

Title	3次元結像光学に基づく光記録と光微細加工に関する 研究
Author(s)	田中, 拓男
Citation	大阪大学, 1996, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3110049
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka



3次元結像光学に基づく光記録と光微細加工に関する研究 Three-dimensional Optics for Optical Memory and Microfabrication

Department of Applied Physics, Osaka University



田中 拓男 Takuo Tanaka

December, 1995

1

田中 拓男 Takuo Tanaka

3次元結像光学に基づく光記録と光微細加工に関する研究

Three-dimensionalOptics for Optical Memory and Microfabrication

#### 第1章 序論

#### 1-1 研究の背景

- 1-2 研究の目的
- 1-3 3次元物体の構造の観察

#### 第2章 光学系における3次元像形成理

- 2-1 はじめに
- 2-2 光学モデル
- 2-3 部分コヒーレント照明下における
- 2-4 3次元像形成理論
  - 2-5 3次元光学的伝達関数を用いた結
- 2-6 考察

#### 第3章 走査型3次元多層光メモリ

- 3-1 研究の背景
- 3-2 記録方法の検討
- 3-2-1 記録媒体
- 3-2-2 記録光学系
- 3-3 3次元記録方法の解析-屈折率分
- 3-4 3次元再生方法の解析-屈折率分
  - 3-4-1 インコヒーレント照明の明
  - 3-4-2 コヒーレント照明の明視里
- 3-4-3 位相差顕微光学系による
- 3-4-4 微分干渉顕微光学系による
- 3-4-5 各再生光学系の特性の比較

#### 第4章 3次元光メモリシステムの試作

4-1試作システムの光学系 4-1-1 記録光学系 4-1-2 記録媒体 4-2 3次元光メモリ記録・再生実験 4-2-1 位相差顕微鏡による再生等 4-2-2 油浸対物レンズによる収差 4-2-3 レーザー走査型位相差顕微 4-2-4 共焦点レーザー走査位相差 4-2-5 レーザー走査型徽分干渉器 4-3 3次元光メモリカードの試作 4-3-1 光メモリカードについて 4-3-2 記録実験・再生実験 4-4 収差の解析・実験 4-4-1 収差のコンピュータシミュ 4-4-2 収差補正方法の検討 4-5 考察

Dedicated to my family

	1
	1
	3
	3
4	
5 <b>m</b>	9
	9
	9
ボルン近似	10
	12
像特性の評価	15
	22
	25
	25
	25
	26
	26
	27
布の形成過程	28
布の読み出し	32
明視野顕微光学系による再生	32
野顕微光学系による再生	32
<b> </b>	32
6 再生	35
交	37
	30
	33
	39
	39
	39
	45
<b>実験(乾燥系対物レンズ)</b>	45
<b>É補正</b>	45
数光学系による再生実験	49
差顕微光学系による再生実験	50
領微光学系による再生実験	53
	55
	55
	55
	60
ュレーション	60
A REPORT OF A REAL PROPERTY OF A	63
	05

66

第5章 3次元多層記録光メモリと3次元ホログラフィクメモリの比較
5-1 研究の背景
5-2 光学系の比較
5-3 周波数帯域を用いた記録密度の理論的比較
5-4 記録密度の解析的導出と比較
5-4-1 ビット型光メモリの記録密度
5-4-2 ホログラフィックメモリの記録密度
5-4-3 数値計算結果、ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較
5-5 記録媒体のダイナミックレンジの利用効率の比較
5-5-1 ホログラフィックメモリのダイナミックレンジ
5-5-2 ビット型光メモリのダイナミックレンジ
5-5-3 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較
5-6 考察
第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系
6-1 研究の背景
$6-2$ 0次ベッセルビーム ( $J_0 ヒーム$ )
6-2-1 ベッセルビームの解析的導出
6-2-2 エアリーディスクスホットとの比較
6-3 アキションによるリズベッモルビームの生成とそのは面積に
6-3-1 0次ペッモルビームの生成
$6-3-2$ $r+y_j$ $r=10$ $r=10$
$6 - 3 - 3$ $J_0 \wedge \pi \vee F \vee D / T / T \wedge D$
6-3-4 人示ットの広知行任
6-3-5 考示
6-4 定省元子ボにおりるりへいアビルハネアトの特に
b-5 / インコンの 収定に限り る 天歌 c c l l ビギフ ポットの 解析
6-6 収定ヘホットの所が
6 - 6 - 2 總何光受に上入収差の解析
6-6-3 2次市北宇によるな生いがい
$6 - 7  r \neq j = j \cdot J \cdot$
0 1 1 1 1 2 2 1 1 1 2 2
第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用
7-1 研究の背景
7-2 光リソグラフィーシステムの試作, バターン記録実験
7-3 光リソグラフィーシステムにおける収差の解析
7-4 考察
総括
新辞
Appondicies
A total
<b>参考</b> 乂椒
著者発表論▼

给	1 辛	1000
兎	一里	广动阳

> 79 79

> 81 85

86

86

87

90

90

93 93

93

93

97

99

99 100

104

106

109

110

114 116

116

125

126

132

137

137 137

143

145

146

148

149

153

158

### 1-1 研究の背景

光学系を用いて物体からの光を検出し、物体の特性や形状を測定する手法は、非常に有効な 計測法の一つである、このことは、我々が普段、目から得た情報に頼って生活していることか らもわかる.実際,光を用いた計測法は,非接触でリモートセンシングが可能なので、測定対 象を傷つけず、生体試料も殺さずに観察できたり、離れた場所の情報を得ることができるなど の,優れた特徴を持っている.それゆえ,工学,医学,生物学,天文学や,一般の産業界など の非常に多くの分野において、物体の形状測定や物質の同定など様々な目的で利用されている。 このように光計測法は多くのメリットを持っているため、当然の事ながら、物体表面の情報 だけでなく、3次元物体の内部構造を外側から観察したいという要求が出てくる.ところが、 いくらリモートセンシングが可能な光計測法でも、観察できるのは厚みのない試料のみであり、 厚みのある3次元構造を計測することはできない.それは、物体の内部にレンズの焦点を合わ せても, Fig. 1-1-1(a)のように前後にある物体の像がボケて重畳してくるため、焦点を合わせた 部分のみが分離されないからである、物体の表面を観察する場合も同じで、物体の凹凸が大き い場合は、その表面全てにピントを合わせることはできず、どこかがボケてしまう、つまり、 レンズを用いて3次元物体の像を結像しようとしても、Fig. 1-1-1(b)のように3次元物体の内部 構造を完全に空間分離して観察したり、Fig. 1-1-1(c)のように奥行き方向すべてにピントのあっ た像を得ることはできない、この、像がボケる問題は、光学系の開口数が高いほど顕著になる ので、高N.A.レンズを使用する顕微光学系や光リソグラフィー光学系などにおいて特に大きな

問題となる.

このように、レンズを用いて物体を観察するだけでは、3次元物体の像を形成することはで きないので、物体内部の3次元構造を解像するためには、光CT法[1-1,1-2]などのようにコン ピュータを用いて膨大なデータ処理を行うか、Fig. 1-1-1(d)に示すように試料をあらかじめ薄く スライスして、2次元切片にしてから観察しなければならなかった.従って実際には、光計測 法の非破壊、非接触というメリットは、物体が薄く2次元物体であるか、または凹凸が少なく 奥行き方向の構造を計測する必要がないときのみに活かせるものであって、3次元物体の内部 を観察する場合には、このメリットをすべて捨てて、試料を破壊して観察しなければならない。 このような理由から,光学系の結像理論も長い間,物体面から結像面つまり2次元平面から 2次元平面への結像についてしか解析されていなかった。3次元物体の結像理論が議論され始 めたのは、1955年のH. H. Hopkinsよるデフォーカス光学系の空間周波数応答の研究が最初であ る[1-3]. この後, 1967年にR. Freidenが3次元光学的伝達関数の概念の導入した、そして、N. Streiblが, 1984年にインコヒーレント照明物体について, さらに1985年に, コヒーレント照明か ら部分コヒーレント照明を経てインコヒーレント照明下における物体の結像理論を1次のボル

ン近似のもとで示した[1-4, 1-5, 1-6].

これらの解析によって、通常の光学系で3次元物体を結像できない原因が明らかにされていっ た. また,この時期と相前後して、CT法のようにコンピュータを使うのではなく、純粋な光 学系のみで3次元的な解像を可能とする光学系がいくつか開発された.

- 1 -



Fig. 1-1-1 Imaging of three-dimensional object: (a) When a lens focuses on a particular plane inside the 3D object, the corresponding image plane contains not only the sharp image of the inner structure but also blurred images of structures in the out-of-focus planes, (b) shows perfect 3D imaging,(c) For a lens with a very depth of focus, the image plane contains sharp images of the various structures in the 3D object, and (d) To observe a 3D object using conventional imaging, the object must be sliced physically into a series of 2D planes.

#### 1-2 研究の目的

本研究では、第1章1節で述べた背景のもとで、本研究では光学における結像理論を3次元 に拡張して、光学系が有する3次元的な像形成能力を解析し、その特性を議論する.そして、 CT法のようにコンピュータ処理によって3次元物体の像を再構成するのではなく、光学系の みで直接3次元物体の構造を解像するための手法を検討する. さらに、これらの解析結果の応用として、従来の光学系では実現できなかった、光メモリの 3次元化や光リングラフィーシステムの長焦点深度化の提案を行い、実際のシステムを試作し て、その有効性を示す.

本論は第2章以降で述べるが、この章ではその前に、通常の光学系が、3次元分解能を持た ない原因と、3次元解像が可能な光学系に必要とされる特性を簡単に述べる、そしてその後、 近年発表されている3次元結像能力を持つ光学系について述べる。

# 1-3 3次元物体の構造の観察

結論から述べると,通常の光学系で3次元物体を結像できないのは,焦点面外にある物体の 像がボケるからである.Fig.1-3-1(a)は,点光源をレンズで結像した際に生成される像の光強度 分布を示している[1-7].Fig.1-3-1(a)から,物体空間で点である物体も,像空間に生成される像 は,有限の大きさd。に広がってしまう.これは光の回折現象によって制約される現象である.次 に,レンズの焦点面からz離れた位置をみると,光強度はd,の大きさに広がっている.つまり, 結像系が等倍系であるとすると、逆に焦点面からz離れた位置にある物体は,像面上でやはりd, の大きさに広がって結像されることになり,これがいわゆるボケた像になる.従って,物体の 各点が焦点面と同じように結像されるのは,焦点深度と呼ばれる焦点面の前後のわずかな範囲 のみであり,前後に広がりをもつ3次元物体では必ずボケた像が発生してしまう.

3次元物体の内部をボケた像に邪魔されずに結像するには、(1) Fig. 1-3-1(b)のようにボケ た像をカットして焦点面からの光のみを検出できる光学系か(Fig. 1-1-1(b)に対応),(2) Fig. 1-3-1(c)のようにスポットが広がらないようにして、ボケた像が発生しない光学系(Fig. 1-1-1(c) に対応)を考案しなければならない.

そこでまず(1)の方法について、ボケた像の3次元分解能に対する影響と、Fig. 1-1-1(b)の ように3次元物体を解像するための具体的な方法について述べる. ここでは、3次元吸収物体を透過型光学系を用いて観察する場合を例に挙げる. Fig. 1-3-2に 透過型の光学系を用いて薄膜吸収物体を観察する光学系を示す.この光学系は、レンズ1によっ て試料を照明する.そして、透過してきた光をレンズ2を用いて集光し、検出器で光強度を検 出する.また、薄膜吸収物体は、面内方向に一様な膜で面内構造を持たず、また光の吸収量は 光弦度に比例するとする.この光学系では、物体の3次元的な空間分布を分解して観察できる ということは、この薄膜を光軸方向に動かした場合に、その位置が結像面において検出できる ということと等価である.

第1章 序論







(b)

Fig. 1-3-1 Light intensity distribution of the focused lens spot (unit magnification): (a) image of a point in the object plane that is focused by the lens has a corresponding spread of diameter do, while a point from an out-of-focus plane located a distance z, from the focus plane is imaged as a spot of diameter d<sub>1</sub>; (b) achieving perfect 3D imaging by reducing the contribution of defocused light, (c) images of points in different object planes have the same spot diameters by increasing the depth of focus.

いま,薄膜がFig. 1-3-2の位置aにあるとして、この時の照明光の平均強度をL,照明されてい る面積をSoとする、薄膜で吸収される光は、光強度と照明されている面積に比例する、そこでそ の比例係数をαとすると、吸入される光量はαLS。となる.次に、薄膜を位置aよりも集光点に近 い位置bに移動したとする.この時に、光で照明されている面積がS\_2になったとすると、逆に 光の平均強度は2L。になる、従って、この時に薄膜で吸収される光量は、

 $\alpha \times 2I_0 \times S_0/2 = \alpha I_0 S_0$ 

(1-3-1)

り、どの位置においても吸収される光量は等しい。 従って、Fig. 1-3-2のように検出器からの信号は、薄膜の位置を動かしても常に一定値をとり、 分解能を持っていない.



Fig. 1-3-2 Observing an absorbing thin film using a transmission-type optical setup. The signal of the photodetector does not change with the position of the thin film along the z-axis.

次に,吸収薄膜物体が面内方向に一様ではなく, Fig. 1-3-3のように構造(円形の吸収体があ りその面積をS'とする.ただしSo2≤S'≤Soである)を持っている場合を考える. 薄膜が位置aにある場合、照明光の平均強度はLであるが、光の吸収が起こる領域の面積は、 光が照明されている面積Soではなく,吸収体の面積S'となる.従って,光の吸収量はaLS'となる. 次に、薄膜が位置bに来ると、照明光の平均強度は21。となり、光が照明されている領域はS.2と なる.この領域は吸収体の面積S'より小さいので、光が照明されている領域すべてで光の吸収 が起こる、従って吸収量はalsとなり、この値は薄膜が位置aにある場合と異なる、従って、 薄膜を位置 a~eまで移動させた場合の検出器の信号は, Fig. 1-3-3のように変化する. Fig. 1-3-3より,薄膜が面内方向の構造を持つ場合は, Fig. 1-3-2の場合と異なり,その薄膜の光軸方 向の位置をおおまかにではあるが検出できる.しかし当然のことながら、その分解能は物体が 持つ面内方向の構造に依存しており、面内方向に構造があったとしても、分解できない場合も あり得る. つまり, 面内構造の空間周波数が低い場合や, 逆に光学系の分解能を越えるような 高周波数成分ばかりでも、面内に構造がないのと等価になり解像できない. (どのような空間 周波数帯域の時に、3次元分解可能かは2章以降で述べる)

第1章 序論

となり、薄膜が位置 a にあった時と等しくなる. これは、位置 c, d, e においても同様であ

この信号からでは薄膜の位置を検出することができない、それゆえに、この系は、光軸方向に

第1章 序論

以上より,透過型光学系では,面内方向に構造を持つ物体であれば,その光軸方向の位置を 分解して検出することができるが,面内に一様な物体は分解できないと結論できる.



Fig. 1-3-3 Observing a thin absorbing filmusing a transmission-type optical set-up. The filmhas a characteristiclateral structure. In this case the photodetector signal changes with the particular axial location of the film and from the behavior of the detected light intensity, it is possible to distinguish the position of the thin film.

上記の結論より,透過型光学系では3次元物体を分解して結像できるかどうかが,物体の構造に依存することになる.物体の構造に依存せずに3次元分解能を得るには,吸収量が,物体の構造によって変化を受けるのではなく,他の要因によって変化するようにしなければならない.その答えの一つは,光の吸収量が,照明光の光強度に比例するのではなく,非線形に応答するようにする方法である.Fg.1-3-4に示すように,例えば薄膜の光吸収が光強度に線形ではなく,2乗に比例して起こるとすると,面内に構造がない物体であっても,平均光強度が大きくなる集光点付近(位置 c)のほうが,光吸収量が大きくなる.従って,検出器からの信号は,Fg.1-3-4のように,集光点付近で大きく変化し,この信号の変化から薄膜の光軸方向の位置を検出することが可能となる.



Fig. 1-3-4 Observing a thin nonlinear absorbing film using a transmission-type optical set-up. The film responds nonlinearly with the light intensity. In this case the photodetector signal also changes with the particular axial location of the film and from the behavior of the detected light intensity, it is possible to distinguish the position of the thin film.

以上から最終的な結論として、3次元構造を空間分離するには、光強度に対して非線形な応 答特性を持つ光学系を作れば良いことがわかる。そして実際に、近年発表されている、3次元 分解能を持つ光学系ではすべて、このような非線形な応答特性を光学系に持たせることによっ て3次元分解特性を実現させている。

光強度に対して非線形な応答特性をもつ光学系は、大きく二つに分類できる。一つは光学系 そのものが非線形特性をもつ場合であり、もう一つは観察物体が光強度に対して非線形に応答 する場合である。

光学系の結像特性を非線形にする手法としては、1977年T. Wilson, C. J. R. Sheppardらによっ て発表された共焦点光学系(コンフォーカル光学系)がある[1-8]. これは、レーザー走査顕微 光学系において、検出器の前にピンホールを置いた点検出器を用いることにより、光学系の応 答特性を2乗特性にするものである.彼らは、理論解析だけでなく、1978年に反射型共焦点顕 微鏡で深さ方向の分解ができることを実験によって示し、これを応用して、焦点深度をいくら でも深くできる反射顕微鏡や3次元物体の表面形状を定量的に測定できる顕微鏡を考案した [1-9, 1-10].また、共焦点蛍光顕微鏡においては、1988年S. Kawata, O. Nakamuraらによって完 全な3次元分解能を有することが解析的に、またS. Fujitaらによって実験的に証明された[1-11]. このように、これらの共焦点顕微光学系では、試料をスライスすることなく直接内部を観察で きる能力、つまり、3次元構造を空間分離して観察できるという従来の光学系にはない特性を 持っている.

また, 1992年に, S. Hellらによって提案された4π共焦点光学系も3次元分解能を持つ[1-12,

C (d) (e) Lens 1 Nonlinear absoption

第1章 序論

- 7 -

第1章 序論

1-13、1-141. この方法は、蛍光顕微光学系において、コヒーレントな励起光を試料に対して、互 いに向かい合う側から入射させることによって、励起光スポットを半波長程度の干渉縞で強度 変調し,空間的に非線形な光強度分布を生成するもので,共焦点光学系の分解能をさらに向上 させる手法である.

観察物体が持つ非線形応答特性を利用して3次元分解能を得る光学系には、W. Denkらによっ て提案された2光子励起蛍光顕微鏡がある[1-15].これは、光強度の2乗に比例して励起・発光 する2光子励起蛍光過程を利用することにより,非共焦点型レーザー走査顕微光学系で3次元 分解能を実現した手法である。また、K. Sasakiらによって提案された過渡吸収顕微光学系[1-16] や、J.N. Cannaway, C.J.R. Sheppardらによって提案された第2高調波顕微光学系[1-17]も、媒 体の非線形応答特性を利用することによって3次元分解能を実現するものである.

次に(2)で述べた、深い焦点深度を持つ光学系を用いた3次元物体の結像方法を考える. 光学系の面内分解能を低下させることなく焦点深度を深くすることができれば、3次元物体を 結像した時に生じるボケを除去することができ、奥行き方向に分布をもつ物体の像を一度に得 たり、凹凸の大きな物体もボケた像に邪魔されることなく観察することが可能となる、従って、 いかにして光学系の焦点深度を深くするかという研究も長い間続けられてきた. ところが, 一 般に使われるような円形瞳のレンズでは、面内の分解能と焦点深度とは互いにトレードオフの 関係にあるので、高分解能と深い焦点深度を同時に実現することは不可能であり、そのために は特殊な光学系を用いなければならなかった。その光学系の一つが、輪帯瞳を用いる光学系で あるが、この光学系は本来、面内の分解能を向上させるための手法として、使用されてきたも のである.

1987年になって、 I. Durninが、円形開口のスポットよりも小さな中心スポットを持ちながら無 限の焦点深度をもつ、言い換えれば、小さなスポットを保ったまま回折せずに伝播する光波が 存在することを解析的に導いた、そしてさらに、非常にスリット幅の細い輪帯瞳光学系を用い ることにより、実際にこの光波を生成できることを実験的にも示した[1-18, 1-19, 1-20]. このビー ム生成法は、高い面内分解能と深い焦点深度を同時に実現できる技術として、物体の3次元結 像にとって新しい可能性を示唆するものであった.

### 第2章 光学系における3次元像形成理論

#### 2-1 はじめに

光学系の特性は、電気システムの伝達関数に対応する光学的伝達関数(Optical-Transfer Function), もしくはインパルス応答に対応する点像分布関数 (Point Spread Function)で表すこ とができる.そしてこれらを3次元に拡張した3次元光学的伝達関数や3次元点像分布関数を 用いれば、3次元物体が持つ構造のうち、どの空間周波数の構造を像空間へ伝達でき、そして 像空間でどのような像が生成されるのかを知ることができる. そこで、本章ではまず、1次ボルン近似のもとでの3次元光学的伝達関数と3次元点像分布 関数を導出する[2-1, 2-2, 2-3]. そして、これらを用いてコヒーレント照明光学系、部分コヒーレ ント照明光学系、インコヒーレント照明光学系、輪帯瞳光学系、共焦点蛍光光学系などについ て、その結像特性を議論する。

#### 2-2 光学モデル

第1次ボルン近似のもとでの3次元結像理論を、ブラッグ条件、アッベの結像条件を用いて 導出する.

モデル光学系をFig. 2-2-1に示す.この光学系は、照明系と観察系の二つに分かれている.照 明系はケラー照明系であり、その瞳は、光源の大きさS(u)で制限されている. そしてこの照明 系によってz = -4f近傍に置かれた3次元物体V(x, z)を照明する.従って瞳関数 $\widetilde{S}(\mu)$ が $\delta(\mu)$ で示さ れる場合は物体はコヒーレント照明され、逆にS(µ)が無限に大きい場合は、インコヒーレント 照明されることになる.物体によって回折された光は、観察光学系を用いて像面に伝達され、 光電場Emgをもつ像が形成される.この観察光学系は、テレセントリック光学系で、その瞳は、 p(μ)で制限されている.

まず,基本となる3次元物体として3次元空間周波数がpo(µ0,η0)の3次元格子を考える.こ こで $\mu_0$ は、面内方向の空間周波数 $\mu_0=(v_x,v_y)$ を、また $\eta_0$ は、光軸方向の空間周波数を表わす、 この物体が,波数

 $\rho_{s} = \left[\mu_{s}, (\lambda^{-2} - \mu_{s}^{2})^{1/2}\right]$ 

をもつ光により照明されると、入射光の波数ベクトルosは、物体の空間周波数osと相互作用を 起こし回折光を生じる.この回折光の波数を

 $\rho_{\rm D} = \left[\mu_{\rm D}, (\lambda^{-2} - \mu_{\rm D}^2)^{1/2}\right]$ 

として,回折がブラッグ回折のみであるとすると, pp. p.の間には,ブラッグ条件,

第2章 光学系における3次元像形成理論

(2 - 2 - 1)

(2-2-2)

- 9 -

(2-2-3)  $\rho_D = \rho_s + \rho_o$ 

が成立する.

生じた回折光ppのうち結像に寄与できるのは、半径ppの瞳を通過するもののみである.従っ て,結像に寄与できる回折光の面内方向成分µpの条件は,

$$\mu_{\rm D} = |\mu_{\rm s} - \mu_{\rm o}| \le \rho_{\rm p} \tag{2-2-4}$$

と表せる.

もし、光源の大きさが有限であり、その半径をp.とすると、照明光の波数ベクトルの面内方向 成分は,

$$|\mu_{\rm s}| \le \rho_{\rm s} \tag{2-2-5}$$

の範囲をとる.

式(2-2-3), (2-2-4), (2-2-5)より、アッベの結像条件を面内方向に適用すると、

$$|\mu_0| = |\mu_0 - \mu_s| \le \rho_s + \rho_p \tag{2-2-6}$$

となり、3次元物体がもつ面内空間周波数のうち式(2-2-6)を満たす成分のみが像面へ伝達される. また光軸方向の周波数は、ブラック条件式(2-2-3)を用いることにより、

$$\eta_{o} = \left[\lambda^{-2} - (\mu_{o} + \mu_{s})^{2}\right]^{1/2} - \left(\lambda^{-2} - \mu_{s}^{2}\right)^{1/2}$$
(2-2-7)

で与えられる.

従って,式(2-2-7)より、物体の空間周波数μDと、光源と瞳の半径ρs,ρpが決まれば、光軸方 向の周波数n。が決まることがわかる.

#### 2-3 部分コヒーレント照明下におけるボルン近似

物体は、3次元的な屈折率分布n(r)によって一意に表現できる。物体に吸収がある場合は、こ の屈折率分布n(r)は複素数にして虚数成分を加える。もし物体の構造が準単色光の波長Aに比べ てゆるやかに変化するとすると、物体中を伝播する光波の振幅u(r)は、スカラー・ヘルムホルツ 方程式によって

$$\left[\nabla^{2} + n^{2}(\mathbf{r})k^{2}\right]u(\mathbf{r}) = 0$$
(2-3-1)

と表せる. このu(r)は、物体の散乱ポテンシャルV(r)を用いれば、

 $k^2(1 - n^2)r$  $V(\mathbf{r}) =$  $\left(\nabla^2 + k^2\right)u($ 

のように表される.

準単色の部分コヒーレント場は、相互強度関数(mutual-intensity function)によって、

 $\mathbf{J}(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{r}_1)\mathbf{u}^*(\mathbf{r}_2) \rangle$ (2-3-4)

のように一意に表現できる. そこで式(2-3-4)を式(2-3-3)に代入すると, J(r1;r2)に関する二つの 微分方程式

$$(\nabla_1^2 + k^2) J(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2)$$
  
 $(\nabla_2^2 + k^2) J(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2)$ 

が得られる.ここで、 $\nabla_i$ は、 $\mathbf{r}_i$  (j = 1,2)に関する微分を表わす. (式2-3-5-c))のみである.

 $(\nabla_j^2 + k^2) J_{IN}(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2) = 0$  j = 1,2

次に、(2-3-5-c)式を積分し解を求める.このために、まずヘルムホルツ方程式のグリーン関数 を求める.

$$\nabla^2 + k^2$$
)G(r

このグリーン関数は、 r=r'から生ずる球面波になる、 intensity function) が

$$J(\mathbf{r}_{1};\mathbf{r}_{2}) = J_{IN}(\mathbf{r}_{1};\mathbf{r}_{2}) + \iiint [$$
  
+  $\delta(\mathbf{r}_{1} - \mathbf{r}_{1})G^{*}(\mathbf{r}_{1})$   
+  $G(\mathbf{r}_{1} - \mathbf{r}_{1})V^{*}(\mathbf{r}_{1})$   
×  $J(\mathbf{r}_{1})':\mathbf{r}_{2})$ 

第2章 光学系における3次元像形成理論

-))	物体の内部	
	物体の外部	(2-3-2)
r) =	$V(\mathbf{r})u(\mathbf{r})$	(2-3-3)

$) = \mathbf{V}(\mathbf{r}_1)\mathbf{J}(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2)$	(2-3-5-a)
$= V^{*}(r_{2})J(r_{1};r_{2})$	(2-3-5-b)

もし物体がなければ(つまりV=0であれば),得られるのは,照明光の相互強度JIN(r1;r2)

(2-3-5-c)

(2-3-6) $-\mathbf{r}' = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 

オペレータ ( $\nabla_i^2 + k^2$ ),  $i = 1.2 \leq (2-3-5)$ , (2-3-6)式を用いることにより,相互強度関数(mutual

 $[G(r_1 - r_1')V(r_1')\delta(r_2 - r_2')]$ (2-3-7)

 $(r_2 - r_2')V^*(r_2')$  $G(r_2 - r_2)V^*(r_2)$  $\times J(r_1';r_2') d^3r_1 d^3r_2'$ 

の積分方程式に従うと導ける、この積分方程式は、相互強度Jについてセルフコンシステント (Self-consistent) な方程式であり、解析的に相互強度関数を導出することはできない、そこで、 物体として弱散乱物体のみを仮定して、V(r) <<1と近似し、この物体に関する2次項を無視する. さらに、積分の中にある $J(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2)$ を $J_{IN}(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2)$ で置き換えて、物体による1回の散乱のみを取り扱 - 11 -

#### 第2章 光学系における3次元像形成理論

う(1次ボルン近似). すると,相互強度関数J(r1; r2)は,

$$J(\mathbf{r}_{1};\mathbf{r}_{2}) = J_{IN}(\mathbf{r}_{1};\mathbf{r}_{2}) + \iint [G(\mathbf{r}_{1} - \mathbf{r}_{1}')V(\mathbf{r}_{1}')\delta(\mathbf{r}_{2} - \mathbf{r}_{2}') + \delta(\mathbf{r}_{1} - \mathbf{r}_{1}')G^{*}(\mathbf{r}_{2} - \mathbf{r}_{2}')V^{*}(\mathbf{r}_{2}')] \\ \times J_{IN}(\mathbf{r}_{1}';\mathbf{r}_{2}') d^{3}\mathbf{r}_{1}d^{3}\mathbf{r}_{2}'$$
(2-3-8)

で与えられる.



Fig. 2-2-1 Schematic diagram for analyzing the 3D imaging of the 3D object V(x, z). The object V(x, z) is illuminated with light from a light source of size  $\tilde{S}(\mu)$ . Diffracted light from the object is transmitted into the image space by the imaging optics having a pupil  $\tilde{p}(\mu)$  and a 3D image  $E_{IMG}(\mathbf{x},$ z) is produced.

# 2-4 3次元像形成理論

物体とFig. 2-2-1のテレセントリック光学系により生成される3次元光強度分布Eng(x, z)を導出 する. 順序としては、まずvan Cittert-Zernikeの定理を用いて、z=-6fにある照明光の物体位置 での相互強度 JIN(F1, Z1; F2, Z2)を求める.次にボルン近似の式(2-3-8)を用いて相互強度の伝播 J(r1, z1; r2, z2)を求める.このとき光波は、+z方向のみに伝播すると近似する.光の湯は、一つ の独立した平面内の相互強度により一意に表現できるので、物体のすぐ後ろでの相互強度

> '  $J_{OBJ}(x_1; x_2) = J(x_1', z_1 = -4f; x_2', z_2 = -4f)$ (2-4-1)

を求める. そして次に, フーリエ光学を用いてz=0の平面での相互強度JIMG(x1; x2)を求めて, 3

次元的な光強度分布を決定する.

van Cittert-Zernikeの定理は、照明光の相互強度とその相互強度の伝播則との関係を記述する もので.

$$J_{IN}(\mathbf{x}_{1}', z_{1}; \mathbf{x}_{2}', z_{2}) = \int \overline{S}(\mu) \exp\left\{2\pi i \left[(z_{1} - z_{2}) \times \left(\lambda^{-2} - \mu_{D}^{2}\right)^{1/2} + (\mathbf{x}_{1} - \mathbf{x}_{2})\mu\right]\right\} d^{2}\mu \quad (2-4-2)$$

で表される[2-4]. ここで, S(µ)は, z=-6fにあるインコヒーレント光源の強度スペクトルを表わ す. この式をボルン近似, 式(2-3-8)に代入すると

$$\mathbf{H} = \int \mathbf{G}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_1') \mathbf{V}$$

の形をした積分が得られる.ここでグリーン関数G(r)は、その角度スペクトルが

$$\overline{G}(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{z}) = \frac{1}{4\pi i (\lambda^{-2} - \boldsymbol{\mu}^2)^{1/2}}$$

で表わせるような球面波である.式(2-4-4)を用いて,式(2-4-3)を書き直すと

$$H = \int V(\mathbf{x}_{1}', z) \frac{\overline{S}(\mu_{2})}{4\pi i (\lambda^{-2} - \mu^{2})^{1/2}} \exp\{2\pi i [(z_{1}' - z_{2}) + (x_{1}' - \mu_{2})^{1/2} + (x_{1}' - x_{2})\mu_{2} + |z_{1} - z_{1}'| (\lambda^{-2} - \mu_{1}^{2})^{1/2} + (x_{1} - x_{1}')\mu_{1}]\} d^{2}\mu_{1} d^{2}\mu_{2} d^{2}x_{1}' dz_{1}'$$

$$(2-4-5)$$

となる. 物体の大きさは有限であるので, Z'≥-4f なる Zi'に対しては,

 $V(x_1'; z_1') \equiv 0$ 

とできる. さらに、この光学系では、z>-4fの領域のみを伝播する光のみを扱うため、物体内 での反射は無視し.

$$|z_1 - z_1| = z_1 - z_1$$

をみたす積分のみが有効であるとしてよい. さらに,興味があるのは, Z<sub>1</sub>= Z<sub>2</sub>=-4fの平面にお ける相互強度のみであるから、強度に変換した際に消滅する位相項は無視する.従って式(2-4-5) tt.

第2章 光学系における3次元像形成理論

 $(\mathbf{r}_1) J_{IN}(\mathbf{r}_1';\mathbf{r}_2) d^3 r_1$ (2-4-3)

 $\frac{1}{2} \exp \left[ 2\pi i z (\lambda^{-2} - \mu^2)^{1/2} \right]$ (2-4-4)

 $z_1 \ge 0$ (2-4-7)

$$H = \int \frac{\overline{S}(\mu_2)}{4\pi i (\lambda^{-2} - \mu^2)^{1/2}} e^{xp2\pi i [(\mathbf{x}_1 \cdot \mu_1 - \mathbf{x}_2 \cdot \mu_2)]}$$
(2-4-8)  
  $\times \int V(\mathbf{x}_1', \mathbf{z}_1') e^{2\pi i [\mathbf{x}_1' \cdot (\mu_1 - \mu_2)]}$   
  $+ \mathbf{z}_1' \{ (\lambda^{-2} - \mu_1^2)^{1/2} - (\lambda^{-2} - \mu_2^2)^{1/2} \} ] \}$   
  $\times d^2 \mathbf{x}_1' d\mathbf{z}_1' d^2 \mu_1 d^2 \mu_2$ 

となる.式(2-4-8)において,内側の(xi', z')に関する積分は,物体のフーリエ変換である.また 外側の積分もフーリエ変換の形をしている.従って、この式を計算すると、物体の直後の相互 強度の面内スペクトルは,

$$\overline{J}_{OBJ}(\mu_{1};\mu_{2}) = \overline{S}(\mu_{1})\delta(\mu_{1}-\mu_{2}) + \frac{\overline{S}(\mu_{2})}{4\pi i (\lambda^{-2}-\mu_{1}^{2})^{1/2}}$$

$$\times \sqrt{\left[\mu_{1}-\mu_{2}, (\lambda^{-2}-\mu_{1}^{2})^{1/2} - (\lambda^{-2}-\mu_{2}^{2})^{1/2}\right]}$$

$$\frac{\overline{S}(\mu_{1})}{\overline{S}(\mu_{1})} \overline{\nabla}^{*} \left[\mu_{2}-\mu_{1}, (\lambda^{-2}-\mu_{2}^{2})^{1/2} - (\lambda^{-2}-\mu_{1}^{2})^{1/2}\right]$$

$$4\pi i (\lambda^{-2}-\mu_{2}^{2})^{1/2}$$
(2-4-9)

で与えられる.ここで, V(µ, η)は、物体の散乱ポテンシャルの3次元フーリエスペクトルであ る.この散乱ポテンシャルV(r)を実数項と虚数項に分ける.これは、各々位相と吸収に対応す 3.

$$V(x, z) = P(x, z) + iA(x, z)$$
 (2-4-10)

さらに、簡単化のために平方根をテイラー展開する.すると、式(2-4-9)は、

$$\overline{J}_{OBJ}(\mu_{1} - \mu_{2}) = \overline{S}(\mu_{1})\delta(\mu_{1} - \mu_{2})$$

$$+ \frac{\lambda}{4\pi i} [\overline{S}(\mu_{2}) - \overline{S}(\mu_{1})] \overline{P} \left[ \mu_{1} - \mu_{2}, \frac{\lambda}{2}(\mu_{2}^{2} - \mu_{1}^{2}) \right]$$

$$+ \frac{\lambda}{4\pi} [\overline{S}(\mu_{2}) - \overline{S}(\mu_{1})] \overline{A} \left[ \mu_{1} - \mu_{2}, \frac{\lambda}{2}(\mu_{2}^{2} - \mu_{1}^{2}) \right]$$
(2-4-11)

となる.結像光学系の像面での相互強度  $J_{IMG}(x_1; x_2)$ は、物体直後の相互強度スペクトル $\overline{J}_{OBJ}$ と 瞳関数の積になるので,

$$\overline{J}_{IMG}(\mu_1;\mu_2) = \overline{p}(\mu_1)\overline{J}_{OBJ}(\mu_1;\mu_2)\overline{p}^*(\mu_2)$$
(2-4-12)

と表せる. また, 観測される強度EIMd(x, z)は, 相互強度の対角要素JIMG(x, z; x, z)である. 従っ て,像の強度分布の3次元スペクトルは、以下の式(2-4-13)を用いて計算できる.

$$\overline{\overline{J}}_{IMG}(\mu_1,\eta) = \int \overline{J}_{IM}$$

式(2-4-11), (2-4-12), (2-4-13)より, 像空間に生成される像の空間周波数は、

 $\overline{E}_{IMG}(\mu_1,\eta) = B\delta(\mu,\eta) + \overline{P}(\mu,\eta)\overline{T_p}(\mu,\eta) + \overline{A}(\mu,\eta)\overline{T_A}(\mu,\eta)$ (2-4-14)

となる.ここで、Bは、物体と相互作用を起こさなかった0次光つまり、透過光であり、

$$\mathbf{B} = \int \overline{\mathbf{S}}(\boldsymbol{\mu}')$$

で表わせる.式(2-4-14)におけるTpならびにTAが、物体の吸収情報ならびに位相情報の伝達を表 す二つの3次元光学的伝達関数であり、それらは、

$$\begin{split} \overline{T}_{A}(\mu,\eta) &= \frac{\lambda}{4\pi} \int p\left(\mu' + \frac{1}{2}\mu\right) \left[\overline{S}\left(\mu' + \frac{1}{2}\mu\right) + \overline{S}\left(\mu' - \frac{1}{2}\mu\right)\right] \qquad (2-4-16) \\ \overline{p}^{*}\left(\mu' - \frac{1}{2}\mu\right) \delta(\eta + \lambda\mu \cdot \mu') d^{2}\mu' \\ \overline{T}_{p}(\mu,\eta) &= \frac{i\lambda}{4\pi} \int p\left(\mu' + \frac{1}{2}\mu\right) \left[\overline{S}\left(\mu' + \frac{1}{2}\mu\right) - \overline{S}\left(\mu' - \frac{1}{2}\mu\right)\right] \\ \overline{p}^{*}\left(\mu' - \frac{1}{2}\mu\right) \delta(\eta + \lambda\mu \cdot \mu') d^{2}\mu' \end{split}$$

である.この式(24-16), (24-17)をみると、どちらの伝達関数も、照明光学系と結像光学系の瞳 関数を3次元空間でコンボリューションしたもので表されていることがわかる. また生成される像の強度分布は、式(2-4-14)をフーリエ変換することにより、

 $E_{IMG}(\mathbf{r}) = B + P(\mathbf{r})^{***}T_P(\mathbf{r}) + A(\mathbf{r})^{***}T_A(\mathbf{r})$ 

で与えられる.ここでTp, TaはそれぞれTp, Taを3次元フーリエ変換したものであり, それぞ れの点像分布関数を表している.また記号\*\*\*は、3次元コンボリューションを表す.従って式 (2-4-18)は、像面に生成される像が、物体の吸収ならびに位相分布と3次元点像分布関数T、Tpと のコンボリューションにより与えられることを示している.

# 2-5 3次元光学的伝達関数を用いた結像特性の評価

以下のような光学系に対して、第2章4節で得られた式(2-4-16)、(2-4-17)を評価することによ り3次元光学的伝達関数(3D-OTF)を、またそれらを3次元フーリエ変換することにより3次 元点像分布関数(3D-PSF)を求めた.座標軸はFig. 2-5-1のように,実空間では面内方向にx-y軸, - 15 -

第2章 光学系における3次元像形成理論

$$_{5}(\mu' + \frac{1}{2}\mu; \mu' - \frac{1}{2}\mu)$$
 (2-4-13)

 $\times \delta(\eta + \lambda \mu \cdot \mu') d^2 \mu'$ 

 $\overline{p}(\mu')^2 d^2 \mu'$ (2-4-15)

(2-4-18)

# 第2章 光学系における3次元像形成理論

光軸方向にz軸をまた、周波数空間では面内方向にξ-μ軸、光軸方向にη軸をとった.

a)	コヒーレント照明光学系	$\rho_{\rm p} = 0.02$	
b)	部分コヒーレント照明光学系	$\rho_{\mu} \rho_{p} = 0.55$	
c)	インコヒーレント照明光学系	$\rho_{\rm p} p_{\rm p} = 1.0$	
d)	輪带瞳結像光学系	p,p=1.0, スリット幅=0.02	
e)	共焦点蛍光顕微鏡光学系	$\rho_p p_p = 1.0$	

計算結果をFig. 2-5-2~Fig. 2-5-6に示す.



Fig. 2-5-1 Coordinates used in the simulation: z and  $\eta$  indicate the direction of the optical axis while both the x-y and  $\xi$ - $\mu$  planes are perpendicular to the optical axis.







absorptive parts  $(\overline{T}_A)$ , (b) 3D-OTF for the phase distribution  $(\overline{T}_P)$ , (c) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_A$ , (d) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_A$ , (e) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_{P}$ , (f) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_{P}$ .





absorptive parts ( $\overline{T}_A$ ), (b) 3D-OTF for the phase distribution ( $\overline{T}_P$ ), (c) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_A$ , (d) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_A$ , (e) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_{P}$ , (f) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_{P}$ .









Fig. 2-5-6 Imaging characteristics of a confocal fluorescence imaging system ( $\rho_s/\rho_p = 1.0$ ): (a) 3D-OTF, (b) x-z behavior of the 3D-PSF, and (c) x-y behavior of the 3D-PSF.

(e)

(f)

Fig. 2-5-5 Imaging characteristics of an optical system that uses incoherent illumination and an annular pupil ( $\rho_{\star}/\rho_{p} = 1.0$ , slit-width=0.02): (a) 3D-OTF for the absorptive parts ( $\overline{T}_{A}$ ), (b) 3D-OTF for the phase distribution ( $\overline{T}_P$ ), (c) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_A$ , (d) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_{A'}$  (e) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_{P'}$ (f) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to  $\overline{T}_{P}$ .

第2章 光学系における3次元像形成理論





(a)



(c)

#### 第2章 光学系における3次元像形成理論

#### 2-6 考察

第2章5節で得られた、3次元光学的伝達関数(3D-OTF)と3次元点像分布関数(3D-PSF) を比較することにより、それらの結像特性を比較する.

コヒーレント照明光学系の3D-OTFは,吸収物体ならびに位相物体の両方に対して,伝達帯域 を持つことがわかる (Fig. 2-5-2).しかし,このコヒーレント照明光学系の3D-OTFは,後で述 べる部分コヒーレント系やインコヒーレント系の3D-OTFと比較して,伝達される空間周波数帯 域が狭く,この光学系では,非常に限られた空間周波数しか像空間に伝達されない.さらに, 位相物体に対するOTFは、n軸に対して奇関数であり、5µ面内の値がすべて0になっている.従っ て,これをフーリエ変換した3D-PSFもやはりz軸に対して奇関数であり,x-y面内の値が0で,そ の前後で明暗の反転した光強度分布が得られている.これは,点状の位相物体に焦点を合わせ ると像面上には像(光強度分布)が生成されず,逆に前後にデフォーカスさせた場合に,像が 生成されることを示している.さらに,その時に生成される光強度は,デフォーカスの方向で その明暗が反転することがわかる.

部分コヒーレント照明光学系の3D-OTFも,吸収物体ならびに位相物体の両方に対して,空間 周波数の伝達帯域を持っている(Fig. 2-5-3).その帯域幅は,面内方向,光軸方向共に,コヒー レント系のものよりも広がっているので,部分コヒーレント系では,コヒーレント系よりもよ り広い空間周波数を持つ物体の像を生成できる.しかしながら,位相物体に対する特性では, コヒーレント系と同様に, n軸に対して奇関数であり, ξ-μ面上の値がすべて0である.従って, 部分コヒーレント系においても点状の位相物体に焦点を合わせると,結像面には光強度分布が 生成されないことがわかる.

インコヒーレント照明光学系の3D-OTFは、コヒーレント系や部分コヒーレント系のものと比 較すると、吸収物体に対しては、最も広い伝達帯域幅を持っている(Fig. 2-5-4).従って、吸 収物体の結像に関しては、インコヒーレント系が最も分解能が高く、より高い空間周波数成分 まで像空間へ伝達できると結論できる.ところが、位相物体の結像に関しては、その3D-OTFは 全て0で値を持っていない.それゆえインコヒーレント系では、位相物体の像を結像すること はできず、物体の位相成分は全く検出できない.

インコヒーレント照明系において、結像側の光学系を輪帯瞳光学系にした場合の3D-OTFが、 Fig. 2-5-5(a)、(b)である.この光学系では、吸収物体に関する帯域のうち特に光軸(z軸)方向 の帯域が失われ、伝達関数が値を持っているのはξ-μ面内のみであることがわかる.従って、点 像分布関数は、Fig. 2-5-5(c)のように、光軸方向に細長く伸びる.ここで特徴的なのは、中心ス ポットがその幅を変えずに光軸方向に広がっていることであり、インコヒーレント系の3D-PSF (Fig. 2-5-4)と比較すると、その特徴がより明確になる.これは、光軸方向に焦点を移動させ てもスポット径が変化しないことを示しており、輪帯瞳光学系の焦点深度が、インコヒーレン トの円形瞳光学系と比較して深くなることを示している.これに加えて、中心スポットの面内 方向の径も円形瞳光学系のそれと比較して細くなっていることがわかる.これは、輪帯瞳光学 系の面内分解能が円形瞳光学系に対して、高くなることを示しており、結論として輪帯瞳光学 系では、円形瞳光学系よりも高い面内分解能と深い焦点深度が同時に得られることになる.こ の輪帯光学系の問題点は、スポットのサイドローブが、大きくなっていることである.一方、 位相物体に関しては、インコヒーレント系と同様に、3D-OTFが値を持っていない。従って、輪帯光学系においても、位相物体に対する結像特性は、インコヒーレント照明の円形瞳光学系と 等価であり、位相物体の像を結像することはできないことがわかる。 以上の光学系においては、いずれの3D-OTFにおいても原点以外のn軸上に値を持っていなかっ た.従って、面内方向に構造を持たない物体、例えば薄膜が光軸方向に層構造を成したような 物体は、その像を結像することはできない。これに対して、次に述べる共焦点蛍光顕微光学系 の3D-OTFは、異なった特徴を持っている

共焦点蛍光顕微光学系は、Fig. 2-6-1に示すように、点光源であるレーザー光源を対物レンズで集光し、その集光レーザースポットで試料を照明する。そしてその照明光で励起・発光した 蛍光を、結像光学系で検出する。結像光学系の光検出器には、点検出器を用いる[2-5, 2-6]。実際の光学系では、点検出器の代わりとして通常の光検出器の前にピンホールを置くことが一般 的である。この点検出器で光を検出するところが、共焦点光学系の特徴である。

共焦点蛍光顕微光学系では、励起された蛍光が励起光とインコヒーレントに発光するため、 その3D-PSFは、励起光学系の点像分布関数と、結像光学系の点像分布関数の積で与えられる [2-5, 2-6] . 従って、この光学系の3D-OTFは、インコヒーレント照明光学系の3D-OTFの自己相 関関数で与えられる. この共焦点蛍光顕微光学系の3D-OTFと3D-PSFを示したものが、Fig. 2-5-6 である. この光学系の3D-OTFの特徴は、まずn軸上にも値を持つことである. つまり共焦点顕 微光学系は、完全な3次元分解能を有しており、インコヒーレント照明光学系では解像できな いような、面内方向に構造を持たない3次元物体も、その空間分布を3次元的に解像できる. これは、(b)、(c)に示した3D-PSFのうち光軸方向のサイドローブがインコヒーレント系のものと 比較して小さくなっていることからもわかる. 別の言い方をすれば、共焦点蛍光顕微光学系の 3次元分解特性は、励起光学系の点像分布関数に比例して発光した蛍光を、さらに結像光学系 の点像分布関数の重みを掛けた状態で検出するために、システム全体が2乗特性を示すことか ら生じるものであるといえる.

共焦点蛍光顕微光学系の3D-OTFの帯域幅は,面内,光軸両方向に対して,インコヒーレント 光学系のそれの2倍ある.それゆえに,共焦点蛍光顕微光学系は,本章で議論した光学系の中 では,最も高い分解能を有する.

本章では、次のような結論を得た. (1)吸収物体を観察するには、コヒーレント光学系よ りもインコヒーレント光学系の方が、面内分解能の上で優れている. (2)サイドローブの大 きさを無視すれば、輪帯瞳光学系を用いた方が、面内の分解能を保ったまま、焦点深度を深く することができる. (3)物体の蛍光像を観察する場合は、共焦点蛍光光学系を使用すれば、 完全な3次元分解能が得られると共に、その面内分解能も約2倍に向上する. (4)位相物体 を、インコヒーレント光学系で観察することは不可能であり、コヒーレント照明光学系を用い るか、もしくは、全く異なった手法を用いる必要がある. ただし、コヒーレント照明法を用い ても、物体に焦点を合わせた部分は結像されず、前後にデフォーカスしてはじめて信号が得ら れるため、奥行き方向に拡がりを持つ3次元物体を結像することは困難である.

第2章 光学系における3次元像形成理論

# 第2章 光学系における3次元像形成理論



Fig. 2-6-1 Schematic diagram of the confocal microscope system (transmission or fluorescence type). The light from a point source is focused onto a specimen using an objective lens and the transmitted light or emitted fluorescent light is imaged into the point detector. The entire image of the specimen is obtained by scanning the laser beam spot along the three possible dimensions.

#### 第3章 走査型3次元多層光メモリ

#### 3-1 研究の背景

光メモリシステムは、データの記録密度が高く、大容量のメディアを容易に実現できるといっ たすぐれた特色を持つ、従って、光メモリシステムは、近年オーディオ・ビジュアルシステム の記録メディアや、コンピュータのサブストレージシステム、さらには医療データなどの個人 情報の記録などの非常に幅広い分野で利用されている。

しかしながら、光メモリは磁気ディスクなどと比較すると、その記録密度の限界がはっきり している.それは、光メモリの記録密度が光の回折限界で制限されているからである、つまり、 いくら高い開口数を持つ対物レンズをピックアップに用いたとしても、光学系の分解能は使用 する光源の波長で制限されてしまい、記録するピットの間隔を波長の半分以下にすることがで きない、しかも現在の光メモリの記録密度はすでにこの回折限界近くにまで達している。

光メモリの記録密度を上げるには、レーザービームスポットを微小化すれば良く、そのため の一つの方法は、短波長光源を開発することである、すなわち、緑色や青色の短い波長をもつ 半導体レーザーが開発できれば、それだけ光メモリの記録密度が向上することになる、従って、 いかに短い波長の光源を開発するかという研究が、近年さかんに行われている、ところが、現 時点では青色や紫外の半導体レーザーの開発は非常に困難であり、室温で安定して、しかも長 時間発振可能な素子は存在しない.しかも、仮に波長を現在の1/4(約200nm)にできたとして も、そのような紫外波長域の光に対しては、透過率の高いレンズが存在しない、つまり、短波 長化による光メモリの記録密度の向上は、仮に波長200nmの光を使用できたとしても、高々16 倍程度が限界である.

スポットを微小化するためのその他の手法としては、ニアフィールド光学を用いて、エバネッ セント波で光の回折限界を越えた微小スポットを記録する手法も提案されているが[3-1],この 手法においても、未だ解決されていない問題が多い.

本研究では、現在の光メモリがデータを2次元平面内にしか記録していないことに着目し、 光メモリにおける記録密度の問題を克服するための手法として,光メモリの3次元化を考案し た.この方法は、現在のコンパクトディスクのように、2次元平面内にのみデータを記録する のではなく、光軸方向に次元を1次元増やすことによってデータを記録する空間を増やし、デー タの記録密度を向上させる手法である.この手法の概念をFig. 3-1-1に示す.

この3次元光メモリを実現するためには、3次元空間内へデータを記録する技術と3次元的 に記録されたデータを解像して再生する技術が必要になる、本章では、第2章で述べた3次元 像形成理論を用いて、種々の光学系についてその結像特性の解析を行い3次元光メモリを実現 するために必要な光学系とその具体的な手法を検討する.

第3章 走査型3次元多層光メモリ



Fig. 3-1-1 Schematic diagram of a three-dimensional optical memory device.

# 3-2 記録方法の検討

ここでは、ビットデータを3次元的に記録する手法を記録媒体と記録光学系の二つに分けて 検討する。

# 3-2-1 記録媒体

データを媒体に記録するには、記録媒体の中で何らかの物理量が変化しなければならない。 この物理量には、

- (1) 吸光度の変化
- (2) 屈折率の変化
- (3) 偏光
- (4) 旋光性
- (5) 複屈折性
- (6) 蛍光の励起・発光

等が考えられる.これらの中で,現在の光ディスクでは,(2)屈折率変化(媒体の凹凸情報) (Compact Disk, Phase Change Optical Disk)と,(3)偏光の変化(Magneto-Optical Disk)が アータ記録の物理量として使用されている.上に挙げた(1)~(6)の中で,(3),(4),(5)は、2次元の 光ディスクでは使用できるが,データを3次元に記録する光メモリでは,記録・再生している データ層以外のデータから,影響を受けるため3次元的に解像できない.また,現在のコンバ クトディスクのように金属をコーティングしたり,吸光度の変化でデータを記録すると,デー タ層数を100層,1000層と増やした時に,媒体表面近くのデータ層によって,光が反射 または吸収されてしまい,光が媒体の奥深くまで届かなくなる.3次元光メモリでは媒体の奥 深くまで光が届かなければならないため,使用する光源の波長域で記録媒体が透明でなければ ならない.従って,(1)の吸光度の変化を記録物理量として使用することは不適切であると判断 し、本研究では、データは媒体の屈折率分布によって記録する手法を用いた.

蛍光励起・発光過程を記録・再生に用いる方法(6)では、第2章で述べたように、共焦点光学 系を使用することにより完全な3次元分解が可能である.従って、光学系の結像特性のみから 判断すると、この手法が3次元光メモリにとって最も適当である.しかし、この手法では吸収 による記録(1)の場合と同様に、励起光が上の層で吸収され、アクセスしようとしているデータ 層にまで届かないといった問題が生じる可能性がある.この問題を防ぐには、2光子励起蛍光 などのような非線形な吸収プロセスを利用すれば良い.しかし現在のところ、非線形効果を発 生させるためには、大出力のパルスレーザーが必要になるといった問題がある.従って、本研 究では、蛍光によるデータの記録・再生については、議論しない.

屈折率の変化によってデータを記録するには,光の強度分布に応じて屈折率が変化する媒体 が必要になる.このような媒体としては,位相型ホログラムの記録材料として開発された媒体 を使用することができる.位相型ホログラムの記録材料には,フォトリフラクティブ性フォト ポリマー(以下これをフォトポリマーと呼ぶ)や,重クロム酸ゼラチン,フォトリフラクティ ブ結晶などが挙げられる.これらはいずれも媒体内部に集光したレーザービームの光強度分布 に応じて,その屈折率が変化し,内部に屈折率分布が生じる媒体である.

これらの記録媒体の中で、フォトポリマーと重クロム酸ゼラチンでは、一度記録された屈折 率分布は固定されてしまい、可逆的に元の状態へ戻すことはできない。一方、フォトリフラク ティブ結晶では、屈折率分布は固定されないので、異なった光強度分布の照射や、温度を上げ ることにより、その屈折率分布を消去することが可能である。従って、フォトポリマーや重ク ロム酸ゼラチンは、Read only memoryもしくはWrite once memory用の記録媒体に、またフォト リフラクティブ結晶は、Re-writable memory用の記録媒体に使用できる。

フォトボリマーと重クロム酸ゼラチンとを比較すると、どちらの媒体もほぼ同じ分解能を持っ ている[3-2]. 両媒体の相違点は、重クロム酸ゼラチンでは、現像処理などのウエットプロセス が必要なのに対し、フォトポリマーは自己現像型で、データ(本来はホログラム)を記録した 後に白色光で一様に照明するだけで、記録した屈折率分布を固定することが可能である点であ る.本研究では現像プロセスの不要なフォトポリマーを記録媒体として使用した.

### 3-2-2 記録光学系

光メモリでは、光を回折限界まで集光する必要があるため、光源には波面のそろった、強度 の高いレーザー光源を使用する、ところが、光源にレーザーを使用すると、レーザー光のコヒー レンスが高いために、スペックルノイズなどのコヒーレントノイズの影響が大きくなる、そこ でこのコヒーレントノイズの影響を取り除くために、必然的に光学系を走査型光学系にした [3-3]. そしてデータは、時系列データとして順次記録・再生する.この光学系の模式図をFig. 3-2-1に示す.

第3章 走査型3次元多層光メモリ





# 3-3 3次元記録方法の解析一屈折率分布の形成過程

ここでは、フォトボリマー内部へレーザービームを集光した場合に生成される屈折率分布を 理論的に求める.計算の手順は、まずフォトポリマー内部に生成されるレーザービームスポッ トの光強度分布を求める.つぎに、これを3次元フーリエ変換して空間周波数分布を求める. そして,この周波数分布にフォトポリマーの空間周波数応答を掛け合わせ,再度逆フーリエ変 換する.

レンズによる集光レーザースポットの強度分布は、第2章で述べたように円形瞳光学系の点 像分布関数で与えられる.そこで、この点像分布関数を求めるために、対物レンズが生成する 収束球面波を,波数が同じで波数ベクトルの方向が異なる平面波に展開する.これをFig. 3-3-1 に示す.そして、レーザースポットの集光点において、各平面波の位相をそろえて積分する. つまり、レーザースポットの光強度分布は,

$$I(x, y, z) = |u|^{2} = \left| \iiint \exp[-i(k_{x}x + k_{y}y + k_{z}z)] dk_{x}dk_{y}dk_{z} \right|^{2}$$
(3-3-1)

- 28 -

 $\approx \left| \sum \exp[-i(\Delta k_x x + \Delta k_y y + \Delta k_z z)] \right|^2$ 

で与えられる.式(3-3-2)を数値計算によって計算し、フォトポリマー中に生成される光強度分布 を計算した. 計算は, 波長488nmで, 対物レンズのN.A.を0.75として計算した. 計算結果をFig. 3-3-2(a)に示す. さらに、これを3次元フーリエ変換して、光強度分布の周波数特性を求めた. その結果をFig. 3-3-2(b)に示す.



Fig. 3-3-1 Approach for calculating the distribution of the focused laser beam spot. The spherical wavefront produced by the objective lens is decomposed into components of plane waves. The direction of each plane wave is different and the plane waves are synthesized such that their phase contributions are all the same at the focal point.

次に、求めた光強度分布に対して、フォトポリマーの応答特性を掛け合わす、フォトポリマー は,光強度に対して線形に屈折率変化を起こすが,光強度分布の空間周波数に対しては,周波 数特性を持つ. つまり, 光強度が2倍になると, 生成される屈折率変化量も2倍になるが, 光 強度分布がそのまま屈折率分布になるわけではなく、光強度分布が持つ空間周波数それぞれに 対して応答特性が異なる、これを数式で表すと、

> $\Delta n(x, y, z) = a I(x, y, z) = a \sum_{i} b_{i} exp[-i \mathbf{k}_{i} \mathbf{r}]$ (3 - 3 - 3)

となる、ここで、係数aは、光強度に対する線形応答を表す係数であり、b,は、光強度分布の空 間周波数それぞれに応じた応答を表す係数である.従って,各空間周波数については, ab,の係 数が掛かっていることになる。

第3章 走査型3次元多層光メモリ

(3 - 3 - 2)

- 29 -

代表的なフォトポリマーとして, Du Pont社のフォトポリマーの空間周波数応答特性をFig. 3-3-3に示す.この図のようにホログラムの記録用に設計されているフォトポリマーは,ものに よってわずかな違いはあるものの,高い空間周波数と直流成分付近の低い空間周波数に対する 応答が悪く,おおそ1000line/mm(1µm pitch)付近で最も高い応答を示すように設計されている [3-4, 3-5].以下の計算ではFig. 3-3-3で与えられる値を用いて計算を行った.

Fg. 3-3-2(b)で示される光強度分布の空間周波数に,フォトポリマーの空間周波数応答特性を かけ合わせた後の周波数分布をFig. 3-3-4(a)に示す.また,これを逆フーリエ変換して求めた屈 折率分布をFig. 3-3-4(b)に示す. Fig. 3-3-4(a)を光強度の空間周波数分布 (Fig. 3-3-2(b)) と比較す ると,高周波数成分はほとんど変化していないが,低周波域とくにバイアス成分付近は,フォ トポリマーの応答特性が無いため、0に落ちていることがわかる.従って,フォトポリマー中 に生成される屈折率分布は、もとの光強度分布に比べてわずかに高周波強調されたものになる.







Fig. 3-3-3 Spatial frequency response of photopolymer when plane wave gratilings are recorded on the material.





Fig. 3-3-4 Refractive index distribution generated inside the photopolymer: (a) refractive index distribution where bright regions indicate higher refractive index values and (b) spatial frequency distribution of refractive index change.

第3章 走査型3次元多層光メモリ



(b)

3-4 3次元再生方法の解析一屈折率分布の読み出し

本研究で提案した3次元光メモリでは、記録媒体にフォトポリマーを使用して、データを屈 折率分布として記録しているので、その再生光学系は、第1点目としてこの屈折率分布を可視 化できなければならない。第2点目として、3次元的に記録されたデータを周りにある他のデー タの影響を受けることなく、3次元的に分解して再生できる必要もある

そこで、第3章3節で求めた屈折率分布を、

- (1) 明視野顕微光学系(インコヒーレント照明)
- (2) 明視野顕微光学系 (コヒーレント照明)
- (3) 位相差顕微光学系
- (4) 瞳分割ディテクタを用いた微分干渉顕微光学系

を用いて再生した場合の像を求め、それぞれを比較することによって、再生光学系に適当なシ ステムを検討する.

#### 3-4-1 インコヒーレント照明の明視野顕微光学系による再生

インコヒーレント照明の明視野顕微光学系で位相物体を観察した場合の3次元OTFは, Fig. 2-5-4(b)に示したように、すべて0になる、従って、インコヒーレント光学系では、どのような 屈折率分布をもつ物体を観察しても、その像を観察することはできないので、この光学系は3 次元メモリの再生システムとしては、不適当である.

#### 3-4-2 コヒーレント照明の明視野顕微光学系による再生

コヒーレント照明の明視野顕微光学系で位相物体を観察した場合の3次元OTFは, Fig. 2-5-2(b)で示したものであり、これはn軸方向に奇関数になっている.

この3D-OTFと、媒質中の屈折率分布の周波数帯域(Fig. 3-3-4(a))とを掛け合わせた後、3次 元フーリエ変換を行って再生像を求めた.計算結果をFig. 3-4-1に示す.

計算結果から、コヒーレント照明光学系でフォトポリマー中に記録された屈折率分布に焦点 をあわせても何も検出されず、前後にデフォーカスした場合に、はじめて光強度分布が検出さ れることがわかる、また、焦点を前後にずらすと、像の明暗が反転することも確認できる、つ まりビットを記録した位置の奥深くへ焦点を移すと、屈折率分布は黒く見え、手前側に焦点を 移すと明るく見える.この明暗の反転は、コヒーレント照明光学系の3D-OTFがn軸に対して奇 関数になっているために生じるものであり、 焦点を屈折率分布の中心に合わせた場合に何も検 出されないのも、3D-OTFがn軸に対して奇関数であるからである.

3-4-3 位相差顕微光学系による再生

位相差顕微光学系は、Fig. 3-4-2に示すように、結像レンズの瞳面に位相板を配置し、0次透 - 32 -

過光と位相物体によって回折された±1次回折光との間の位相を(1/2)πずらすことによって, 結像面において波面の位相変化を強度分布に変換する手法である[3-6].この手法を簡単に述べ 3.

点光源から出た平面波が屈折率分布のみをもつ位相物体を通過すると、その波面が物体の屈 折率分布に応じて変調を受ける. 例えば、物体の屈折率分布を、

 $n(x) = n_0 + \Delta n \cos 2\pi p x$ 

とすると、この物体を通過直後の光波の複素振幅は、バイアス成分を除いて、

 $u(x) = e^{i\Delta n} \cos 2\pi px$ 

で表せる.ここで,位相変化の振幅Δnが小さいとき,Δn<<1とおくと,式(3-4-2)は,

 $u(x) = 1 + i\Delta n \cos 2\pi px$ 

#### と近似できる

一方,物体が吸収分布のみを持ち,この物体を平面波が透過した場合,物体直後の光波の複 素振幅は、

> $u(x) = 1 + \Delta a \cos 2\pi p x$  $= 1 + \frac{\Delta a}{2} e^{2\pi i p x} + \frac{\Delta a}{2} e^{-2\pi i p x}$

#### で与えられる.

式(3-4-3)と式(3-4-4)を比較すると、式(3-4-4)では、±1次回折光(第2項、第3項)と0次透 過光(第1項)の位相が等しいのに対し、位相物体を透過後の光波の複素振幅式(3-4-3)では、土 1次回折光が0次透過光に対して、π/2だけ進んでいることがわかる.従って、位相物体を可視 化するには、位相物体を通過した光波のうち、±1次回折光の位相をπ/2進めるか、遅らせるか して式(3-4-3)を式(3-4-4)と同じ形にすれば良い.具体的には、Fig. 3-4-2の光学系のように、対物 レンズの瞳面に位相板を挿入することによって、0次透過光の位相を操作する.光源の波長が λの場合, (3λ/4)(n-1)(n位相板の屈折率)の厚みの位相板を挿入すると、この位相板によって 0次透過光の位相は3π/2遅れる(0次透過光が±1次回折光に対してπ/2進む).この方法は, 物体の屈折率分布の中で屈折率が高い部分が、暗く結像されるため、ダークコントラスト法と 呼ばれる.一方,位相板の厚みを(λ4)(n-1)とすると,明暗が逆転し,屈折率の高い部分が明る く結像される. これをプライトコントラスト法と呼ぶ. 位相差顕微光学系で位相物体を観察した場合の3D-OTFは、コヒーレント光学系で吸収物体を 観察した場合のものと同じになる.従ってこれは、Fig. 2-5-2(a)で示される. この3D-OTFと, Fig. 3-3-4(a)とを掛け合わせた後, 3次元フーリエ変換を行い再生像を求めた.

第3章 走査型3次元多層光メモリ

(3-4-1)

(3-4-2)

(3-4-3)

 $= 1 + \frac{\Delta n}{2} e_2^{\frac{\pi}{2}i + 2\pi i px} + \frac{\Delta n}{2} e_2^{\frac{\pi}{2}i - 2\pi i px}$ 

(3-4-4)

- 33 -

計算結果をFig. 3-43に示す. Fig. 3-43より,フォトポリマー内部の屈折率分布を位相差顕微光 学系で観察した場合は,焦点面において明るいスポット像が形成される.

Fig. 2-5-2(a)で示される3D-OTFは、プライトコントラスト法を用いた場合のOTFであり、ダークコントラスト法を用いた場合は、3D-OTFの符号が±反転する.従って、再生像はFig. 3-4-3の明暗が反転する.



Fig. 3-4-1 Readout image of refractive index change using a coherent optical system.



Fig. 3-4-2 Schematic optical setup of phase-contrast microscope system.



Fig. 3-4-3 Readout image of the refractive index distribution using phase-contrast microscope.

# 3-4-4 微分干渉顕微光学系による再生

位相物体中を光波が伝播すると、光強度は変化しないが、波面が位相変調を受ける、微分干 渉法は、この波面の変形を2光束干渉法を用いることにより、強度分布に変換する手法である [3-7]. 原理をFig. 3-4-4に示す.



Fig. 3-4-4 Schematic optical setup of Nomarski's differential interferometric contrast imaging (DIC).

光源から出た光は, 偏光子とウォラストンプリズムを通過することにより, 常光線と異常光 線に分けられる. この二つの光波は, 一定のシェアー量だけ横ずれしており, 偏光状態は互い に垂直な状態で, 位相物体に入射される. そして, 位相物体を透過した後に, 再びウォラスト ンプリズムを通過して, 楕円偏光となる. この光波を検光子に通すと, 結像面で二つの光波が 干渉する事により, 光の強度分布として像が生成される. この時, 二つの光波のシェアー量 S

#### 第3章 走査型3次元多層光メモリ

- 35

が、対物レンズの分解能よりも小さいと、像は単独像に見え、逆に大きいと二重像に見える. Fig. 3-4-5(a)のような位相物体を、微分干渉法によって観察すると、像面に到達する二つの光 波の位相差は、Fig. 3-4-5(b)のようになる. Fig. 3-4-5(b)において、Δoは、背景色を決める光路差 であり、Δ=0のとき背景は真黒になる.Δ,は、シェアー量S及び、物体の位相の勾配によって決 まる光路差である.従って、シェアー量が一定であれば、屈折率分布の勾配が大きくなるほど 光路差が大きくなり、像にコントラストがつく. つまり、微分干渉法では、位相差法と異なり、 物体の屈折率分布がそのまま強度分布に変換されるわけではなく、屈折率分布の微分像が得ら れる.一方,シェアー量を大きくしてもコントラストは高くなるが、シェアー量が対物レンズ の分解能を越えると、像が2重になってしまうため、シェアー量はあまり大きくすることがで きない.



Fig. 3-4-5 Imaging process involved in Nomarski's differential interferometric contrast method.

また、微分干渉法には、ウォラストンプリズムや偏光子、検光子を用いずに、瞳面に分割ディ テクターを配置することにより微分干渉光学系とほぼ同様の結像特性をもつシステムが提案さ れている[3-8]. この手法は、微分位相コントラスト法 (Differential phase-contrast method) と 呼ばれ, Fig. 3-46に示すようにレーザー走査型顕微光学系によって構成されている. レーザー 光を対物レンズを用いて記録媒体中の一点に集光する. 試料を透過した光波は, 集光レンズで 集められた後に、集光レンズの瞳面におかれた2分割ディテクタで検出される.二つの検出素 子で検出された信号は、差動アンプで差分がとられた後、コンピュータで測定される、物体の 像は、集光レーザービームスポットを試料に対して、3次元的に走査することにより検出する.

瞳分割ディテクタを用いた微分位相コントラスト顕微光学系の3D-OTFをFig. 3-47に示す. こ の光学系はFig. 3-46で示したように,瞳面に置かれた2分割ディテクタのそれぞれで検出した 信号の差を用いて画像を構成するため、3D-OTFは分割ディテクタの分割方向と垂直な方向に明 暗が反転したものとなる.

この3D-OTFと、Fig. 3-3-4(a)とを掛け合わせた後、3次元フーリエ変換を行い再生像を求めた. 計算結果をFig. 3-4-8に示す.

微分位相コントラスト顕微光学系は,物体の像が面内方向に微分されたような像を与える. つの像に分かれて結像されている.



Fig. 3-4-6 Schematic diagram of differential phase-contrast scanning microscope.



#### 第3章 走査型3次元多層光メモリ

従って, Fig. 3-48のようにフォトポリマー中に記録された屈折率分布は, 白と黒の隣接する二





Fig. 3-4-7 3D-OTF of laser scanning differential phase-contrast microscope.



Fig. 3-4-8 Readout image of the refractive index distribution using a laser scanning differential phase-contrast microscope

# 3-4-5 各再生光学系の特性の比較

3-4-1~3-4-4で得られた各種光学系の結像特性を比較する.

インコヒーレント光学系で屈折率分布を観察することは不可能であるので、この光学系を3 次元光メモリの再生光学系に用いることはできない.またコヒーレント光学系による再生像も, 焦点を屈折率分布に合わせると信号が検出できなくなるので、再生光学系に用いるのは不適切 である.ただし、コヒーレント光学系は、焦点位置を屈折率分布の前後にずらした場合に信号 が得られ、かつその信号の明暗が反転することから、この光学系は、ビックアップのフォーカ シングサーボ用の信号に使用できる可能性がある.

屈折率分布に焦点を合わせたときに,その像が検出できるのは,位相差光学系と微分干渉光 学系(微分位相コントラスト光学系)である.位相差法では屈折率分布がそのまま明暗像とし て、また微分干渉法では屈折率分布の微分が明暗像として再生されるという違いがあるものの、 空間周波数の伝達帯域幅は、特に違いが無いので、ボルン1次近似のもとではその特性に優劣 をつけがたい.厳密な議論のためには、光波の多重回折効果を考慮した上で、結像特性を求め、 信号のS/N比などを議論しなければならない.

以上の議論より、3次元光メモリの再生光学系には、位相差顕微光学系と微分干渉顕微光学 系(微分位相コントラスト光学系)を使用することが適切であると結論した.

第4章 3次元光メモリシステムの試作

# 4-1試作システムの光学系

この節では,試作した3次元多層記録型光メモリの記録光学系ならびに,記録媒体について 述べる.再生光学系については各種の光学系を使用したので、第4章2節以降で実験結果と共 に述べる。

#### 4-1-1 記録光学系

3次元多層記録光メモリの記録光学系をFig. 41-1に示す.光源には, Ar\*レーザー(波長 488nm)を使用した. レーザー光は、ビームエキスパンダーでコリメートした後、対物レンズに 入射され,記録媒体中の一点に集光される.また,レーザー光は,コンピュータからの信号に 応じてシャッターにより強度変調される. 記録媒体は、 x-y-zの3軸モータードライプス テージの上に配置され、コンピュータコントロールにより、 x-y-z方向に走査される. そ して、データは、ステージの走査とシャッターによるレーザー光の強度変調を同期させること により1ビットずつ記録した.



Fig. 4-1-1 Schematic diagram of recording system for three-dimensional optical memory. The Ar laser beam is focused onto the photopolymer by an objective lens. Data are recordedbit-by-bit by scanning the x-y-z stage in three dimensions.

#### 4-1-2 記録媒体

第4章 3次元光メモリシステムの試作

記録材料には、第3章2節で述べたように、フォトポリマーを使用した.使用したフォトポ

リマーは、大阪工業技術研究所で開発されたもので、光重合速度と屈折率が異なる2種類のモ ノマーの混合体である[4-1,4-2]. Table 4-1-1にこのフォトポリマーの組成を示す.

主成分となる2種類のモノマーのうちメタクリル基を持つ化合物は、他方のアリル基を持つ モノマーに比べ、光重合速度が速く屈折率が高いという特徴を持っている、それぞれのモノマー が単独で重合したときの屈折率は、1.60と1.50である.フォトポリマーには、これら二つのモノ マーの他に、光重合開始剤としてベンジル(Benzil)が、また光重合促進剤としてミヒラースケト ン(Michler's Ketone)がそれぞれ1%ずつ入っている、このフォトポリマーの吸光度スペクトルを Fig. 41-2に示す. Fig. 41-2より、このフォトポリマーは、波長440nm以下の光に対して大きな吸 収を持ち,逆に600nm付近の赤色光には感度がないことがわかる.

このフォトポリマーの光重合プロセスをFig. 41-3に示す.フォトポリマーにレーザー光を照 射すると、まずベンジルが、ミヒラースケトンから水素を一つ引き抜き、共に、モノマーの光 重合を促進させるラジカルになる.そして、これらのラジカルがメタクリル基ならびにアリル 基にある二重結合を切り離し、モノマーを光重合させる。重合したモノマーの端は新たなラジ カルになるので、このラジカルが他のモノマーの2重結合を切り離して、次の重合が起こる. このようにして連鎖的に光重合が進む.

次にこのフォトポリマー中で屈折率分布が形成されるメカニズムをFig. 41-4に示す.フォト ポリマーは、最初液体である.そこでまず、流動性を低下させるために白色光により一様に露 光して, モノマーのいくらかをポリマー化させる ((b)). データを記録するために, このフォ トポリマー中にレーザー光を集光すると、光強度が大きな焦点位置において、光重合速度の速 いメタクリル化合物(○)のみが光重合を起こす.光重合によりモノマーがポリマーに変化す ると、その領域の体積が収縮するため、周りから未反応のメタクリル化合物モノマーが流れ込 み, さらに光重合が進む. 一方, 光重合速度の遅いアリル化合物モノマー (●) は光重合を起 こさないので,メタクリル化合物のポリマー化や,モノマーの周りからの流れ込みとともに外 へ押し出される.従って、光強度の大きい領域にメタクリル化合物が、そしてレーザー光で露 光されなかった領域にアリル化合物が局在するようになり、両モノマーの屈折率の違いから、 フォトポリマー内部に屈折率分布が形成される((c)).

屈折率分布の固定は、フォトポリマー全体を白色光で一様に露光することにより、未反応の モノマーすべてを重合させることにより行う((d)).

このフォトポリマーを用いた、3次元光メモリの記録媒体の作成方法をFig. 41-5に示す.ま ずスライドガラスの上に,厚さ200μm~500μmのカバーガラスをスペーサーとして置く((a)). フォトポリマーは液体であるため、最終的に作成される記録エリアの厚みは、このスペーサー の厚みで制御可能であるが、体積が大きいとデータの露光後の体積変化が大きく、媒体の扱い が困難であった.実験では、スペーサーの厚みは200µm~500µmが適当であった.次に、この中 にフォトポリマーを流し込み ((a)), その後で, 厚さ170µmのカバーガラスを被せてシーリング する ((b)). カバーガラスによるシーリングは,フォトポリマーが嫌気性であるために酸素か ら遮断するという目的と、対物レンズの収差を防ぐという二つの目的のために必要である. カ バーガラスでシーリングした媒体は、フォトポリマーの流動性を低下させるために、顕微鏡の タングステンランプを用いて前露光される((c)).露光時間は、30~40分が適当であった.



0.5

0.0

200



Fig. 4-1-2 Absorbance of photopolymer

第4章 3次元光メモリシステムの試作

#### Table 4-1-1 Ingredients of photopolymer

63 %	Fast photo-polymerization	1.60
35 %	Slow photo-polymerization	1.50
1 %	Initiator	
1 %	Dye Sensitizer	





Fig. 4-1-3 Photopolymerization process is realized when the initiator Benzil and the dye sensitizer Michler's Ketone are photoexcited to become radicals through direct illumination. By chemical reaction, the radicals then polymerize the methacryl and allyl compounds.

**Mixture solution** 



(d)

# O - Methacryl Compound

Fig. 4-1-4 Recording a refractive index distribution in a polymer: (a) Mixture of methacryl and allyl compounds, (b) pre-exposure of solution to reduce the mobility of compounds, (c) recording of refractive index distribution using chopped focused laser beam where only the methacryl compound is polymerized, and (d) post-exposure fixing of recorded index distributions.





Allyl Compound

Filler Photopolymerizable monomers mixture solution Slide Glass

Spacer (thickness: 200-500 µm)

Photopolymerizable monomers mixture solution

Cover Glass (thickness: 170 µm)

Uniform Illumination

Pre-Exposure To reduce mobility

Fig. 4-1-5 Preparation process of recording medium

#### 4-2 3次元光メモリ記録・再生実験

# 4-2-1 位相差顕微鏡による再生実験(乾燥系対物レンズ)

フォトポリマー媒体中に、6層のデータ記録と位相差顕微鏡による再生実験を行った.記録 光学系はFig. 41-1に示したもので,対物レンズには, Carl Zeiss社製N.A.=0.75の乾燥系対物レン ズを使用した. 光源には、Ar\*レーザー(波長488nm)を使用した. このレーザーの対物レンズ下 での光強度は、2.7mwであった.データの記録密度は、面内方向のビット間隔3µm、データ層間 隔15µmで,上の層から順に"A", "B", "C", "D", "E", "F"の文字パターンを6層記録した.各層の データは、24×24ドットで構成されており、各ドットあたりの露光時間は、11msecである. 記録データの再生は、Carl Zeiss社製位相差顕微鏡Axiophoto, N.A.=0.75, 乾燥系, ダークコン トラストを用いた.再生光学系をFig. 4-2-1に示す. Fig. 42-1の再生光学系を用いて再生した結果をFig. 42-2に示す.実験結果をみると、"A"が記 録された最上層のデータは、コントラスト良く再生できているが、"C"が記録された3層目あた りから、奥の層に行くにつれてクロストークが大きくなり、各層が分解できなくなっている。 使用したN.A.=0.75の乾燥系対物レンズの理論的な面内分解能と焦点深度は波長を記録時の 488nmとして、それぞれ0.4µmと1.3µmである.従って、分解能から判断すると、面内ならびに光 軸方向ともに、各層のデータを分離して再生できるはずである.この実験でデータを再生でき なかったのは、フォトポリマーの屈折率が平均で1.53と高いために、フォトポリマー中で対物レ ンズのスポットに収差が発生しているためである. つまり、この収差を補正しなければ、3次 元的なデータの記録・再生が出来ないことがわかった.この収差については、後ほど詳しく解 析する.

# 4-2-2 油浸対物レンズによる収差補正

先ほど述べた収差の影響を除去するために、油浸対物レンズを用いて、3次元データの記録・ 再生を行った.記録光学系の対物レンズには、Carl Zeiss社製N.A.=1.0の油浸対物レンズを使用 した. 記録したデータは、4-2-1のものと同じで、面内方向のビット間隔3um、データ層間 隔15µmで、上の層から"A"、"B"、"C"、"D"、"E"、"F"の文字を6層記録した. 記録データの再生光学系にもN.A.=1.0の油浸位相差対物レンズ、ダークコントラストを用い t.

再生結果をFig. 42-3に示す. 油浸対物レンズを使用したこの実験では、最上層の"A"から最下 層の"F"まで、全6層すべてにわたってそれぞれの層が分離されて再生できていることがわかる. また、乾燥系対物レンズを用いた場合の実験結果(Fig. 42-2)にあったクロストークも見られ ず,各ビットの再生像のコントラストも高い.用いた油浸対物レンズの理論的な分解能と焦点 深度は、それぞれ0.3µmと0.7µmであり、焦点深度に関しては、N.A.=0.75の乾燥系対物レンズの 約半分しか向上していない. にもかかわらず, 油浸対物レンズを用いると, 最下層のデータを 再生した場合においてもクロストークが発生しないのは、4-2-1に問題となった収差が除

第4章 3次元光メモリシステムの試作

- 45 -

去されたからである.



Fig. 4-2-1 Schematic diagram of read-out system for 3D-optical storage. The system is equivalent to the phase-contrast microscope. The memory medium was uniformly illuminated and the transmitted light is imaged by phase-contrast objective lens into the detection plane of the CCD camera.



Fig. 4-2-2 Low quality read-outs obtained using the optical set-up shown in Fig. 4-2-1 where a phase contrast objective lens (**dry-type**, N.A. = 0.75, 40X, Carl Zeiss) was utilized. The high index dots recorded inside the photopolymer medium seen dark because of the effect of dark contrast imaging.

第4章 3次元光メモリシステムの試作





(b)

(d)

(f)



# 4-2-3 レーザー走査型位相差顕微光学系による再生実験

オリンパス社製レーザー走査顕微鏡LSM-GB200を用いて3次元光メモリの再生実験を行った. このレーザー走査顕微鏡は、本来試料の蛍光像を共焦点で検出するように設計されているが、 本実験では、非共焦点の透過型位相差顕微光学系に改造して使用した.この再生光学系をFig. 4-2-4に示す. 光源には、Ar\*レーザー(波長514.5nm)を使用した. レーザー光は、ガルバノス キャナーを通った後、位相差対物レンズで光メモリ媒体中に集光する. 集光レーザースポット は、ガルバノスキャナーにより記録媒体中で2次元走査する.光軸方向の走査は、記録媒体を ピエゾステージにのせて行う. 記録媒体を透過したレーザー光は、コンデンサーレンズに入射 した後、コンデンサーレンズの瞳位置に置かれた輪帯を通過する.輪帯を透過した光は、コレ クターレンズにより集められ、光検出器で検出される. 試料の3次元像は、ガルバノスキャナー ならびにピエゾステージによるビームの3次元走査と、検出器からの信号とを同期させること により、コンピュータで再構成して検出する.



Fig. 4-2-3 High quality read-outs obtained using the optical set-up shown in Fig. 4-2-1 where a phase contrast objective lens (oil-Immersion type, N.A. = 1.0, 40X, Carl Zeiss) was utilized. The high index dots recordedinside the photopolymer medium is seen dark because of the effect of dark contrast imaging.

Fig. 4-2-4 Schematic diagram of laser scanning phase contrast microscope system (Olympus LSM-GB200) operated in the nonconfocal, transmission phase contrast mode.

この実験では特に、レーザービームスポットを面内で一軸方向に走査しながら、同時にメモ リ媒体を光軸方向に走査することにより、光軸方向の断面像(x-z断面)を測定した.再生した メモリ媒体は、あらかじめN.A.=1.0の油浸対物レンズを用いて、全6層のデータが面内方向の

第4章 3次元光メモリシステムの試作

- 49 -

ドット間隔2µm, データ層間隔15µmで記録されている.また再生光学系には, N.A.=1.25,100倍 の油浸ダークコントラスト位相差対物レンズを使用した.実験結果をFig. 42-5に示す.実験結 果より,光軸方向の断面像において,各々のビットデータは黒いドットとして分離されて検出 されていることがわかる.従って,この3次元メモリでは,データのアクセスは光軸に垂直な 平面方向のみならず,光軸と垂直な方向や斜め方向など,あらゆる方向からアクセス可能であ ることが確認できた.また実験結果を見ると,黒く再生されたドットの上下に明るいサイドロー ブが観察されている.この明るいサイドローブが上下の層にあるビットの像と重なると,これ がクロストークとなって再生像のS/N比を落とすことになるが,実験結果では,このサイドロー ブと,その上下のビットの像とがまだ充分離れていることが確認できる.従って,油浸の対物 レンズを用いた記録・再生では,さらにデータ層間隔を縮めることが可能であることがわかる.



Fig. 4-2-5 Three-dimensional memory read-out obtained using the Olympus laser scanning microscope (phase-contrast mode). The results illustrate index distribution along the x-z plane. Bit data separation along the x-y plane is  $2 \mu m$  and the axial separation between successive recorded data planes is  $15 \mu m$ .

#### 4-2-4 共焦点レーザー走査位相差顕微光学系による再生実験

透過型光学系では、反射型光学系や蛍光光学系と異なり、レーザー走査型共焦点光学系を用 いても光学系の伝達帯域は広がらず、分解能は従来の一様照明の透過型光学系と変わらない. しかしながら実際には、厚みのある3次元物体を観察すると、一様照明の透過光学系では、観 察面以外も照明光で照明されているため散乱光が生じやすく、それらの散乱光が検出器に入射 する.これに対して、レーザー走査型共焦点光学系では、まずレーザー光が観察点付近のみに 集光されるため、発生する散乱光が少なく、さらに、散乱光が生じたとしても、その大部分は、 検出器の前に置かれたピンホールでカットされる.従って,共焦点光学系では,信号光のみが 検出器で検出されることになり,得られる像のコントラストが高くなる.

そこで、共焦点型のレーザー走査位相差顕微光学系を試作し、これを用いて3次元光メモリ の再生実験を行った. 試作した再生光学系をFig. 42-6に示す. この光学系では、光源にHe-Neレー ザー(波長632.8nm)を使用した. レーザー光は、ビームエキスパンダーでコリメートした後、 位相差対物レンズに入射し、メモリ媒体中の一点に集光する. メモリ媒体中を透過した光はコ ンデンサーレンズにより集められた後、その瞳面に置かれた輪帯に入射する. 輪帯瞳を透過し た光は、さらにコレクターレンズで集光された後、ピンホール上に集光される. そして、ピン ホールを透過した光だけを検出器によって検出する. メモリ媒体は、x-y-z3軸モータードライ ブステージ上に設置し、コンピュータコントロールで3次元走査する.



Fig. 4-2-6 Schematic diagram of confocal phase-contrast read out system. The He-Ne laser beam was focused onto the memory medium by a phase-contrast objective lens. The corresponding transmitted light was focused on pinhole and detected with photodetector.

試作した光学系を用いて、3次元メモリのデータを再生した.メモリ媒体には、Fig. 41-1の 光学系にN.A.=1.0の油浸対物レンズを用いて、面内2µm、データ層間隔15µmで、6層のデータ を記録したものを用いた.データの再生結果をFig. 42-7に示す.Fig. 42-7(a)は、第1層目のデー タを再生した結果である.検出した信号は、各層が128点×128点から構成される2次元画像で あり、各点は約0.3µm間隔でサンプリングしたものである.その中のx方向の1ラインの強度変 化をFig. 42-7(b)に、また比較のために一様照明の位相差顕微光学系で再生した結果を(c)に示す. 共焦点型光学系による再生結果(Fig. 42-7(b))と、一様照明光学系による再生結果(c))と

第4章 3次元光メモリシステムの試作

- 51 -

を比較すると、共焦点光学系による再生結果のビジビリティは、0.18であるのに対し、一様照明 系を用いた場合の再生結果のビジビリティは、0.04であった.従って、共焦点レーザー走査型光 学系を用いることによる再生データのコントラストの向上が実験によっても確認できた.





(a)

Fig. 4-2-7 Read-outs of recorded bit data obtained using the confocal phase contrast microscope system shown in Fig. 4-2-6: (a) Single plane image readout where the dot separation distance is 2  $\mu$  m and the axial separation distance between two successive planes is 15  $\mu$  m, (b) Corresponding intensity profile of read-out data, and (c) intensity profile for read-outs obtained using a conventional phase contrast microscope. Dark regions represent high refractive index values. It can be seen that the confocal microscope yields read-out images of higher contrast.

# 4-2-5 レーザー走査型微分干渉顕微光学系による再生実験

瞳分割型ディテクタを用いたレーザー走査微分位相コントラスト顕微光学系を用いて、3次 元光メモリの再生実験を行った.使用した光学系をFig. 4-2-8に示す.光源には、波長670nmの半 導体レーザーを使用し、このレーザー光を対物レンズによってメモリ媒体中に集光した.用い た対物レンズは、N.A.=1.3、100倍の油浸対物レンズである.メモリ媒体を透過した光は、記録 媒体の下に置かれた2分割ディテクターで検出した.分割ディテクターの各素子からの信号は、 差動アンプにより差分をとった後、コンピュータに取り込んだ.分割ディテクタは、記録した ドットに対して、45度方向に取り付けてあり、斜め方向の微分像が得られるようにしてある. メモリ媒体は、3次元ステージ上に配置し、コンピュータコントロールにより3次元走査した. このメモリ媒体には、面内方向2µm、データ層間隔15µmで、"O"、"P"、"T"、"T"、"C"、"S"と言う文 字を24×24のビットパターンで6層記録した.



Fig. 4-2-8 Schematic diagram of differential phase contrast microscope system. Semiconductor laser beam is focused onto memory medium and transmitted light is detected by split detector. Each signal that is detected split detector are subtracted from each other by a differential amplifier and the signal is transferred to computer.

実験結果をFig. 42-9に示す. Fig. 42-9(a), (b), (c)はそれぞれ,第1層目,第4層目,第6層目のデータの再生結果である.この結果より,微分位相コントラスト顕微光学系でもそれぞれの層が光軸方向に分解して再生出来ていることがわかる.また各ビットの再生像は,微分をとった方向に明暗となって分かれており,これは第3章4節における解析結果 (Fig. 3-48)と良く一致している.

第4章 3次元光メモリシステムの試作

- 53 -



Fig. 4-2-9 Data read-outs obtained using a laser scanning differential phase contrast microscope system: (a) 1st layer, (b) 4th layer, and (c) 6th layer. Bit data were written at uniform intervals of 2 µm, and two successive data planes are separated by 15 µm.

# 4-3 3次元光メモリカードの試作

### 4-3-1 光メモリカードについて

光メモリの長所は、磁気媒体などと比較するとその記録密度が高いという点にある.高い記 録密度は、小さな媒体でも大きな記憶容量を実現できることを意味するので、光メモリは媒体 の大きさに制限があるような用途に最適な記録方式であるといえる.

媒体の大きさに制限のあるメモリの一つとして、クレジットカードのようなカード型メモリ 媒体が挙げられる.これは&cm×5cm程度のプラスチックカードにデータの記録媒体を貼り付け, データの記録を行うメモリ媒体である.このようなコンパクトなカード型メモリに大量の情報 を記録することができれば、個人の貯蓄データ、医療データなどあらゆるプライベートデータ を一枚のカードに記録することができることになり、そのメリットは大きい. 現在最も普及しているカード型メモリは,磁気テープを組み込んだ磁気型メモリであるが. 磁気型メモリカードは、その記録密度が低いために、記録できるデータ容量が少なく大量の情 報を記録できないという問題がある、そこで近年、光記録方式を取り入れた光メモリカードも 開発され、実際に実用段階に入りつつある[4-3]. このような背景のもとで、本研究ではこれま で述べた3次元多層記録方式をカード型メモリに応用することによって,現在のカード型メモ リの記録容量を大幅に向上させることを考案し、3次元光メモリカードの提案と、実際の試作

を行った.

# 4-3-2 記録実験・再生実験

試作した3次元光メモリカードをFig. 43-1に示す. この3次元光メモリカードは、厚さ1mm のプラスチックカードに、1cm×1cm, 深さ約800µmの光記録部(フォトポリマー)を設け、こ の中に3次元的にデータを記録するものである.3次元光メモリでは、透過型でデータの再生 を行うため、光記録部は上下がガラスでシールされており、透明になっている. つぎに、この 3次元光メモリカード媒体の作製過程をFig. 43-2に示す. 厚さ1mmのアクリル板に1cm×1cmの 穴を開け、厚さ200µmのカバーガラスで片側をシールする. そしてこの中に、フォトポリマーを 流し込む(Fig. 4-3-2(a)). 次に白色光で一様露光を行い,フォトポリマーの流動性を低下させ る (Fig. 4-3-2(b)) . そしてその後, 上から200µmのカバーガラスでシールする (Fig. 4-3-2(c)). 3次元光メモリカードの記録部に50×50ドットのデータを30層記録した.記録したデータの 記録密度は、面内方向2µm、データ層間隔10µmである.記録光学系はFig. 41-1と同じもので、 対物レンズには、N.A.=1.0の油浸対物レンズを使用した.また再生光学系には、位相差顕微光 学系(対物レンズN.A.=1.0, 油浸)を使用した. 記録したデータの再生結果をFig. 4-3-3(a)~(f)に示す. Fig. 4-3-3(a)~(f)はそれぞれ, 第1, 7, 15, 19, 24, 29層目のデータの再生結果である. Fig. 43-3から, それぞれのデータ層 を分離して再生出来ていることがわかる.

第4章 3次元光メモリシステムの試作

- 55 -

Photopolymerizable monomer-mixture solution 85mm Three-dimensional Optical **Recording Area** Memory Card 1cmX1cm 54mm 800µm thickness Produced by T. Tanaka and S. Kawata Pre-Exposure Model No. 81 Applied Physics, Osaka Univ. 1mm To reduce mobility Three-innensional Optical Cover glass for sealing Memory Card (thickness: 170 µm) Produced by T. Tanaka and S. Kawata II Applied Physics, Osaka Univ.

Fig. 4-3-1 Three-dimensional Optical Memory Card. The card is as large as the standard credit card. Three-dimensional optical recording is made over an area 10 x 10mm with 800µm thickness.

Fig. 4-3-2 Preparation process of 3D-optical memory card. The hole is made on the plastic card was filled with photopolymerizable monomer-mixture solution (photopolymer). Photopolymer was then pre-exposed with uniform light to reduce mobility of the photopolymer and then covered with cover glass of thickness  $170 \mu m$  to protect the medium as well as to allow reading using a biological objective.





第4章 3次元光メモリシステムの試作



また、第1層目と、第29層目の再生結果をコンピュータで2値化処理し、バイナリーデー タにコード化した. この結果をFig. 43-4に示す. この結果, それぞれのデータ層でのビットエ ラー率は、2.08%と5.4%であった、このエラー率は、エラー訂正符号などのデータの符号化を全 く行っていない状態での値である.

本研究で試作した光メモリの面内方向の2次元記録密度は,25MBit/cm<sup>2</sup>で,ほぼ現在の光メ モリのものと同じ値である.また、現時点での実効的な記録密度は、30層の多層記録に成功 したことから、面内方向の記録密度の30倍として、750MBit/cm<sup>2</sup>と算出できる.また記録さ れたビット間隔から算出される3次元的なデータの記録密度は、250GBit/cm<sup>3</sup>である.従って、 本研究で試作した3次元光メモリカードには、20GBitの情報を記録することが可能である.





(c)

Fig. 4-3-4 Accuracy of recorded data in the 3D optical memory card. Reconstructed logic signals layer are 2.08% and 5.4%, respectively.

Fig. 4-3-3 Data read outs of recorded data in the 3D optical memory card using conventional phase-contrast microscope: (a) 1st, (b) 7th, (c) 15th, (d) 19th, (e) 24th, and (f) 29th layer. Bit density on a recorded plane is 2.5x10<sup>5</sup> bits/mm<sup>2</sup> and the axial separation of two successive planes is 10 µm.

- 58 -

第4章 3次元光メモリシステムの試作







(d)

(a) and (b) corresponding to the 1st and 29th recorded layer. The corresponding original computerbit patterns are shown in (c) and (d), respectively. The error rates for the 1st and 29th

#### 4-4 収差の解析・実験

4-2-1で述べたように、3次元光メモリ光学系において、記録媒質中にレーザー光を集 光したり、媒体内部の屈折率変化を再生しようとすると収差が発生する、そして、データを再 生した場合に、像に各データ層間でクロストークが発生したり、再生像のコントラストが低下 するなどの問題が生じた、この収差は、メモリ媒体であるフォトポリマーの屈折率が平均1.53 程度と高いことから、ポリマーとガラス(もしくは空気)の境界面で光波が屈折する際に位相 ずれが生じ,その位相ずれのために発生するものである.そこで,本節ではこの収差について の解析を行い、その補正方法の提案を行う.

#### 4-4-1 収差のコンピュータシミュレーション

フォトポリマー中にレーザー光を集光したときに生じる球面収差をコンピュータシミュレー ションで求めた.

計算モデルをFig. 441に示す.対物レンズとメモリ媒体の間の屈折率をn,カバーガラスの屈 折率,ならびに厚みをそれぞれn\_とc,そしてフォトポリマーの屈折率をn,とする.また対物レン ズの差動距離をwとする.まずFig. 4-4-1(a)に示すように、対物レンズは、カバーガラスの直下で 収差が完全に補正されており、収束球面波を平面波展開した時に、集光点においてすべての波 面の位相が揃っているとする.次に、記録媒体が対物レンズ側へ距離dだけ移動したとする (Fig. 4-4-1(b)). この時, カバーガラスとフォトポリマーの境界面において, 入射角0,で入射 する平面波の位相ずれ量∆と波面の入射位置rはそれぞれ,



と導ける.従って,式(4-4-1)と式(4-4-2)を用いて試料に入射するすべての平面波についてその位 相ずれを求め、それらを振幅で足し合わせた後、強度を計算すれば媒体中に生成される収差ス ポットの光強度分布が求められる.

以上のアルゴリズムを用いて、レーザービームをフォトポリマー媒体中に集光した場合の収 差スポットの強度分布を計算した.対物レンズは、N.A.=0.75,作動距離340µmの乾燥系対物を 仮定した.媒体3にはフォトポリマーを仮定し、その屈折率を1.53とした.媒体2(カバーガラ ス)の屈折率は1.515とし、その厚みは170µmとした.また光源の波長は488nmとした.この条件 のもとで,対物レンズの直下d=0にビームを集光した状態から,d=15,30,45,60,75µm奥に集光 した場合について計算を行った.計算結果をFig. 442, Fig. 443に示す. Fig. 442は, それぞ れの条件下における収差スポットの光軸方向の強度分布をプロットしたものであり, Fig. 443 は、カバーガラス直下にスポットを生成した場合と、75µm奥に集光した場合の面内方向の光強 度分布をそれぞれの中心強度で規格化してプロットしたものである. 試料の奥深くにビームを 集光するにつれ, 集光スポットが光軸方向に広がっており, 集光スポットの最大強度位置も,

媒体の移動量dと同じ位置ではなく、さらに媒体の奥へ大きくずれていることがわかる.またス の分解能にはあまり影響しないことがわかった。

次に,油浸対物レンズを用いることによる収差補正方法の有効性を、同じ数値計算によって 解析した.フォトポリマーならびにカバーガラスの屈折率は、先の計算条件と同じ1.53と1.515 にした.対物レンズをN.A.=1.0の油浸対物とし、対物レンズとフォトポリマーの間の媒体の屈 折率をマッチングオイルの屈折率n,=1.515とした、そして、先ほどと同じように、対物レンズの 直下d=0から, d=15, 30, 45, 60, 75µm奥にレーザーを集光した場合について計算を行った.計算 結果をFig. 4-4-4に示す.

Fig. 444から、油浸対物レンズを用いると、75µm奥にレーザー光を集光した場合でも、スポッ トは光軸方向にデフォーカスしておらず、ほとんど収差が生じていないことがわかる、またス ポットの最大強度位置も媒体の移動量dと一致している。従って、媒体間の屈折率差が0.01~ 0.02程度になるとほとんどその影響がなくなり、収差が発生しないことが確認できた.



(a)

Fig. 4-4-1 Model used to calculate the intensity distribution of the focused spot. (a) Aberration is corrected under the cover glass, and (b) Spherical aberration occurs when beam is focused inside the photopolymer.

第4章 3次元光メモリシステムの試作

ポットの最大強度も媒体の奥深くになるにつれて小さくなっている. 無収差の時(a)の光強度を 100%とすると、(b)~(f)ではそれぞれ、87.7%、59.8%、55.6%、47.2%、42.8%である、ところが、 Fig. 443の(a)と(b)を比較すると、中心スポットの大きさはほとんど変化していない.以上より、 媒体の屈折率が異なることによって生じる球面収差は, 主に光軸方向にデフォーカスし, 面内









Fig. 4-4-3 Intensity distribution of focused beam spot along the lateral direction: (a) at axial position d = 0, the spot is aberration-free, (b) at d = 75 µm, only the central spot still remains free from aberration.



Fig. 4-4-4 Computer analysis on the effect of aberration on the focused beam spot as a function

### 4-4-2 収差補正方法の検討

3次元光メモリの実験では、その収差の補正方法として、油浸対物レンズを用いて補正を行っ た.しかし現実的には、媒体を油や水に浸すような手法は取り扱いが困難であるし、またそう いった手法が使えない場合も多数ある.そこで、ここでは光学系に何らかの補正機構を導入し て収差の補正を行う手法について検討し考察する.

まず,本節で述べた収差の発生原因を考えると、この収差は媒体の境界面において屈折率が 異なるために位相ずれが生じて発生するものである.そして,この収差の補正が困難なのは, レーザービームを集光する深さに応じてその位相ずれ量が異なるためである。逆に言えば、レー ザーを集光する深さをある位置に限定すれば、補正も可能である. そこで、最初に考案した収 差補正方法は,媒体中でビームを集光する位置を変えたとしても,見かけ上の深さを変化させ ないという方法である.具体的には、Fig. 44-5(a)に示すように、対物レンズと記録媒体の間に 媒体と同じ屈折率のスペーサを挿入し、記録媒体の移動と共に、スペーサーの厚みを変える. こうすれば、記録媒体中に集光されたビームスポットの位置がdo, d1, d2のように変化しても、そ の変化分をスペーサによって補うので、深さDは変わらない.従って最初に設定した厚みDで収

第4章 3次元光メモリシステムの試作

of focused depth (objective N.A. = 1.0, oil-immersion type) within the photopolymer (n = 1.53).

- 63 -
### 第4章 3次元光メモリシステムの試作

差補正を施しておけば、収差は補正できる. 4-4-1の結果よりスペーサの屈折率はフォト ポリマーと全く同じでなくても良いことがわかっているので、この場合は、ガラス板を用いれ ばよい.

ところが実際には、厚みの異なる多数のスペーサを用意し、それを入れ替えるのは困難であ る. そこでFig. 445(b)のように液晶のプレートを対物レンズ記録媒体の間に挿入し、印加する 電圧によって光路長dを制御する方法が有効である.



(a)



Fig. 4-4-5 Techniques to compensate for the effects of aberration: (a) Insertion of spacer to maintain the total depth of focused spot even planes located at different axial positions in the medium, (b) maintaining the total depth for different focused planes by changing the refractive index of the liquid crystal plate.

その他の手法としては、対物レンズの瞳面において、逆の波面収差を加えることにより、位 相ずれ量を補正して、収差を補正する方法が考えられる.これは、Fig. 446に示すように、点 光源の位置を対物レンズの焦点位置から動かしたり、組み合わせレンズの間隔を変化させたり、 もしくは適当なレンズを間に挿入したりして、故意に球面収差を発生させる. そして、この波 面収差を使って,媒体の境界で生じる収差を補正する方法である。 ザイデルの収差論によると、球面収差はp\*オーダーの収差として表せる[4-4, 4-5]. 従って、球 面収差を持つときの対物レンズの瞳関数は.

 $P(\rho) = \exp(2\pi j A \rho^4)$ 

で与えられる. ここでpは, 瞳面上での動径方向の距離をN.A.で規格化したものである. そこで, 式(4-4-1)の係数Aを変化させることにより、加える波面収差量を変えながら、生成される収差ス ポットの強度分布を数値計算により求めた.計算モデルは, N.A.=0.75の乾燥系対物レンズでフォ トポリマー内部100µmの深さにレーザービームを集光する場合を仮定した. Fig. 447にその結果 を示す.



Fig. 4-4-6 Another method of compensating for the effect of aberration. The light source is moved axially resulting in the generation of spherical aberrated wavefronts that compensate for the aberration arising from refractive index mismatched at the interface between the recording and the surrounding media.

第4章 3次元光メモリシステムの試作

(4-4-1)



第4章 3次元光メモリシステムの試作



Fig. 4-4-7 Computer analysis showing partial correction of aberration when using the method shown in Fig. 4-4-6: (a) Seidel aberration constant A = 0.0 (no compensation present), (b) A = 3.0, (c) A = 7.0, and (d) A = 11.0. Aberration correction is quite good when A = 7.0.

計算結果より,加える球面収差量は、A=7の時が最もスポットの収差歪みが少なく、収差量が 多くてもスポットが歪むことがわかった.ただし、最適な場合でも完全に収差が補正されてい るわけではなく、まだ収差の影響が残っている.これは、屈折率の不整合による収差が、球面 収差と同じp<sup>4</sup>オーダーの関数ではないことを示している.

本節で述べたような収差は、3次元光メモリの光学系に限った問題ではなく、例えば、共焦 点光学系を用いて、生体試料の内部を観察するような場合にも同様に発生するものである.従っ て、共焦点光学系においても、以上に述べたような収差補正方法を光学系に組み込めば、収差 を補正することが可能となり、より分解能の高い像を得ることが可能となる.

## 4-5 考察

第3章における解析ならびに本章における実験結果より,実際に3次元多層記録型の光メモリが実現できることを示した.そこで,現在のシステムにおける問題点ならびに将来性について考察する.

現在生じている問題点は、まず4-4で述べた収差の問題である.先に解析したように、この収差は、スポットを主に光軸方向にデフォーカスさせる.この収差が発生すると、上下のデータ層からのクロストークが大きくなり、光軸方向の記録密度の低下や、ビット検出エラーの原因となる.従って、4-4-2で述べたような収差補正方法を実際に光学系に組み込む必要があると考える.

次に挙げられるのが、トラッキングの問題である.3次元光メモリにおいてもコンパクトディ -66スクのように、レーザービームスポットを常にビットデータにフォーカシングするためのトラッ キング手法が必要である。特に3次元光メモリでは、3次元空間内にデータが記録されている ため、奥行き方向についてもトラッキングサーボ系を持たなければならない。従って、このよ うな3次元空間内でビットデータを追跡できるようなトラッキング手法の開発が必要になる。 それには、第2章5節で述べたコヒーレント光学系の点像分布関数が光軸方向のデフォーカス に対して、明暗反転した光強度分布を与えるという特性などを活用するのが適当ではないかと 考える。

また、本研究で用いたフォトボリマー材料は、記録した屈折率変化を可逆的に元の状態に戻 すことができないので、この記録媒体では、Read Only型もしくは、Write-Once型の形態しか 実現することが出来ない、従って、将来的には、状態を可逆的に変化させられるような媒質を 用いたRewritableな光メモリを実現する必要があると考える、これについては既に、LiNbO<sub>3</sub>や BaTiO<sub>3</sub>などの光強度に応じて屈折率変化を生じるフォトリフラクティブ結晶や、光照射により 可逆的に色が変化するフォトクロミックポリマー、B<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub>結晶で起こるフォトクロミック現象 を用いることを検討し、基礎的な実験を行った、しかしながらこれらの媒体では、現時点では 読み出し時に記録したデータが破壊されるなど問題が多く、数十層の3次元記録は実現できて いない、このような問題は、媒体の非線形性や、2光子吸収過程などの非線形現象を利用する ことにより解決できるので、今後は、このような記録媒体や光学系の非線形性をうまく利用し た解析とシステム設計が必要になると考える、

### 第4章 3次元光メモリシステムの試作

# 第5章 3次元多層記録光メモリと3次元ホログラフィクメモリの比較

# 5-1 研究の背景

第3.4章では、多層記録型3次元光メモリについて述べた、3次元記録媒体中にビットデー タを多層に記録する光メモリは、本研究以外にも、RubinらIBM Almadenグループが近年、コン パクトディスクの基板を2~6層張り合わせた多層記録型メモリ[5-1]を、またParthenopoulos、 RentzepisらのCalifornia大学Irvine校とStricklerとWebbらCornell大学のグループがそれぞれ独立 に、2光子吸収過程を利用した3次元光をメモリ提案している[5-2, 5-3, 5-4]. 一方、3次元的に データを記録する光メモリには、ボリュームホログラムの多重記録性を利用して一つの記録媒 体に多数のホログラムを記録する3次元ホログラフィックメモリが古くから提案されており、 現在でも研究が続けられている[5-5, 5-6, 5-7, 5-8, 5-9]. そこで、本章では、これら二つの形式の 3次元光メモリについて、各々の記録密度や、記録したデータの信号特性解析し、両者を比較 する.

# 5-2 光学系の比較

Fig. 5-2-1に、本研究で提案した3次元ビット記録型光メモリの、記録光学系と再生光学系モ デルを,併せて示す.記録媒体には,光強度に応じて屈折率が局所的に変化する物質,例えば, ボリュームホログラムの作製に使用されるフォトポリマーや、フォトリフラクティブ結晶など を使用する、そして、レンズLを用いてこの記録媒体中にレーザー光を集光すると、その集光 点で、屈折率変化が記録される、データの3次元的な記録は、シャッタSによってレーザー光を 強度変調しながら、記録媒体の3次元走査することにより、3次元空間内に1ビットずつ記録 する.

記録されたデータは、透過型のレーザー走査顕微光学系によって再生される、屈折率ビット を読み出すために、再生光学系では、位相差コントラスト法を使用する、すなわち、フォーカ スレンズには、位相板 P が入った位相差対物レンズを使用し、検出系には、輪帯瞳を設ける. これは、通常の顕微鏡システムの位相差法に対応しており、この光学系が走査系であるために、 照明系と検出系が入れ替わっている[5-10].

3次元ホログラフィックメモリの光学系を、Fig. 5-2-2に示す、この図においても、記録光学 系と再生光学系モデルを併せて示している。この光学系は、Fig. 5-2-1の光学系とほぼ同様の光 学系であるが、データマスク (Spatial Light Modulator (SLM)が使用されることが多い)の位置 が記録媒体に対してフーリエ変換の位置に配置されている点と、信号光以外に参照光を必要と する点がビット型メモリの光学系 (Fig. 5-2-1) と異なっている.

データマスク(SLM)上のビットパターンは、レンズLによってフーリエ変換され、信号光B.が 生成される. 信号光B.は, 各ビットに対応した平面波で構成されており, それぞれの平面波は, 記録媒体内で参照光B.と干渉する、そして、SLM上のデータは、記録媒体内部に干渉編(ホログ ラム)として記録される.ホログラムを多重に記録するには、記録媒体に入射角の異なる参照

光を順次入射させながら、異なる信号光パターンを記録することにより行う. つまり、SLMと 方,多層記録型3次元メモリは, x-y-z空間を使用する. 記録されたホログラムからのビットデータの読み出しは、参照光B,, B,,..., B,をホログラム記

像される.

この光学系では、参照光を、信号記録用レンズLの外側で角度0を変えることによってスキャ ンするので、このためには、媒体とレンズLとの間に間隔が必要となる.この間隔を確保するた めに、レンズLには、通常焦点距離が長いレンズを使用しなければならない、ところが実際には、 焦点距離の長いレンズを使用しても参照光の入射角0,の走査範囲はレンズLの大きさによって物 理的に制限を受ける.この問題の解決法として、Hesselinkらは立方体の記録媒体を使用し、信 号光と参照光とを互いに90度方向から入射させる方法を提案しているが、本質的な解決法とは なっていない[5-11].また,焦点距離の長いレンズが必要なことに加え,ホログラフィックメモ リでは、1枚のホログラムに大容量のデータを並列に記録するため、レンズL2、L3は広視野をカ バーしなければならない.従って、レンズL, L,は焦点距離が長く、かつ開口径が大きいことが 必要である.以上のような理由により,現実としてホログラフィックメモリに使用可能なレン ズは、一般にFナンバーの大きなレンズになる.一方、ビット型メモリ光学系のレンズには、 焦点距離ならびに開口径に対するこのような制約がないため、顕微鏡の対物レンズのような、 Fナンバーの小さな(開口数が大きく解像力の高い)レンズを使用することができる. ホログラフィックメモリ光学系のホログラムの多重記録には、角度θ(Fig. 5-2-3(a))に加え、 動径角φ(Fig. 5-2-3(b)) も使用することが可能である[5-12]. さらに、原理的には、角度θならび にφの両方を使用する方法も考えられる (Fig. 5-2-3(c)). しかし, (c)のようにθとφの両方向を 走査するのは,実際の光学系において困難であり,また実際に,この方法を用いたホログラフィッ クメモリは著者が知る限り報告はない. そこで,本章では主に(a)の角度θ方向に多重記録を行う ホログラフィックメモリと、(b)の動径角φ方向に多重記録を行うタイプについて議論する.

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

フーリエ変換レンズLを用いて、信号光B,, B,,..., B,を生成しながら、その信号光に対応させて、 異なる入射角θ<sub>11</sub>, θ<sub>12</sub>,..., θ<sub>1</sub>をもつ参照光B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>,..., B<sub>N</sub>を回転ミラー等を用いて生成する. そして, 互いに対応する信号光B<sub>a</sub>と参照光B<sub>a</sub>とを用いて順次ホログラムを記録する、従って、3次元ホ ログラフィクメモリでは、データの3次元記録にx-y-0の3次元空間を使用することになる。-

録媒体に照射することによって行われる.それぞれの参照光によって再生された記録情報B., B...., B.kは、フーリエ変換レンズLによって、ビットデータ列に変換されアレイ検出器上に結



Fig. 5-2-1 Optical system for 3D multilayered bit-memory recording and reading .: In the recording process, the laser beam is modulated using shutter and is focused in a fixed point of the recording medium by lens L<sub>2</sub>. A series of bit data is recorded bit-by-bit in the medium using a motorized 3D translation stage. Recorded bit information is read by using a transmission-type laser scanning confocal microscope. The phase contrast method is employed for reading bits recorded as refractive index distibutions.

laser for readout laser for recording data mask (SLM)

S1, S2...

Fig. 5-2-2 Schematic optical setup of 3D holographic memory recording and reading .: In hologrpahic recording, signal beam B<sub>s</sub>, that is the Fourier-transform image of the data mask, interferes with the reference beam B, and recorded as interference fringes. To record a multiple number of holograms, the medium is illuminated sequentially by the multiple numberes of reference beams at distinct incident angles using a rotating mirror. In reading the recorded holograms, recorded signals B, are reconstructed by illuminating the medium with the appropriate reference beams Br. The diffracted beams Bs are inverse Fourier-transformed by lens L3 and detected by the array detector.

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較





Fig. 5-2-3 Recording possibilities in multiplexed holography at different values of : (a) angle  $\theta$ , (b) angle  $\varphi$ , (c) both angle  $\theta$  and  $\varphi$ .

# 5-3 周波数帯域を用いた記録密度の理論的比較

3次元ビット形光メモリの記録密度は、記録媒体中へ集光されたレーザービームスポットの サイズにより決定される.そして、このレーザービームスポットのサイズは、フォーカシング レンズLの周波数伝達帯域によって決定される.レンズの伝達帯域は、光源の波長をλ、波数をk =2πAとすると、k空間においてエバルト球を用いて、Hg. 5-3-1(a)のように表現される. Hg. 5-3-1(a)は、エバルト球の光軸を含む断面であり、このうち斜線部分が、レンズLの結像に寄与 する帯域を示している. この帯域のうち, 面内方向の帯域幅WBは, 収束する光のうちで, 最大 の入射角20。をもつ光波k1とk2 (Fig. 5-3-1(b)) がつくる干渉編Kの波数に対応し、これは、

 $W_1^B = \frac{4\pi}{\sin\theta_0}$ 

で与えられる.真空中では、レンズの開口数(N.A.)とレンズの開口角00とFナンバーの間には、

N.A. =  $\sin\theta_0 = \frac{1}{2F}$ 

の関係があるので,式 (5-3-1)は、Fナンバーを用いると、

 $W_L^B = \frac{2\pi}{\lambda E}$ 

と表せる.

一方,光軸方向の伝達帯域幅WBは, Fig. 5-3-1(b)で示される収束光のうちで,媒体に垂直に入 射する光波koと、入射角θoで入射する光波kiがつくる干渉縞K'の光軸方向の波数に対応する。従っ て, WBは,

 $W_z^{\rm B} = \frac{2\pi}{\lambda} (1 - \cos\theta_0)$ 

で与えられる.式(5-3-2)を用いて、WBをFナンバーで表すと、

$$W_z^B = \frac{2\pi}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{\lambda}\right)$$

となる.

式(5-3-3), (5-3-5)より, ビット型メモリの伝達帯域幅は、 Fナンバーの小さな対物レンズを用 いるほど(開口数の大きなレンズを用いるほど),面内方向並びに光軸方向ともに広がること がわかる. すなわち, 記録密度が向上する. このことは, Fナンバーの小さなレンズほど、ス

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

(5-3-1)

(5 - 3 - 2)

(5-3-3)

(5-3-4)

14F2-1 2F

(5 - 3 - 5)

- 73 -

ポットが面内, 光軸両方向共に小さいことからも明らかである.

同様の方法で、ホログラフィックメモリ光学系についても、周波数伝達帯域を求めることが できる. Fig. 5-3-2(a)は、ホログラフィックメモリの伝達帯域を示している. Fig. 5-3-2(a)もエバ ルト球の光軸を含む断面であり、斜線部分がフーリエ変換レンズLの帯域である、一枚のホログ ラムが占める,光軸に垂直な面内方向の帯域WHは、ビット型メモリの帯域と同様に、レンズL2 の面内方向の帯域と等しい. すなわち, WHは,

$$W_{L}^{H} = W_{L}^{B} = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\theta_{0} = \frac{2\pi}{\lambda F}$$
(5-3-6)

で与えられる.従って式(5-3-6)より、ホログラフィックメモリにおいても、レンズのFナンバー が小さいほど、1枚のホログラムに記録できるデータの記録密度は高くなる.

次にホログラムの多重記録に関する帯域を求める.ホログラムを多重記録するためには、多 重記録するホログラムの枚数と同じ数の参照光が必要であり、しかもこれらの参照光は、すべ てレンズLoの瞳の外側から入射させなければならない.従って、参照光がしめる入射角の帯域 Wak, Fig. 5-3-2(a)に示すように、エバルト球の半空間のうち、信号光がしめる帯域を除いた角 度領域Whとなる.これは、レンズの開口角0。を用いて、

$$W_{\theta}^{H} = \frac{\pi}{2} - \theta_{0} \tag{5-3-7}$$

で与えられる.式(5-3-2)を用いて、このWHをレンズのFナンバーで表すと、

$$W_{\theta}^{H} = \frac{\pi}{2} - \sin^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)$$
 (5-3-8)

となる.

式(5-3-8)は、レンズL2のFナンバーが大きいほど $W_{a}^{H}$ が大きくなる事を示している、従って、 レンズLのFナンバーが大きいほど、多重記録できるホログラムの数は増加することがわかる. しかしながら,式(5-3-6)が示すように、レンズLのFナンバーを大きくすると、逆に一枚のホロ グラム当たりの記録密度は低下する、従って、3次元ホログラフィックメモリでは、ホログラ ム1枚あたりの記録密度と多重記録できるホログラムの枚数との間に、トレードオフの関係が あると結論できる.

これら二つの方式の光学系の伝達帯域と、レンズのFナンバーの関係をFig. 5-3-3に示す. Fig. 5-3-3(a)に示すようにビット型メモリでは、レンズのFナンバーが小さくなるにつれて面内、光 軸両方向の伝達帯域が広がる、そして、レンズのFナンバーがF=0.5(NA=1.0)と なった場合に、面内、光軸両方の帯域は最大値をとり、従って3次元記録密度が最大になる. これに対して、ホログラフィックメモリでは、Fig. 5-3-3(b)に示すように、レンズのFナンバー が小さくなると、面内の伝達帯域は広がるが、参照光がしめる角度域は減少する、つまり、レ ンズのFナンバーが0.5に近づくと、参照光の角度帯域がなくなり、従って、参照光の入射 角0を変化させることによるホログラムの多重記録は不可能になる. すなわちこの場合, 3次元 記録密度が最大となるFナンバーが存在すると推定できる。 ホログラフィックメモリの記録密度が最大となるレンズのFナンバーは、第5章4節におい て議論する.

また、ここでは第5章2節で述べたホログラフィックメモリの各種形態のなかで、Fig. 5-2-3 で示したφ方向にホログラムを多重記録するものについては議論しなかった.これは,φ方向の 多重記録の場合, φ方向の帯域W<sup>H</sup>が常に2πであり、レンズのFナンバーと独立であるためで ある.しかしWeがレンズのFナンバーと独立であっても、φ方向の多重度はFナンバーと独立 ではない、これについても、第5章4節で詳しく述べる.

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

記録ができない. また逆に、Fナンバーの大きいレンズを使用すると、多重記録に関する帯域 Whが大きくなるので、多重記録できるホログラムの数は増加するが、WHが減少するので、1 枚ずつのホログラムに記録できるデータ量が減少してしまう. 従って, ビット型メモリでは, レンズのFナンバーが小さいほど記録密度が高くなるのに対し、ホログラフィックメモリでは、

pupil stop





(b)

Fig. 5-3-1 Spatial-frequency bandwidth of bit-memory recording: (a) transmission bandwidth of lens L<sub>2</sub> using the Ewald sphere construction, and (b) orientation of signal beam during recording.  $\theta_0$  is the view angle of lens L<sub>2</sub>. The transmission bandwidth of L<sub>2</sub> is shown as a highlighted region.  $W^{B}_{P}$  is the lateral bandwidth and  $W^{B}_{P}$  is the longitudinal bandwidth.

lens L2

(b)

recording medium

Fig. 5-3-2 Spatial-frequency bandwidth of holographic memory recording: (a) Ewald sphere representation of transmission bandwidth of lens L2, and (b) orientation of signal and reference beams during recording.  $W^H_L$  is the lateral bandwidth and  $W^H_\theta$  is the angular bandwidth. The lateral bandwidth  $W_{L}^{H}$  is the same as that for bit recording  $W_{L}^{B}$ .

- 76 -

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較





5-4 記録密度の解析的導出と比較

前節の、周波数空間における記録密度の比較に対する定性的説明を、具体的な記録密度の計 算から数値として求る.

5-4-1 ビット型光メモリの記録密度

ビット型メモリでは、記録媒体中に集光されたレーザービームスポットが屈折率ビットを形 成する.

の波長をλ, レンズL2のFナンバーをFとすると,



で与えられる[5-13]. ここで, 原点を焦点面と光軸が交わる位置とし, rが動径方向の半径, zが 光軸方向の距離を表す. また, Lは, 原点での光強度 I(r=0, z=0)を示す. このスポットの焦平面内の第1暗環の半径Arは,式(5-4-1)=0(すなわちJ1(x=3.833)=0)とす るrで与えられ、それは、

$$\Delta r = \frac{3.833}{\pi}$$

で与えられる.

スポットの広がりをこの半径Δrの円形と定義すると、各々のビットは、面積πΔrを占めること になる. 従って, 面内記録密度DBは, 1ビットがしめる面積 (πΔr<sup>2</sup>)の逆数で与えられ,

$$D_{\rm L}^{\rm B} = \frac{1}{\pi \,\Delta r^2} = \left(\frac{\pi}{3.833 \,\lambda \,\rm F}\right)$$

となる.

一方,スポットの光軸(z軸)方向の広がりにおいて,原点と第一暗点までの距離をAzと定 義すると、これは、式(5-4-2)=0(すなわちsin(u/4)=0)より、

 $\Delta z = 8 \lambda F^2$ 

- 79 -

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

ビット型メモリにおいて、レンズL2が生成するレーザースポットの光強度分布I(r, z)は、光源

$$\frac{\left(\frac{\pi}{\lambda}\frac{1}{F}r\right)}{\left(\frac{1}{F}r\right)^{2}}$$

$$(5-4-1)$$

$$(u = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{2F}\right)^{2}z$$

$$(5-4-2)$$

### λF

### (5-4-3)

 $\left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \frac{1}{\pi} = \frac{6.8 \times 10^{-2} \pi}{\lambda^2 F^2}$ (5-4-4)

(5-4-5)

で与えられる.従って,光軸方向の記録密度DBは,

$$D_{z}^{B} = \frac{1}{2\,\Delta z} = \frac{1}{16\,\lambda\,F^{2}} \tag{5-4-6}$$

となる.

3次元記録密度DBDは、面内の記録密度DBと、光軸方向の記録密度DBの積で与えられるので、 式(5-4-4), (5-4-6)を用いて,

$$D_{3D}^{B} = D_{L}^{B} \times D_{z}^{B} = \left(\frac{\pi}{3.833 \,\lambda \,\mathrm{F}}\right)^{2} \frac{1}{\pi} \times \frac{1}{16 \,\lambda \,\mathrm{F}^{2}} = \frac{4.25 \times 10^{-3} \,\pi}{\lambda^{3} \,\mathrm{F}^{4}} \tag{5-4-7}$$

で与えられる.式(5-4-7)から、3次元ビット型光メモリの記録密度は、レンズLのFナンバーの 4乗に反比例することがわかる.

実際的な例として、光源の波長が780nmの場合の、レンズのFナンバーと3次元記録密度DBn の関係をFig. 5-41に示す、Fig. 5-41より、Fナンバーの増加とともに記録密度は急激に減少す ることがわかる.また、例えば、F=0.7(N.A.=0.71)のレンズ (このレンズは、比較的Fナンバー の小さい、顕微鏡対物レンズ等に対応する)を用いた場合の記録密度は、1.17×10<sup>11</sup>Bit/cm<sup>3</sup>と算 出できる.





5-4-2 ホログラフィックメモリの記録密度

3次元ホログラフィックメモリの記録密度は、ビット型メモリの記録密度と同様に求めるこ とができる.ホログラフィックメモリの場合、3次元記録密度は、1枚のホログラム当たりの データ記録密度と、媒体の単位厚さあたりに多重記録できるホログラムの枚数の積となる. ホログラフィックメモリでは、データはフーリエ変換されて記録されるが、記録媒体とフー リエ変換レンズの大きさがともに有限であるために、記録データの空間周波数は帯域制限をう ける. そのために,再生されるビットデータは、像面においてボケを伴う. ここでは、記録媒 体は充分な大きさを持つとして, 記録データはフーリエ変換レンズの瞳によってのみ帯域制限 されると仮定する.

レンズL, Lの開口径をD, 焦点距離をfとする. また, 光源の波長をんとすると, それぞれの ビットの再生像は.

$$I(r) = I_0 \begin{bmatrix} 2J_1(r) \\ \pi J_1(r) \end{bmatrix}$$

で与えられる.ここでrはスポットの中心からとった動径距離で、Lは原点での光強度である.ま た、レンズのFナンバーは、

$$F = \frac{D}{f}$$

で定義されるから,式(5-4-8)はFナンバーを用いて,

$$I(r) = I_0 \left[ \frac{2J_1(r)}{\pi} \right]$$

と表せる。

式(5-4-10)の光強度分布を、ビット型メモリにおける、各ビットの面内方向の光強度分布(式 (5-4-1))と比較すると、両者が全く等しい光強度分布を持っていることがわかる、従って、ビッ ト型メモリと同様に、各々のビットの広がりを光強度分布の第1暗環までの円形と定義すると、 ホログラフィックメモリの2次元記録密度DHは、ビット型光メモリの2次元記録密度と全く等 しくなり.

$$D_{\rm L}^{\rm H} = D_{\rm L}^{\rm B} = \left(\frac{\pi}{3.833\,\lambda\,\rm F}\right)$$

と与えられる.

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

$$\frac{\left[ \frac{D_r}{\lambda_f} \right]^2}{\left[ \frac{D_r}{\lambda_f} \right]^2}$$

(5-4-9)

(5 - 4 - 8)

 $(\pi - 1)^2$  $\lambda F$ (5-4-10) 1 λF

 $\frac{1}{\pi} = \frac{6.8 \times 10^{-2} \,\pi}{\lambda^2 \,\mathrm{F}^2}$ 

(5-4-11)

- 81 -

さて次に、このような密度で記録したホログラムを、厚みのある記録媒体に、何枚多重記録 できるかを求める.多重記録は、第5章2節で述べたように、参照光の入射角(θ, φ) について、 角度θを変えながら行うか,動径角φを変えて行うか,あるいは,その両方を変化させることに よって実現できる.

まず,角度0を変えてホログラムを多重記録する場合の多重度を導出する.

ホログラフィックメモリでは、データは干渉編として媒体に記録される.そして、各ビット は一つの信号光k。の1成分k。と参照光k。とによって生成されるそれぞれの干渉縞に対応する.こ の信号光kiiと参照光kiとによって生成された干渉縞の波数ベクトルをKiiとすると、これはFig. 5-4-2(a)に示すように、それぞれの波数ベクトルk, kの差ベクトルとして与えられる. このベク トルKiは,記録媒体の厚みが有限であるとき,エバルト球上の1点ではなく,k方向にsinc関数 の分布にボケて広がる.そして、このように干渉編の波数ベクトルが光軸方向に広がりを持つ と、再生光学系において、ホログラム記録時に使用した参照光k。と異なる照明光k'。で照明して も、位相整合条件が満足され回折光kiが発生する。すなわち、kiniもしくは、kinで媒体を照明し ても再生像が生じ、これが他の角度で記録したホログラムと重なり、クロストークとなる.こ れをFig. 5-4-2(b)に示す.このクロストークを避けるためには、参照光の入射角は、互いに角度 間隔を開けて入射させなければならない.そして,この参照光の入射角間距離の最小値が多重 記録できるホログラムの最大枚数を決定する、ここで、波数ベクトルの広がりをsinc関数の土第 1零点までと定義すると, Kogelnikの"Coupled Wave Theory"[5-14]より, 参照光の最小分離角 ムのが

$$\Delta \theta = \frac{\lambda}{T \sin \frac{\theta_B}{2}}$$

(5-4-12)

と求まる、ここでTは媒体の厚さ、θ。はブラッグ回折条件を満足する角である、このΔθを用いる と、厚さTの記録媒体に記録できるホログラムの多重枚数No<sup>H</sup>が求まり、これは

$$N_{\theta}^{H} = \left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\text{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2\text{F}}\right)}{3\lambda} \times 4\text{ T sin}\left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4}\text{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2\text{F}}\right)\right) + \frac{1}{2}\right]$$
(5-4-13)

で与えられる. (式(5-4-13)の詳しい導出は, Appendix Aを参照)

式(5-4-11), (5-4-13)より, 角度0方向にホログラムを多重記録するホログラフィックメモリの 3次元記録密度D<sup>H</sup><sub>3D(A)</sub>は,

$$D_{3D(\theta)}^{H} = \frac{D_{L}^{H} N_{\theta}^{H}}{T} = \frac{6.8 \times 10^{-2} \pi^{2}}{\lambda^{2} F^{2} T} \times (5-4-14)$$

$$\left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \text{Sin}^{-1} \left(\frac{1}{2F}\right)}{3 \lambda} \times 4 T \sin \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4} \text{Sin}^{-1} \left(\frac{1}{2F}\right)\right) + \frac{1}{2}\right]$$

で与えられる.

$$N_{\varphi}^{H} = \frac{1}{\operatorname{Sin}^{-1}}$$

となる (式(5-4-15)の導出は、Appendix Bに示す).式(5-4-15)より、この値は、角度0によって 異なり、 $\theta = \pi/2$ で最大値をとることがわかる。 式(5-4-11), (5-4-15)から, φ方向に多重記録した場合の3次元記録密度D<sup>H</sup><sub>3D(φ)</sub>は,

$$D_{3D(\phi)}^{H} = \frac{D_{L}^{H} N_{\phi}^{H}}{T} = \frac{6.8 \times 10^{-2} \pi^{2}}{\lambda^{2} F^{2} T} \frac{1}{\text{Sin}^{-1} \left(\frac{1}{2F \sin \theta}\right)}$$
(5-4-16)

と求まる.

さらに, θ方向, φ方向ともに多重記録した場合の3次元記録密度は, 式(5-4-11), (5-4-13), (5-4-15)を用いて、

$$D_{3D(\theta,\phi)}^{H} = \frac{D_{L}^{H} N_{\theta}^{H} N_{\phi}^{H}}{T} = \left(\frac{\pi}{3.833 \lambda F}\right)^{2} \frac{1}{\pi} \times (5-4-17)$$

$$\frac{1}{T} \times \left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \text{Sin}^{-1} \left(\frac{1}{2F}\right)}{3 \lambda} \times 4 \text{ T} \sin \left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4} \text{Sin}^{-1} \left(\frac{1}{2F}\right)\right) + \frac{1}{2}\right] \times \frac{\pi}{\text{Sin}^{-1} \left(\frac{1}{2F} \sin \theta\right)}$$

### で与えられる.

式(5-4-14), (5-4-16), (5-4-17)のいずれにおいても、面内の記録密度(第1項)は、Fナンバー の2乗に反比例しており、これはビット型光メモリと同じである.しかし、ホログラムの多重 度(第2項もしくは第2,3項)は、ビット型光メモリの光軸方向の記録密度とは逆に、Fナ ンバーが小さくなると低下する.この結果は、第5章3節の周波数伝達帯域を用いた解析結果 と一致している.

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較 クが生じないという条件のもとで、記録枚数を求

$$\frac{\pi}{2F\sin\theta}$$
 (5-4-15



Fig. 5-4-2 The grating vector K<sub>i</sub> and the effect of diffraction: (a) the position of K<sub>i</sub> along the optical axis is uncertain over the extent of the sinc function, (b) occurrence of unwanted diffraction due to reference beam illumination at a different incident angle  $\theta_{n+1}$ .

5-4-3 数値計算結果、ビット型メモリとホログラフィックメモリの 比較

実際的な例として、光源の波長780nm、媒体の厚みT=100µmを仮定した場合の、レンズのFナ ンバーと記録密度との関係を, Fig. 5-4-3に示す.



Fig. 5-4-3 Attainable 3D recording density in multiplexed holographic recording using angular variations in:  $\theta$ ,  $\phi$ , and in both  $\theta$  and  $\phi$ . Also shown is the recording density of bit-memory recording memory. Wave length  $\lambda$  is 780nm and thickness T of recording medium is 100 $\mu$ m. The recording density of multilayered bit memory tops  $\theta$ -multiplexing for F < 0.74,  $\phi$ -multiplexing for F < 1.1, and  $\theta$ - $\phi$  multiplexing for F < 0.6.

Fig. 5-43には、比較のため、同じ条件でのビット型メモリの記録密度も併せて示す. Fig. 5-43より、一般に使われている0方向にホログラムを多重記録するホログラフィックメモリ  $(D_{3D(\theta)}^{H})$ では、その記録密度はF=0.75で最大値をとり、Fナンバーが大きくなっても、小さく なっても低下している、F<0.75の領域で記録密度が低下しているのは、Fナンバーが小さくな るほどホログラムの多重記録ができなくなるからであり、またF>0.75の領域で記録密度が低下 しているのは、Fナンバーが大きくなるほど面内の記録密度が低くなるからである. これに対して、ビット型メモリの記録密度は、Fナンバーが小さくなるに従い、単調に増加 している.そして、F=0.74で $\theta$ 方向に多重記録するホログラフィックメモリの記録密度 $D_{3D(\theta)}^{H}$ と

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

# **F-Number**

- 85 -

等しくなり、F < 0.74の領域では $D_{3D(\theta)}^{H}$ より、また $D_{3D(\phi)}^{H}$ に対してはF < 1.1で記録密度が高くなっ ている.

θ並びにφの両方を使用したホログラフィクメモリでは, F>0.60の範囲において最大の記録密 度が得られており、この方法の有効性が示されている、しかしながら、このタイプのホログラ フィックメモリは、光学系に高い精度が要求されたり、複雑になるなど、実現が困難であると いう問題点がある.

# 5-5 記録媒体のダイナミックレンジの利用効率の比較

一般に、記録媒体中で生じる屈折率変化や吸収量の変化などの物理量の変化には限界があり、 記録媒体は有限なダイナミックレンジをもっている。このように有限なダイナミックレンジを 持つ媒体に信号を記録する場合、多重記録を行わなければ、信号はそのダイナミックレンジを すべて使用できる、しかしながら、データを多重に記録すると、その多重度を上げるにつれ、 一定のダイナミックレンジの中で、各々の信号が占める割合が低下する、この節では、ホログ ラフィック手法とビット型手法の両方において、記録媒体中にデータを多重記録した場合に、 記録媒体のダイナミックレンジの利用効率がどのように変化するかについて解析する.

# 5-5-1 ホログラフィックメモリのダイナミックレンジ

ホログラフィック 媒体の屈折率変化の最大値をAn...とする.この媒体に1枚のホログラムの みを記録した場合, 媒体のダイナミックレンジΔnmをすべて使用してホログラムを記録するこ とができる、ところが、この媒体にN枚のホログラムを記録したとすると、一枚当たりのホロ グラムが使用できる屈折率変化量は、

$$\frac{\Delta n_{\text{max}}}{N}$$
 (5-5-1)

となり、1枚のホログラムを記録した場合の1Nに低下する.

一方, Kogelnikの"Coupled Wave Theory"[5-14]によると、ホログラムの回折効率は、

$$\eta = \sin^2 \left( \frac{\pi \,\Delta n \,T}{\lambda \,\cos\theta_{\rm B}} \right) \tag{5-5-2}$$

で与えられる. ここで. Τはホログラム記録媒体の厚み, Δηは屈折率振幅, λは波長, θ,はブラッ グ角である. この式から,回折効率はAnの2乗にほぼ比例することがわかる. 従って,N枚の ホログラムを記録した場合、各ホログラムの回折効率は、1枚のホログラムを記録した場合の 回折効率n。に対して、

ηο	(5.5.2)
$\overline{N^2}$	(5-5-3)
- 86 -	

となる。

式(5-5-3)より、ホログラフィックメモリでは、ホログラムの多重度を上げるにつれ、各信号光 の強度が、急速に低下することがわかる

第5章4節の結論より、ホログラフィックメモリはFナンバーの大きなレンズを用いた場合 でも、高い記録密度、大きな記憶容量を実現することが可能であった. これは、 Fナンバーの 大きなレンズを用いると、ビット型メモリと同様に面内の記録密度は低下するが、ホログラム の多重度を上げることができるためにトータルの記録密度を高く維持できるからである。しか し回折効率は多重度の2乗に逆比例して低下してゆくので、多重度を上げるに従い信号の検出 が難しくなる.従って、回折効率の変化による信号光強度の変化までを考慮すると、多重記録 できるホログラムの数には、第5章4節で述べたような理論的な限界値よりも、読み出した信 号光の検出限界によってもっと低い値に制限される可能性があることがわかる.

# 5-5-2 ビット型光メモリのダイナミックレンジ

まず記録媒体の屈折率の変化量を最大でAnmaxと仮定する.そして,議論を簡単にするために, この媒体の面内の大きさ並びに厚さには制限がないとし、このメモリ媒体中に無限個のピット を記録する多層記録メモリを考える.この時、媒体中に生成される光強度分布は、1ビットに 対応するレンズの点像分布関数と、記録されるビットの間隔をもつ3次元コウム関数(comb function)とを、コンボリューションしたもので表せる. これをFig. 5-5-1に示す. レンズの点像分布関数をPSF(x, y, z), 記録するピット間隔をもったコウム関数をcomb(x, y, z) とすると、媒体内に生成される光強度分布 I(x, y, z)は、

I(x, y, z) = PSF(x, y, z) \* comb(x, y, z)

となる.ただし\*は3次元コンボリューションを表す.記録媒体の屈折率変化が光強度分布に線 形に応答するとすると、記録媒体中の屈折率変化分布Δn(x, y, z)は、

 $\Delta n(x, y, z) = \alpha I(x, y, z)$ 

で表せる. 今, 比例定数αを1としても一般性は失われないので, 式(5-5-5)を

 $\Delta n(x, y, z) = I(x, y, z) = PSF(x, y, z) * comb(x, y, z)$ (5-5-6)

と表す.このとき,式(5-5-6)で表される屈折率変化分布Δn(x, y, z)の最大値が,記録媒体の最大 屈折率変化量Δn...にならないといけないから.

 $\Delta n_{max} \ge \Delta n(x, y, z)$ 

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

(5-5-4)

(5-5-5)

(5-5-7)

であり,

$$\Delta n_{max} = Max \left[ \Delta n(x, y, z) \right]$$
(5-5-8)

のとき、記録媒体のダイナミックレンジを最大限に利用して情報を記録したことになる. ここで,式(5-5-9),(5-5-10)に示すように,PSF(x,y,z)のフーリエ変換をOTF(fx,fy,fz), comb(x, y, z)のフーリエ変換をCOMB(fx, fy, fz)とする.

$OTF(fx, fy, fz) = \mathscr{F} [PSF(x, y, z)]$	(5-5-9)
$COMB(fx, fy, fz) = \mathscr{F} [comb(x, y, z)]$	(5-5-10)

式(5-5-6), (5-5-9), (5-5-10)と, フーリエ変換の公式より, 式(5-5-6)は,

 $\Delta n(x, y, z) = \mathscr{F}^{-1} \left[ OTF(fx, fy, fz) \times COMB(fx, fy, fz) \right]$ (5-5-11)

となる.従って,式(5-5-11)で導出されたΔn(x, y, z)が,記録媒体中に無限層のデータ層を記録し た場合の,屈折率分布を示している.



3D light intensity distribution: I(x, y, z)

Fig. 5-5-1 Intensity distribution I(x,y,z) that results from the convolution of the point spread function and the 3D comb function.

式(5-5-11)を用いて、コンピュータシミュレーションを行った結果をFig. 5-5-2に示す. Fig. 5-5-2より、ビット型3次元メモリでは、無限枚数のデータ層を記録した場合でも、他のビット の記録の影響によるバイアス成分は40%程度であり、記録された各屈折率ビットは、記録媒 体の最大屈折率変化量の約60%を使用することができていることがわかる.



Fig. 5-5-2 Results of calculation for the case when: (a) an infinite number of layers are recorded in 3D where each layer contained an infinite number of bits, (b) an infinite number of recorded layers but with one bit missing, (c) infinite number of recorded layers with several bits randomly missing, and (d) only one layer is recorded.

- 88

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

5-5-2の結果より、ビット型メモリでは、無限枚数のデータ層を記録した場合でも、記 録された各屈折率ビットは、記録媒体の最大屈折率変化量の60%を占めていた。比較のため に、同じ条件をホログラフィックメモリにおいて考える.

記録媒体の厚みは、無限大であると仮定したので、この媒体に記録されるホログラムは、完 全な角度選択性を持っている. つまり、参照光の入射角がわずかに異なるだけで、ホログラム をクロストークなく多重記録することができる。従って、この記録媒体には、無限枚数のホロ グラムを多重記録する事が可能である.そこで、ビット型メモリと同様に、この記録媒体に無 限枚数のホログラムを記録したとすると、式(5-5-1)より、各々のホログラムが使用できる記録媒 体の屈折率変化量は.

$$\frac{\Delta n_{\text{max}}}{\infty} = 0 \tag{(5-5-12)}$$

となり、従って、ホログラムの回折効率は、

$$\eta = \frac{\eta_0}{N^2} \doteq \frac{\eta_0}{\infty^2} = 0 \tag{5-5-13}$$

となってしまう、式(5-5-12)、(5-5-13)は、ホログラフィックメモリでは、無限枚数のホログラム を多重記録した場合、各ビットが使用できる記録媒体の屈折率変化量が0になること、従って、 信号光強度が0になってしまうことを示している。この結果と5-5-2の結果とを比較する と、ホログラフィックメモリには、1ビットの信号を記録するときに使用できる媒体の屈折率 変化量が小さく、さらに読み出した信号のS/N比が悪いという問題があることがわかる.こ れは、ホログラフィック光メモリが1ビットの情報を媒体全面に一様に分散させて記録するの に対し、ビット型光メモリは、1ビットのデータをレンズで3次元空間内の1点に集光したビー ムで記録しているためである. つまり、ホログラフィックメモリでは、データが媒体上で重な り合って記録されるが、この時重なり合った他のデータは、不要なノイズもしくはバイアス成 分として互いに影響しあう.これに対し、ビット型メモリでは、集光レーザースポットが持つ 空間的に局在した光強度分布を使用してデータを記録しているため、各データの独立性が高い. 言い換えれば、ビット型メモリでは、あるビットからある程度離れた位置のビットにアクセス しても、その光はこちらまで届かず、影響が及ばない、従って、高密度・大容量の3次元光メ モリを構成する場合は、ビット型メモリの形態の方がホログラフィックメモリよりも、信号対 雑音比の点で有利であると結論できる.

5-6 考察

3次元ビット記録型光メモリと3次元ホログラフィックメモリについて、記録密度を比較し、 - 90 -

同じ記録媒体を用いても光学系によって記録密度が異なることがわかった、両メモリの記録密 度は、レンズのFナンバーに依存して変化し、ビット型メモリでは、レンズのFナンバーが小 さいほど高くなることがわかった.これに対し、ホログラフィックメモリでは、F=0.74で最大 値をとり、 Fが大きくても、小さくても記録密度は、低下することがわかった. これは、ホロ グラフィックメモリの場合, 面内の記録密度と多重度とがFナンバーに対して, 互いにトレー ドオフの関係にあるためである。

また,記録媒体のダイナミックレンジの利用効率については,多層記録型ビットメモリの記 録データ層数を増やしても、ダイナミックレンジの約60%を各信号の記録に使用できる.こ れに対し、ホログラフィックメモリでは各々のアータが記録媒体の全領域を使用して記録され、 それらが互いに重なって記録されるため、多重記録するホログラムの枚数が多くなると各ホロ グラムが使用できるダイナミックレンジが少なくなり、結果として再生信号のS/N比が急速に低 下することがわかった。

この節では、本章で詳しく議論しなかった点についてさらに考察する. まず,本章では,記録媒体は,空間周波数ならびに光強度分布の両方について,共に線形な 応答特性を持つと仮定した、しかし実際の光メモリシステムでは、応答特性は、必ず何らかの 非線形な特性を持つ、この非線形な応答特性には、光学系が有する場合と、記録媒体そのもの が有する場合がある。

光学系が非線形特性を持つ例としては、第2、3、4章で述べた共焦点光学系が挙げられる [5-15, 5-16, 5-17, 5-18]. 共焦点光学系は、光強度に対して2乗特性をもつ、光学系が非線形特性 を持つ場合,光学系の分解能が向上する.例えば第2章で述べたように共焦点光学系の場合は, 通常のインコヒーレント照明光学系と比較して、分解能が約2倍になる.従ってこの光学系を ビット型メモリに使用すると、記録されるビットの記録密度が上がる.

また,記録媒体が持つ非線形応答特性には,高周波数強調などの空間周波数に対する非線形 応答や、2光子吸収過程などの光強度に対する応答特性が考えられる。ビット型光メモリでは、 これらの特性を活用すると、さらに記録密度を向上させることができる.

これに対し、ホログラフィックメモリでは、光学系並びに記録媒体の非線形特性は、いずれ も高次の回折光やノイズを発生させる、従って、ホログラフィックメモリでは、システムに非 線形な特性があると、記録密度が低下したり再生信号が悪化する.

次に、コヒーレントノイズの問題を考える. ビット型光メモリでも、ホログラフィックメモ リでも共に光源としてレーザーを使用する. ビット型光メモリの場合, レーザー光を集光して, そのビームスポットを走査することによりデータの記録・再生を行うので、その光学的特性は インコヒーレント特性をもつ、従って、ビット型光メモリでは、コヒーレントノイズは発生し ない[5-19]. これに対し、ホログラフィックメモリでは、レーザービームを広げて一度に2次元 パターンを記録・再生するため、その光学系は、コヒーレント特性をもつ、従って、コヒーレ ントノイズの影響が大きくなる。特にホログラムの多重記録を行う3次元ホログラフィックメ モリでは、2次元のホログラフィックメモリで使用されるような拡散板を用いるなどのノイズ 低減手法が使用できない.なぜなら拡散板を用いて参照光の位相をランダムにすると、ホログ ラムの多重記録ができなくなるからである、従って、3次元ホログラフィックメモリでは、特 にコヒーレントノイズの影響が大きく、信号光のS/N比がビット型のそれと比較して悪くなる、

第5章 ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

従って、コヒーレントノイズの点においてもビット型メモリの方が、ホログラフィックメモリ に対して有利であると結論できる.

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

# 6-1 研究の背景

第3,4,5章で述べた光学系は、光学系の焦点深度を浅くした上で、焦点面の前後で生じ るボケ像をカットすることよって、3次元構造物体を空間分解して可視化する手法であった. 第1章で述べたように、奥行き方向に厚みを持つ3次元物体を観察するには、この方法の他に もう一つの方法がある.それは、先ほどとは逆に、非常に焦点深度の深い光学系を使用する方 法である. 共焦点光学系では、できるだけ焦点深度を浅くすることによって、焦平面から光軸 方向にずれた物体の像を急速にデフォーカスさせ、そのデフォーカスした像が検出器に入らな いようにピンホールでカットする、これにより焦平面位置にある物体の像のみが検出できるよ うにした.これに対し、焦点深度が深い光学系を使用するということは、焦平面から離れた位 置にある物体の像もデフォーカスしなくなるということを意味する. つまり, この光学系では, 像のボケそのものがなくなり、検出器では奥行き方向すべてにピントがあった像が得られる. 言い換えれば、3次元物体をデフォーカスなしに2次元平面に投影した像が得られることにな 3.

第2章で示したように、輪帯瞳光学系を使用すれば、深い焦点深度が得られることは、古く から知られている。1987年、Durninは、輪帯瞳光学系の輪帯スリット幅を非常に狭くした光学 系を使用すると、あたかも回折せずに伝播するような微小レーザービームスポット(非回折ビー ム, non-diffracting beamと呼ばれる)を作り出せることを示した[6-1].特に、0次ベッセルビー ムは、中心部に微細なスポットを持ち、かつそのスポットが長い距離にわたってデフォーカス せずに伝播するという特徴を持つ. そこで,本章では,この非回折性ビームの一つである0次 ベッセルビームについての解析を行い、このビームの長焦点深度光学系への応用を検討する. さらに本研究では、輪帯瞳を用いずにアキシコンを用いてLビームを生成することを提案する。 そして、このアキシコンを走査光学系に応用したときの結像特性を解析し、実験によりその特 性を検証する。

# 6-2 0次ベッセルビーム (ムビーム)

本節では、極めて長い焦点深度をもつベッセルビーム、特に0次ベッセルビーム (Joビーム) について述べる.

6-2-1 ベッセルビームの解析的導出

まず、波動方程式の一つの厳密解から、非回折性ビームが導けることを示す[6-1, 6-2]. 自由空間内での波動方程式は.

第6章 0次ベッセルピームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2 \partial t^2}\right) \mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, \mathbf{t}) = 0$$
(6-2-1)

で与えられる、この式(6-2-1)は、その一つの厳密解として

$$E(x,y,z,t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] \int_{0}^{\infty} A(\phi) \exp[i\alpha(x \cos \phi + y \sin \phi)] d\phi \qquad (6-2-2)$$

を持つ. ここで, A(φ)は任意の関数で, 複素数でもよい. ただし, α, βは,

$$\alpha^2 + \beta^2 = (\omega/c)^2$$
 (6-2-3)

を満足する定数である.式(6-2-2)が式(6-2-1)の解であることは、式(6-2-2)を式(6-2-1)に直接代入 することによって確認できる.式(6-2-3)は波数k=ωkの関係を用いると、媒介変数0を用いて、

$$\alpha = k \sin \theta \tag{6-2-4}$$
  
$$\beta = k \cos \theta$$

### と表せる.

式(6-2-2)においてβが実数であると、この式は複素振幅を示す項とz軸方向への光の伝播を示 す項exp i(βz-wt)から成り立っており,前者にはzが含まれていないことがわかる.従って, この場合E(x, y, z, t)の複素振幅は、zによらず一定となる.また、光の強度I=E2を計算すると、

$$I = |E(x,y,z,t)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{2\pi} A(\phi) \exp[i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)] d\phi \right|^2$$
(6-2-5)

となり、式の中から光の進行方向を示すパラメータ zがなくなる、従って光波が z軸方向に伝 播する場合、光が伝播してもその光強度分布は変化しなくなる。このように式(6-2-5)で表され るようなビームは、伝播しても強度分布が変化しないことから、あたかも回折しないように見 えるので、非回折ビームと呼ばれる.

いまFig. 6-2-1に示すように、二つの角度0と0で定まる向きに波数ベクトルをもつ平面波を考 えると,式(6-2-2)中のexp ia(x cos + y sin φ)]は,この平面波の位相のx軸およびy軸方向への依 存性を表わしている.従って、光を単色光とし、また電場をスカラー場とすると、式(6-2-2)の積 分は,θが同じでφが異なるいろいろな平面波を任意の重みA(φ)をつけて重ね合わせることに等 LV.

ここで特に、

 $A(\phi) = exp(in\phi)$  (n: 整数)

(6-2-6)

の場合を考える.この時,式(6-2-2)式は、

$$E(x,y,z,t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] \int_{0}^{\infty} \exp[i(\beta z - \omega t - \omega t)] dx$$

 $h\phi$ )exp $[i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)]d\phi$ (6 - 2 - 7) $n\phi')J_n(\alpha r)$ (6 - 2 - 8)と変形される.ここでrは、光軸からの距離 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ であり、 $J_n(r)$ は第1種n次ベッセル関数 である.また、かは、かと同様に定義される方位角である. 式(6-2-8)で示されるビームのx-y平面内の強度分布は、z軸(光軸)に対して軸対称で、動径 方向の光強度分布は,  $I = |E(x,y,z,t)|^2$ (6 - 2 - 9)

 $\propto |J_n(\alpha r)|^2$ 

となる. この式(6-2-8)で表されるビームは、光強度分布がJn()Pとなることから、n次ペッセルビー ム (J\_ビーム) と呼ばれる. これらのビームの強度分布は、n≥1では中心部分が暗いが、n=0の時 にのみ中心に明るいスポットができる.

このn=0という条件は, 式(6-2-6)では,

 $A(\phi) = 1$ 

に対応し、このとき(6-2-2)式は、

$$E(x,y,z,t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] \int_{0}^{2\pi} \exp[i(\beta z - \omega t)]$$

となる.このビームの動径方向の光強度分布は,

 $I = |E(x,y,z,t)|^2$  $\propto |J_0(\alpha r)|^2$ 

となり、 0次ベッセルビーム (Joビーム) と呼ばれる. J。ビームの光強度分布(式(6-2-15))をFig. 6-2-2に示す. このJoビームの中心スポットの半径Rは、第1種0次ベッセル関数の第1零点(Jo(x=2.403)=0) より求まり.

$$R = \frac{2.403}{\alpha} = 0.$$

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

(6-2-10)

(6 - 2 - 11)

$i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)d\phi$	(6-2-12)
J <sub>0</sub> (ar)	(6-2-13)

(6-2-14) (6-2-15)

38 2 sin0

(6-2-16)

- 95 -

で与えられる.



Fig. 6-2-1 Production of a non-diffraction beam from component plane waves that are incident at the same angle  $\theta$ .



Fig. 6-2-2 Plot of zeroth-order Bessel function  $J_0(r)^2$ .

# 6-2-2 エアリーディスクスポットとの比較

次に,唯一中心部に明るいスポットをもつ非回折ビームであるJ。ビームについて考察する. この0次ベッセルビームスポットと従来のレンズがつくるエアリーディスクスポット(円形 開口のフラウンフォーファ回折像),並びに矩形開口のフラウンフォーファ回折像であるSinc関 数スポットの光強度分布の比較を行なう.各々の光強度分布をFig. 6-2-3に示す.



Fig. 6-2-3 Comparison of intensity distributions of  $|J_0(r)|^2$ , Airy disk  $|2J_1(r)/r|^2$ , and  $|Sinc(r)|^2$ .

三つのスポットを比較すると、まず第1に、Joの中心スポットの半値幅が一番小さいのは、Jo ビームの中心スポット、次にSincの中心スポット、そしてエアリーディスクの中心スポットの順 となっている.この結果から、ベッセルビームスポットを使用した光学系は、レンズを用いた 場合よりも高い解像力を実現できることがわかる. 第2に、サイドローブの大きさを比較する.一見してJoスポットのサイドローブが、他の二つ のスポットと比較して大きい事がわかる.そこで、以下の式(6-2-17)を評価することにより、ス ポットを形成している光エネルギーのうち,何%が中心スポットに集中しているかを求め,こ れを用いてスポットの特性を比較する.



第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

(6-2-17a)

(6-2-17b)

$$I_3(x) = \int_0^x \operatorname{sinc}^2(r) 2\pi r \, dr \qquad (6-2-17c)$$

式(6-2-17)の計算結果をFig. 6-2-4に示す. この図では、各々の計算範囲をJaビーム(式(6-2-17)) の第5暗環の位置(x=14.93)までとし、それぞれL(x=14.93)、L(x=14.93)、L(x=14.93)で規格化して ある.

Fig. 6-2-4から、レンズのスポットとSinc関数のスポットは、各々全エネルギーのほぼ90%、60 %が中心スポットに集中しているのに対し、J.スポットでは、中心スポット内のエネルギーの総 和が、第4リングまでの総和の約15%にしか達していないことがわかる、これは、Jo(r)の各リン グのエネルギーをそれぞれ独立に積分すると、その値が等しくなるという性質を持っているた めである.このことは、Fig. 6-2-4においてJoのグラフがほぼ等しい幅のステップになっているこ とからもわかる.従ってもし、リングが無限個あればエネルギーは、無限大に発散してしまう ことになる、それゆえ、完全に非回折性を持つ光波を生成するには、無限大のエネルギーが必 要であり、物理的に生成することが不可能である、よって現実には、近似的に非回折性を示す ビームしか生成することはできない.これは、完全な平面波が無限大の大きさを持っており、 実際には実現不可能なことと等価である.





6-3 アキシコンによる0次ベッセルビームの生成とその伝播特性

### 6-3-1 0次ベッセルビームの生成

1987年, J. Durninは, 実現可能な非回折性ビームとして, 有限の大きさの平面波を重ね合わせ てできる有限半径のJoビームを考え、その伝播特性を数値計算により調べた[6-1]. その結果、生 成されたビームでは、中心スポットの強度分布は伝播するにともないわずかに変動するものの, 平面波が互いに重なり合っている領域内では,理想的なJoビームに近い性質を持つことを確かめ t.

例えば、波長0.5µm, 中央スポット径の直径200µm, 全体の直径が20mmの有限の大きさを持つ J。ビームは、およそ5m先まで中央スポットの大きさと光強度をほぼ一定に保ったまま伝播する という結論をコンピュータシミュレーションにより得ている.これに対し、半値全幅が100µmの ガウスビームは5m先で100倍以上に広がり、中心強度は10<sup>-4</sup>以下に減少することが確認されてい 3[6-3].

さらにDurninらは、シミュレーション結果に基づいてFig. 6-3-1のように直径d=2.5mm,幅 δ=10µmの環状スリットを焦点距離 f=305mm, 半径 R=3.5mmのレンズの焦点面に置き, これに波 長632.8nmのHe-Neレーザー光を入射させた[6-4].スリット上の各点を出た光は、レンズを通っ た後,光軸と角2d/fをなす方向にそれぞれ平行ビームとなって進む.そして,各々の波面の合成 波はレンズの直後で半径RのJoビームとなる.彼は、レンズ直後から後ろ側2Rf/d=85cmまでの範 囲で,実際に光軸及びそれに垂直な方向に沿った強度分布を測定し,非回折性ビームに似た性 質を示すことを確かめている。



Fig. 6-3-1 Experimental setup of producing Jo beam with annular pupil optical system as proposed by J. Durnin.

以上の実験から,輪帯光学系を用いれば,非回折性を示す0次ベッセルビームが近似的に生

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

成可能であることが示された.

輪帯光学系を用いた場合の問題点は、輪帯が入射レーザー光をカットしてしまうため、ベッ セルビームへのエネルギー変換効率が悪いことである.実際Durninの実験でも、入射ビームの 1%しか輪帯を通過しておらず、99%の光は輪帯でカットされてしまっている。そこで筆者は、 効率良くベッセルビームを生成するため、アキシコンを使用する事を考案した[6-21].そこで以 降では、このアキシコンを用いた0次ベッセルビームの生成に関する解析と、実験について述 べる.

# 6-3-2 アキシコンによる0次ベッセルビームの生成

アキシコンは、John H. McLeodによって発表された光学素子で、回転対称体形状を持つ一種 のプリズム(非球面レンズ)である[6-5, 6-6]. これをFig. 6-3-2に示す.





第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

このアキシコンにコヒーレント光源であるレーザー光をコリメートして入射させると、アキ シコンの後方に0次ベッセルビームが生成される.これは、次のように説明できる、第6章2 節で述べたように、0次ベッセルビームを生成するには、光軸の周りから光軸に対して等角度 で平面波を入射させれば良い. つまりFig. 6-3-1のようなスリット幅が無限に細い輪帯をフーリ エ変換する光学系と等価なものを生成すれば良い. Fig. 6-3-3に示すように、アキシコンは円錐 プリズムであるため、これに平行平面波を入射させると波面が等しく光軸方向に屈折し、光軸 に対して等角度で入射する平面波が生成される.従って、アキシコンを用いた光学系は、輪帯 とフーリエ変換レンズの組み合わせと等価になることは自明である。







(b)

Fig. 6-3-3 Advantages of producing a Jo-beam by an axicon instead of an annulus-lens system: 1) energy efficient, 2) aberration-free, and 3) central spot diameter depends only on the apex angle and a small spot can be produced even with a small axicon base diameter.

Fig. 6-3-4に示すようなアキシコンに、コリメートしたレーザー光を入射した場合に生成され るビームの複素振幅は,

$$I(\mathbf{r},\mathbf{z}) = E(\mathbf{R}) \left( \frac{4\pi^2 \mathbf{R} \sin\beta}{\lambda \cos^2\beta} \right)^{1/2} \exp\left[ i \left( \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{z} \cos\beta + \frac{\pi}{4} \right) \right] J_0 \left( \frac{2\pi \mathbf{r} \sin\beta}{\lambda} \right)$$
(6-3-1)

で与えられる.従って、光強度分布

- 101 -



が得られる[6-7]. ここで、rは光軸からの距離、zはアキシコン先端からの光軸上の距離、またλ は光源の波長, Zoは焦点深度, Rは入射ビームの半径, Ro, nは各々アキシコンの半径と屈折率で ある.また、E(r)<sup>2</sup>は入射光のパワーである.

ここで、Fig. 6-3-4で示される角度α, β並びに焦点深度zoには、スネルの法則と簡単な幾何学に より

n sin $\alpha$ = sin ( $\alpha$ + $\beta$ )	(6-3-3)
$z_D = R (\cot \beta - \tan \alpha)$	(6-3-4)

(6-3-5)

の関係が導ける.

また、Joビームスポットの直径は、0次ベッセル関数の零点(Jo(x=2.403)=0)から、求まり、

 $\phi = 2.403 \lambda$  $\pi \sin\beta$ 

で与えられる.

**Incident Beam** LD

Fig. 6-3-4 Geometry of an axicon during the Jo beam production.

アキシコンを用いて0次ベッセルビームを生成する場合の利点は、まず第1に、エネルギー 効率が高いことである.輪帯を用いた方法では、理論的には、スリット幅は無限小でなければ ならないから、輪帯が入射レーザー光のエネルギーの大部分をカットしてしまい、ベッセルビー ムに変換されるエネルギーは、非常に小さい、これに対し、アキシコン光学系では、入射レー ザー光をカットする要素がないため、高いエネルギー効率でベッセルビームを生成できる.第 2点目の特徴として、生成されるビームのスポット径がアキシコンの大きさに依存しない点が 挙げられる.輪帯光学系でベッセルビームを生成する場合は、そのベッセルスポットの径は、 輪帯の径とフーリエ変換レンズのN.A.に依存し、微小なスポットを得るには、N.A.が大きいレ ンズが必要になる.これに対し、アキシコン光学系では、そのスポット径は、アキシコンの屈 折率と頂角のみに依存し、アキシコンそのものの大きさには依存しない。従ってアキシコンの 頂角を変化させるだけで、小さなアキシコンでも、微小なスポットを生成できる. アキシコン - 103 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系







の径は生成されるビームの焦点深度を決定するのみである。第3点目としてアキシコンを用い た光学系では、J。ビームを生成する際に、収差補正の必要がないという特徴がある、軸外収差を 無視し,球面収差のみを考えたとしても、一枚の球面レンズで球面収差を除去することは、不 可能であり、複数のレンズの組み合わせが必要になる、しかも組み合わせレンズを用いても完 全に球面収差を補正する事は困難であり、開口数の大きなレンズではさらに困難である.これ に対し、アキシコンは円錐形のプリズムであるから、製作が容易であることに加え、無収差レ ンズを使用した輪帯瞳光学系と等価になる.これは,輪帯光学系が輪帯スリットから生ずる球 面波をフーリエ変換レンズで、Joビームを形成する平面波に変換するのに対し、アキシコンでは 入射平面波を直接J.ビームに変換するためである.

以上から、アキシコンを用いることにより、非回折ビームの一つである〇次ベッセルビーム を生成することが可能であり、また輪帯光学系を用いた場合と比較して、非常に多くの利点を 持っていることがわかった.

# 6-3-3 ムスポットのプロファイル

アキシコン用いてJ。ビームスポットの生成実験を行い、その中心スポットの強度分布を測定し た.実験光学系をFig. 6-3-5に示す.用いたアキシコンは,頂角160°,屈折率n=1.522,直径 10mmのものである. これに波長488nmのAr<sup>+</sup>レーザーをコリメートして入射させた. 生成された J。ビームスポットは、40倍の対物レンズと10倍の接眼レンズを用いて400倍に拡大し、 CCDカメラで測定した.アキシコンから16mm離れた位置での、Joスポットの光強度分布をFig. 6-3-6に、強度プロファイルを計算値(J。関数の値)と共にFig. 6-3-7に示す.



Fig. 6-3-5 Observation of the zeroth-order Bessel beam spot with the axicon illuminatedby an Ar laser ( $\lambda$  = 488 nm). The beam spot is magnified 400X using an objective-eyepiece pair and detected by a CCD camera.



Fig. 6-3-6 Intensity distribution of Jo-beam at d=16mm from top of the axicon. (The peak of the spot in the photograph is saturated to make the first ring visible.)



Fig. 6-3-6に示されるように、アキシコンで生成されるビームは同心円状のスポットである. Fig. 6-3-7はサイドローブの値でフィッティングをかけたものであるが、計算値と測定結果は、 良い一致を示しており、アキシコンによって生成されたスポットが、0次ペッセル関数(Jo(r)) 状の強度分布を持っており、中心スポットから数リングの領域では、Ja関数と良い一致を示して いることを確認した.また、測定結果より得られたJ。ビームの中心スポットの直径は、4.0umで あった.

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

Fig. 6-3-7 Intensity distribution of Ja-beam.

# 6-3-4 スポットの伝播特性

アキシコンによって生成されたJoベッセルビームスポットの光軸方向の伝播特性を実験により 測定した.

実験光学系をFig. 6-3-8に示す.用いたアキシコンは,頂角160°,屈折率n=1.522,底面の直径 10mmのものである.入射光は波長488nmのAr<sup>+</sup>レーザーで,この光をビームエキスパンダでコリ メートした後、アキシコンに入射させた、アキシコンの後方にできたベッセルビームは、40 倍の対物レンズならびに10倍の接眼レンズを用いて400倍に拡大した後, CCDカメラで測 定した.そして,この測定光学系をJ。ビームの存在する領域で光軸方向に移動させ,各位置での ビームの強度分布を測定した.

Fig. 6-3-9にアキシコンの頂点からそれぞれd=16, 26, 36, 41, 46, 51, 53, 54, 55, 56 mm離れた位 置での光強度分布を示す.また, Fig. 6-3-10に,中心スポットの光強度の光軸方向の変化をプロッ トする.

Fig. 6-3-9の(a)~(g)を比較すると、その強度分布は全く変化していない.そして、(h) d=54mm の位置から強度が低下し、(j) d=56mmでスポットの光強度がほぼ0になっていることがわかる. このことは、Fig. 6-3-10からも確認できる. Fig. 6-3-10では、Joビームスポットの中心強度は、 d≈53mmまで微小な振動はあるもののほとんど変化しておらず、d=53mm以降で急速に低下し0 になっている.以上より,アキシコンによって生成されるJoビームは,干渉領域内でその強度を 変化させずに伝播しており,非回折性を示していることが確認できた.またその焦点深度は, 中心強度が最大値の80%になるところまでと定義すると、53mmであった.



Fig. 6-3-8 Optical set-up for observing the axial propagation of the Jo-beam spot. The spot is magnified 400X and detected using a CCD camera at various locations of the z-axis.











(e)

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系



(b)



(d)









(h)



(i)

(j)

Fig. 6-3-9 Intensity distribution of the  $J_0$ -beam pattern as a function of axial distance d: (a) d=16, (b) 26, (c) d=36, (d) d=41, (e) d=46, (f) d=51, (g) d=53, (h) d=54, (i) d=55, and (j) d=56 (mm). (The peak of the spot in the photograph is saturated to make the first ring visible.)



Fig. 6-3-10 Peak intensity distribution of the Jo beam central spot inside the depth of focus.

# 6-3-5 考察

6-3-3, 6-3-4の実験結果では、アキシコンにより、中心スポット径4.0µm, 焦点深 度53mmの0次ベッセルビームスポットが生成できることがわかった. この実験結果と解析によって求められたスポット径(式(6-3-5)),焦点深度(式(6-3-4))とを 比較する.

式(6-3-3)よりアキシコン後方において平面波が光軸となす角は,

 $\beta = 5.32^{\circ}$ 

と算出できる.従って式(6-3-5),(6-3-4)よりベッセルビームのスポット径,ならびに焦点深度は, 各々

> $\phi = 2.403\lambda = 4$  $\pi sin \beta$  $z_D = R (\cot \beta - \tan \alpha)$

と求められ、これは実験結果のスポット径4.0µm、焦点深度53mmと良く一致している. 次に,このベッセルビームスポットと、レンズにより生成される集光ビームスポットとを比 較する.

Fig. 6-3-11のように光軸に対する光の入射角がアキシコンと等しいレンズを考える. アキシコ - 109 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

### (6-3-6)

.02 μm	(6-3-7)
= 52.81 mm	(6-3-8)

ン後方での光の入射角は5.32°なので、この角度に対応するレンズの開口数は0.09である、レン ズによって生成される集光スポットのスポット径と焦点深度は、

$$\phi = 1.22 \frac{\lambda}{N.A.}$$

$$\Delta z = \frac{n \lambda}{N.A.^2}$$
(6-3-9)
(6-3-10)

で与えられるので[6-8], この式(6-3-9), (6-3-10)にN.A.=0.09を代入すると、レンズで生成される スポットの径と焦点深度がそれぞれ、6.42µm, 焦点深度59.1µmと算出される. これをアキシコ ンのスポット径4.0µm, ならびに焦点深度53mmと比べると、アキシコンのスポットは、レンズ のスポットと比較して、面内方向の径が3/5程度と細く、そしてその径を保存したまま光軸方向 に約800倍長いスポットが生成出来ていることがわかった.従って、アキシコンは、従来の レンズでは実現出来なかった、高解像でかつ焦点深度の深いスポットを生成可能であると結論 した.



Fig. 6-3-11 Comparison between an axicon and a conventional lens. For the same value of angle θ, an axicon produces a narrower central spot and a longer depth of field.

# 6-4 走査光学系における0次ベッセルスポットの特性

アキシコンで生成される長焦点深度スポットを走査光学系において使用するために、まずア キシコンによって生成されるベッセルビームスポットをリレーレンズを用いてビーム走査光学 系へ導入し、像面においてビームを走査した時にスポットがどのように歪むかを調べた. さら に、リレーレンズに用いるレンズを収差補正されたもの、されていないもの等に換え、リレー

- 110 -

レンズの性能とスポットの歪みの関係を調べた. Fig. 6-4-1に実験光学系を示す.



Fig. 6-4-1 Beam scanning system that uses an axicon to generate the beam spot. The primary spot produced by the axicon is imaged onto the sample plane using telecentric optics (lenses L1 and L<sub>2</sub>) and scanned using a rotating mirror M. The scanned J<sub>0</sub>-beam spot is magnified 400X and detected by a CCD camera.

用いたアキシコンは, 頂角160°, 屈折率n=1.522, 直径10mmのものである. 光源は, 波長 488nmのAr\*レーザーで、これをビームエキスパンダでコリメートした後、アキシコンに入射さ せた. アキシコンによって生成されたベッセルビームは、レンズL, Lよりなるテレセントリッ ク光学系で像面ヘリレーされる. ビーム走査用のミラーMは、レンズLのフーリエ面に配置する. アキシコンで生成されたベッセルビームは、レンズLでフーリエ変換されるので、このミラーの 位置には、リング状のビームが形成される. そしてこのリング状のビームは、レンズLaにより再 度フーリエ変換され像面でベッセルスポットに再生される.像面におけるスポットの走査は, · 111 ·

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

ミラーを回転させることにより行う.像面へ結像されたベッセルスポットは、400倍に拡大 した後CCDカメラで測定した.レンズLには、焦点距離f=83mm、直径52mmの両凸単レンズを 使用した.またレンズLには、収差補正が考慮されていないレンズとして焦点距離 f=65mm,直 径45mmの単レンズと、収差が補正されているF=2.8のカメラレンズの両方を用いて、各々を用 いた光学系においてスポットを走査したときのスポットの歪みを比較した。

実験結果をFig. 6-42に示す. (a), (c), (e), (g) は、レンズL に単レンズを用いた場合, (b), (d), (f), (h)は、カメラレンズを用いた場合の実験結果である.それぞれ上から、ミラーの回転角が0 =0.0, 1.0, 2.0, 3.0°の場合の実験結果である、この角度的は、ミラーの回転角であるから、ビー ムの振れ角は、その2倍の20=0.0、2.0、4.0、6.0°である.

Fig. 6-42において、ミラーを回転させないとき(θ=0.0(a), (b))は、単レンズもカメラレンズ も共に等しい同心円スポットが生成されている。ミラーを回転させると、単レンズを用いた光 学系では0=1.0ですでにスポットが歪んでおり、回転角が大きくなるにつれて歪みはさらに大き くなっている.これに対し、カメラレンズを用いた光学系では、単レンズを用いた場合よりも スポットの歪みが小さく, (h) θ=3.0においても単レンズの(c) θ=1.0でのスポットよりも歪みが少 なかった.

以上より、レンズによってリレーされたベッセルビームスポットは、リレーレンズの収差の 影響を受け、従ってリレーレンズには、できるだけ収差補正されたレンズを用いる必要がある ことがわかった。







(e)



Fig. 6-4-2 Detected Jo-beam intensity distributions obtained via a single lens L2 (images (a), (c), (e), and (g)). Images (b), (d), (f), and (h) are obtained using an aberration-corrected camera lens instead of La

- 112 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系









# 6-5 アキシコンの収差に関する実験

ここでは、アキシコンに対して、レーザービームが斜め方向から入射した場合に、アキシコ ンによって生成されるJ.スポットが、どのような影響を受け、そしてどのように歪むか(収差) を解析した実験について述べる.

実験光学系をFig. 6-5-1に示す.用いたアキシコンは,頂角160°,屈折率n=1.522,直径10mm のものである.このアキシコンに,波長488nmのAr\*レーザーをビームエキスパンダでコリメー トにして入射させた、そしてアキシコンを水平面内で光軸に対して回転させ、アキシコンに対 するレーザービームの入射角度を変化させた.アキシコンによって生成されたスポットは,ア キシコンの先端から16mmの位置で、400倍に拡大した後CCDカメラで測定した.





アキシコンを光軸に対して、それぞれ0.0、4.0、6.0、7.0、8.0、9.0°傾けた場合のスポットの強度 分布をFig. 6-5-2に示す.

Fig. 6-5-2に示すようにアキシコンに対する入射角が大きくなるにつれ、ベッセルスポットの リングは、4方向に分裂し十字型のスポットとなった、リングの歪みは、入射光の傾きが大き いほど、外側のリングにまで及び、全体として凧状(kite shape)のスポットになることを確認 した、また得られた結果より、スポットの分裂は、アキシコンを傾けた方向に依存せず、常に 傾けた方向と,それに垂直な方向の十字型に分裂することがわかった.このように収差スポッ トの光強度分布が、常に原点対称な強度分布をとることから、アキシコンの収差は、レンズの 収差における偶数次の収差に相当し、奇数次の収差は発生していないと推測した.

またスポットの歪みは、入射光の傾きが、3~4°程度であれば、ほとんど影響がないとみなせ ることも確認した.





(c)





Fig. 6-5-2 Aberrated  $J_0$ -beam distributions produced by a tilted axicon: (a)  $\theta$ =0.0 (not aberrated), (b)  $\theta$ =4.0, (c)  $\theta$ =6.0, (d)  $\theta$ =7.0, (e)  $\theta$ =8.0, and (f)  $\theta$ =9.0 (degrees)

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系





(d)



(f)

### 6-6 収差スポットの解析

第6章5節の実験結果から、アキシコンの収差には、偶数次の収差しか存在しないという実 験結果が得られた.そこで本節では、アキシコンに斜入射光を入射させた場合に生じる、歪ん だベッセルビームスポット(収差スポット)を,藤原等の論文[6-9]に従い,スカラー場での回 折理論を用いて解析的に導く.また、2次元結像理論とザイデルの収差論を用いてレンズの収 差との比較を行なう.

# 6-6-1 スカラー場での回折理論を用いた解析

アキシコンの収差を解析的に計算する場合、プリズム型であると計算が複雑になるため、こ こでは、円錐形ミラーであるアキシコン・ミラーを光学系モデルとして使用する.この場合, 入射平面波の進行方向を変化させるものが、屈折から反射という現象にかわるだけで、その他 の条件等は等しいため一般性は、失われない.

光学系モデルをFig. 6-6-1に示す.座標系は、光軸方向に z 軸をとった直交座標系を導入する. そしてアキシコン・ミラーとx-y平面とのなす角をαとして、点光源をz=lの位置に置く.またz=l' の位置にz-軸と垂直に像面を設定し、像面上に新たな極座標系r, 0置く. そして、点光源から出 た光がアキシコンミラーによって反射された後に、この像面上につくる光強度分布を計算する.



Fig. 6-6-1 Notation used to calculate the diffraction image distribution produced by a reflecting axicon under on-axis illumination by a point light source. The  $J_0$ -beam spot is found at z = l'.

Sを光源の位置, Qをアキシコン・ミラー上の任意の点, Pを像面上の点とすると, Kinchhoffの 方法に従えば、P点における反射光の振幅は、

$$u_p = \frac{ik}{2\pi} \iint_{\Sigma} \frac{\exp[-ik(x)]}{SC}$$

で与えられる[6-10]. ここで、dΣはアキシコン・ミラー上の微小面である. つぎに,各変数を

> $x = \rho \cos \chi$   $y = \rho \sin \chi$   $z = \rho \alpha$  $\xi = r \cos \theta$   $\eta = r \sin \theta$  $d\Sigma = \rho d\rho d\chi$

のように定義し、光路長SO, OPを

 $SQ = \left\{ \rho^{2} \cos^{2}\chi + \rho^{2} \sin^{2}\chi + (\rho \alpha - 1)^{2} \right\}_{2}^{1}$  $\approx 1-\rho\alpha+\rho^2/21$  $QP = \left\{ \left(\rho \cos \chi - r \cos \theta\right)^2 + \left(\rho \sin \chi - r \sin \theta\right)^2 + \left(\rho \alpha - l'\right)^2 \right\}_2^{\frac{1}{2}}$ 

 $\approx 1' - \rho \alpha + \rho^2/21' - \rho r \cos(\chi - \theta)/1'$ 

のように近似すると,式(6-6-1)は、

 $u_{p} = \frac{\exp[-ik(1+1')]}{11'} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[ik\Phi_{1}(\rho,\chi)]\rho d\rho d\chi$ 

となる. ここで, 位相項Φ1(ρ, χ)は,

 $\Phi_1(\rho,\chi) = \{2\alpha + r\cos(\chi-\theta)/1'\}\rho - \{(1+1')/211'\}\rho^2$ 

で与えられる.

現実には、式(6-6-4)の積分をそのまま実行することはほとんど不可能である、そこで、 Method of stationary phase(MSP)を導入する[6-11]. この方法は、長焦点スポットが消える焦点 深度の端を計算する場合を除けば,積分に主に寄与する部分では,位相項が定留置をとり,逆 に振幅の変化に対して位相項が急速に変化する領域は、積分しても結局キャンセルしてしまう と仮定し、位相項が停留値をとる領域だけを積分して近似的に積分値を得る方法である. MSPでは、式(6-6-4)の $\Phi_1(p, \chi)$ が停留値をとるという条件から、

> $\frac{\partial \Phi_1}{\partial \rho} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial \chi} = 0$ - 117 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

 $\frac{(SQ + QP)]}{O OP} d\Sigma$ 

(6-6-1)

(6-6-2)

(6-6-3)

(6-6-4)

(6-6-5)

(6-6-6)

が成り立たなければならず,これは,

$$M_{1}: \chi = \theta, \qquad \rho = \frac{11'}{1+1'} (2\alpha + \frac{r}{1'})$$

$$M_{2}: \chi = \pi + \theta, \ \rho = \frac{11'}{1+1'} (2\alpha + \frac{r}{1'})$$
(6-6-7)

で与えられる. M,は位相項の,が最大値をとるところ, M,は最小値をとるところである. MSPが, Method of Fresnel Zone(MFZ)と第一近似の範囲内で同じ結果を与えることは、Van Kampenによって示されている. 今の場合Fresnel zoneは、M1,M2のまわりの輪帯になる. この輪 帯の幅とセンターラインの半径は、それぞれ

$$\Delta \rho_{\rm F} = [\lambda 1 \, 1'/(1+1')]_{\rm E}^{\rm L} \tag{6-6-8}$$

$$\rho_{\rm F} = 2\alpha 1 \, 1'/(1+1')$$

である.そこで,式(6-6-8)で表されるFresnel zone領域内で式(6-6-4)の積分を実行すると,

$$u_{p} = \frac{ik e^{-ik\Psi_{1}}}{4\pi l l'} \rho_{F} \Delta \rho_{F} \int_{0}^{2\pi} exp\{\frac{ik\rho_{F}r}{l'} cos(\chi - \theta)\} d\chi$$
(6-6-9)  
= 2ike^{-ik\Psi\_{1}} \frac{\alpha(\lambda l l')^{\frac{1}{2}}}{(l+l')^{\frac{1}{2}}} J\_{0}\left(\frac{2k\alpha lr}{l+l'}\right)

となる.式(6-6-9)より像面での光強度を求めると、

$$I_{P} = |u_{P}|^{2} = C \frac{\alpha^{2} 1 l'}{\lambda (l+l')^{3}} J_{0}^{2} \left(\frac{2k\alpha lr}{l+l'}\right)$$
(6-6-10)

で表される.ここで,アキシコンが平行平面波で照明されているとして,1を∞にすると,式 (6-6-10)は,

$$I_{\rm P} = C' \left(\frac{\alpha^2}{\lambda}\right) J_0^2(k\alpha r) \tag{6-6-11}$$

となる(ただしアキシコン・ミラーの張る立体角を考慮に入れて、光源とアキシコンの間の距 離の2乗を掛けてある).式(6-6-11)より光強度は、観測点(像面)の位置1 によらず一定にな ることがわかる、従って、アキシコン・ミラーの作り出す非回折性光波が解析的に導出できた. 次に点光源が光軸上にない場合を考える。モデルの光学系をFig. 6-6-2に示す.

 $SQ = \{\rho^2 \cos^2 \chi + (\rho \sin \chi - h)^2 + (\rho \alpha - l)^2\}_2^{\frac{1}{2}}$  $\approx 1 \sec \Theta - \rho \sin \chi \sin \Theta - (\cos \Theta/21)(\rho^2 \sin^2 \chi \sin^2 \Theta - \rho^2 + 2\rho 1\alpha)$ QS'  $\approx 1 \sec \Theta + \rho \sin \chi \sin \Theta - (\cos \Theta/21)(\rho^2 \sin^2 \chi \sin^2 \Theta - \rho^2 + 2\rho l\alpha)$ (6-6-12)  $QP = \left\{ \left( \rho \cos \chi - \xi \right)^2 + \left( \rho \sin \chi + h - \eta \cos \Theta \right)^2 + \left( \rho \alpha - 1 - \eta \sin \Theta \right)^2 \right\}$  $= \left\{ QS'^2 - 2\rho(\xi \cos \chi + \eta \sin \chi \cos \Theta + \alpha \eta \sin \Theta) + \xi^2 + \eta^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$  $\approx QS' - (\cos\Theta/21) \{2\rho r(\cos\chi\cos\theta + \sin\chi\sin\theta\cos\Theta) - r^2\}$ 

で与えられる.これらを、Kirchhoffの式に代入すると、式(6-6-1)は、

$$u_{\rm P} = \frac{ik\cos^2\Theta}{2\pi} e^{-ik\Psi_2} \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-ik\Psi_2} \int_0^\infty e^{-ik\Psi_2} \int_0^\infty e^{-ik\Psi_2} e^{-ik\Psi_2} e^{-ik\Psi_2} \int_0^\infty e^{-ik\Psi_2} e^{-ik\Psi$$

となる、ここで $\Phi_2(\rho,\chi), \Psi_2$ は、

**Reflecting Axicon** α 0 A

Fig. 6-6-2 Notation used to calculate the diffraction image distribution produced by a reflecting axicon under off-axis illuminationby a point light source.

先程と同様にして、点光源からアキシコン・ミラーまでの距離SQと、アキシコン・ミラーか ら観測点までの距離QPを求めると、これらはそれぞれ、

- 119 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系



 $\exp ik\Phi_2(\rho,\chi)$  pdpd $\chi$ 

(6-6-13)

 $\Phi_2(\rho,\chi) = \frac{\cos\Theta}{1} \left\{ (\rho^2 \sin^2\chi \sin^2\Theta - \rho^2 + 2\rho l\alpha) + \rho r(\cos\chi \cos\Theta + \sin\chi \sin\Theta cp s\Theta) \right\}$  $\Psi_2 = 21 \sec \Theta - r^2 \cos \Theta/21$ (6-6-14)

である.

次に位相項Ф2が停留値を取る条件を求めると,

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial \rho} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial \chi} = 0 \tag{6-6-15}$$

より,

$$\rho(1 - \sin^2\chi\sin^2\Theta) = l\alpha + \frac{r}{2}(\cos\chi\cos\theta + \sin\chi\sin\theta\cos\Theta)$$
(6-6-16)  
$$2\rho\sin\chi\cos\chi\sin^2\Theta = r(\sin\chi\cos\theta + \cos\chi\sin\theta\cos^2\Theta)$$

が得られる.もし、像点PがS'(r=0)と一致するならば、停留点は、

$$p(1-\sin^2\chi\sin^2\Theta) = 1\alpha$$
(6-6-17)  

$$sin\chi cos\chi = 0$$

となる. 従ってMFZ (Method of Fresnel Zone)は,

$$\rho = l\alpha/(1-\sin^2\Theta), \ \chi = \frac{1}{2}\pi \text{ or } \frac{3}{2}\pi$$
 (6-6-18)  
 $\rho = l\alpha, \ \chi = 0 \text{ or } \pi$ 

で表される四つの三日月型になる.

たとえPがS'から離れていても、PがS'の近傍にあるかぎり第1Fresnel Zoneは、先程のものと 同じと近似できる.従って,式(6-6-13)は,

$$u_{p} = \frac{ik}{4\pi} \frac{\cos^{2}\Theta}{l^{2}} e^{-ik\Psi_{2}} \langle \rho_{F} \rangle_{av} / \langle \Delta \rho_{F} \rangle_{av} \int_{0}^{\infty} exp \left\{ \frac{ik\cos\Theta}{l} F(\chi;r,\theta) \right\} d\chi$$
(6-6-19)

で与えられる. ここで, F(χ; r, θ), <pp>, <Δpp, は, 各々

$$F(\chi;r,\theta) = \frac{1}{1 - \sin^2\chi \sin^2\Theta} \left\{ l\alpha + \frac{r}{2} (\cos\chi \cos\theta + \sin\chi \sin\theta \cos\Theta)^2 \right\}$$
(6-6-20)

$$\langle \rho_F \rangle_{av} = 1 \alpha \sec \Theta, \ \langle \Delta \rho_F \rangle_{av} = (2 \lambda 1 \sec \Theta)^{\frac{1}{2}}$$
 (6-6-21)

である. この式(6-6-19)で,

- 120 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

ikcos20e-ik42(PF)av

の項は、像の相対的な強度分布を表わす項であるため、無視してよい.また、のが小さい場合は、 sin<sup>2</sup>Θの項は無視できるので, F(χ; r, θ)は,

$$F(\chi;r,\theta) \approx l\alpha \{l\alpha + r\cos(\chi -$$

となる. 以上より, 式(6-6-19)は,

$$u_p = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} \exp\{s \cos(\chi \cdot t)\}$$

で与えられる. ここで

$$s = k\alpha r \cos \theta$$
  
 $t = \frac{1}{2}k\alpha \cos \theta \ln \theta$ 

である. さらに式(6-6-24)に対して、 ベッセル関数に関する公式

$$\exp(it\cos 2\chi) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n$$
$$\varepsilon_n = 1 (n=0), 2(n)$$
$$\int_0^{2\pi} \cos \chi e^{is\cos \chi} d\chi = \int_0^{2\pi} \sin n\chi \ e^{is\cos \chi} d\chi$$

を使用すると,光波の複素振幅u,は,

$$u_{p} = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_{n} (-i)^{n} J_{n}(t) \int_{0}^{2\pi} c dt$$
$$= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_{n} i_{n} J_{n}(t) J_{2n}(s) \cos 2\pi dt$$

で与えられる.スポットの光強度分布は、式(6-6-27)の二乗であたえられので、

$$\Delta \rho_{\rm Fav}/2l^2$$
 (6-6-22)

 $(\theta) + 1\alpha \sin^2 \chi \sin^2 \Theta$ 

(6-6-23)

 $-\theta$ ) - t cos2 $\chi$  d $\chi$ 

(6-6-24)

(6-6-25)

(6-6-26)

Θ csin<sup>2</sup>O

 $^{n}J_{n}(t)\cos 2n\chi$ 

n≠0)

 $2\pi i^n J_n(s)$ 

 $d\chi = 0$ 

 $s2n\chi e^{is} \cos(\chi - \theta) d\chi$ 

(6-6-27)

nθ

$$I = |u_{P}|^{2} = \left| \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_{n} i_{n} J_{n}(t) J_{2n}(s) \cos 2n\theta \right|^{2}$$

(6-6-28)

となる.

式(6-6-28)式をみると、アキシコンの収差スポットに特徴的な十字型を示しているのは、 cos2nθ<sup>2</sup>の項であることがわかる.これは, n≥1において常にθ=0, π/2, π, 3π/2の位置で最大値1 をとり、これがリング状のベッセル関数Jn(r)にかかっているためである.この式(6-6-28)を、コ ンピュータで数値計算した. Fig. 6-6-3に計算結果を,第6章5節で得られた実験結果を合わせ て示してある.

Fig. 6-6-3より,数値計算結果と実験結果とを比較すると,解析的にも中心に対して十字対称 な光強度分布をもつ収差スポットが得られており、入射ビームに対してアキシコンが傾いてい た場合に生じる収差スポットと良く一致していることがわかる.











(C)

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系



(g)







(i)

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系







(j)



(e)



(k)



Fig. 6-6-3 Comparison between images that were obtained experimentally ( (a) - (f) ), and those generated by computation ( (g) - (l) ).

# 6-6-2 幾何光学による収差の解析

幾何光学におけるサイデルの収差論(特にザイデルの5収差のうち偶数次の収差である非点 収差と奇数次の収差であるコマ収差)[6-12, 6-13]を用いて、レンズとアキシコンの収差スポッ トの特性を解析する.

非点収差とコマ収差は、幾何光学では、Fig. 6-6-4のように表示できる. つまり、非点収差は、 レンズのサジタル面とメリジオナル面の曲率が異なることにより、スポットの結像位置が変わっ て生じるものであり、またコマ収差は、レンズの中心からの距離が異なる光線どうしが、異な る倍率で結像することにより生じるものである. Fig. 6-6-5に示すように、アキシコンではその 光学系がスリット幅無限小の輪帯光学系と等価であることを考えると、輪帯上の各点を通った 光は、レンズの時と同様にサジタル面とメリジオナル面で異なる位置に集光されるので、やは り非点収差は存在する. しかしながら、瞳面上で動径距離が異なる点を通った光線が、別々の 位置に結像するコマ収差については、アキシコン(輪帯光学系)では瞳がリング状であり、半 径が一定の部分しかスリットが開いていないで、コマ収差が発生し得ないことがわかる. 従っ てアキシコンの収差スポットが非点収差の特性しか示さないことは、この幾何光学的な解釈に よっても確認できる.



Fig. 6-6-4 Illustration of aberrations in circular pupils by geometrical optics: (a) astigmatism, and (b) coma.



(b)



Fig. 6-6-5 Illustration of aberrations in annular pupils by geometrical optics: (a) astigmatism, and (b) coma does not occur in annular pupils.

# 6-6-3 2次元結像理論とザイデルの収差論を用いた解析

ここでは、6-6-2の解析を波動光学にまで発展させて議論する.具体的にはまず、2次 元の結像理論を用いて、光学系の瞳関数から点像分布関数を計算する、このとき瞳関数にザイ デルの収差論より求まる各種波面収差を加えることにより、収差が存在する場合の点像分布関 数を求める.そして,加える波面収差量とその時のスポットの強度分布の変化との関係を調べ る[6-12, 6-13]. これを円形開口瞳と輪帯瞳に適用することにより、従来のレンズの収差と、ア キシコンの収差との比較を行なう.

ザイデルの収差論では、Fig. 6-6-6のように各変数をとり、波面Σと参照球面Σ。との差を、波面 収差W(p', φ': Y')とすると、最低次の波面収差は、

W(
$$\rho', \varphi': Y'$$
) =  $b_1 {\rho'}^2 + b_2 Y' \rho \cos \varphi + c_1 {\rho'}^4 + c_2 {Y'}^2 {\rho'}^2 \cos^2 \varphi'$  (6-6-29)  
+  $c_3 Y' {\rho'}^2 + c_4 {Y'}^3 \rho' \cos \varphi' + c_5 Y' {\rho'}^3 \cos \varphi'$ 

で与えられる.Yは像の高さ, p', q'はそれぞれ射出瞳上の極座標における動径距離と方位角で ある.式(6-6-29)の第1項は焦点合わせ、第2項は像面上の位置合わせの項で収差に含めない. そして、第3項以下の五つがそれぞれ、

c1p <sup>4</sup>	球面収差	(6-6-30-a)
$c_2 Y'^2 \rho'^2 \cos^2 \varphi'$	非点収差	(6-6-30-b)
c <sub>3</sub> Y'p' <sup>2</sup>	像面弯曲	(6-6-30-c)
c4Y' <sup>3</sup> p'cosq'	歪曲	(6-6-30-d)
c5Y'p' <sup>3</sup> cosq'	コマ収差	(6-6-30-e)

を表わす.



Fig. 6-6-6 Coordinates used to calculate Seidel aberrations [6-12, 6-13].

ここでは特に、偶数次の収差である非点収差(式(6-6-30-b))と奇数次の収差であるコマ収差 (式(6-6-30-e))に注目して解析を行う. Fig. 6-6-7に非点収差とコマ収差についての波面収差関 数をプロットした結果を示す. この波面収差関数と2次元の結像理論を用いて、収差スポット の強度分布を求める。

2次元結像理論によると、光学系の特性は瞳関数で一意に決定される.そこで、瞳関数f(ξ,η) を以下のように開口の内部で値を持ち、開口の外部では0である関数として定義する.

$$f(\xi, \eta) = \begin{cases} f(\xi, \eta) \exp \left( \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi, \eta) - \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi, \eta) \right) & = f(\xi, \eta) = f(\xi, \eta) \end{cases}$$

ここで, ξ,ηは瞳面上にとった座標軸で,各々x,y方向を表す.また,W(ξ,η)は式(6-6-30)で定 まる波面収差関数である.

光学系の伝達関数 (OTF) は、この瞳関数fのコンボリューションで与えられ、さらに点像分 布関数(PSF)は、このOTFをフーリエ変換することにより得られるので、それぞれ

$$OTF(s, t) = \iiint_{-1}^{n} f(\xi+s, \eta+t)$$
$$PSF(x, y) = \iiint_{-1}^{n} OTF(s, t)$$

- 127 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

 $2\pi W(\xi, \eta)$ 

(6-6-31)

 $f(\xi-s, \eta-t) d\xi d\eta$ (6-6-32)

 $e^{-i\omega(sx + ty)} ds dt$ 

(6-6-33)

となる[6-14].





(a)

(b)

Fig. 6-6-7 Primarywave aberrations: (a) astigmatism( $r^2\cos^2\theta$ ), and (b) coma( $r^2\cos\theta$ ).

式(6-6-31), (6-6-32), (6-6-33)を用いれば,光学系が各々の収差を含む場合のスポットの光強度 分布を計算できる.またアキシコンのスポットに関しては,瞳関数を輪帯にすることにより計 第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

算できる.

Fig. 6-6-8に, コンピュータシミュレーションの結果を示す. Fig. 6-6-8の(a), (b)が,各々円形開口と輪帯の瞳関数の強度分布であり,(c),(d)が収差がない場 合のスポットを示したものである.まずFig. 6-6-8の(c),(d)を比較すると,輪帯瞳のスポット(J<sub>0</sub> スポット)の方がエアリーディスクより細く,サイドローブが大きいことがわかる.(e)~(j)は, (a),(b)の瞳関数にコマ収差の波面収差を入れた場合のPSFである.円形開口のスポット(e),(g),(i) では,無収差の時にリング状であったスポットが非対称なコマ型のスポットに変形している. これに対し輪帯瞳のスポット(f),(h),(j)では,同心円状のスポットがそのまま保たれており収差 の影響を受けていないことがわかる.また,(k)~(p)は,(a),(b)の瞳関数に非点収差の波面収差 を入れた場合のPSFである.共に収差の影響を受け,点対称な十字スポットになっている.(), (n),(p)をみると,これは実験によって得られたアキシコンの収差スポット(第6章Fig. 6-5-2) と等しい強度分布が確認できる.

以上の結果からアキシコンが生成するスポットは、コマ収差に代表される奇数次の収差の影響を受けず、偶数次の収差(特に非点収差)の影響が大きいということがわかった. さらに第6章4節Fig. 6-4-2で示した、アキシコンが生成したスポットが走査光学系によって歪んだ場合の収差スポットも、この計算結果と等しいことを考慮すると、Joビームスポットをリレーするレンズにおいても、コマ収差ではなく非点収差を補正しておかなければならないことがわかる.



(i)









(j)





(m)



(0)

circularpupil

Fig. 6-6-8 Computational results showing the effects of comaand astigmatism in (a) circularand (b) annular pupils. Note that the annular pupil is resistant to the effects of coma.

- 130 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系





(n)



(p)

annularpupil

# 6-7 アキシコン・グレーティング

グレーティング型のアキシコンであるアキシコン・グレーティングの試作を行なった[6-15, 6-161. アキシコン・グレーティングは、Fig. 6-7-1のように、等間隔の同心円状プレーズド格子 で、ブレーズは、回折光が光軸方向に効率良く集まるように切る. 試作したアキシコングレー ティングの材質はSiO,基盤の上に塗布されたEBレジストで、これに直接電子ビーム描画して製 作してある. 溝のピッチは4.79µm, 厚み0.7µm, 直径4mm, ブレーズ角7.30°である. このアキ シコン・グレーティングにArtレーザーを入射させた場合の回折角は5.8°,回折効率は約80%で ある. Fig. 6-7-2に試作したアキシコン・グレーティングの写真を示す.



Fig. 6-7-1 Schematic of a transmission-type blazed axicon grating (period = 4.79mm; diameter = 4mm;blazed angle = 7.30 deg.).



このアキシコン・グレーティングによって生成されるスポットを観察した.その実験光学系 をFig. 6-7-3に示す. 光源は, 波長488nmのAr\*レーザーである. このレーザービームをビームエ キスパンダーでコリメートした後、アキシコン・グレーティングに入射させた。アキシコン・ グレーティング後方のスポットを40倍の対物レンズと10倍の接眼レンズを用いて400倍 に拡大し、CCDカメラで観察した.実験結果をFig. 6-7-4に示す.



Fig. 6-7-3 Observation of the zeroth-order Bessel beam spot with the axicon grating illuminated by an Ar laser ( $\lambda$  = 488 nm). The beam spot is magnified 400X using an objective-eyepiece pair and detected by a CCD camera.

Fig. 6-7-4(a)は、アキシコン・グレーティングに対して垂直にレーザー光を入射させた場合、

- 133 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元起長焦点深度光学系

Fig. 6-7-2 Photographs of an axicon grating.

(b)は、グレーティングを入射光に対して傾けた場合のスポットである、 測定の結果、(a)では、 アキシコンで生成されるものと同様なJaスポットが生成されていることを確認した。また(b)にお いては、アキシコンの場合と同様の4点に分離した収差スポットが観測されている、従って、 アキシコン・グレーティングでもアキシコンと同様にJoベッセルビームを生成できること、また 収差に関する特性もアキシコンと等しいことが確認できた.



(a) (b)

٤.

Fig. 6-7-4 Intensity distributions produced by axicon grating under: (a) normal on-axis illumination, and (b) off-axis illumination.

このアキシコン・グレーティングの特徴は、まず第1にアキシコンに比べて、薄くできるこ とである.これは、アキシコンを顕微鏡の対物レンズとして使用する場合などに有効である. 第2に、アキシコンでは、屈折率の色分散のため光の波長によって、スポットの大きさ(半値 幅)が異なるのに対し、アキシコン・グレーティングの生成するスポットの径は、波長によら ず一定である.これは、以下のように説明できる.

Fig. 6-7-5(a)に示すように、アキシコン・グレーティングによって生成されるベッセルスポッ トは、アキシコン・グレーティングに入射した平面波がグレーティングによって回折され、光 軸上で干渉して生成される.このグレーティングによって回折される光の回折方向は, Fig. 6-7-5(b)のように、アキシコン・グレーティングの格子ペクトルによって決定される、今、それ ぞれ波数の異なる(異なる波長)波数ベクトルKi, Kiをもつ光がアキシコン・グレーティング に入射したとすると、この回折光の波数ベクトルは,

$K_d = K_i + K_a$	(6-7-1)
$\overline{\mathrm{K}}_{\mathrm{d}} = \mathrm{K}_{\mathrm{i}} - \mathrm{K}_{\mathrm{a}}$	(6-7-2)

(6-7-3) $K_d' = K_i' + K_a$ 

- 134 -

$$\overline{\mathbf{K}}_{\mathbf{d}}' = \mathbf{K}_{\mathbf{i}}' - \mathbf{K}_{\mathbf{a}} \tag{6-7-4}$$

となる. ここで, Kと反は, 互いに反対方向への回折を表わす. Fig. 6-7-5(b)に示されるように. 回折光の回折角は入射光の波数によって異なる. つぎにこれら回折光がアキシコン・グレーティングの後方で干渉することによって、ベッセ ルスポットが生成されるわけであるが、この場合は、生成される干渉縞は、Fig. 6-7-5(c)のよう になり.

$$K_b = K_d - K_d = (K_i + K_a) - K_b' = K_d' - \overline{K}_d' = (K_i' + K_a)$$

と書き表せる.従って、最終的にアキシコン・グレーティングの後方に生成される干渉縞の波 数ペクトルは、光の波長によらずアキシコン・グレーティングの格子ペクトルのみで決定され、 その長さは、アキシコン・グレーティングの格子ベクトルの2倍になる. 次にスポット径を解析的に導出する. Fig. 6-7-5(a)に示すようにビームの回折角は,

$$\lambda = d \sin \theta$$
$$\theta = \sin^{-1} \left( \frac{2}{2} \right)$$

となる.

レーザー光が光軸となす角は、回折角0と等しいから、これを第6章3節で求めたアキシコン のスポット径を表わす式(6-3-2)に代入すると、

$$I \propto J_0^2 \frac{2\pi r \sin \alpha}{\lambda}$$
$$= J_0^2 \frac{2\pi r \frac{\lambda}{d}}{\lambda} = J_0^2$$

となる. 式(6-7-9)から波長を表すパラメータλが消えていることからも、スポット径が、波長に 依存しないことがわかる.

によらなくなるわけである.

- 135 -

第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

$K_i - K_a) = 2K_a$	(6-7-5)
$-(K_i' - K_a) = 2K_a$	(6-7-6)

 $\frac{2\left(\frac{2\pi r}{d}\right)}{d}$ (6-7-9)

以上より、干渉編は、アキシコン・グレーティングの波数(1/d)のみで決まり、入射光の波長
第6章 0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系



Fig. 6-7-5 Production of Jo-beam by an axicon grating: (a) schematic diagram of optical system, (b) diffraction of two incident wave vectors in an axicon grating, and (c) generation of Jo-beam from the interference caused by the grating vectors. Note that the size of the central spot diameter is independent of the illumination wavelength and depends only on the period of the axicon grating.

応用

# 7-1 研究の背景

近年,半導体デバイスの高密度化,回路の微細化に伴い,より高い解像力を持った光リソグ ラフィー装置の開発が要求されている.これは現在一般に使用されている縮小露光装置 (ステッ パー)では、最小線幅0.5µm程度のパターンしか記録することができず、64MBit~1GBit等の次 世代デバイスでは、線幅0.3~0.1µmのパターンを加工する技術が必要とされるからである.この ような高密度なパターンを記録するために、(1)ArFやKrFレーザー等の短い波長を持つ光源の使 用や、(2)レンズの高N.A.化、(3)変形照明法、位相シフト法等の部分コヒーレント照明法や輪帯 瞳などの変形瞳を用いる空間周波数フィルタリング法といった超解像技術等の方法が検討され ている[7-1, 7-2]. しかしながら、(1)の方法には、レーザー光源の安定化や長寿命化が困難であ ることや、紫外光用の光学部品を開発しなければならないといった問題がある。また(2)の方法 においても、大きなN.A.のレンズを光学系に使用すると、解像力は高くなるものの焦点深度が 浅くなるため、基板のわずかな傾きや、極端な場合は、レジストの膜厚内でさえ露光パターン がデフォーカスしてしまい,正確なパターンの露光が出来ないといった問題が生じる.

このように、高い面内分解能と深い焦点深度は、通常は、トレードオフの関係にあるが、こ れらを同時に実現する手法として、最近研究されているのが、(3)に挙げた超解像技術を用いる 手法である、中でも輪帯瞳光学系は、焦点深度が深く、高い面内分解能を持つことが古くから 知られており[7-3, 7-4, 7-5, 7-6],近年においても、この手法を光リソグラフィーに応用する試み が盛んに行われている、しかしながら、輪帯瞳系では、瞳面において細い輪帯スリット内のみ しか光の透過が許されないため、光学的スループットが低いことが問題であった. この問題に対して,第6章で述べたアキシコン光学系を使用すれば、輪帯瞳光学系と等価な 結像特性で、かつ入射ビームの蹴られがなく、光の利用効率が非常に高い露光光学系を実現で きると考え、アキシコン光学系の光リソグラフィーシステムへの応用を試みた.

# 7-2 光リソグラフィーシステムの試作、パターン記録実験

実験光学系のプロック図をFig. 7-2-1(a)に、アキシコンとレジスト基板との立体配置図を(b)に、 そして、この光学系の写真を(c)に示す.

Ar\*レーザー(波長488nm)から射出されたレーザー光は、ビームエキスパンダでコリメート されたのち,顕微鏡にマウントされたアキシコンに対し入射される. そして, アキシコンによっ てJoビームに変換された後、フォトレジスト基板上に集光される. このレーザー光は、コンピュー タからの信号に応じてシャッターを用いて強度変調される.フォトレジスト基板は、3軸モー タステージ上に置き、コンピュータコントロールによりx-y平面内で走査する.そして、ス テージの走査とシャッターによるレーザー光の強度変調を同期させることにより、パターンを フォトレジストに直接描画する。

第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用

第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの

- 137 -

第7章 0次ペッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用





第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用

使用したアキシコンは、頂角100°,直径20mm, BK-7,屈折率n=1.522(488nmに対して) のものである. このアキシコンをFig. 7-2-2に示す.



Fig. 7-2-2 Closed-up view of axicon used in the photolithographic system (diameter = 20mm, refractive index = 1.522, and the cone angle of the axicon = 100deg.).

このアキシコンに波長488nmのAr<sup>+</sup>レーザーを入射させた場合,そのスポット径と焦点深度は

それぞれ, 式(6-3-4), (6-3-5)より,  $\phi = 0.6 \,(\mu m)$ (7-2-1)2  $z_{\rm D} = 4.39 \, (\rm mm)$ (7 - 2 - 2)となる.このスポットは、面内方向の径のみを比較すると、 N.A. =  $\frac{1.22 \lambda}{\phi} = \frac{1.22 \times 488.0 \times 10^{-9}}{6.0 \times 10^{-7}} = 0.99$ (7 - 2 - 3)

より, N.A.=0.99のレンズがつくるスポットと同じ大きさである. 記録媒体であるフォトレジストには、富士ハントエレクトロニクステクノロジー株式会社製 ポジ型フォトレジスト(感光したところが現像により溶ける)HPR204を使用した.このフォト レジストの分光感度をFig. 7-2-3に示す. このフォトレジストをスライドガラスに1000rpmで1 第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用

0秒間スピンコートした.この時のレジスト膜の膜厚は、1.8µmであった.実験ではこのガラス 基板を2層重ねて試料とし、これをx-y-zステージ上に設置した.



Fig. 7-2-3 Absorption spectrum of the photoresist.

記録したパターンはFig. 7-2-4に示したものである. このパターンは, 10µmピッチのラインと 20umの間隔を持つ渦巻き状のラインパターンで構成されている.





第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用

パターンの露光は、170µm/secのスピードで行い、その時のレーザーの強度は16mWであった. そして,パターンの露光後現像を行い,パターンを記録したレジスト膜を位相差顕微鏡で観察 した. 観察光学系は、Carl Zeiss 社製顕微鏡 Axiophotoで、倍率は10倍である. 測定結果をFig. 7-2-5に示す. (a), (b)が, 上側 (アキシコンに近い側) のレジスト基板の観察結果であり, (c), (d) が下側のレジスト基板の観察結果である.

実験結果, Fig. 7-2-5において、上層のレジスト基板に記録されたパターンと下層のレジスト 基板に記録されたパターンとを比較すると、どちらの基板に対しても線幅1µm程度パターンが記 録されており、パターンはデフォーカスしていないことがわかる。上下のレジスト膜は、厚さ 1mmのスライドガラス分だけ離れているため、試作した光リソグラフィー装置では、少なくと も1mmの焦点深度を有していることが確認できた.従って、1mmの厚さを持つレジスト膜に対 して, 径0.6µmの微細なラインを刻めることや, また1mm以内であれば, レジスト膜の凹凸や基 板の傾きに対しても、パターンがデフォーカスすることなく刻めることが確認できた.

一方,同じような光リソグラフィー装置をレンズを用いて制作することを考える.この場合, 式(7-2-3)で求めたように、使用したアキシコンと同じサイズのスポットを生成するには、 N.A.=0.99のレンズが必要となる. ところが、このレンズの焦点深度は、式(6-3-10)より、0.75µm しかないので、もしアキシコンの代わりにレンズを使用した場合は、この実験のように、1mm 離れた2枚のレジスト膜に対して、同時に同じパターンを刻むことは不可能である、従って、 このアキシコンを用いた光リソグラフィー装置が、従来のレンズを用いたものに対して非常に 高い面内分解能と深い焦点深度を持っていることがわかる。

第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用



(C)

(d)

Fig. 7-2-5 Images of pattern written on photoresist samples as observed using a phase contrast microscope (10X objective, Carl Zeiss Axiophoto). Images (a) and (b) are from the upper region of the photoresist while (c) and (d) belong to the lower region (axial separation = 1 mm).

第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用

## 7-3 光リソグラフィーシステムにおける収差の解析

対物レンズを用いて、多層の基板に対し同時にパターンを露光したり深い凹凸を形成したり するには、厚い媒体の内部深くにレーザービームスポットを絞り込まないといけない.この時 に問題となるのは、焦点深度の浅さに加えて、第4章5節で述べたような球面収差が発生する ことである.この球面収差は、空気と媒体や基板の屈折率の違いにより発生する[7-7,7-8].そ して、この収差によるボケは、フォトレジスト等のように高い屈折率をもつ媒体では、特に顕 著である.

そこで、通常のレンズとアキシコンにおけるこの収差の影響について、解析と比較を行った. レンズの収差に関しては、第4章5節で述べた手法に、フォトレジストの屈折率1.48および対 物レンズのN.A.=0.75をパラメータとして与えて計算した.また、アキシコン光学系に関しては、 レンズの瞳関数を輪帯に置き換えることにより、計算を行った.計算は、フォトレジスト内部 の0µm, 20µm, 50µmの位置にビームを集光した場合について行った.計算結果をFig. 7-3-1 に示す. Fig. 7-3-1は, (a), (c), (e) がレンズ光学系に対する計算結果であり, (b), (d), (f) がアキシコ ン光学系に対する計算結果である。またそれぞれの計算結果は、光軸を含む断面であり、各々 についてサイドローブを強調して示してある. Fig. 7-3-1より, レンズ光学系においては, 0 µm, 20µm...とレジスト内部へレーザーを集光するにつれて、スポットは大きくデフォーカス している.従って、レンズ光学系を用いた光リソグラフィー装置では、この収差のために、厚 みのあるフォトレジストや多層基板にパターンを記録することが困難であると結論できる。こ れに対して、アキシコン光学系に対する計算結果(b), (d), (f)では、いずれの計算結果に対しても スポットのデフォーカスは見られず, 無収差のスポットが生成されていることがわかる. これ は、以下のように説明できる.

アキシコンが生成するベッセルビームは、Fig. 7-3-2に示すように、円錐波面により形成され ている.この円錐波面を平面波展開すると、均一媒質中では、すべての波数ベクトルが光軸に 対し常に一定の角度0,をもっている.従って,異なる媒質に入射する際に媒質の境界面で屈折 しても、その屈折角θ2はやはりすべての波面について等しくなる.従って、境界面で屈折して も, 媒質1中の円錐波面は, 媒体2中で頂角の異なる円錐波面に変換されるだけで, 波面の位 相ずれは生じない.従って、アキシコン光学系では、生成されたJ。ビームは媒質の屈折率の変化 にかかわらず、一定のスポット径を保ったまま無収差で伝播する. 以上より、アキシコン光学系では、レンズ光学系に見られるような、記録媒体の屈折率の不 整合による収差が発生しないとの結論に達した、この特徴は、アキシコンを光リソグラフィー 装置に使用する上で有利な特徴である.











(b)



(f)

Fig. 7-3-1 Aberrated patterns seen in photoresist with objective lens of N.A. = 0.75 and axicon: (a), (c), and (e) are produced by lens. (b), (d), and (f) are produced by axicon. (a) and (b) are at  $z = 0 \mu m$  (surface of the photoresist), (c) and (d) are at  $z = 20 \mu m$ , and (e) and (f) are at  $z = 50 \mu m$ .



第7章 0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用

Fig. 7-3-2 Illustration explaining why aberration does not occur in an axicon. The shape of the conical wavefronts is not distorted by refraction and the size of the beam central is not changed.

# 7-4 考察

アキシコンを用いた光学系を走査型光リソグラフィーシステムに応用し, 試作したシステム によって, 奥行き方向に数mmオーダーにも及ぶ深い構造を記録できることを確認した. このア キシコン光学系は, 半導体製造のみならず, たとえば3次元光造形法による3次元微小デバイ スの製造などにも応用できると考える.

アキシコンを用いた光リソグラフィー装置の問題点は、アキシコンが生成するベッセルスポットのサイドローブが、レンズのスポットと比較して大きいことである。大きなサイドローブは、 0次ベッセルビームを光リソグラフィーやその他のシステムに応用した場合、面内分解能の低下を招く可能性がある。しかし、分解能の低下が起こるのは、記録媒質の光吸収が光強度に対して線形に応答する場合であり、もし吸収感度の光強度に対する非線形応答をうまく利用すれば、サイドローブの影響を小さくすることができ、中心ピークのみをレジストに記録することができる。従って、アキシコンを用いた光リソグラフィーシステムでは、できるだけγの大きな特性をもつ記録媒体を使用すれば、アキシコン光学系の持つ特性を活かしたパターン記録が可能になる。 総括

#### 総括

本論文では、3次元物体の結像論を基に3次元光学系の結像特性の解析を行い、さらにその 応用として実際に3次元光メモリと超長焦点深度光リソグラフィーシステムを試作した、本研 究で得られた結果を、以下各章毎に総括し、最後に今後の課題について述べる.

第1章では、3次元物体の結像に関する歴史的背景及び本研究の目的について述べた。そして、従来の光学系で3次元物体を観察できない原因と、3次元物体を空間分離して観察するための具体的な手法について概観を述べた。

第2章では,光学系の3次元分解能を議論するために,1次のボルン近似のもとで3次元光 学的伝達関数ならびに3次元点像分布関数を導出した.そして,実際にコヒーレント光学系, 部分コヒーレント光学系,インコヒーレント光学系,輪帯光学系,共焦点光学系について3次 元光学的伝達関数と3次元点像分布関数を求め,それらの結像特性を比較検討した.

第3章では、3次元多層光メモリの提案を行い、記録媒体、記録光学系、再生光学系の検討 を行った.その結果、3次元的なデータの記録には、屈折率の変化を使用するのが適当である と結論し、3次元光メモリの記録媒体としてフォトポリマーを使用することを提案した.また 再生光学系では、第2章で導出した3次元伝達関数、3次元点像分布関数を用いて、各種光学 系について検討を行った.その結果、インコヒーレント光学系では、媒体中に記録した屈折率 分布を検出できないこと、またコヒーレント光学系でも焦点を合わせた場合は何も見えず屈折 率分布を検出できないことがわかった.そして屈折率分布を検出するには、位相差顕微光学系 もしくは、微分干渉光学系を使用するのが適切であるとの結論を得た.

第4章では、第3章での結論に基づき実際に3次元光メモリシステムを試作した.基礎実験 では、レーザー走査型の記録光学系と、位相差顕微光学系を用いた再生光学系を用いて、3次 元的なビットデータの多層記録とその再生が可能なことを実証した.さらに、その応用システ ムとして、本研究で提案した3次元の記録・再生手法をカード型光メモリに応用し、3次元光 メモリカードを試作した.そして、このメモリ媒体中に30層のデータの記録と、そのデータ の再生に成功した.さらに、この実験において問題となった記録媒体中にレーザービームを集 光した場合に生じる収差に対して、コンピュータシミュレーションと実験を行って解明し、新 たな、収差の補正方法を提案した.

第5章では、ビットデータを記録媒体にそのまま記録するタイプの3次元光メモリと、一つ の記録媒体にデータをボリュームホログラムとして多重記録する3次元ホログラフィックメモ リについて、その光学系、伝達周波数帯域、記録密度を理論的に解析し比較検討した。伝達周 波数帯域の比較では、光学系に用いるレンズのFナンバーが大きいほど、3次元ビット型メモ リの帯域は面内、光軸両方向ともに拡がり、広い帯域が確保できる。これに対して、ホログラ フィックメモリでは、1枚のホログラムが持つ帯域とホログラムを多重記録するための帯域と がトレードオフの関係にあり、レンズのFナンバーが大きくても、小さくても全体の帯域幅が 小さくなることがわかった。また、記録密度の計算結果からは、レンズのFナンバーが小さい ほど、ビット型メモリの記録密度が大きくなるのに対して、ホログラフィックメモリの記録密 度は、F=0.74程度で最大値をとることがわかった。さらに、記録媒体がもつダイナミックレン ジの利用効率についても議論し、ビット型メモリは、一つ一つのデータを媒体の一部分に局所 的に記録してゆくために、全体として記録媒体のダイナミックレンジの利用効率が高いことを 確かめた.

第6章では、光の強度分布を変えずに伝播してゆく非回折ビームについて述べたあと、特に 非回折性ビームの一つである0次ベッセルビームについての解析と、そのビームを生成するア キシコンの特性について実験と計算を行って評価した.実験では、頂角160度のアキシコンを用 いて直径4µmで焦点深度53mmをもつレーザービームスポットを生成することに成功した.この ビームの焦点深度は、レンズによって生成されるスポットの800倍であった.また理論解析にお いては、特にアキシコンの収差について解析し、アキシコンでは通常のレンズでいうコマ収差 が発生しないことを確認した.

第7章では、0次ペッセルビームを光リソグラフィーシステムに応用することを提案した. そして、実際にアキシコンを組み込んだ走査型光リソグラフィーシステムを試作した. 試作し たシステムでは、2枚重ねのレジスト基板に対し同時にパターンを刻むことに成功し、長焦点 深度スポットを走査光学系に用いるメリットを示した. さらに、光リソグラフィーシステムに おいても第4章で述べたような屈折率の不整合によって生じる収差の解析を行い、アキシコン 光学系ではこのような収差が発生しないことを、解析ならびにコンピュータシミュレーション により示した.

本研究は、3次元物体をいかに結像し、いかにしてその3次元空間に分布した情報を得るか、 また3次元的な構造をいかに記録、加工するかについての解析と、各種の実験の結果を述べた ものである.この研究における理論解析には、1次のボルン近似、つまり観察する物体が弱散 乱物体であり光は物体内で1度しか回折されないという近似を用いた.しかしながら、実際の 物体は、その多くが強散乱物体であり、必ずしも高次の回折光を無視できるとは限らない。例 えば強散乱物体では、インコヒーレント光学系では見えないはずの屈折率分布が見えたり、結 像された像と物体の構造とが異なるなどの現象が生じる.従って、より一般的な3次元物体の 結像現象を解明するためには、高次の回折光を考慮した3次元結像特性を議論しなければなら ない.

また,ハイパワーレーザーや極短パルスレーザーの登場により,理論解析のみならず実際の システムにおいても媒質内で起こる非線形現象を利用することが可能となってきた.例えば, 非線形吸収過程の一つである2光子励起過程を利用すれば,通常の顕微光学系であっても物体 の3次元構造を解像することが可能となる.従って,今後このような媒質中で起こる非線形現 象を積極的に利用した光学系の設計や,結像方法を検討することが必要となるであろう.

# 謝辞

謝辞

本研究は、大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻において行われたものである. 終わりに臨み,本研究のすべてにおいて,終始懇切なるご指導を賜りました大阪大学大学院

工学研究科教授河田 聡先生に心から感謝の意を表します.

本学大学院工学研究科教授 増原 宏先生,同教授 伊東一良先生,同教授一岡 芳樹先生には, 論文作成に当たりご検討いただき,貴重な御教示,御示唆を頂きました.ここに深く御礼申し 上げます。

また、大阪大学名誉教授南 茂夫先生(現大阪電気通信大学工学部教授)には、数々の有益 なご助言を頂きました.ここに深く御礼申し上げます.

本学大学院工学研究科助教授中村 收先生,同助手川田善正先生,同助手重岡利孝先生には, 丁寧なご指導を頂きました.ここに深く感謝の意を表します.

摂南大学工学部教授内田照雄先生(元大阪大学工学部助教授),ならびに元大阪大学工学部 助手南慶一郎先生には、様々なご助言を頂きました。慎んで御礼申し上げます.

本研究の逐行にあたり、貴重なご指導ならびに御討論を頂きましたフィリピン大学助教授 Caesar Saloma先生に慎んで御礼申し上げます.

3次元メモリの研究において貴重な御助言,御討論を頂きましたOxford大学教授Tony Wilson 先生に慎んで御礼申し上げます.

Max Plank Institute研究員 杉浦 忠男博士には、本学在籍中に多くのご助言を頂きました、こ こに深く感謝します.

大阪工業技術研究所の市橋太一氏には、3次元光メモリに関する研究の逐行にあたり、フォ トポリマーの提供や、数々の有益な御助言を頂きました、ここに深く感謝します.

大日本スクリーン製造(株)の橋本 佳三氏には、本学在籍中に多くの御助言、御協力を頂き ました、深く感謝いたします.

松下電器産業(株)植木久彦氏には、3次元メモリの研究において多くの御助言、御協力を 頂きました、深く感謝いたします.

(株) ニコン光学技術開発部有本理恵子氏には、アキシコンに関する研究の逐行にあたり、 装置の試作など多大なるご援助とご助言を頂きました、心から感謝いたします、

アキシコン・ゾーンプレートの試作をして頂きました(株)オムロン中央研究所の山下牧氏 ならびに、青山茂氏に感謝いたします.

日本学術振興会特別研究員加野裕博士,同井上康志博士には、多くの御助言を頂きました. ここに深く感謝いたします.

研究室秘書松永千鶴子氏には、筆者が研究活動を行うにあたり、事務的な面で御助力を頂き ました. 心から御礼申し上げます.

本研究を逐行するにあたり,様々な形でご協力いただきました本学大学院博士後期課程丸尾 昭二氏、古川祐光氏をはじめとする研究室のみな様と多くの友人達に心から御礼申し上げます.

最後に,研究の逐行を暖かく見守り,励ましてくれました都倉昭子氏に心から感謝いたしま す.

## **Appendicies**

# Appendix A 0方向に多重記録できるホログラムの数

多重記録できるホログラムの数は、媒体に記録したホログラムの角度選択性に依存する.有 限の厚さTをもつ記録媒体にホログラムを記録すると、記録された干渉縞の格子ベクトルは、媒 体の厚み方向にボケを生じるので、この格子ベクトルのボケが、ホログラムの角度選択性Δθを 決める (Fig. 5-42). そして、ホログラムを多重記録する場合は、参照光の入射角を互いにこ の角度Δθ以上を離して記録しなければ、各ホログラムを再生したときに、クロストークが生じ ることになる.

ホログラムの角度選択性は,信号光と参照光の入射角に依存して変化するが,ここでは解析 を簡単にするため、光軸に対して信号光と参照光が対称に入射し、それぞれの入射角0.0.が等 しい場合を考える.一般には、0.と0.は等しくはないが、この条件下で求められた角度選択性 Δθは、最も小さい値を与えるため、この条件は、ホログラフィックメモリに不利ではない、従っ て以下の議論では、この条件下で求められたΔθを用いて、ホログラムの多重度を導出する. Kogelnikの"Coupled wave theory"[5-14]より,信号光と参照光の入射角を等しいとすると、厚 さTの記録媒体に記録されたホログラムの角度選択性A0は、

 $\Delta \theta = -\lambda$ 

 $T \sin \frac{\theta_B}{\Omega}$ 

と与えられる.ここでθ。は、ブラッグ回折条件を満たす角度で、信号光と参照光のなす角であ る.式(A-1)は、ホログラムの角度選択性Δθが、媒体の厚みTと、角度θ。に依存することを示して いる

式(A-1)より、最も角度選択性AOが悪くなるのは、角度のが最小値をとる場合であることがわ かる.角度θ。の最小値をθminとすると、これは信号光の入射角がθ。で、かつ参照光の入射角が最 も信号光に近い場合のθ,時に得られる値である。従って、θ...は、

> $\theta_{Bmin} = \theta_{r1} - \theta_0 = \theta_{r1} - Sin^{-1} \left(\frac{1}{2E}\right)$ (A-2)

で与えられる.

式(A-2)で与えられる $\theta_{\text{non}}$ を式(A-1)の $\theta_{\text{n}}$ に代入すると、角度選択性 $\Delta \theta$ の最大値 $\Delta \theta_{\text{non}}$ が、

 $\Delta \theta_{\max} = \frac{1}{T \sin \left( \frac{\theta_{r1}}{T} - \frac{\theta_{r1}}{T} \right)}$ 

と得られる.

逆に,角度選択性が最も良くなるのは,角度のが最大値のmaxをとる場合で,それは参照光の入 - 149 -

Appendicies

(A-1)

$$\frac{\operatorname{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{2}$$
 (A-3)

Appendicies

射角が信号光から最も遠くなる時(θ=π/2)に得られる.従って,θ=τ,α,

$$\theta_{\rm Bmax} = \frac{\pi}{2} - \sin^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right) \tag{A-4}$$

で与えられる.

式(A-4)を式(A-1)に代入すると、角度選択性の最小値ムの動が

$$\Delta \theta_{\min} = \frac{\lambda}{T \sin\left(\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)\right)}$$
(A-5)

と得られる.

式(A-3)と式(A-5)を比較すると、 Δθ., は、 Δθ., のほぼ半分であることがわかる、 従って、 角度 選択性Δθがほぼ線形に変化するとすると、Δθの平均値は、Δθ., の3/4となり、

$$A\theta = \frac{3\lambda}{4 \operatorname{T} \sin\left(\frac{\theta_{r1} - \operatorname{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{2}\right)}$$
(A-6)

で与えられる.

以上より、ホログラムの多重度Nは、信号光の角度帯域を角度選択性で割って、

$$N(\theta_{r1}) = \frac{\frac{\pi}{2} - \theta_{r1} - \frac{\Delta\theta}{2}}{\Delta\theta} + 1 = \frac{4 \operatorname{T} \sin\left(\frac{\theta_{r1} - \operatorname{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{2}\right) \left(\frac{\pi}{2} - \theta_{r1}\right)}{3 \lambda} + \frac{1}{2}$$
(A-7)

となり、多重度Nは、最も信号光に近い参照光の入射角0.の関数となる.

次に、この $N(\theta_n)$ を最大にする角度 $\theta_n$ を求める。今、 $\theta_n$ を $\theta_o$ つまり信号光の近くに選ぶと、式 (A-7)の分母である角度選択性Δθの値が大きくなる.また逆に、θnを信号光から離して選ぶと、 式(A-7)の分子が小さくなる、従って、Nを最適にする0,が存在することになる、そこで、式 (A-7)をθ<sub>1</sub>で微分して、極大値を求めると、N(θ<sub>1</sub>)の最大値は、

$$N_{\theta}^{H} = N(\theta_{r1})_{max} = N\left(\frac{1}{2}Sin^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right) + \frac{\pi}{4}\right)$$
(A-8)  
=  $\left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}Sin^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{3\lambda} \times 4T sin\left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4}Sin^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)\right) + \frac{1}{2}\right]$ 

で与えられ、これが厚さTの記録媒体に多重記録できるホログラムの数Noteなる.

# <u>Appendix B φ方向に多重記録できるホログラムの数</u>

Fig. B-1(a)は、エバルト球を正面から見たものである。今、参照光の一つの波数ベクトルkaを k,軸上にとって、この参照光によりホログラムを記録する.このとき記録されたホログラムの空 間周波数帯域K,は, Fig. B-1(b)の斜線で示した部分で表される. このFig. B-1は, 多重記録され たホログラムの波数ベクトルを示したものである. 一つの記録某体に多数のホログラムを多重記録場合, Fig. B-1(b)で示すホログラムの波数ベク トル空間が互いに重なってはならない.従って, k,に最も近い参照光k,によって記録されるホロ グラムの波数ベクトル空間K2が, Fig. B-1(b)で実線の円で示したようにK1と重ならないように, 参照光の位置k2を選ばなくてはならない. この条件を満たす最小の角度間隔Δφは, Fig. B-1(b)に おいて簡単な幾何学より

と求まる. ここで, 5,ならびに5は, それぞれ

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{k}$$

で与えられる.

以上より、φ方向にホログラムを多重記録した場合の多重度Not,全体の角度帯域2πをΔφで 割ることにより、

Sin-1 1

で与えられる.

Appendicies

 $\Delta \phi = 2 \operatorname{Sin}^{-1} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)$ 

(B-1)

sin0  $r_2 = k \frac{1}{2F}$ 

(B-2)

(B-3)

Appendicies





Fig. B-1 Multiplexity conditions involved in holographic recording: (a) Ewald sphere construction illustrating the orientation of the wavevector k, of the first reference beam relative to the grating vector  $K_1$  of the recorded hologram and the wavevector  $k_s$  associated with first signal beam, (b) To obtain high-quality reconstruction, the spheres containing the grating vectors must not overlap with each other. A large number of holograms (high multiplexity) is recorded when the size of each sphere is held small through the use of a low N.A. objective.

# 参考文献

### 第1章

- 1-1) S. Kawata, O. Nakamura, and S. Minami, "Optical Microscope Tomograpy. I. Support Constaint," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 4, pp. 292-297, (1987)
- 1-2) O. Nakamura, S. Kawata, and S. Minami, "Optical Microscope Tomography II. 554 (1988)
- 1-3) H. H. Hopkins, Proc. R. Soc. London, Vol. A231, p. 91, (1955)
- 1-4) R. Frieden, "Optical transfer of the three-dimensional object," J. Opt. Soc. Am., Vol. 57, pp. 56-66, (1967)
- 1-5) N. Streibl, "Depth transfer by an imagingsystem," OPTICA ACTA, Vol. 31, No. 11, pp. 1233-1241, (1984)
- 1-6) N. Streibl, "Three-dimensionalimaging by a microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 2, No. 2, pp. 121-127, (1985)
- 1-7) M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," (Pergamon Press), p. 440
- Academic Press, London, (1984)
- 1-9) T. Wilson and D. K. Hamilton, J. Microsc., Vo. 128, Pt. 2, pp. 139-143, (1982)
- 1-10) D. K. Hamilton and T. Wilson, Appl. Phys B, Vol. 27, pp. 211-213, (1982)
- tomograhic capability of a confocal fluorescence microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, No. 3, pp. 522-526 (1990)
- Opt. Soc. Am. A, Vol. 9, No. 12, pp. 2159-2166, (1992)
- microscopes," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, No. 5, pp. 1619-1627, (1994)
- 1-14) S. W. Hell, S. Lindek, C. Cremer, and E. H. K. Stelzer, "Measurement of the 4Pi-confocal pp. 1335-1337, (1994)
- Microscopy," Science, Vol. 248, 73, (1990)
- microparticle," Proc. SPIE, Vol. 1711, 99, (1992)
- 1-17) J. N. Gannaway and C. J. R. Sheppard, Opt. Quantum Electron, Vol. 10, 435, (1978)
- 1-18) J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," J. Opt. Soc. Am., Vol. 4, No. 4, 651 - 654, (1987)
- 1-19) J. Durmin and J. J. Miceli, Jr and J. H. Eberly, "Comparison of Bessel and Gaussian beams," Opt. Lett., Vol. 13, No. 2, 79 - 80, (1988)
- 1-20) J. Durnin and J. J. Miceli, Jr., "Diffraction-Free Beams," PHYSICAL REVIEW LETTERS, Vol. 58, No. 15, 1499 - 1501, (1987)

NonnegativeConstraint by a Gradient-projection Method," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 5, p.

1-8) T. Wilson and C. J. R. Sheppard, "Theory and Practive of Scanning Optical Microscopy,"

1-11) O. Nakamura and S. Kawata, "Three-dimensional transfer-function analysis of the

1-12) S. Hell and E. H. K. Stelzer, "Properties of a 4Pi confocal fluorescence microscope," J.

1-13) Min. Gu and C. J. R. Sheppard, "Three-dimensional transfer functions in 4Pi confocal

point spread function proves 75nm axial resolution," Appl. Phys. Lett., Vol. 64, No. 11,

1-15) W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, "Two-Photon Laser Scanning Fluorescence

1-16) K. Sasaki, "Picosecond 3-D fluorescence and absorption spectroscopy of a manpulated

#### 参考文献

#### 第2章

- 2-1) N. Streibl, "Depth transfer by an imagingsystem," OPTICA ACTA, Vol. 31, No. 11, pp. 1233-1241, (1984)
- 2-2) N. Streibl, "Three-dimensionalimaging by a microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 2, No. 2, pp. 121-127, (1985)
- 2-3) R. Frieden, "Optical transfer of the three-dimensional object," J. Opt. Soc. Am., Vol. 57, pp. 56-66, (1967)
- 2-4) M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," (Pergamon Press), pp. 505-535
- 2-5) O. Nakamura and S. Kawata, "Three-dimensional transfer-function analysis of the tomograhic capability of a confocal fluorescence microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, No. 3, pp. 522-526, (1990)
- 2-6) 中村 收,河田 聡,南 茂夫,"コンフォーカル・レーザー走査顕微鏡の三次元結像特性, "応用物理, Vol. 57, No. 5, pp. 784-791, (1988)

#### 第3章

- 3-1) E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder, and C. H. Chang, "Near-field magneto-optics and highensity data storage," Appl. Phys. Lett., Vol. 61, pp. 142-144, (1992)
- 3-2) D. H. Close, A. D. Jacobson, J. D. Margerum, R. G. Brault, and F. J. McClung, "Hologram recording on photopolymer materials,", Appl. Phys. Lett. Vol. 14, pp 159-160, (1969)
- 3-3) 河田 聪, 南 茂夫, "光学走査顕微鏡," 光学, Vol. 18, No. 8, pp. 380-391, (1989)
- 3-4) R. H. Wopschall and T. R. Pampalone, "Dry photopolymer film for recordingholograms," Appl. Opt., Vol. 11, pp. 2096-2097, (1972)
- 3-5) W. S. Colburn and K. A. Haines, "Volume hologram formation in photopolymer materials," Appl. Opt., Vol. 10, pp. 1636-1641, (1971)
- 3-6) 鈴木達郎, "応用光学 I," (朝倉書店, 1982)
- 3-7) W. Lang, "Nomarski differential interference-contrast microscopy," Zeiss Reprint, Carl Zeiss 7082 Oberkochen, West Germany
- 3-8) T. Wilson, "Confocal Microscopy," (Academic Press, 1990), p. 53

#### 第4章

- 4-1) 谷川英夫, 市橋太一, 永田章, "多成分モノマー材料によるホログラム記録," 光学, Vol. 20, pp. 228-231, (1991)
- 4-2) 谷川英夫, 市橋太一, "フォトポリマーとホログラム記録," 光技術コンタクト, Vol. 30, pp. 424-431, (1992)
- 4-3) 光技術応用システムのフィージビリディ調査報告書VIII 光カードー
- 4-4) 鶴田匡夫, '応用光学," 154 159
- 4-5) Max Born, Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 459 480 (Pergamon Press)

#### 第5章

5-1) K. Rubin, H. Rosen, T. Strand, W. Imaino, and W. Tang, "Multi-layer Volumetric Storage,"

Optical Data Storage 1994 Technical Digest series vol. 10, p. 104, May 1994

- 5-2) D. A. Parthenopoulos and P. M. Rentzepis, "Two-photon volume information storage in doped polymer systems," J. Appl. Phys, 68, 11, pp. 5814-5818 (1990)
- 5-3) D. A. Parthenopoupos and P. M. Rentzepis, "Three-dimensional Optical Storage Memory,"SCEINCE, 245, pp. 843-845 (1989)
- 5-4) J. H. Strickler and W. W. Webb, "Three-dimensional optical data storage in refractive two-photon point excitation," Opt. Lett., 16, 22, pp. 1780-1783 (1991)
- 5-5) L. Solymar, and D. J. Cooke, "Volume Holography and Volume Gratings," (Academic Press), pp. 306-315
- 5-6) L. d'Auria, J. P. Huignard, C. Slezak, and E. Spitz, "Experimental Holographic Read-Write Memory Using 3-D Storage," Appl. Opt., 13, 4, pp. 808-818 (1974)
- 5-7) F. H. Mok, M. C. Tackitt, and H. M. Stoll, "Storage of 500 high-resolutionholograms in a LiNbO<sub>3</sub> crystal," Opt. Lett., 16, 8, pp. 605-607 (1991)
- 5-8) L. Hesselink, M. C. Bashaw, "Optical memories implemented with photorefractive media," Opt. Quantum Electron., 25, 9, pp. 611-61 (1993)
- 5-9) Hsin-YuS. Li and D. Psaltis, "Three-dimensional holographic disks," Appl. Opt., 33, 17, pp. 3764-3774 (1994)
- 5-10) D. Kermisch, "Partially Coherent ImageProcessing by Laser Scanning," J. Opt. Soc. Am., 65, 8, pp. 887-891 (1975)
- 5-11) J. F. Heanue, M. C. Bashaw, and L. Hesselink, "Volume Holographic Storage and Retrieval of Digital Data," SCIENCE, 265, August 5 1994, pp. 749-752
- 5-12) K. Curtis, A. Pu, and D. Psaltis, "Method for holographic storage using peristrophic multiplexing,"Opt. Lett., 19, 13, pp. 993-994 (1994)
- 5-13) M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," (Pergamon Press), pp. 435-449
- 5-14) H. Kogelnik, "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings," The Bell System Technical Journal, 48, 9, p. 2909 (1969)
- 5-15) T. Wilson and C. J. R. Sheppard, "Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy," (Academic, London, 1984)
- 5-16) C. J. R. Sheppard and A. Choudhury, "Image formation in the scanning microscope," Optica Acta, 24, 10, pp. 1051-1073 (1977)
- 5-17) O. Nakamura and S. Kawata, "Three-dimensional transfer-function analysis of the tomographic capability of a confocal fluorescence microscope," J. Opt. Soc. Am. A, 7, 3, pp. 522-526 (1990)
- 5-18) S. Kawata, R. Arimoto, and O. Nakamura, "Three-dimensional optical-transfer-function analysis for a laser-scan fluorescence microscope with an extended detector," J. Opt. Soc. Am. A, 8, 1, pp. 171-175 (1991)
- 5-19) 河田 聡, 南 茂夫, "光学走査顕微鏡," 光学, Vol. 18, No. 8, pp. 380-391, (1989)

#### 第6章

- 6-1) J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," J. Opt. Soc. Am., Vol. 4, No. 4, 651 - 654, (1987)
- 6-2) 上原喜代治, "非回折性レーザービーム," 応用物理学会誌, Vol. 59, No. 6, 746 750, - 155

(1990)

- 6-3) J.Durminand J.J..Miceli, Jr and J.H.Eberly, "Comparison of Bessel and Gaussian beams," Opt. Lett., Vol. 13, No. 2, 79 - 80, (1988)
- 6-4) J.Durnin and J.J.Miceli, Jr., "Diffraction-Free Beams," PHYSICAL REVIEW LETTERS, Vol. 58, No. 15, 1499 - 1501, (1987)
- 6-5) John H. Mcleod, "Axicons and Their Uses," J. Opt. Soc. Am., Vol. 50, No. 2, 166 169, (1960)
- 6-6) John H. Mcleod, "The Axicon: A New Type of Optical Element," J. Opt. Soc. Am., Vol. 44, No. 8, 592 - 597, (1954)
- 6-7) Rieko Arimoto, Caesar Saloma, Takuo Tanaka, Satoshi Kawata, "Imagingproperties of axicon in a scanning optical system," Appl. Opt., Vol. 31, No. 31, 6653 - 6657, (1992)
- 6-8) Max Born, Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 435-445 (Pergamon Press)
- 6-9) Shiro Fujiwara, "Optical Properires of Conic Surfaces. I. Reflecting Cone," J. Opt. Soc. Am., Vol. 52, No. 3, 287 - 292, (1962)
- 6-10) Max Born, Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 378-392 (Pergamon Press)
- 6-11) N.G.Van Kampen, "The method of stationary phase and the method of fresnel zones," Physica, Vol. 24, 437 - 444, (1958)
- 6-12) 鶴田匡夫, '応用光学," 154 159
- 6-13) Max Born, Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 459 480 (Pergamon Press)
- 6-14) Max Born, Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 480 490 (Pergamon Press)
- 6-15) M.V.PEREZ, C.GOMEZ-REINO and J.M.CUADRADO, "Diffraction patters and zone plates produced by thin linear axicons," Opt. Acta, Vol. 33, No. 9, 1161 - 1176, (1986)
- 6-16) I. A. Mikhaltsova, V. I. Nalivaiko, I. S. Soldatenkov, "Kinoformaxicons," Optik, Vol. 67, No. 3, 267 - 278, (1984)
- 6-17) P.L.Overfelt and C.S.Kenney, "Comparison of the propagation characteristics of Bessel, Bessel-Gauss, and Gaussan beams difracted by a circular aperture," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 8, No. 5, 732 - 745, (1991)
- 6-18) W.R.Edmonds, "ImagingProperties of a Conic Axicon," Appl. Opt., Vol. 13, No. 8, 1762 - 1764, (1974)
- 6-19) G.Indebetouw, "Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and symthesis," J. Opt. Soc. Am., Vol. 6, No. 1, 150 - 152, (1989)
- 6-20) W.T.Welford, "Use of Annular Apertures to Increase Focal Depth," J. Opt. Soc. Am., Vol. 50, No. 8, 749 - 753, (1960)
- 6-21) R.M.Herman and T.A.Wiggins, "Production and uses of diffractionless beams," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 8, No. 6, 932 - 942, (1991)
- 6-22) J.T.McCrickerd, "Coherent Processing and Depth of Focus of Annular Aperture Imagery," Appl. Opt., Vol. 10, No. 10, 2226 - 2230, (1971)
- 6-23) Y. Lin, W. Seka, J. H. Eberly, H. Huang, and D. L. Brown, "Experimental investigation of Bessel beam characteristics," Appl. Opt., Vol. 31, No. 15, 2708 - 2713, (1992)
- 6-24) E.N.Leith, G.Collins, I.Khoo, and T.Wynn, "Correlatin image formation with an axicon," J. Opt. Soc. Am., Vol. 70, No. 2, 141 - 145, (1980)
- 6-25) G.Bickel, G.Hausler and M.Maul, "Triangulation with expanded range of depth," Opt.

#### 第7章

- Proc. R. Soc. London, Vol. B66, 145-149, (1953)
- 50, 749-753, (1960)
- Appl. Opt., Vol. 10, 2226-2230, (1971)
- Optik, Vol. 86, 7-10, (1990)
- 405, (1993)
- A, Vol. 9, 154-166, (1992)

参考文献

7-1) Oplus E特集記事: "リソグラフィー技術の最先端(1)", Oplus E, No. 182, 68 - 111, (1995) 7-2) Oplus E特集記事:"リソグラフィー技術の最先端(2)", Oplus E, No. 183, 62 - 97, (1995) 7-3) E. H. Linfoot and E. Wolf, "Diffraction images in systems with an annular aperture,"

7-4) W. T. Welford, "Use of annular aperture to increase focal length," J. Opt. Soc. Am., Vol.

7-5) J. T. McCrickerd, "Coherent processing and depth of focus of annular aperture imagery,"

7-6) R. Arimoto and S. Kawata, "Laser-scan fluorescence microscope with annular excitation,"

7-7) S. Hell, G. Reiner, C. Cremer and E. H. K. Stelzer, "Aberrations in confocal fluorescence microscopy induced by mismatches in refractive index," J. Microsc., Vol. 169, Pt3, 391-

7-8) S. F. Gibson and F. Lanni, "Experimental test of an analytical model of aberration in an oil-immersionobjective lens used in three-dimensional light microscopy," J. Opt. Soc. Am.

#### 著者発表論文

# 著者発表論文

- Rieko Arimoto, Caesar Saloma, Takuo Tanaka, and Satoshi Kawata, "Imaging properties of axicon in a scanning optical system," Applied Optics, Vol. 31, No. 31, pp. 6653-6657 (1992)
- Rieko Arimoto, Takuo Tanaka, and Satoshi Kawata, 'Imaging Properties of Axicon Prism in Optical Systems,' Proc. OITDA 2nd International Forum, pp. 22-29 (1992)
- Satoshi Kawata, Takuo Tanaka, Yoshimi Hashimoto, and Yoshimasa Kawata, "Threedimensional Confocal Optical Memory Using Photorefractive Materials," Proc. SPIE, Vol. 2042, pp. 314-325 (1993)
- 4) Takuo Tanaka, Yoshimasa Kawata, and Satoshi Kawata, "Three-dimensional Multilayered Optical Memory with Laser Scanning Microscope Technology," Symposium on Optical Memory 1994 (SOM '94), pp. 19-20 (1994)
- 5) 田中拓男,河田 聡,"アキシコンを用いた超長焦点深度フォトリソグラフィー,"光学, Vol. 24, No. 9, pp. 568-573 (1995)
- Takuo Tanaka and Satoshi Kawata, "Three-dimensional Optical Card Storage With Thirty Recording-layers," Technical Digest of The Pacific Rim Conference on Laser and Electro-Optics, pp. 70-71 (1995)
- 7) Takuo Tanaka, Satoshi Kawata, "Comparison of recording densities in three-dimensional optical storage systems: Multilayered bit-recording versus angularly multiplexed holographic recording," J. Opt. Soc. Am. A (accepted for publication)
- Yoshimasa Kawata, Takuo Tanaka, Satoshi Kawata, Rimas Juskaitis, and Tony Wilson, "Differential phase contrast microscope with a split detector for readout system of multilayered optical memory," Applied Optics (accepted for publication)
- Yoshimasa Kawata, Takuo Tanaka, and Satoshi Kawata, "Randomly accessable multilayered optical memory using Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> crystal," Optics Letters (submitted)



Three-dimensional Optics for Optical Memory and Microfabrication

Takuo Tanaka

Department of Applied Physics, Osaka University