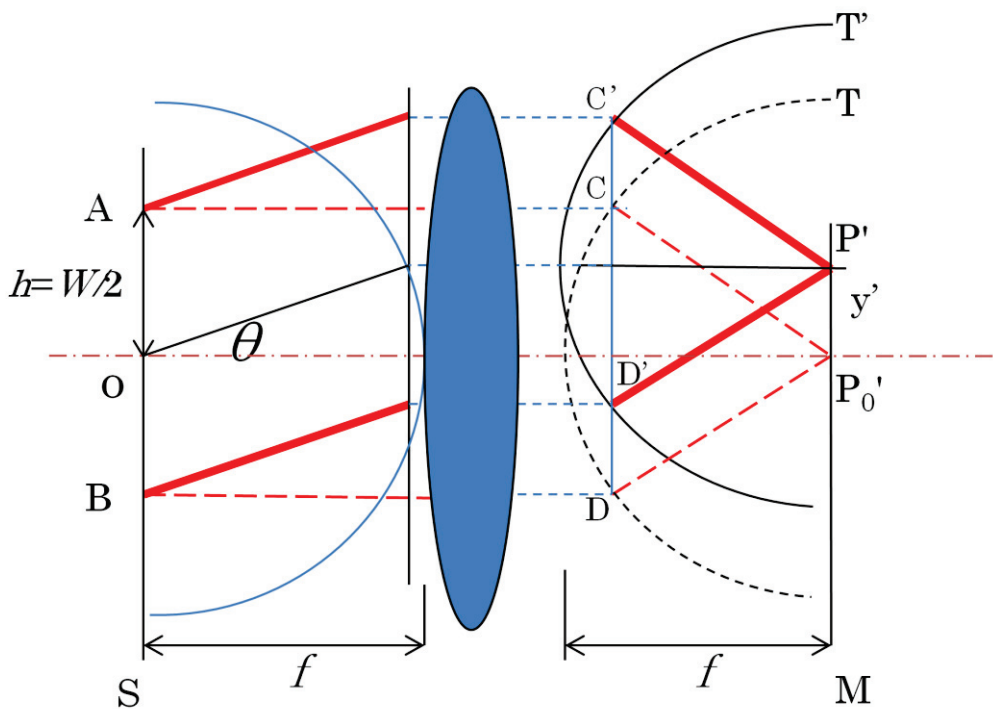


図 5.16 P', P_0' を頂点とする光線による三角形が相似になり逆方向の収差も無くなる.

従って、逆追跡時、像面側から様々な光軸との角度をなす平行光束群はそれぞれ物体面に無収差に収束し点像を形成することになる。また、 M 面上には等しい N.A. (Numerical Aperture) [28]で点像が形成されることになり、この性質は M 面上の照度の均一化にも役立つ。

5.4.4 フーリエ変換レンズの双方向性

5.3.3 において順方向に考えた場合のフーリエ変換レンズの成立条件について記した。さらに、これまでの考察により、順方向のフーリエ変換レンズの条件が成立していれば逆方向においても上記フーリエ変換レンズの条件が満たされていることが分かる。

- I 前項の検討より、逆方向においてもすべての点像に収差が無い。
- II 順方向において球面収差は発生していないことが条件に含まれるわけであるから逆方向において総ての主光線が像側で光軸に平行となる完全な像側テレセントリック系を形成している。
- III 順方向において無収差で有れば、光軸近傍の正弦条件も成立しているはずである。その時、逆方向から見た平行光束が光軸と成す角度 θ' と像高 y の間の射影関係

$$y = f \sin \theta' \quad (5.29)$$

が成立している。

従って、レンズ①をフーリエ変換レンズとして、スペクトル面 M を挟み、同じレンズを逆向きに、或いは結像倍率を制御するのであれば、焦点距離の異なるフーリエ変換レンズをレンズ②として配置すれば本目的に適した光学系を構成することができる。この時、それぞれのレンズ設計の際には上記 3 条件を満たす順方向のみの設計作業を行えば本目的のための設計が可能となる。

5.5 収差補正と完全テレセントリック性両立の条件

上記では、フーリエ変換レンズの条件を満たして光学系を片側から設計すれば、逆側から同条件の結像を考えた場合にも、全画面において収差が補正されることについて述べた。この時、当然順方向のテレセントリック性は完全に保たれていることが条件となっている。以下では順方向の全画面における無収差と完全なテレセントリック性の成立について検討し、無限結像倍率時における幾何光学的な無収差性と、テレセントリック性が厳密な意味で両立する必要条件について述べる。

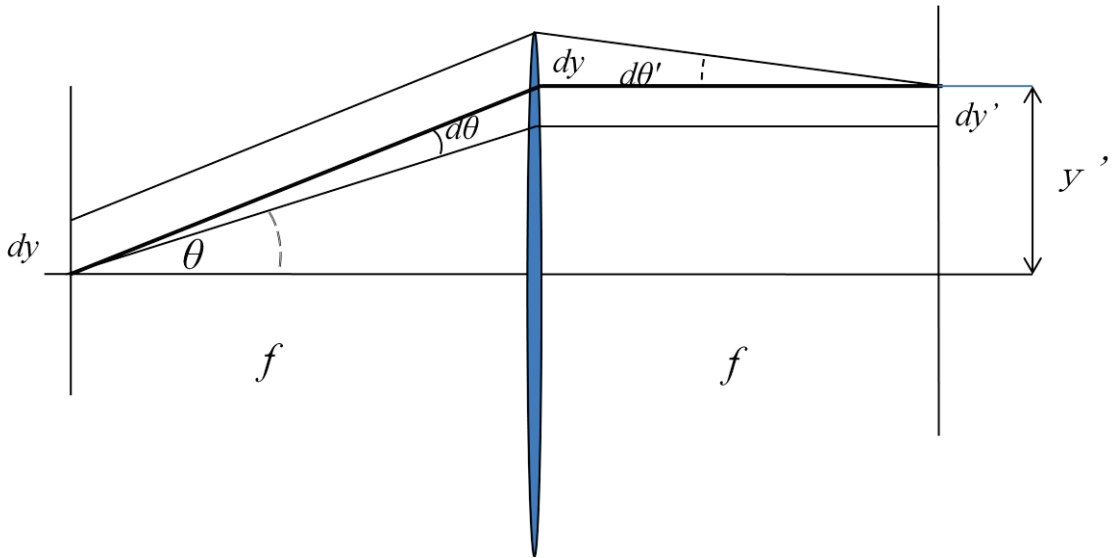


図 5.17 4f 光学系において、 $y=0, \theta'=0$ の場合のエタンデューの考え方

図 5.17 にある様に (図 5.10 と同様の条件において), $y=0, \theta'=0$ の場合のエタンデューについて考える。(5.15) 式はこの場合には以下となる。

$$dy d\theta \cos \theta = dy' d\theta' \quad (5.30)$$

変形して

$$\cos \theta \frac{d\theta}{dy'} = \frac{d\theta'}{dy}$$

エタンデュー導出の際には $dy, d\theta'$ は微小量であったし、また、上記順方向の光線追跡に際して収差が補正されているためには少なくとも主光線近傍の細い光束を考え、た場合に、光束は一点に収束し、その収束点は焦平面上に存在する必要がある。従って、焦点距離を f として

$$\frac{d\theta'}{dy} = \frac{1}{f} \quad (5.31)$$

よって

$$\cos \theta \frac{d\theta}{dy'} = \frac{1}{f} \quad (5.32)$$

$$\frac{d \sin \theta}{d\theta} \frac{d\theta}{dy'} = \frac{1}{f}$$

$$\frac{d \sin \theta}{dy'} = \frac{1}{f} \quad (5.33)$$

となる。逆方向の球面収差が補正されていれば(5.33)式が如何なる θ に対しても成立することになるので比例定数を K として

$$y' = K \sin \theta$$

の関係が成立せねばならない。明らかに(5.33)式より $K=f$ であり、(5.8)式の射影関係 $y' = f \sin \theta$ の、順方向においての成立が必要になる。これは上記フーリエ変換レンズの成立条件でもあるが、無限結像倍率において順方向の収差が除去されているとき、完全な像側テレセントリック性もこの条件下でのみ実現できることになる。

5.6 歪曲収差の補正

5.1 節、(2) の観点からの、最終的なページの再生像においては、ページに対する再生画像の歪は、本研究における再生結果には直ちに悪影響をもたらす。従って適切な光学系を設計するためには歪曲収差の発生について検討する必要がある。

ここで、図 5.18 にある、これまでと同様の光学系の構成を考える。レンズ①、レンズ②の選択の結果、それぞれの歪曲収差も含めた射影関係は、無限倍率光束の入射角度 θ と主光線の像界での角度 δ を変数とする関数 $g(\theta, \delta)$ で表すことが可能であるが、双方等しい関数で表わせ、 $\delta = \delta'$ であるとすれば、

$$y' = -f' \cdot g(\theta, \delta) \quad (5.34)$$

$$y = f \cdot g(\theta, \delta) \quad (5.35)$$

であって、辺々の商をとれば

$$\frac{y'}{y} = -\frac{f'}{f} \quad (5.36)$$

となり，焦点距離の関係で決まる倍率の掛った，ページデータと相似形の倒立像が歪曲収差無く，R面上に得られる．この時，もしフーリエ変換性を考慮しなければ，テレセントリック性，そして特定の射影関係は求められない．

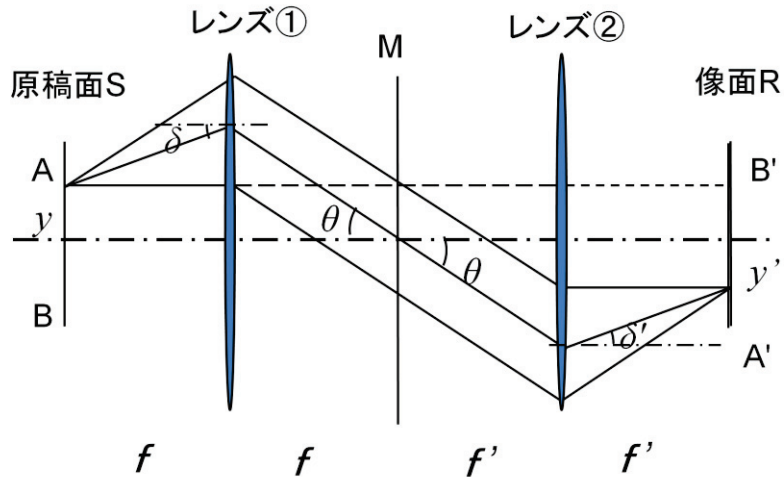


図 5.18 変形 4f 光学系における歪曲収差の除去

ところが，実機においては図 5.19 におけるような，不要スペクトル成分を除去するためのフィルター処理を含む 8f 光学系が用いられている．この場合，もし各レンズ系においてテレセントリック性が保たれていないと，前部の 4f と後部の 4f 光学系の間で，図 5.19 の R 面を対称面とする光線の引き継ぎが不可能となり，同図からも明らかな様に，後部 4f 光学系のレンズ①とレンズ②における角度 δ と δ' は等しく無くなり，後部光学系における歪曲収差補正のための光学設計的対策無には，最終像面での結像位置のずれが生じ得る．従って，本研究における様な非常に合理的な 8f 配置においては完全なテレセントリック性の実現，つまり (5.8), (5.29) 式であらわされる射影関係の実現が歪曲収差除去の面からも肝要となる．

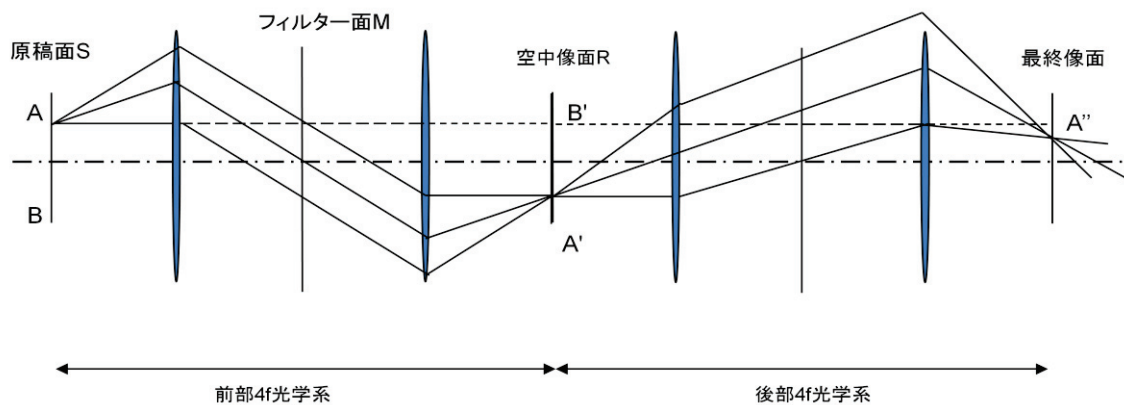


図 5.19 8f 光学系における歪曲収差

5.7 設計指針に沿ったレンズ設計例とその評価

表 5.1 にこれまでに検討した指針に沿って設計されたホログラフィックメモリー記録，再生用の光学系のレンズ設計データを示す（レンズ 1）。

表 5.1 レンズ 1（フーリエ変換レンズ）のレンズ設計データ

EFL = 80.000

WAVELENGTHS [nm]
405.00 410.00 400.00

SURFACES							
#	SURF	SPACE	RADIUS	SEPN	INDEX1	V	CLR RAD GLASS
0				0.00000	1.000000		
1	S		Plane	16.11000	1.000000		12.500
2	S		Plane	20.00000	1.529724		13.375 0-S-BSL-7
3	S		Plane	24.99328	1.000000		14.090
4	S		120.69999	3.65875	1.849326		15.511 0-S-NBH55
5	S		-181.48813	1.12968	1.000000		15.451
6	S		-75.59123	3.99285	1.846083		15.426 0-S-LAH59
7	S		-268.96471	3.39584	1.000000		15.564
8	S		-35.47167	3.22849	1.750227		15.564 0-S-LAM58
9	S		110.93874	5.66295	1.000000		17.228
10	S		442.80672	10.81956	1.605295		19.842 0-S-BAL35
11	S		-36.89856	0.66171	1.000000		20.968
12	S		48.04114	8.65075	1.618444		21.921 0-S-PHM53
13	S		-263.33086	0.16740	1.000000		21.560
14	S		38.36447	9.11818	2.019365		19.626 0-S-NPH2
15	S		22.84924	12.86204	1.000000		15.366
16	S		27.63784	4.64056	1.913860		14.849 0-S-NPH53
17	S		30.90070	62.48493	1.000000		13.740
18	S		Plane				4.370

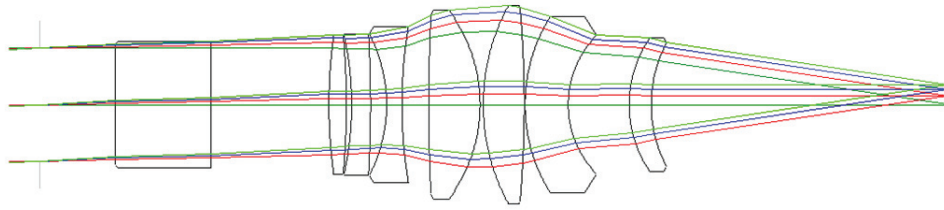


図 5.20 レンズ 1 (フーリエ変換レンズ) のレンズ構成図

また図 5.20 にそのレンズ構成図を示す. 図 5.25 にあるように順方向の射影関係 $y' = f \sin\theta$ に注意を払い, 順方向のみの収差補正を行ったものである. 順方向の幾何光学的 MTF を図 5.21 に示す. 以降の MTF は最高解像本数は 100 LP/mm で表示されており, グラフ上点線は回折限界の MTF を表す. 左列はメリディオナル, 右列サジタル面内の MTF である. M 面から平行光線が出て同一のレンズによって結像が行われると考へる場合の逆光線追跡の MTF を図 5.22 に示す. 双方とも回折限界近い性能を示し, フーリエ変換レンズとして良好である.

さらに, 同様の順方向のレンズ設計において, 写真レンズ等で一般的な $y' = f \tan\theta$ の射影関係となるように設計を行ったレンズ設計 data (レンズ 2), レンズ構成図をそれぞれ表 5.2, 図 5.23 に示す. 順方向追跡時の MTF も図 5.24 に示す. ここではレンズ 1 と同等の高い性能を示している. しかし図 5.25 に示した逆方向の MTF は非常に悪化している. これまでの検討の通り, $y' = f \sin\theta$ の射影関係が実現されないと, 双方方向の収差補正が困難であることが分かる.

図 5.26 には二つのレンズの射影関係・歪曲収差を表すグラフを示す. 一般的に歪曲収差は $y' = f \tan\theta$ の射影関係からの誤差として表示されるので, ここでのレンズ 2 の歪曲収差は殆ど 0 となる. 通常の高性能レンズとも見做せるレンズ 2 の採用は本研究においては不合理である.

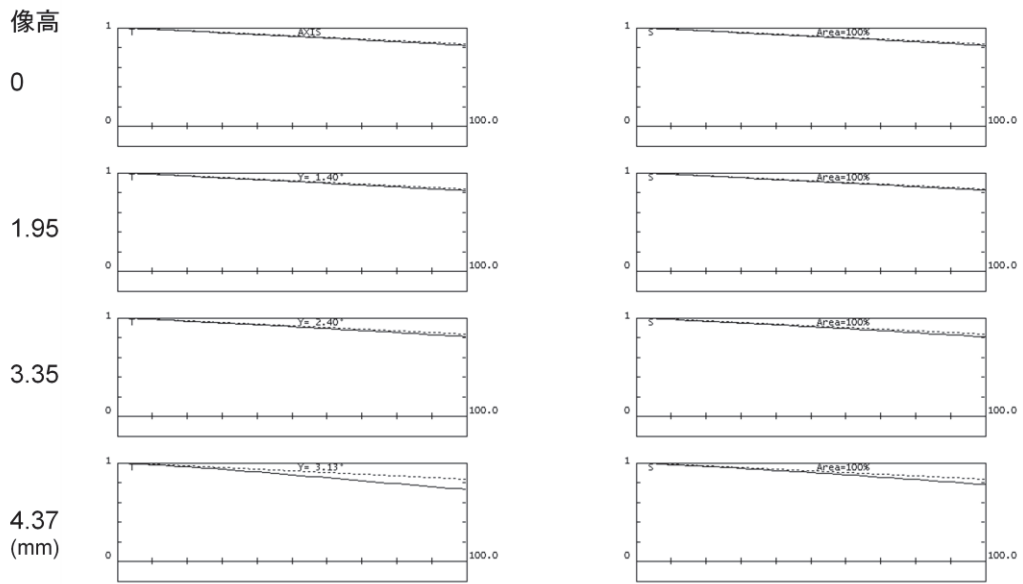


図 5.21 レンズ 1 (フーリエ変換レンズ) の順追跡時の MTF 絞り系 $\phi 25$

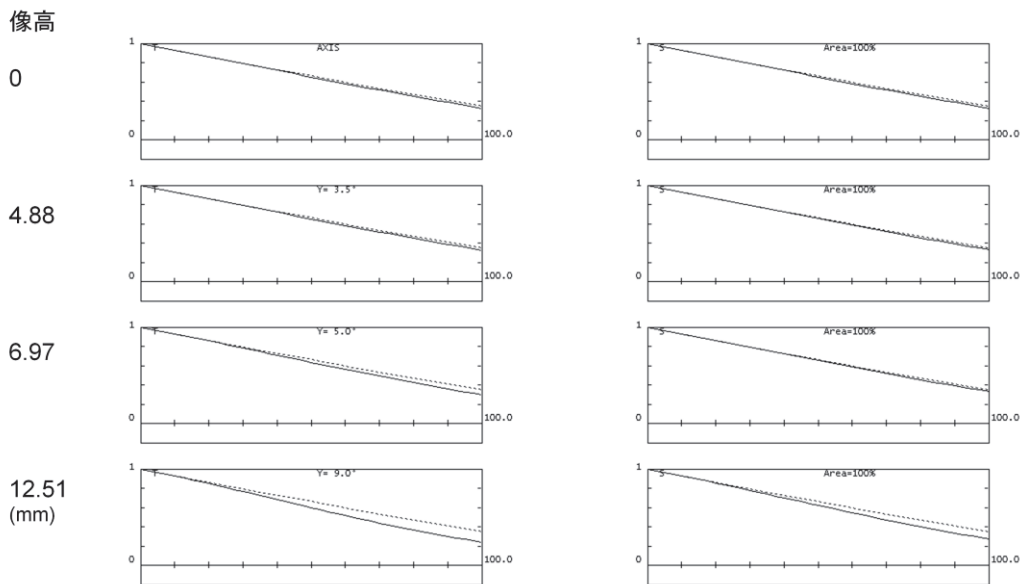


図 5.22 レンズ 1 (フーリエ変換レンズ) の逆追跡時の MTF 絞り系 $\phi 6$

表 5.2 レンズ 2 (通常の射影関係のレンズ) の設計データ

EFL = 80.000

WAVELENGTHS [nm]
405.00 410.00 400.00

SURFACES								
#	SURF	SPACE	RADIUS	SEPN	INDEX1	V	CLR RAD	GLASS
0				0.00000	1.000000			
1	S		Plane	16.11000	1.000000		12.500	
2	S		Plane	20.00000	1.529724		13.375	0-S-BSL-7
3	S		Plane	35.97600	1.000000		14.090	
4	S		121.95133	24.18509	1.849326		16.116	0-S-NBH55
5	S		-316.30919	2.24161	1.000000		15.397	
6	S		-74.56115	2.61724	1.913860		15.293	0-S-NPH53
7	S		-84.28311	1.89184	1.000000		15.426	
8	S		-47.43031	5.39718	1.873823		15.367	0-S-LAH60
9	S		117.35781	4.42199	1.000000		16.431	
10	S		176.60661	12.27594	1.585978		17.982	0-S-BAL14
11	S		-45.86250	0.16980	1.000000		19.276	
12	S		75.58607	37.13726	1.549798		19.447	0-S-FPM3
13	S		-93.38534	0.18016	1.000000		16.867	
14	S		36.71578	5.70164	2.019365		15.659	0-S-NPH2
15	S		23.66282	10.42599	1.000000		13.437	
16	S		26.45505	14.07231	1.913860		13.054	0-S-NPH53
17	S		24.40230	34.65718	1.000000		9.522	
18	S		Plane				4.377	

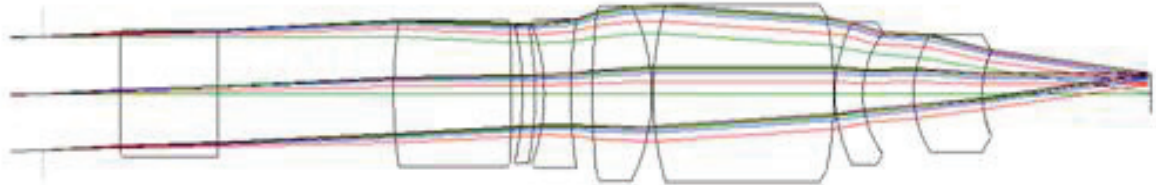


図 5.23 レンズ 2 (通常の射影関係のレンズ) のレンズ構成図

Back Focus = 34.65718 mm

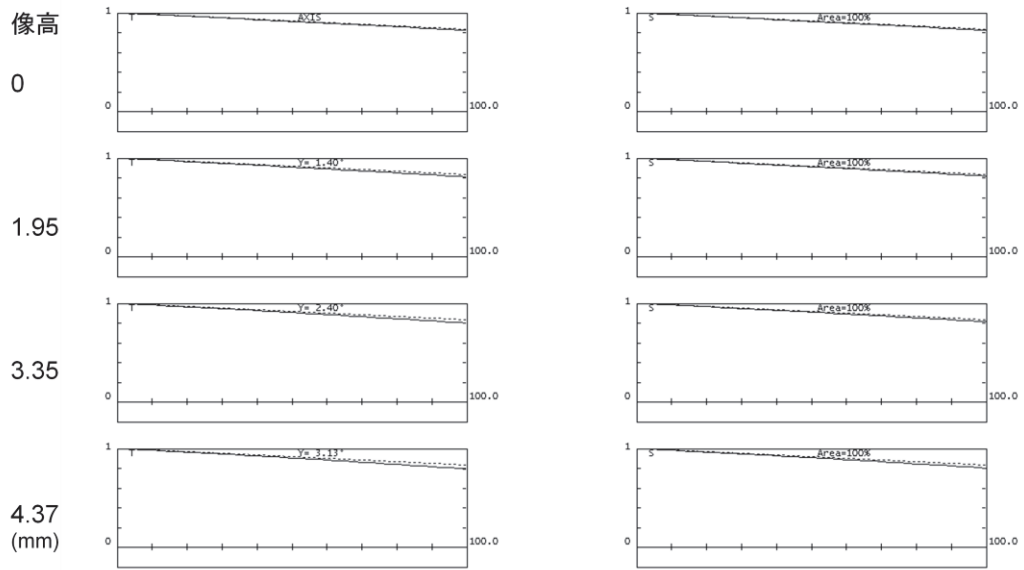


図 5.24 レンズ 2 (通常の射影関係のレンズ) の順追跡時の MTF 絞り系 $\phi 25$

Back Focus = -0.28371 mm

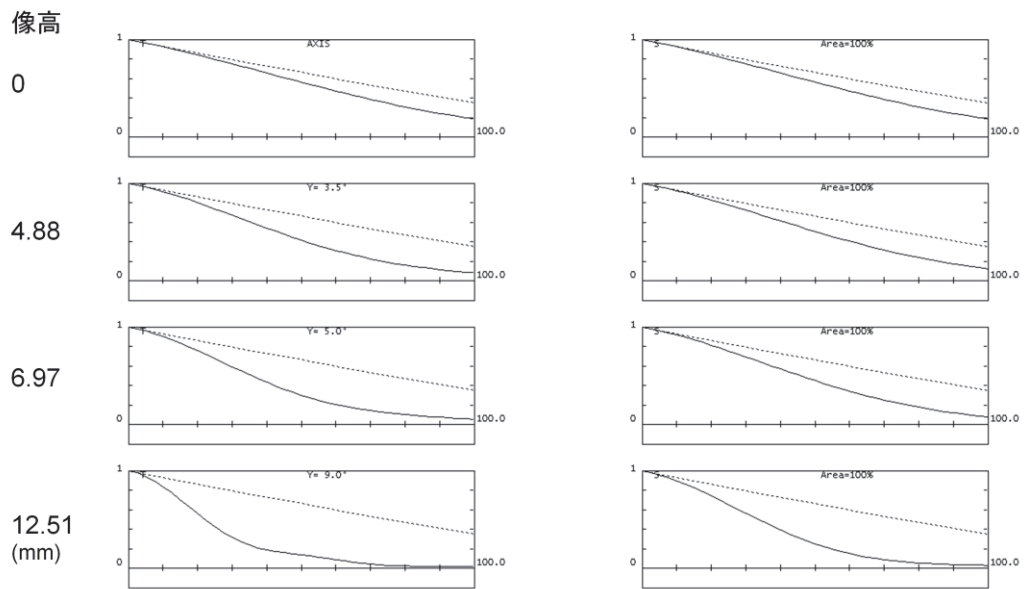


図 5.25 レンズ 2 (通常の射影関係のレンズ) の逆追跡時の MTF 絞り系 $\phi 6$

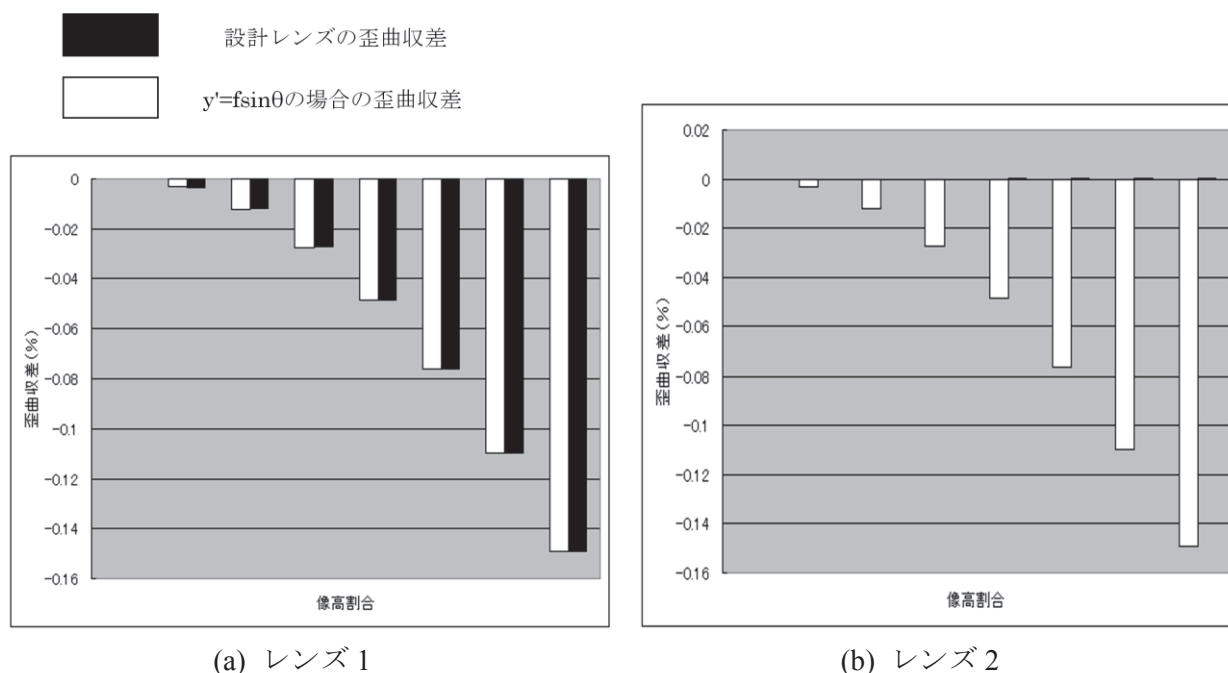


図 5.26 順方向光線追跡時の理想的な $f \sin \theta$ レンズと設計レンズの歪曲収差の比較

5.8 実験用新規設計レンズとその性能評価

実験に用いたレンズ系（以下レンズ 3）の構成を以下に示す．本章において既述のレンズ 1 よりレンズ構成枚数が少なく，レンズの前後に空間が大きくとれ，さらに全体のコンパクト化が可能であり，コスト的にも有利なレンズを設計した．レンズ 3 のレンズ設計データ・仕様，レンズ構成図を表 5.3，図 5.27 にそれぞれ示す．構成枚数は 3 枚に限定されている．3 枚構成とはレンズ構成的には画面の広がり（画角）と明るさを両立させるためには最小の構成であり [29]，こうした簡素なレンズにおいて既述の設計手法を適用し，製造，実験結果を得ることは，本論文における球面波参照光によるシフト・ペリastroフィック多重記録方式の特性を活かした装置の小型化，汎用化とページデータ再現のための十分な解像性能の両立のためには特に有用である．

$f \sin \theta$ 特性と収差補正をレンズ 1 程高精度で同時に実現することの困難さは，レンズ 1 が 7 枚構成に達してしまったことから容易に想像できることであり，これら 2 つの性能のバランスをとりながら設計することになる．レンズ 3 の設計においては，著しく逆追跡時の MTF が劣化しないほどに $f \sin \theta$ 特性（図 5.28）の忠実な実現を抑えて，スペクトル像の解像力，そしてコントラストを高める方針とした．それは順追跡における光線経路における F ナンバーが，逆追跡の場合と比べて非常に明るくなり，口径比が大きくなるからである．順方向の場合には F 5.7，逆方向の場合には F 20.0 である． F ナンバーが明るくなると光学系は製造公差的には敏感になり [30]，また深度も浅くなるので [31]，設計段階ではその性能劣化の違いを考慮せねばならない．

こうしたバランスの結果、レンズ1よりも狭いページエリア、そして狭いスペクトル像の範囲（それでもページデータ約 ϕ 14 mm, スペクトルエリア ϕ 4 mm という十分現実的な広さを想定している.）,そして 50 から 80 LP/mm 程度の解像力を想定すれば双方向において実用的なレンズであることが図 5.29, 図 5.30 の MTF から分かる.

EFL = 80.000

WAVELENGTHS [nm]
405.00 410.00 400.00

SURFACES							
#	SURF	SPACE	RADIUS	SEPN	INDEX1	V	CLR RAD GLASS
0				0.00000	1.000000		
1#S		Plane		16.11000	1.000000		12.000
2 S		Plane		20.00000	1.529724		12.875 0-S-BSL-7
3 S		Plane		40.00000	1.000000		13.590
4 S			133.17000	5.94000	1.670322		15.829 0-S-LAL-7
5 S			-106.29000	2.19000	1.000000		15.770
6 S			-38.67000	1.98000	1.657577		15.770 0-S-TIM-1
7 S			-185.39500	1.45000	1.000000		16.235
8 S			480.19700	6.94000	1.657779		16.503 0-S-BSM01
9 S			-49.65000	10.00000	1.000000		16.699
10 S		Plane		1.83000	1.498946		14.708 0-S-FSL-5
11 S		Plane		66.11583	1.000000		14.521
12 S		Plane					4.448

focal length	80mm	
Projection	$y' = f \sin\theta$. (orthogonal)	
Lens type	triplet	
direction	forward	inverse
F number	5.7	20
Resolution	135	30 (LP/mm)
Image height	2	7 (mm)

表 5.3 レンズ 3 (3 枚構成フーリエ変換レンズ) のレンズ設計データとレンズ仕様

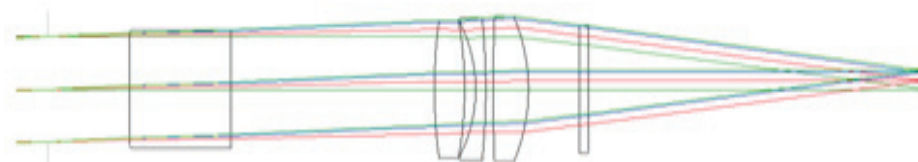


図 5.27 レンズ 3 (3 枚構成フーリエ変換レンズ) のレンズ構成図
図にはガラスブロックと平板ガラスが含まれている.

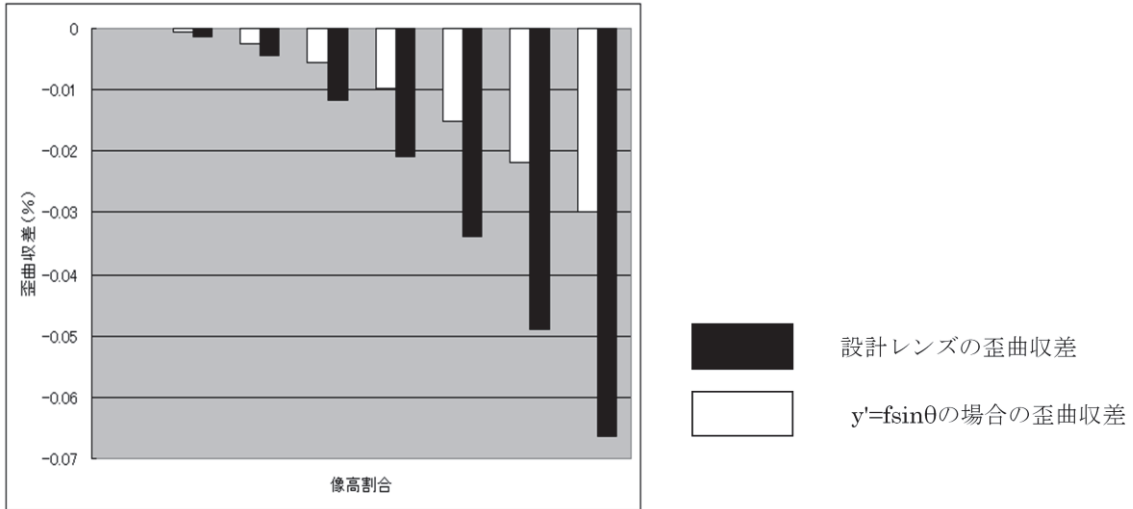


図 5.28 順方向光線追跡時の理想的な $f\sin\theta$ レンズと設計レンズの歪曲収差の比較 (レンズ 3)

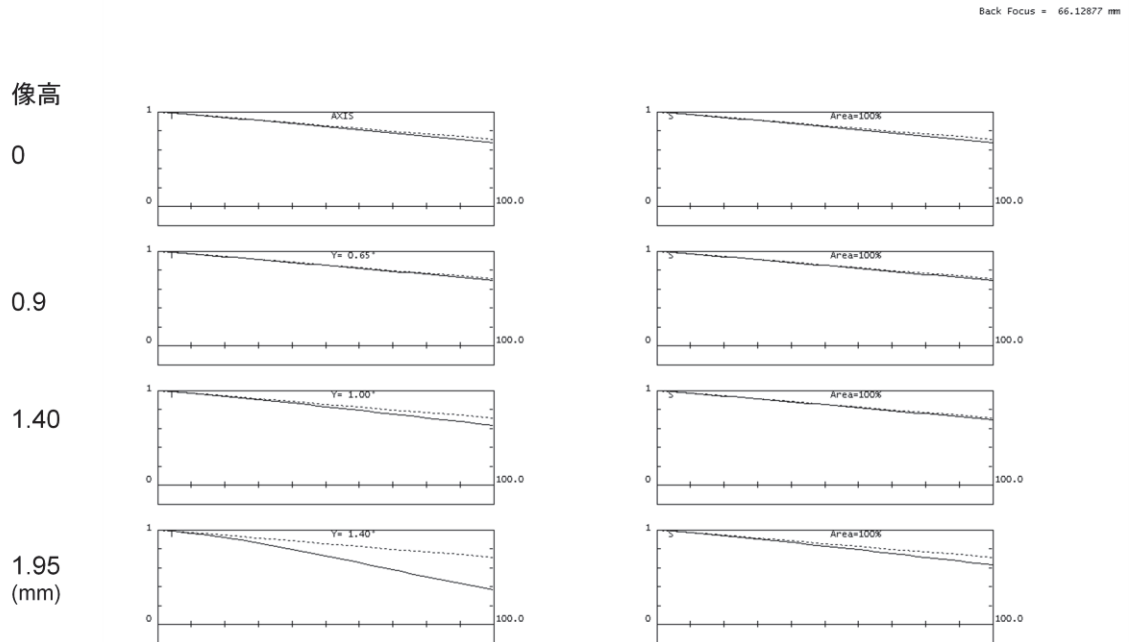


図 5.29 レンズ 3 の順追跡時の MTF (絞り径 $\phi 14$)

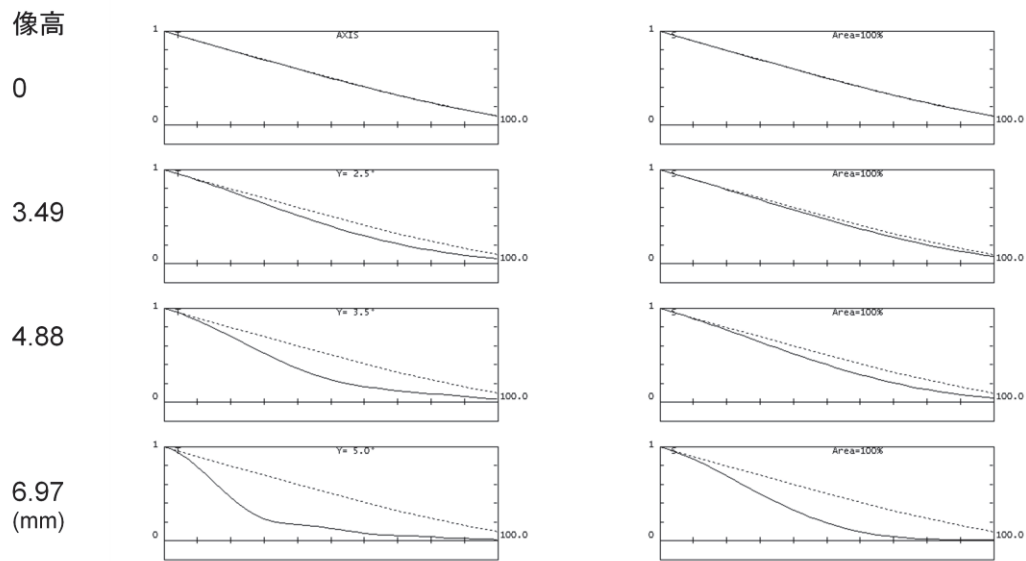


図 5.30 レンズ 3 の逆追跡時の MTF(絞り系 $\phi 4$)

設計を行ったレンズで評価光学系における画像をどの程度向上させることができるかを実際に評価光学系に設計レンズを組み込んで測定を行った。測定に用いた光学系は以下の図 5.31 である。

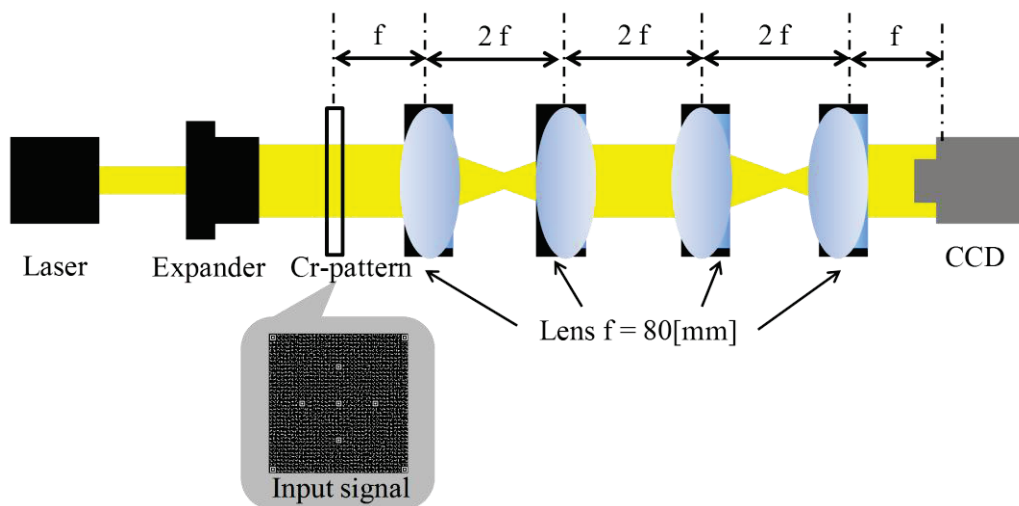


図 5.31 評価光学系概略図

この光学系では波長 405 nm の半導体レーザーを光源として用いエキスパンダを介

しビーム径を 10 倍に拡大する。ビーム径の拡大後、信号パターンを施した Cr 板に照射し信号の付与を行った。4f 系を 2 つ組み合わせたレンズを通過させ、通過後のビームを CCD を用いて取得した。4f に用いたレンズは今回作成を行った新規設計レンズに加え、比較を行うために市販の $f=80\text{ mm}$ の平凸レンズを通常レンズとして用いた。

まず評価光学系の収差の評価を行うために PV と RMS[32]の 2 つの評価指標を用いた。PV 値は Peak to Valley の略でレンズを通過した波面と理想波面を比べた偏差である。波面は理想波面に対して波を打つようにずれ、理想波面からのずれを山から谷までの偏差で表しこの値が小さいほど光学系における収差は小さい。これに対し RMS は Root Mean Square の略である。以上 2 つの評価指標を用いて光学系の評価を行った結果を表 5.4 に示した。

表 5.4 光学系の評価

	通常レンズ	設計レンズ
PV	2.998	0.402
RMS	0.503	0.085

PV 値, RMS 値は共に 15%程度の値に低下していることが確かめられる。設計レンズを用いた場合にもそれぞれ 0 とはならず値を持ってしまっているが、その要因としてエキスパンダより生じた収差や、レンズ間におけるレンズ中心の光軸からのずれなどの原因も考えられる。設計レンズによる光学系に与える影響を確認できたので、実際に信号を入力し信号品質へ与える影響の確認を行う。比較を行う信号パターンは次の図 5.32 に示す。

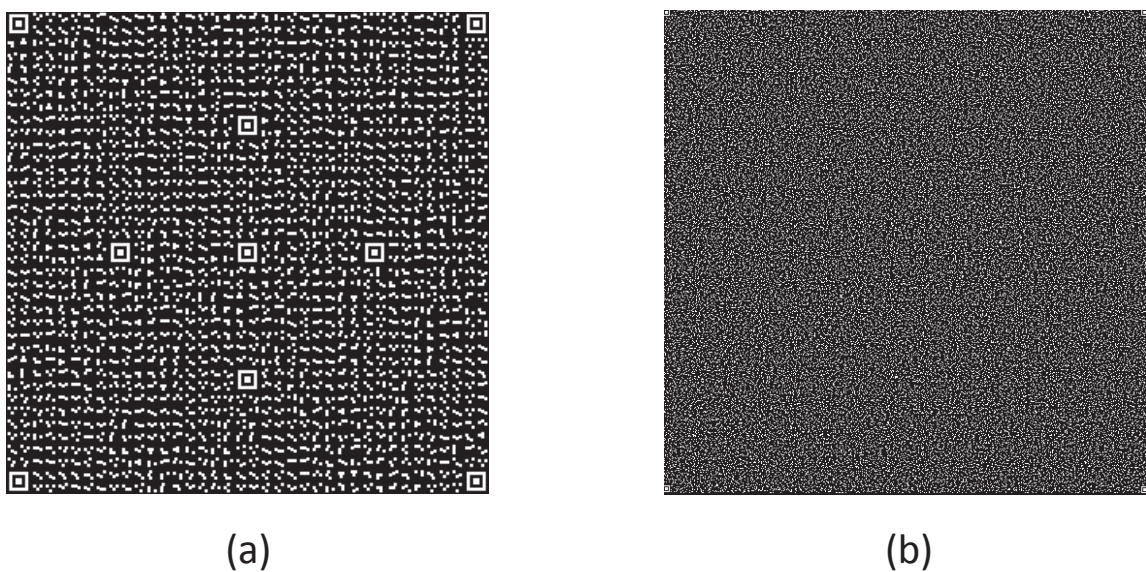


図 5.32 入力信号パターン

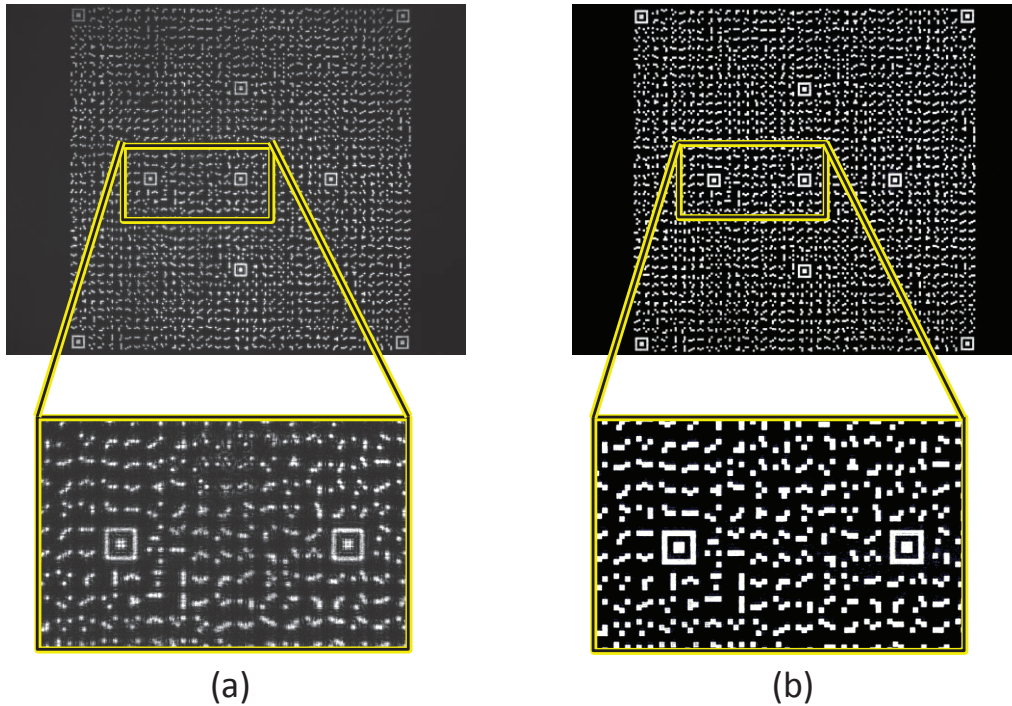


図 5.33 ランレングス長制限符号

図 5.32(a)は、左右、上下に 2 ピクセル以上のランレングスを有する 300×300 ビットのデータパターンである。図 5.32(b)は 500×500 ビットのランダムデータパターンである。各信号パターンの刻まれた Cr 板を設計レンズと通常レンズを用いた光学系に設置し、CCD にて画像を取得し比較を行った。

まずランレングス長制限符号を用いた 300×300 の信号を各光学系に入力した結果を図 5.33 に示す。図 5.33(a)は通常レンズを用いた光学系における信号であり、(b)は設計レンズ系にて取得を行った信号である。両者を比較すると通常レンズ光学系において得られた信号は各ビットが収差の影響を大きく受けて、その像がつぶれてしまっていることが分かる。元信号に対する信号品質を確かめるために 300×300 ページデータの SNR の比較を行った。その結果を表 5.5 にまとめた。

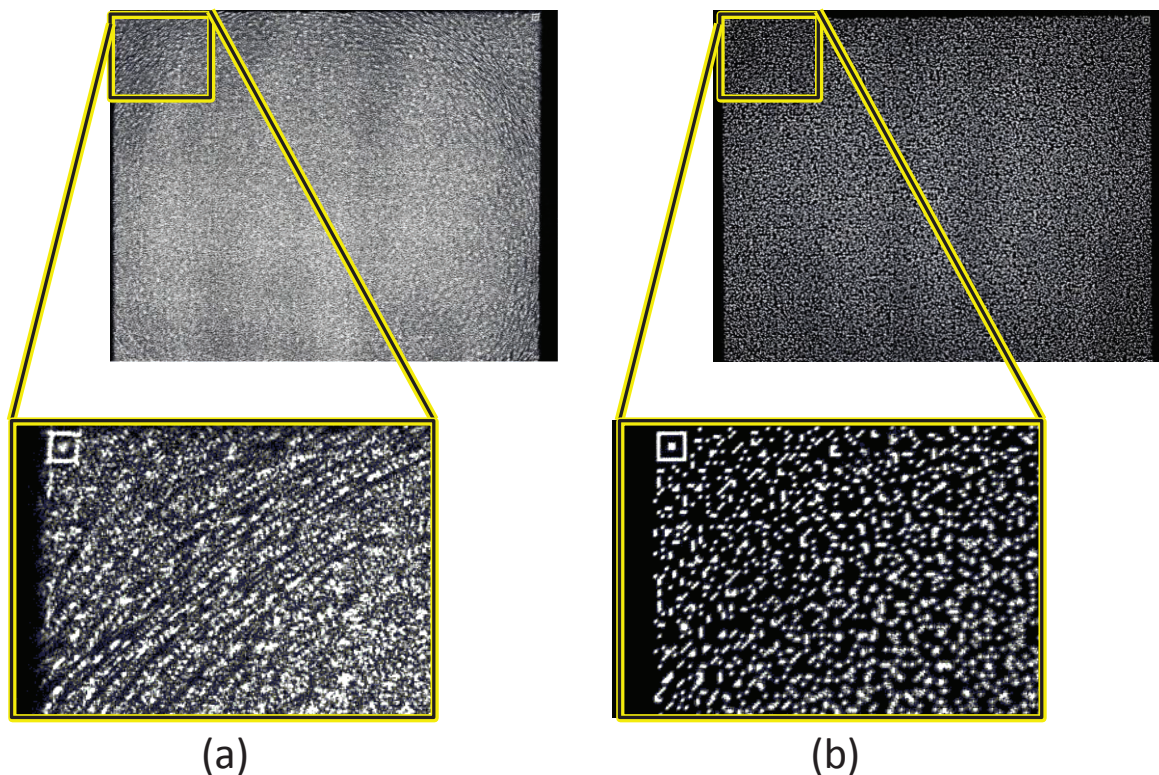


図 5.34 無変調信号

表 5.5 各レンズを用いた光学系における信号品質

	通常レンズ	設計レンズ
SNR[dB]	3.0310	4.7304

ここで、SNR は信号対ノイズ比 [dB] で有り μ_1 , μ_0 をそれぞれ ON と OFF ピクセルの強度平均, σ_1 , σ_0 をそれぞれ ON と OFF ピクセルの強度の標準偏差として

$$SNR = 20 \log_{10} \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (5.37)$$

で得られる。

信号を読み取るために要求される SNR は 1.5 dB 以上を基準として考えているが、どちらの光学系においても要求条件を満たしていることが確かめられる。設計レンズを用いた光学系ではより SNR が向上していることが分かる。同様に無変調の 500×500 の信号を各光学系に入力した結果を図 5.34 に示す。図 5.34(a)は通常レンズを用いた光学系における信号であり、(b)は設計レンズ系にて取得を行った信号である。信号面積のサイズが大きいため CCD により信号全体およびマーカを撮影することができず SNR を測定することはできなかったが、大幅に収差が改善され、ビットパターンが明

確になっている。通常レンズを用いた光学系ではビットが大きくつぶれ判別がつかない状態となっている。

5.9 結言

高解像な再生映像と、ホログラム面における完全なフーリエ変換像を両立させるために、フーリエ変換レンズとして通常の高性能写真レンズ等とは異なる性質, $y = f \sin \theta$ なる射影関係の成立が必要であった。画面全体におけるフーリエスペクトル像と、再生実画像の高解像度双方向性の証明をフーリエ変換レンズにおけるエタンデューを求め、軸外の不遊条件を用いて行った。また、本論文で提案する球面参照波によるシフト・ペリastroフィック複合多重記録方式においては、第4章で評価された通り記録可能ページ数が圧倒的に増すので、1ページにおける光学系への要求性能のマージンが増し、従来 HDS において問題視されていた複雑で高度な光学系の影響による記録再生機器のサイズ、コスト、再現性面への懸念、或いは実験システム規模の懸念から鑑みても本手法採用の HDS 実用化への寄与は大きい。本章においても、上記射影関係を基本として考え、その他の結像性能と空間的制約等と十分にバランスするレンズ設計を実施し、さらにレンズを製作し、その結像性能について検証・確認した。

参考文献

- [1] 谷田貝豊彦：光とフーリエ変換（朝倉書店,1993）, pp. 102-110.
- [2] 松居吉哉：“ガウスビーム光学系の設計法”, 光学技術ハンドブック, pp. 434-435（朝倉書店, 東京, 2002）.
- [3] M. J. Kidger: *Fundamental Optical Design*, 1st ed. (SPIE, Bellingham, 2002), pp. 139-166.
- [4] R. R. Shannon: *The Art and Science of Optical Design*, 1st ed. (Cambridge University Press, Cambridge, 1997), pp. 334-348.
- [5] 松居吉哉：レンズ設計法（共立出版, 東京, 1972）, pp. 1-3.
- [6] 松居吉哉：レンズ設計法（共立出版, 東京, 1972）, pp. 62-64.
- [7] 牛山善太, 草川徹：シミュレーション光学（東海大学出版会, 東京, 2003）, pp. 137-140.
- [8] S. Yoshida, H. Kurata, S. Ozawa, K. Okubo, S. Horiuchi, Z. Ushiyama, M. Yamamoto, S. Koga and A. Tanaka, “High-Density Holographic Data Storage Using Three-Dimensional Shift Multiplexing with Spherical Reference Wave”, *Appl. Phys.* **52** (2013) 09LD07.
- [9] 辻内順平：光学概論 II（朝倉書店, 東京, 1979）, pp. 83-84.
- [10] 牛山善太:波動光学エンジニアリングの基礎(オプトロニクス社, 東京, 2005), pp. 148-150.
- [11] K. von Bieren: “Lens Design for Optical Fourier Transform Systems”, *Appl. Opt.*, **10-12**, 2739-2742 (1971).
- [12] 宮前博：“フーリエ変換光学系” 光学技術ハンドブック, pp. 455-457(朝倉書店,東京,2002) .
- [13] 草川徹：レンズ設計のための波面光学（東海大学出版会, 東京, 1976）, p. 1.
- [14] 早水良定：光機器の光学 I, 第 3 版 (JOEM, 東京, 1999), pp. 114-117.
- [15] 鶴田匡夫：続・光の鉛筆（新技術コミュニケーションズ, 東京, 1988）, pp. 223-233.
- [16] 松居吉哉, 南節雄, 山口伸：フーリエ変換レンズの収差論的解析, 光学, **3-5**(1974), pp. 279-304.
- [17] 鶴田匡夫：第 4・光の鉛筆（新技術コミュニケーションズ, 東京, 1997）, pp. 422-435.
- [18] 渋谷真人：レンズ光学入門（アドコムメディア, 東京, 2009）, p. 33.
- [19] 牛山善太, 草川徹：シミュレーション光学（東海大学出版会, 東京, 2003）, pp. 59-64.
- [20] 鶴田匡夫：第 4・光の鉛筆（新技術コミュニケーションズ, 東京, 1997）, pp. 410-416.
- [21] R. Straubel: “Über einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik und einigen Anwendungen”, *Phys. Zeitz.*, **4**, 114 (1902-03).
- [22] 小穴純：軸外物点に対する不遊条件, 応用物理, **38**, 850 (1969).
- [23] 渋谷真人：不遊条件と OTF の計算, 光学, **13-1**, 40-48 (1984).
- [24] 牛山善太, 草川徹：シミュレーション光学（東海大学出版会, 東京, 2003）, pp. 90-92.
- [25] 松居吉哉：レンズ設計法（共立出版, 東京, 1972）, pp. 28-29.

- [26] 中川治平：レンズ設計光学（東海大学出版，東京，1986），p. 124.
- [27] 草川徹：基礎光学（東海大学出版会，東京，1997），pp. 126-128.
- [28] 牛山善太，草川徹：シミュレーション光学（東海大学出版会，東京，2003），p. 73.
- [29] M. Berek, 三宅和夫訳: レンズ設計の原理（講談社，東京，1981），pp.141-151.
- [30] R. Kingslake: *Lens design Fundamentals* (Academic press, San Diego, 1978), pp. 120-122.
- [31] 久保田広：応用光学（岩波，東京，1980），p. 30.
- [32] 岸川利郎：光学入門（オプトロニクス社，東京，1992），p. 196.
- [33] 辻内順平：光学概論 I（朝倉書店，東京，1979），p. 100.
- [34] P. Connes, “L'étalon de Fabry-Perot sphérique”, *J. Phys. Radium*, **19**, 262 (1958).
- [35] 松居吉哉：レンズ設計法（共立出版，東京，1972），pp. 7-8.

第6章 シフト・ペリastroフィック多重記録の実験系の構成と原理検証

シミュレーションによって示された本提案方式，球面参照波によるシフト・ペリastroフィック複合多重記録方式の高密度性，およびレンズ設計および試作により実現されたページデータの確実な再現能力を実験に適用し，高密度記録を検証した結果を述べる．具体的には 1 Tb/inch^2 以上の記録密度を目標とした確認実験結果について詳述する．

6.1 実験系の構成

記録容量は，基本的には多重の可能回数と1ページ当りのデータ容量で決定される．多重の回数に実質的に制限のない記録方式とレンズ設計による1ページデータ容量の拡大を図ることによって，高密度記録が可能であることを実験的に検証した．実験系の構成を図6.1に示す．参照光は対物レンズにより球面波となって媒体に照射される．信号光は空間変調器により変調され，ナイキストフィルターにより空間的な帯域制限をされた後媒体に照射される．これは空間周波数の広域をカットしホログラムサイズを小さくするためである．実験でのナイキストサイズは約 0.5 mm である．CCDにおける信号検出時のオーバサンプリングは 500×500 ビットパターンでは3倍， 300×300 ビットパターンでは4倍である．なお，本実験では波長 405 nm のレーザ光源を使用している．媒体の膜厚は 1 mm であり，この条件での媒体の $M\#$ （エムナンバー）は40である．

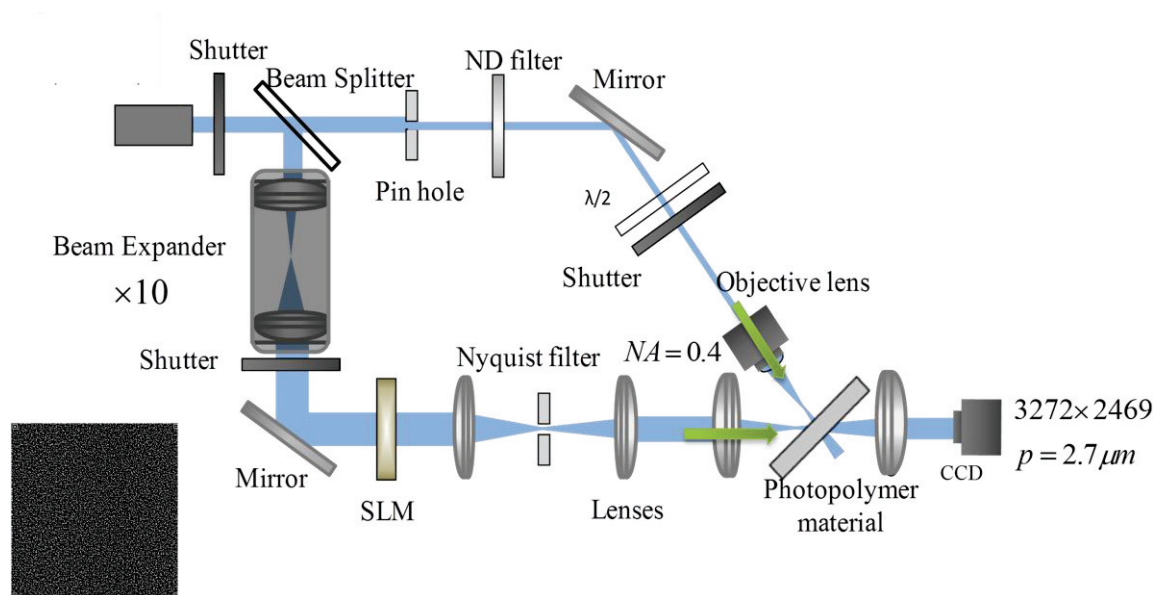


図 6.1 実験系の構成

媒体としてラジカル重合型のフォトポリマーを使用している．記録媒体の性能を示す数値として $M\#$ が使われる．これは媒体のダイナミックレンジを表す量で， $M\# = \sum \eta_i^{1/2}$ が基本的な定義である． η_i は i ページ目のホログラムの回折効率である．

そして，前章におけるレンズ 3 の試作製造を行い本実験に用いた．このフーリエ変換光学系は図 6.1 における，Nyquist filter を挟む箇所，Photopolymer material を挟む箇所（図では簡便のため模式的に単レンズで示してあるが）に，それぞれ向かい合わせに計 4 set 配置される．

6.2 複合多重記録の実験結果

前記した記録実験系において，膜厚 1.0 mm のフォトポリマー媒体を用い，多重記録性能および記録密度性能の検討を行った[1]．本実験では，設計・試作した 4set のレンズを用いたことにより，光学系の最適化無には不可能であった 1 ページ容量 500×500 ビットが可能となった．ホログラム単体の記録で実施するペリストロフィック多重記録の $NA = 0.4, 0.25, 0$ （平面波）時の角度選択性 θ の結果を図 6.2 に示す．

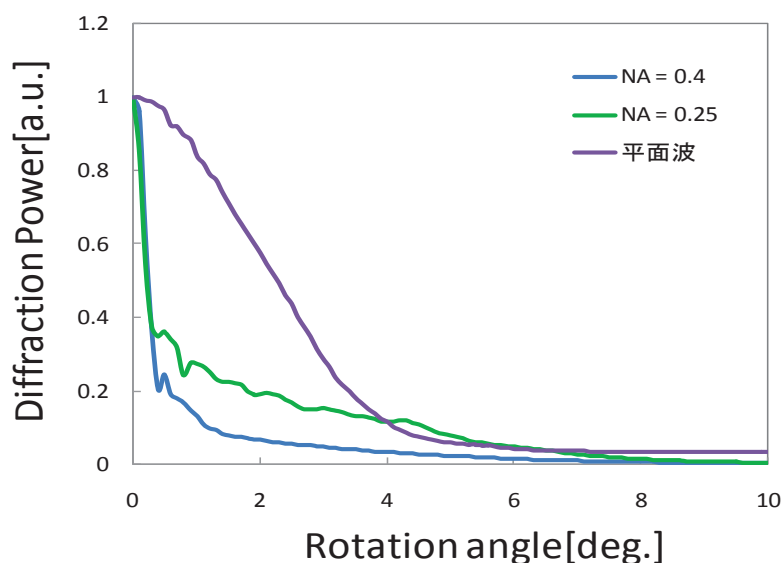


図 6.2 ペリストロフィック多重記録方式の角度選択性

参照光集光レンズの NA を変えて，ペリストロフィック多重の角度選択性を評価した．図 6.2 に実験結果を示す． $NA = 0.4$ において急峻な選択性を示し，シミュレーション結果とほぼ同様な傾向を示している．実験結果は， NA が高いほど選択性が高いことを示しているが， NA をさらに高めるためには，小型高 NA のレンズ設計が必要である．

図 6.3 には各軸方向へのシフト量による回折強度の減衰の程度，shift 選択性についての実験結果を示す。

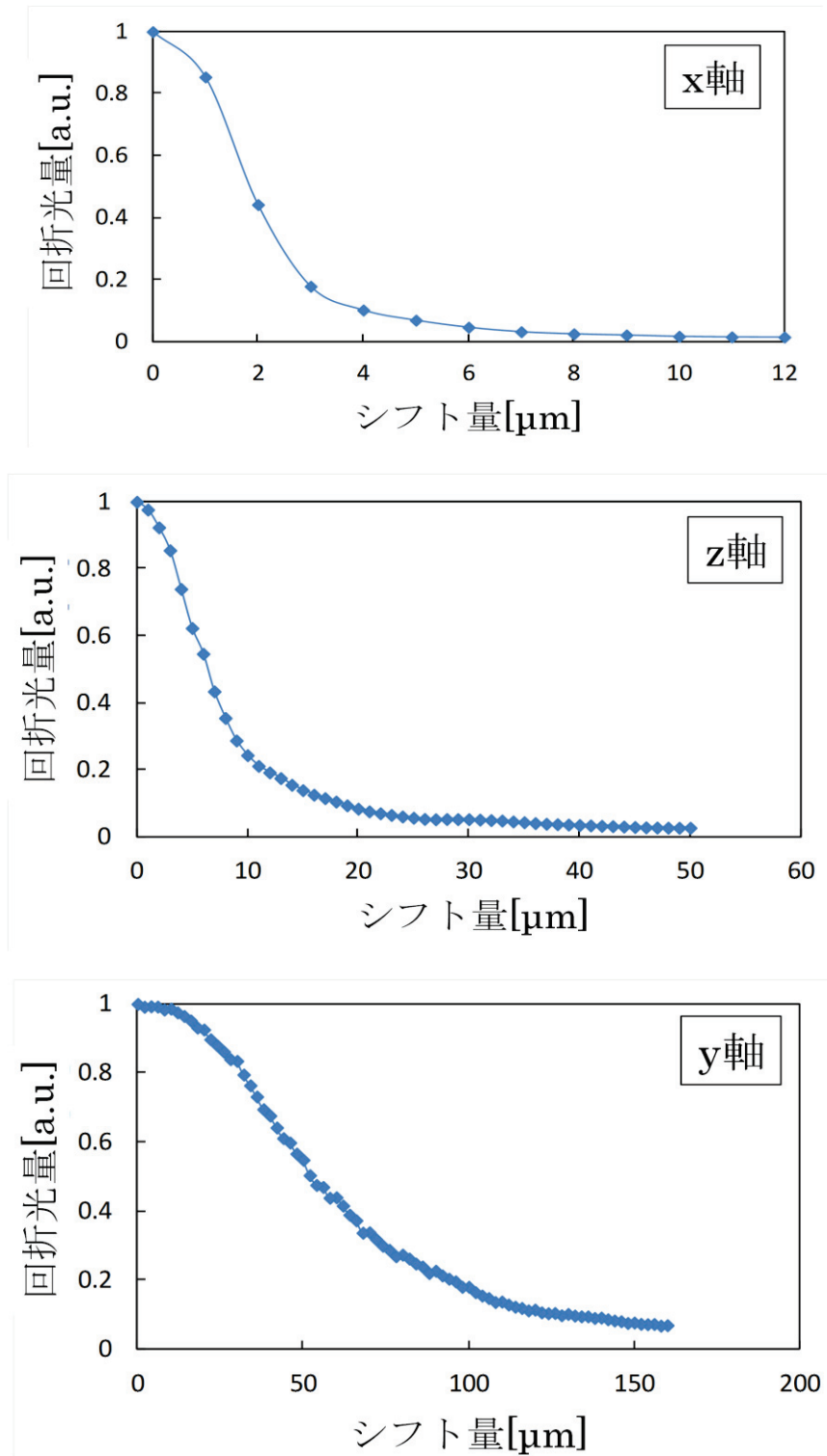


図 6.3 各軸方向への shift 選択性

次にフォトポリマー媒体に対して，シフト多重記録とペリストロフィック多重を併

用した複合多重記録を行った。

(1) 実験 I

シフト・ペリストロフィック多重記録の角度選択性を評価するため、シフト多重記録を実施後、媒体を 10 度回転させて x 軸方向にのみ再生を行った。これにより回転角度 10 度でペリストロフィック多重が可能かどうか検証する。具体的にはシフト選択性の高い x 軸方向にシフト多重を 30 多重実行する。図 6.4 では角度 0 度での記録に対応し、図中縦軸は記録トラックを再生光でスキャンし、各ホログラムからの回折光量を測定した結果である。次に記録したトラックの中心を回転中心に対して 10 度回転させ、前回と同一トラック方向に再生光をスキャンし、前に記録したホログラムからの回折光量の総和を測定する。

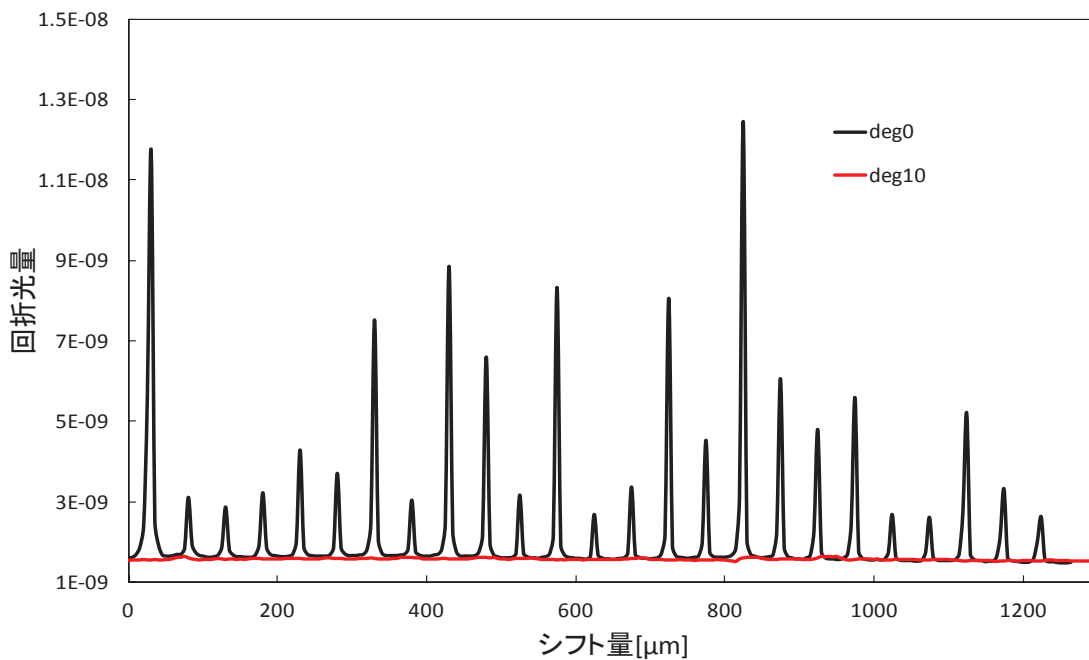


図 6.4 シフト・ペリストロフィック多重記録における、媒体回転角度 10°におけるクロストークの検証結果

図 6.4 に媒体回転角度 10 度における残存クロストークの測定結果を示す。縦軸はシフト多重記録した各ホログラムからの回折光量の相対値を示している。媒体を 10 度回転することにより回転前に記録したホログラム再生光はほとんど検出されないことが確認できた。これにより 10 度回転後新たなシフト多重ホログラム記録を行ってもクロストークは問題とならないことが判明した。この結果は、ペリストロフィック多重記録において球面参照光で得られた角度選択性とほぼ同様の結果となっている。

(2) 実験 II

複合多重記録の実験例を以下に示す．実験方法は図 6.5 に示される．最初に x 軸方向に 200 多重を行う．以下媒体を 10 度回転ごとに 200 多重を繰り返す．

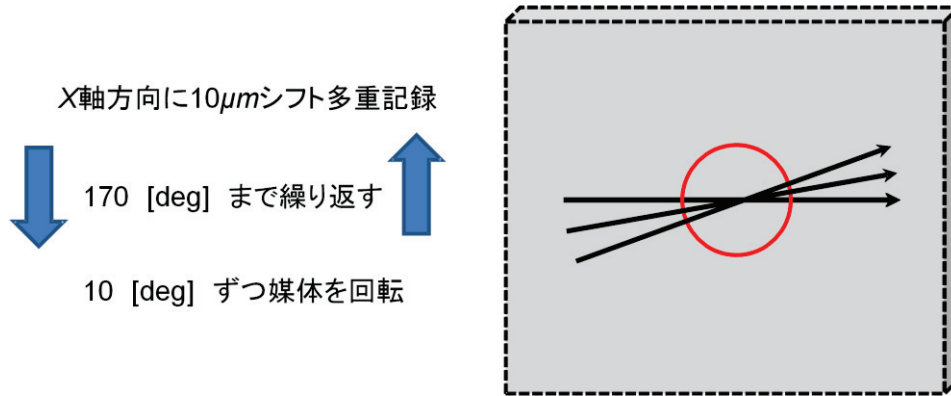


図 6.5 複合多重の回転角度選択性の評価

最終的に 10 度回転を 18 回繰り返した後，最後のトラックの各ホログラムからの回折光量を測定する．本実験ではシフト多重記録を 200 多重で行っている．媒体回転は常に回転中心を多重記録列の中心に設定しているため，中心部付近は回転角度の回数だけ重ね書きがされている．図 6.6 に示すように，100 個の $10\mu\text{m}$ シフト多重を行うと， $0.5\text{ mm}\times 3 = 1.5\text{ mm}$ の領域に記録される．従って回転中心部の 1 ホログラムの幅には 50 個程度のホログラムが多重されると見積もることができる．ただし，より広い領域におけるホログラム密度を換算するときには図 6.6 における 1 ホログラムサイズの誤差が目立た無くなり，シフトピッチの逆数が，密度として幅 1 mm あたりに存在するホログラム数を表わすと考えられる．今回の実験では，200 多重を行い，回転による重なるの顕著な中央部の 50 多重のみに注目し，10 度回転を 18 回繰り返した後，最後のトラックの各ホログラムからの回折光量を測定する．この場合，検出される信号は $50\text{ 多重}\times 18\text{ 回転}=900\text{ 多重}$ 後の信号である．前記した複合多重の再生信号を図 6.7 に示す．

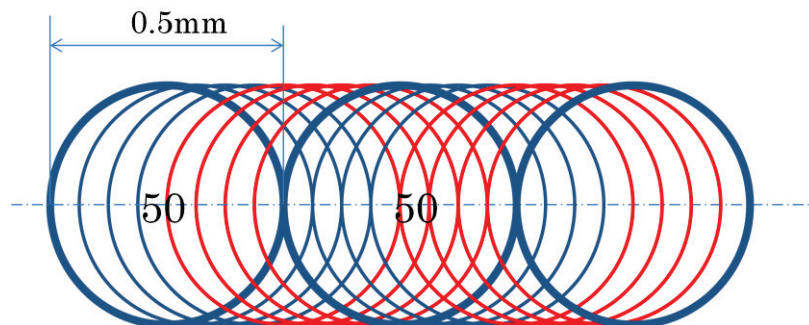


図 6.6 多重記録列

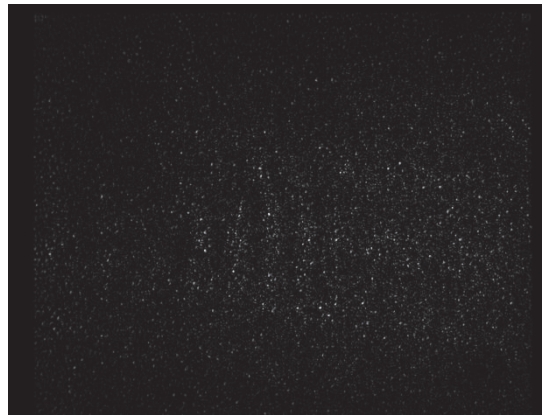
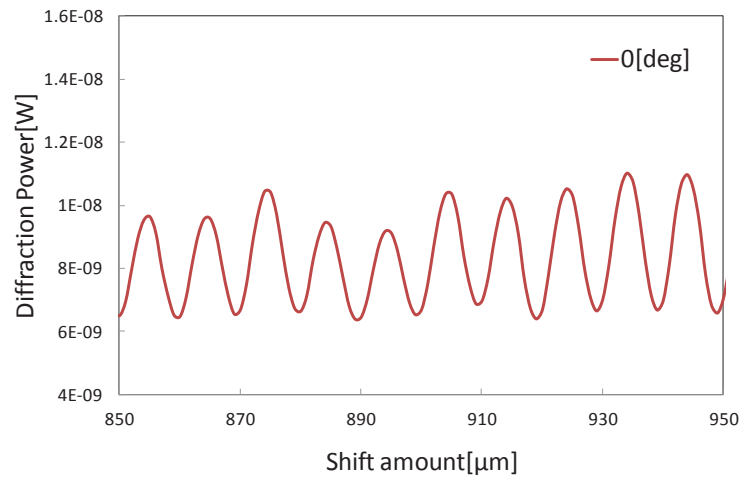
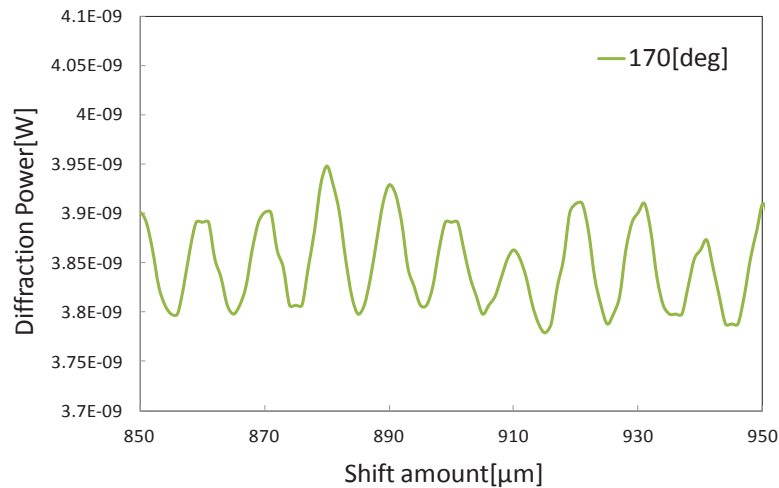


図 6.7 500×500 ビットの再生信号例

シフト・ペリストロフィック多重記録の各ホログラムからの回折光量を測定した結果を図 6.8(a), (b) に示す. 図 6.8(a), (b) は中心部の 50 多重領域の一部を抽出した信号である. シフト多重した各ホログラムからの回折光量を示している. 図 6.8(a) は初期, すなわち角度 0 度の場合であり, 図 6.8(b) は角度 170 度の場合である. 角度 170 度は 900 多重に相当する. この場合も各ホログラムから分離独立した回折光量が検出されている. 中心部付近でペリストロフィック多重の重ね書きが繰り返されているため, 徐々にモノマーが消費されて再生光量が減少する. この回数ではホログラム多重数は 900 である. 最終的に 18 回ペリストロフィック多重を行い, 900 多重を検証できた.



(a) シフト・ペリストロフィック多重記録の初期回折光量測定



(b) シフト・ペリストロフィック多重記録の 10°おき 170°回転後の回折光量測定

図 6.8 (a),(b) 多重記録後の回折光量

図 6.9 に回折光量と多重数、記録密度との関係を示す。900 多重は 170 度回転に相当する。一方、170 度以上～350 度までの重ね書きにおいて、クロストークは発生しないと予想される。これは、ホログラムのグレーティングベクトルが反転し、ブラッグ条件から完全に外れるためである。

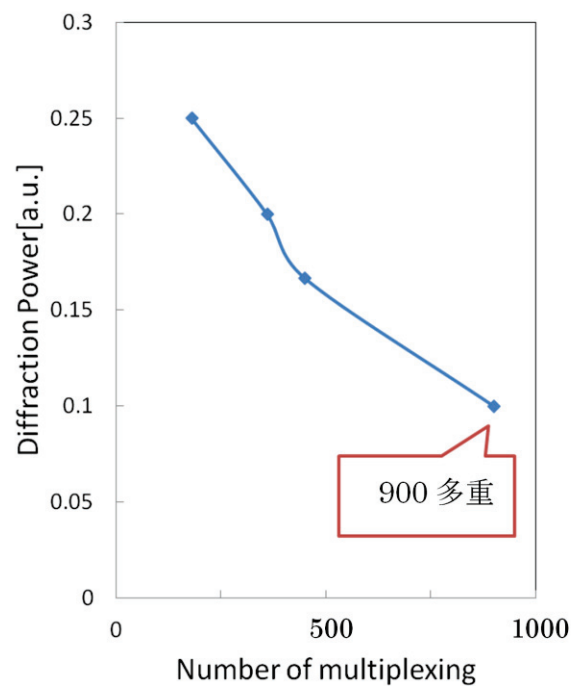


図 6.9 シフト・ペリストロフィック多重記録の多重度と回折光量

さらに、図 6.10 にあるように 180 度回転して 0 度の位置と同じ場所に記録を行い、0 度と 180 度における重ね書きの分離読み取り実験結果を図 6.11 に示す。350 度まで記録が可能である場合には、系統的に 1800 多重が可能となる。通常検討されている Polytopic 方式では、光学系の構成上 500 多重程度が限界である。

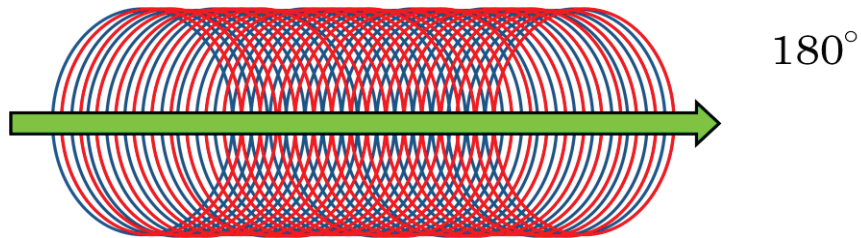
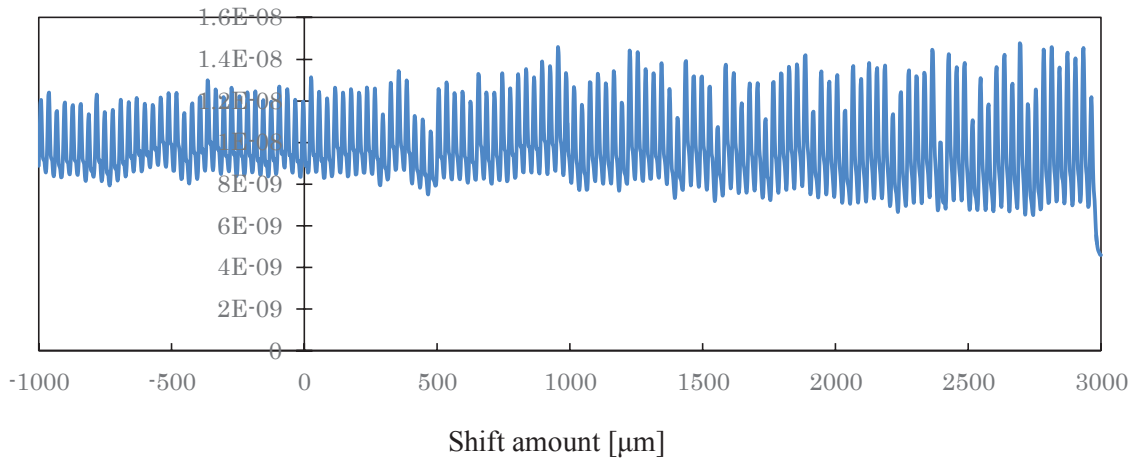


図 6.10 180° 回転後の、同じ位置における記録

(a) 0°



(b) 180°

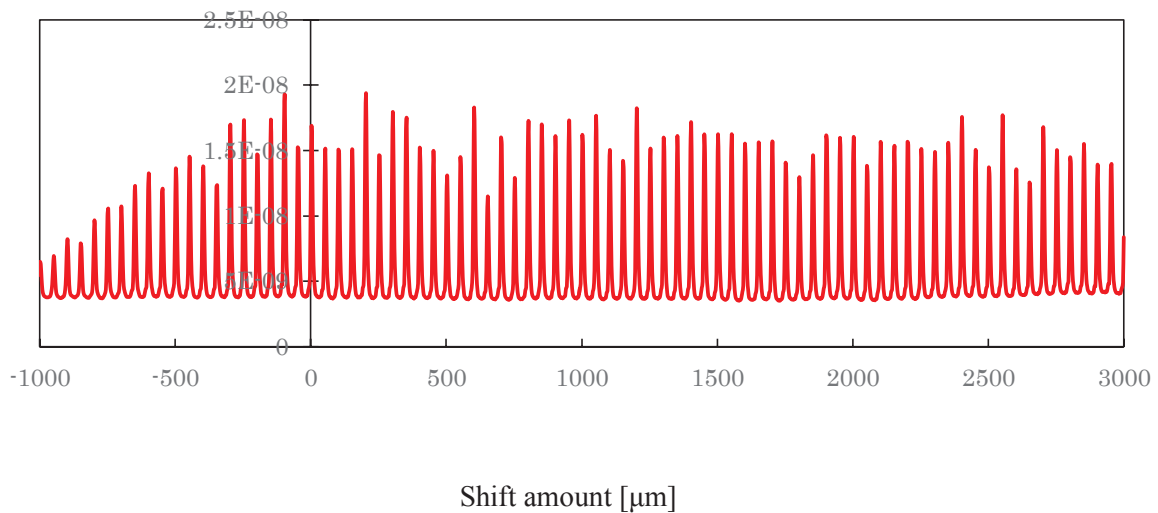


図 6.11 (a)0°, (b)180° のペリストロフィック選択性についての実験結果

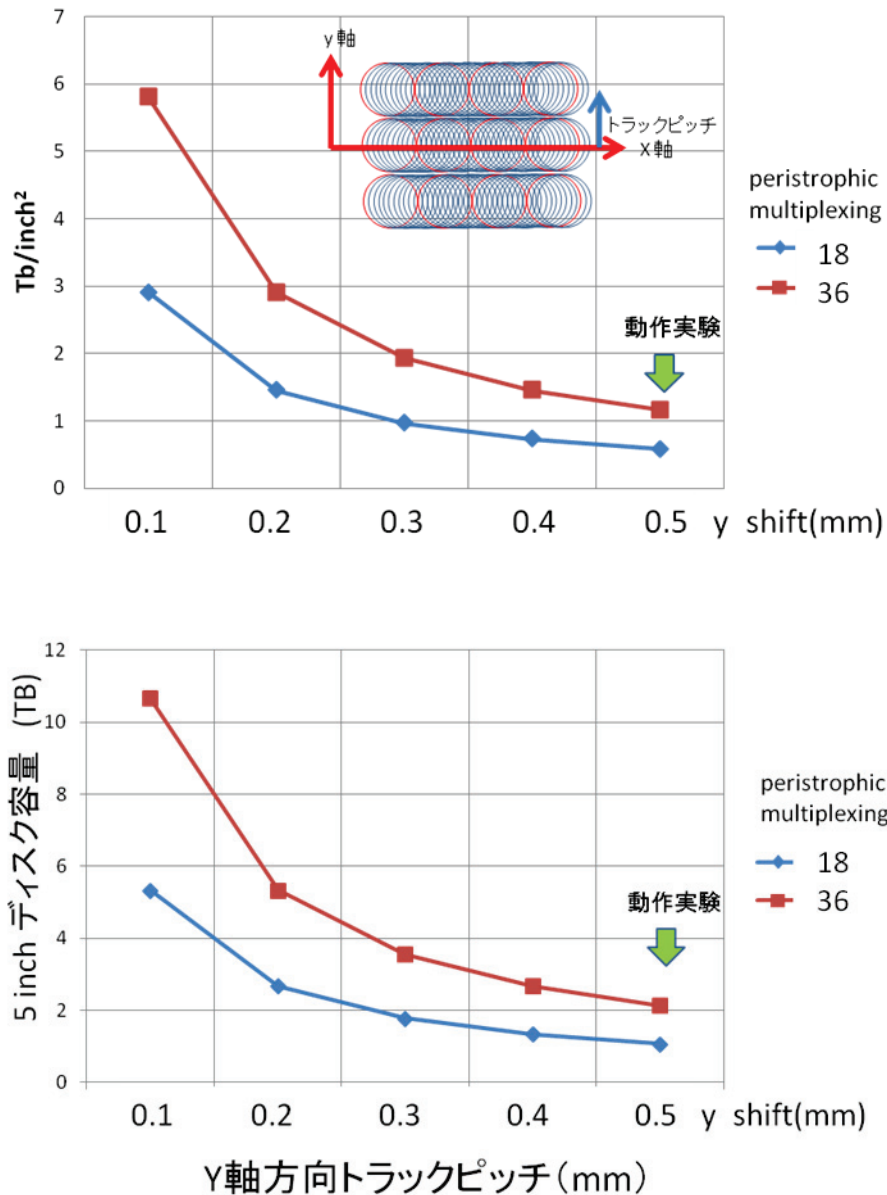


図 6.12 今後の記録密度，ディスク容量の研究，(上) 密度，(下) 5 inchDisk 容量

6.3 結言

本論文で提案する球面参照波によるシフト多重，ペリストロフィック多重複合記録方式を第3章におけるシミュレーション法により評価設計し，具体的な記録・再生光学系については第5章の考察の通りに設計し，実機を製作し実際のHDSにおける記録再生の性能を検証した。シフト・ペリストロフィック複合多重としては170度回転まで行い900多重を行ったが，予想通り十分にページデータの信号は分離され得た。また，さらに180度回転させた信号も0度の信号と良好に分離できる結果が得られ，1800多重も視野に入ることが分かった。この多重数により，現状のy軸方向のシフト

ピッチ 0.5mm を用いたとしても 1.1 Tb/inch^2 の信号記録が可能と言え、これは 5 インチディスクで約 2.1 TB の記録容量に相当する(図 6.12) . こうして従来方式をはるかに凌駕する多重記録可能数が確認でき、本論文における研究の成果を示せた.

参考文献

- [1] Z. Ushiyama, H. Kurata, Y. Tsukamoto, S. Yoshida and M. Yamamoto, “Shift-Peristrophic Multiplexing for High Density Holographic Data Storage”, *Applied Sciences*, **4**, pp. 148-157, 2014, 10.3390/app4020148

第7章 結論

本論文第1章において触れたように、近年、コンピュータにより生み出され得る、収集され得る情報量に対し、現在のメモリ蓄積技術は、高密度性、高速転送・アクセス性、長期に及ぶ安定保存性等の面から考察すると、未だ十分な汎用性を持つものは実用に供されていない。本論文におけるHDSはこうした需要に十分に答え得る技術であり、実用化に向けた研究も重ねられている。

本研究はHDSの開発そして実用化においての有用な知見を示し、HDS設計・構築のための手法を示すことを目的とするものである。以下に本論文の内容をまとめる。

7.1 本研究のまとめ

第2章においては、HDSの記録再生原理、そして種々の多重記録方式の原理、特徴について解説した。さらに、本研究で採用するペリストロフィック多重記録方式について言及した。そして、球面参照波を用いた、媒体全体を回転させると言うペリストロフィック多重の新記録方式とシフト多重記録方式を複合することにより、その他の方法と比べて媒体の能力をはるかに超える多重数の可能性があることを示した。

第3章では、本研究で採用する多重記録方式の開発に際し、その挙動を確認するための効果的なシミュレーション手法の内容について示した。こうしたHDSを対象とする評価には、finite-difference time-domain method (FDTD)、あるいはbeam propagation method (BPM)等の手法はその応用性の高さから有用な手段である。しかし、その中で大規模な計算が行われるので多大な時間が費やされ、また繰り返し差分計算による不安定性も問題になり、本研究の多重記録方式の性能評価におけるような大域の問題に適応できない。そこで、本シミュレーションではスカラー回折理論を出発点として体積ホログラムによる回折をVolume Integral Equation (VIE)として定式化し、angular spectrum法とボルン近似を適用することで空間伝播、レンズ効果、ホログラム体積内における光波の挙動解析を可能とする数値計算手法を提案した。

第4章では、第3章で示したシミュレーション法にのっとり、シフト・ペリストロフィック複合多重記録のシミュレーションを行い、シフト選択性、クロストークの影響、さらにはペリストロフィック多重を複合した記録方式の設計指針についてシミュレーションを行った結果を示した。光学モデル、シミュレーション条件を明確にするとともに具体的な記録再生シミュレーションを行った。シミュレーションでは、本方式によって従来法に比べ大幅な多重記録数の増加が可能であることを示した。

第5章では、ホログラムを記録再生する際にその性能を左右するキーデバイスとなる光学系の設計手法を示した。高解像な再生映像と、ホログラム面における完全な

フーリエ変換像を両立させるために、フーリエ変換レンズとして通常の高性能結像レンズとは異なる性質が必要とされた。それが $y = f \sin \theta$ なる射影関係であった。また、本手法においては記録可能ページ数が圧倒的に増すので、1 ページにおける情報量に対する負荷は低くなる。このことは光学系への負荷が軽減されることを意味し、従来 HDS において問題視されていた複雑で高度な光学系の影響による記録再生機器のサイズ、コスト、再現性面への懸念から鑑みても本手法を採用することの HDS 実用化への寄与は大きい。本章においても、上記射影関係を基本として考え、双方向性を合理的に成立させるレンズ設計の手法について言及した。

第 6 章では、本論文第 2 章において述べた球面参照波によるシフト・ペリastroフィック多重複合記録方式を第 3 章におけるシミュレーション法により評価設計し (第 4 章)、具体的な記録・再生用光学系については第 5 章の考察の通りに設計し、実機を製作し実際の HDS における記録再生の性能を検証した。従来方式をはるかに凌駕する多重記録可能数が確認でき、本論文における研究の成果を示せた。

7.2 今後の展望

HDS は過去多くの検討が続けられているにも関わらず、未だ実用化の段階には達していない。その原因として、媒体性能の他、装置構成の複雑さ、ビーム制御機能の複雑さ、さらには入出力機器の小型、高機能化などに課題が残されていた。しかし現状において媒体性能は実用化レベルに達しつつあり、入出力機器もその開発が他の使用目的も含め広範囲に進められており実用レベルに達している。このような状況の下で、HDS の課題として残されたものがテラビットの記録密度を容易に実現できる記録再生方式である。従来の検討方式、たとえば Co-axis 方式、Polytopic 方式には課題が残されていた。Co-axis 方式では同軸光学軸上に信号光と参照光が存在するため、最終段の対物レンズによる集光に際し、媒体内で十分な干渉領域を持つことができず、大容量化に必須な媒体膜厚を利用した高多重記録数を実現できず、容量の向上が困難であった。Polytopic 方式は現在も精力的に検討が進められている。しかし、角度多重を基本原理とするため、高精度な角度制御が必須でありそのためのレーザ波長のコントロール、媒体の基板、記録材料等の高い表面精度が要求されている。さらに角度変更範囲が物理的に制限されるため、多重数に限界がある。最大見積もっても 500 多重程度が限界である。このためさらなる 1 ページデータ数の増大が必要であり、それらが装置上のマージン設計を困難にしている状況にある。

このような背景の中で、本論文で提案したシフト・ペリastroフィック多重方式は 1800 多重数を容易に実現できる方式であり、さらに最適化光学設計を加えれば、2000

多重も十分に視野に入る方式である。現段階では媒体の多重記録性能が追い付かずそのような高多重記録は実現されていないが、媒体の開発を進めればさらなる大容量化が視野に入る。十分な多重数を実現可能であれば、逆に装置構成上のマージン設計が緩められ、信頼性の向上が図れる。今後の展望としては、本方式を用いたシステム化の検討を進め、並行して媒体改良を行うことにより、CD サイズのディスクに数テラバイトの記憶容量の実現が可能であると見込まれる。

謝辞

本研究をまとめるのにあたり、終始懇切なるご指導とご鞭撻を賜りました東京理科大学基礎工学研究科電子応用工学専攻 山本 学 教授に心より御礼申し上げます。また、副査にあたって懇篤なるご指導を頂くとともに種々のご高配を賜りました東京理科大学基礎工学研究科電子応用工学専攻 原田 哲也 教授，佐竹 信一 教授，蟹江 壽 教授，基礎工学研究科材料工学専攻 向後 保雄 教授に深甚なる感謝の意を表します。また、東京理科大学 横倉 隆 常務理事には親身なるご指導と激励を頂き厚く御礼申し上げます。また、こうした研究の機会を与えて頂くとともに、懇切なる激励とご鞭撻賜りました元東京理科大学理学部教授 石井 行弘 先生に深く感謝いたします。さらに元東海大学工学部光工学科教授 草川 徹 先生には論文の準備段階から光学設計理論面でのご指導を、そして激励を頂き、厚く御礼申し上げます。また、いろいろ御相談に乗って頂き、ご鞭撻賜りました宇都宮大学オプティクス教育研究センター、センター長 谷田貝豊彦 教授に厚く御礼申し上げます。

本研究を進めるのにあたり山本研究室の皆様には多大なご協力を頂き、ここに謹んで感謝の意を表します。とくに吉田 周平 助教，そして倉田 博之さん，塚本 悠さん，小澤 尚平さん，大久保 海斗さん，堀内 秀真さんには共同で論文を発表するのにあたって大変お世話になりました。厚く御礼申し上げます。

最後に、本論文をまとめるのにあたり、終始励まし支えてくれた両親，そして妻みゆきをはじめ，家族と多くの友人にこの場を借りて感謝します。

研究業績

主論文を構成する論文

- [1] Shift-Peristrophic Multiplexing for High Density Holographic Data Storage
(高密度ホログラフィックデータストレージのためのシフト・ペリastroフィック多重法)
Zenta Ushiyama, Hiroyuki Kurata, Yu Tsukamoto, Shuhei Yoshida and Manabu Yamamoto,
Applied Sciences, **4**, pp. 148-157, 2014, 10.3390/app4020148
- [2] High-Density Holographic Data Storage Using Three-Dimensional Shift Multiplexing with Spherical Reference Wave
(球面参照波による 3次元シフト多重方式を用いた高密度ホログラフィックデータストレージ)
Shuhei Yoshida, Hiroyuki Kurata, Shohei Ozawa, Kaito Okubo, Shuma Horiuchi, Zenta Ushiyama, Manabu Yamamoto, Shogo Koga, and Asato Tanaka,
Japanese Journal of Applied Physics, **52**, 09LD07, 2013. 10.7567/JJAP.52.09LD07

参考論文

- [1] A numerical analysis method for evaluating rod lenses using the Monte Carlo method
(モンテカルロ法を用いたロッドレンズ評価のための数値解析法)
Shuhei Yoshida, Shuma Horiuchi, Zenta Ushiyama, and Manabu Yamamoto,
Optics Express, **18**, pp. 27016-27027, 2010.
- [2] Performance evaluation of GRIN lenses by ray tracing method
(光線追跡法による GRIN レンズの性能評価)
Shuma Horiuchi, Shuhei Yoshida, Zenta Ushiyama, and Manabu Yamamoto,
Optical and Quantum Electronics, **42**, pp. 81-88, 2011.
- [3] Application and evaluation of quasi-Monte Carlo method in illumination optical systems
(照明光学系における準モンテカルロ法の応用と評価)
Shuhei Yoshida, Shuma Horiuchi, Zenta Ushiyama, and Manabu Yamamoto,
Optics Express **20**, pp. 9692-9697, 2012. 10.1364/OE.20.009692

著書

- [1] 牛山善太, 草川徹: シミュレーション光学 (東海大学出版会, 東京, 2003).
- [2] 牛山善太: 波動光学エンジニアリングの基礎 (オプトロニクス社, 東京, 2005).