OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	複合機能微小回折光学系の開発とその応用に関する研究
Author(s)	辰巳, 賢二
Citation	大阪大学, 1997, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3129263
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

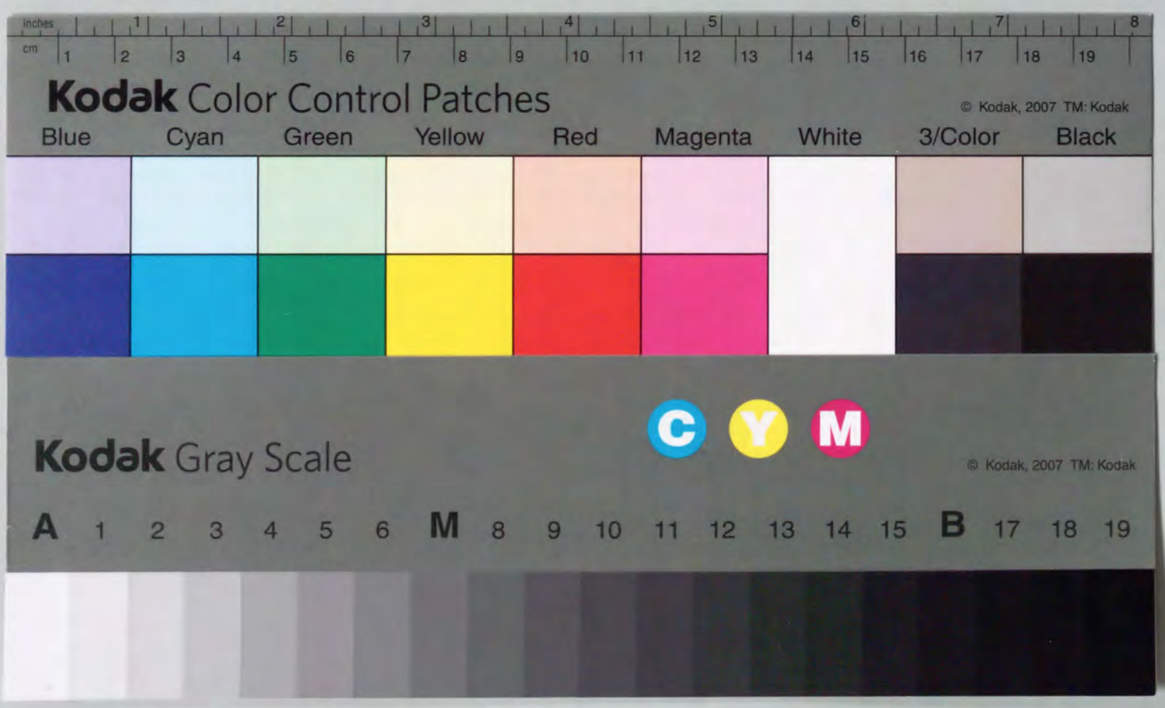
https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

複合機能微小回折光学系の開発と
その応用に関する研究

1996年12月

辰巳賢二



①

複合機能微小回折光学系の開発と
その応用に関する研究

１９９６年１２月

辰　巳　賢　二

複合機能微小回折光学系の開発とその応用に関する研究

目　次

ページ

第1章　緒　論・・・

3．3　実験結果・・・32
3．3．1　製作法・・・32
3．3．2　格子形状・・34
3．3．3　集光特性・・36
3．3．4　回折効率・・37
3．4　アプラナティック回折格子レンズの設計・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・37
3．4．1　アプラナティックダブル回折格子レンズ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・38
（a）　設計法・・38
3．4．2　アプラナティック平凹回折格子レンズ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・40
（a）　設計法・・40
（b）　残留コマ収差の評価量・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・42
3．4．3　計算結果・・42
（a）　正弦条件不満足量・・・42
（b）　収差曲線・・・43
（c）　スポットダイアグラム・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・44
3．5　結　言・・・46

第4章　非点光束発生反射形回折格子レンズの開発と光ピックアップ光学系への応用　47

4．1　序　言・・47
4．2　光学系の構成とフォーカス誤差信号発生法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・47
4．3　非点光束発生反射形回折格子レンズの設計・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・49
4．3．1　非点光束を発生する格子パターンの計算式・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・49
4．3．2　非点隔差の検討・・・50
4．3．3　スポットダイアグラムによる1次回折光ビーム形状の評価・・53
4．4　フォーカス誤差信号・・53
4．5　許容収差と受光量の見積もり・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・55
4．5．1　許容収差・・・55
4．5．2　受光量の見積もり・・56
（a）　0次回折効率と1次回折効率の積を最大にする格子溝深さ・・56
（b）　受光量見積もり・・58
4．6　実験結果・・・58
4．6．1　格子形状と0次回折光波面収差・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・58
4．6．2　1次回折光の特性・・65
（a）　集光パターン・・・65
（b）　集光位置・・67

4．6．3　フォーカス誤差信号特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・67
4．6．4　回折効率・・・67
4．6．5　信号再生特性・・69
4．7　結　言・・72
Appendix：金属蒸着膜と反射率との関係・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・73

第5章　2分割反射形回折格子レンズの開発と光ピックアップ光学系への応用・・・77

5．1　序　言・・77
5．2　光学系の構成とフォーカス誤差信号発生法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・78
5．3　2分割反射形回折格子レンズの設計・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・80
5．3．1　格子パターン・・80
5．3．2　近軸結像・・・81
5．3．3　波長変化時の主光線の移動方向・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・82
5．3．4　集光特性・・・83
5．4　フォーカス誤差信号特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・85
5．5　実験結果・・・87
5．5．1　格子形状と0次回折光波面収差・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・87
5．5．2　各1次回折光の集光特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・91
（a）　集光パターン・・91
（b）　焦点位置での集光スポット・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・92
（c）　回折効率・・・93
5．5．3　フォーカス誤差信号特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・99
5．5．4　信号再生特性・・・100
5．6　結　言・・・100

第6章　反射形回折光学素子を用いた固体レーザ励起光学系・・・・・・・・・・・・102

6．1　序　言・・・102
6．2　励起光学系の構成と設計・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・102
6．2．1　励起光学系の設計・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・102
6．2．2　Nd:YLFの特性・・106
6．2．3　レーザ出力特性・・107
6．3　実験結果・・108
6．3．1　反射形回折光学素子(RTG)の特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・108
6．3．2　CW動作特性・・・109

6．3．3　Q－スイッチ動作特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・113
6．4　結　言・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・117

第7章　総　括・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・118
7．1　結　論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・118
7．2　今後の課題・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・121

謝　辞・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・122

参考文献・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・123

関係発表論文・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・130

本論文で用いている主な記号の意味

$\phi(x,y)$：回折格子パターンの位相関数

$\phi_a(x,y)$：回折格子パターンの非球面位相関数

$F_x(x,y)$，$F_y(x,y)$：局所空間周波数

$U_1(x_1,y_1)$：$z=z_1$上での複素振幅分布

$U_2(x_2,y_2)$：z_2面上での複素振幅分布

$J_0(x)$：第1種0次ベッセル関数

u_n，v_n：Lommel関数

(l_c, m_c, n_c)：再生時における再生照明光線（入射光線）の方向余弦

(l_I, m_I, n_I)：回折された光線（出射光線）の方向余弦

(L_c, M_c, N_c)：入射主光線の方向余弦

(L_I, M_I, N_I)：射出主光線の方向余弦

λ_c：再生光の波長

λ_0：設計時の基準波長

F：F数

D_f：有効直径

NA：像側開口数

n：屈折率

q：回折の次数

f：焦点距離

r_c：原点から再生照明光源までの距離

$\mathbf{r}_o$：点光源（物体光源）の位置ベクトル

$\mathbf{r}_r$：点光源（参照光源）の位置ベクトル

$\mathbf{r}_c$：入射主光線ベクトル

$\mathbf{r}'_c$：主光線近傍の入射光線ベクトル

$\mathbf{S}'$：回折光の方向を示す単位ベクトル

$\mathbf{S}$：入射光の方向を示す単位ベクトル

$\mathbf{N}$：回折格子が形成されている面の単位法線ベクトル

$\mathbf{q}$：回折格子の溝に沿う単位ベクトル

E_{max}：最大出力エネルギー

R_{opt}：最適反射率

V_{eff}：モードボリューム

L_{cav}：共振器光路長

L_{rod}：レーザロッド長

L_{loss}：共振器内部損失

N_i：Qスイッチをかける直前の初期反転分布

g_0：小信号利得係数(cm^{-1})

γ：レーザ上位サブレベルの上位準位に占める割合

η_p：モードフィルファクタ

$h\nu$：レーザ光子エネルギー

σ：誘導放出断面積

τ_f：蛍光寿命

τ_p；パルス幅

τ_c：共振器内の光子寿命

χ：動作点が閾値の何倍かを表わすパラメータ

ξ：エネルギー引き出し率

第1章　緒　論

1．1　研究の背景と課題

光の回折，干渉を利用する光学素子は回折光学素子(DOE : Diffractive Optical Elements)と呼ばれており[1~19]，結像性能，複製などの面で従来の光学素子にない優れた特長を持っている．すなわち，(1)任意の波面を所望の波面に変換することができる，(2) 1つの回折光学素子でレンズ，ビームスプリッタ，干渉フィルタなどの複数機能を持たせることができる，(3)無収差結像が可能である，(4)同一の場所に複数の機能を持つ素子を作ることができる，(5)数μmの厚さにおける光の回折を利用するので，薄い形状で軽量な素子ができる，(6)複製が簡単にでき低コストである，(7)平面以外の任意の曲面上に素子を作製することができる，などである．このような回折光学素子は光束を収束・発散させる働きを含めた波面変換機能が最大の特長であり，その回折光学素子を用いることにより，従来の光学システムの大幅な簡略化や従来にない全く新しい光学システムを構成することが可能となる．

このDOEはホログラム素子(HOE:Holographic Optical Elements)とCGH(Computer Generated Hologram)を基本とする素子に大きく分類できる．ホログラム素子は可干渉性の高い複数の光束を写真乾板などに照射して形成したホログラムを光学素子として用いるものである[19~23]．干渉させる光波の波面を選択することにより再生時に各種の光束を発生させることができる，特定の条件では無収差で光を収束できる，記録材料が写真乾板やフォトレジストであるため薄型・軽量である，フォトレジストを用いたものは凹凸を金属薄膜に転写することができ，プレス成形による量産の可能性をもっているなどの特長がある．しかし，その研究過程でいくつかの課題が指摘されている．たとえば，作製時の波長と使用波長との違いによる収差が避けられない，作製時の光学系配置によりインライン型レンズ[23]の作製が難しい点などが上げられる．

これに対し，レーザ光の干渉縞を直接ホログラムとして記録するのではなく，電子ビームリソグラフィ技術及び電子ビーム描画したフォトマスクを用いたフォトリソグラフィの手法で，表面レリーフ形のホログラムを作製することが一般化してきている[24~27]．

これは電子ビーム描画によるCGHの作製が技術的・経済的に可能になったためである．この素子はホログラム素子の特長に加えて，ホログラムでは実現が容易でない任意の再生波面を得ることができる，感光材料の波長特性に関係無く任意波長に適応したホログラムが得られる特長がある．本論文で取り上げる微小回折格子レンズは，CGHを基本とした一種の表面レリーフ形ホログラムであり，透過もしくは反射形で素子寸法が5mm程度以下のレンズである．

この微小回折格子レンズの光学系への応用として，光ディスク装置への適用が盛んになってきている．高密度光記録技術に基づく光ディスクは，コンパクトディスク(CD)，レーザディスク(LD)あるいは光磁気ディスク(MO)として我々の生活に定着し，さらにはビデオテープに代わる動画が録画再生可能なディジタルビデオディスク(DVD)として実用化されている．その光ディスクに信号を記録もしくは信号を読み出す光ピックアップを小型・軽量化する手段としてホログラムの応用が1980年頃から検討され始めた．初期にはHe-Neレーザを光源とするホログラムレンズの研究が行われた[23]．しかし，再生用光源である波長780nmの半導体レーザで記録可能な感度と分解能のあるホログラムの記録材料が開発されていなかったことから，光ピックアップ光学系対物レンズへの応用は中止された．これに，代わってCGHや電子ビームリソグラフィ技術による微小回折格子レンズの研究が多くの研究機関で行われている[24~27]．しかし，今まで製作されたレンズのNAは0.1～0.3であり，光ピックアップ光学系の対物レンズに用いられるようなNAが0.4以上のものは無かった．また，電子ビーム直接描画法では製作に時間がかかりすぎ，大量生産が可能というリソグラフィの利点が生かせない．これを解決する方法として，本研究では通常のUVリソグラフィで780nmの波長で使用できるNAが0.45のインライン型微小回折格子レンズ(マイクロゾーンプレートレンズ)を作製することを提案し，実証を行った[28~30]．

一方，光ピックアップの機能の見直しが行われ，微小回折格子レンズを光ピックアップに応用する場合，従来のレンズの置き換えとしてよりもむしろビームスプリッタなどの構成要素として用いる方がその特性を生かせるという考えが支配的になってきている．すなわち，光ピックアップの機能は光ディスク上へ半導体レーザのビームを集光するだけではなく，信号光である光ディスクからの反射光のみを分離するビームスプリッタの機能，

焦点誤差検出機能及びトラッキング誤差検出機能を持っている．従来の光ピックアップ光学系では，これらの3つの機能を実現するために，各機能ごとに，たとえばビームスプリッタ，円筒レンズ，球面レンズといった体積，重量の大きい研磨された光学素子を複数個用いており，このことが光ピックアップ光学系の小型化，軽量化の実現を妨げていた．そこで，これら3つの機能を1個の微小回折格子レンズで実現しようとする研究が著者らによって行われ[31~35,46]，まずCD用の光ピックアップが実用化された．現在，CD用に続いてLDプレーヤ用，光磁気ディスク用の光ピックアップの開発が行われている[36~45]．

1．2　本研究の目的と意義

以上の背景から，本研究は，回折光学素子を光ピックアップ光学系など回折限界の光学特性を要求する光学系に適用あるいは複数機能を有する光学系を1枚の微小回折格子レンズで構成する際の諸問題を明確にし，応用光学の観点からその解決方法を見いだすこと及び設計法の確立を目的とするものである．

本論文では以下の4点に的を絞り，研究を行った．

（1）主光線近傍の光線追跡(いわゆる非点追跡)を用いて，一般に良く用いられる多項式展開した非球面位相項を持つ軸外結像系である回折光学素子の結像特性について解析手法を確立すること．

（2）平板構造のインライン型微小回折格子レンズでNA0.4以上を実現すること，及びコマ収差を除去するための構成法と新しい設計法を確立すること．

（3）複数機能を有する光学系を1枚の微小回折格子レンズで構成するための設計法の確立と実験により確証すること．

（4）回折光学素子の特長を発揮しうる新しい応用分野を見つけ，その有用性を提示すること．

1．3　本研究の概要

第2章では，主光線近傍の光線追跡(いわゆる非点追跡)を用いて非球面位相項を持つ回折光学素子の結像の一般的特性について検討し，その結像位置を与える解析式を導出す

る．

第３章では，微小回折格子レンズをCD用光ピックアップ光学系の対物レンズとして用いることを念頭におき，NAが0.45の球面収差を除去した平板構造のインライン型微小回折格子レンズ（マイクロゾーンプレートレンズ）と，コマ収差も除去したアプラナティック回折格子レンズについての設計法を提案し，NA0.45のマイクロゾーンプレートレンズをＵＶリソグラフィで作製した検証実験の結果について述べる．また，アプラナティック回折格子レンズでは正弦条件不満足量のrms値を残留コマ収差の評価パラメータとする新しい設計法を提案する．

第４章では光ピックアップ光学系の小型・軽量化と光学系の簡素化を図るため，光ピックアップで必要なビームスプリッタ，センサレンズ及び反射鏡の３つの機能と薄型とするための反射鏡の機能を１個の反射形回折格子レンズで実現することを提案し，その設計と機能検証実験の結果について述べる．ここではフォーカス誤差信号を得る方法として非点収差法を採用し，非点光束を反射型回折格子レンズで発生するようにした．非点光束を発生する反射型回折格子レンズの位相は，反射形回折格子レンズ面上の座標で展開された多項式で表し，所要の非点隔差となるように係数を決定する．

第５章では光ピックアップ光学系に用いる，新しい波長依存性が小さいフォーカス誤差信号検出方式を提案すると共にその設計法と性能評価実験の結果について述べる．本方式では入射光を２分割しそれぞれの焦点位置が異なる回折光を発生する２分割反射形回折格子レンズを用い，２つの回折光の焦点位置をそれぞれ光検出器の前後になるように設定した．

第６章では従来のフラッシュランプに代わって高効率が期待できる半導体レーザ励起固体レーザに着目し，反射形回折光学素子（RTG）を用いた新しい側面励起方式を提案し，その有効性を実験により確認する．そして，回折光学素子が光ピックアップ光学系だけでなく新しい応用面にも重要な役割を果たすことを示す．

第７章では，本研究の成果を総括し，結論とする．

第２章　回折光学素子における結像特性

２．１　序言

一般のレンズ系では，レンズの曲率中心を通る光線を光軸として，光軸に垂直な物体面もしくは像面を考えるのが普通である．回折光学素子(DOE)でこのような結像系に対応するのはインライン型フレネルレンズのようなGabor型のIn-lineホログラムであり，一般性は少ない．一方，レンズの曲率中心を通らない光線を光軸として，その光軸に垂直な物体面／像面を考えることは一般のレンズ系ではほとんど無いが，DOEではほとんどの場合がこの結像系に相当する軸外結像系である．

このような結像系でも，再生照明光源とDOEの相対位置関係がDOE作製時の光源配置と同じであれば無収差の結像が得られるが，それ以外の配置では収差を生じる．このとき発生する収差の主なものは非点収差とコマ収差である．このように，軸外結像系では一般に非点収差を伴ったものになっている．

さて，DOEの結像式としては R.W.Meier[47]，E.B.Champagne[48]の導いた計算式が有名であるが，波面展開の３次近似より得られたものであり，Gabor型のIn-lineホログラムに近い場合と特殊な条件の場合にしか成立しない．これを改良するものとして，R.W.Smithの導いた式[49]やR.Dandlikerの式[50]がある．これは，非点光束を仮定しそれらの係数の関係式より結像点を算出するものである．しかし，DOEでよく用いられる多項式展開した非球面項を含む場合には適用できない．

軸外結像系を考える場合には，波面展開を用いるより，光線追跡によって考える方が意味が明確になる．J.N.Latta[51]は計算機による数値解析を行っている．また，J.F.Miles[52]はDOEの波面収差に関する一般式を導出しているが，この場合も多項式展開した非球面項を含む場合には適用できない．

本章では，主光線近傍の光線追跡（いわゆる非点追跡）を用いて，多項式展開した非球面項を含む位相関数を持つDOE結像系の特性[53]について検討する．

2．2　回折光学素子の結像関係

2．2．1　主光線近傍の光線追跡

（a）　主光線の追跡

ここで解析するDOEの座標系は直角座標系とし，DOEはxy平面上にあり，z軸はその平面に垂直とする．原点はDOEの中心にとる．Fig.2.1に座標系を示す．

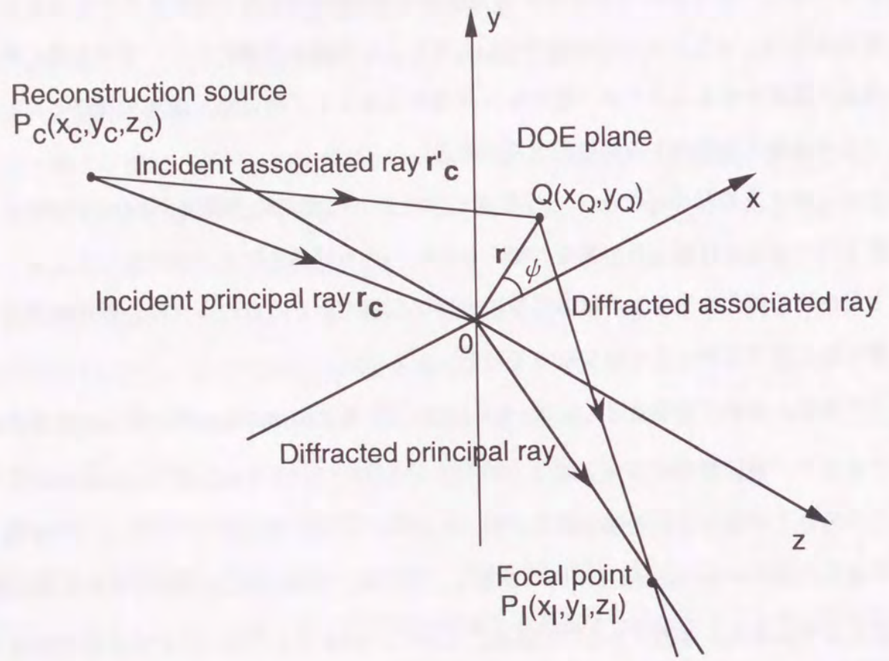


Fig. 2.1. Coordinate system.

再生照明光は点$P_c(x_c,y_c,z_c)$にあり，結像点は$P_I(x_I,y_I,z_I)$に出来るものとする．主光線近傍の光線追跡では，まず最初に像のできる方向を知らねばならない．すなわちDOEの場合，基準となる主光線の回折方向を知る必要がある．DOEは参照光と物体光によって作成された干渉縞から成る回折格子であるから，$\phi(x,y)$を回折格子パターンの位相関数とすると，入射光と出射光の関係は良く知られた回折格子の方程式で計算できる[54～56]．

$$l_I = l_c + \frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_x(x,y)$$

$$m_I = m_c + \frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_y(x,y) \tag{2.2.1}$$

$$l_c^2 + m_c^2 + n_c^2 = 1,\quad l_I^2 + m_I^2 + n_I^2 = 1 \tag{2.2.2}$$

$$\phi_x(x,y) = \frac{\partial}{\partial x}\phi(x,y),\quad \phi_y(x,y) = \frac{\partial}{\partial y}\phi(x,y) \tag{2.2.3}$$

の関係がある．ここで（l_c, m_c, n_c）及び（l_I, m_I, n_I）はそれぞれ再生時における再生照明光線（入射光線）と回折された光線（射出光線）の方向余弦であり，λ_cは再生光の波長，qは回折の次数である．

主光線はDOEの原点に入射・出射する光線とする．主光線の光線追跡は式(2.2.2)～(2.2.3)より，

$$L_I = L_c + \frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_x(0,0) \tag{2.2.4}$$

$$M_I = M_c + \frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_y(0,0) \tag{2.2.5}$$

となる．ここで，（L_c, M_c, N_c）及び（L_I, M_I, N_I）はそれぞれ入射主光線と射出主光線の方向余弦である．

（b）　主光線近傍の光線追跡

結像位置を求めるためには，主光線に従属する細い光線束の光線追跡を行い，主光線との交点を求める必要がある．Fig.2.1において，主光線に従属する細い光線束が入射するDOE上の点$Q(x_Q, y_Q)$は原点近傍の点とし，x_Q, y_Qは十分小さいものとする．DOE干渉縞の局所空間周波数と関係する$\phi_x(x, y)$，$\phi_y(x, y)$を原点近傍でTaylor展開により近似すると，

$$\phi_x(x_Q,y_Q)=\phi_x(0,0)+\phi_{xx}(0,0)x_Q+\phi_{xy}(0,0)y_Q \tag{2.2.6}$$

$$\phi_y(x_Q,y_Q)=\phi_y(0,0)+\phi_{xy}(0,0)x_Q+\phi_{yy}(0,0)y_Q \tag{2.2.7}$$

となる．したがって，この式を式(2.2.1)～(2.2.3)に代入すると，主光線近傍の光線追跡式が求まる．

$$l_I=l_c+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\left(\phi_x(0,0)+\phi_{xx}(0,0)x_Q+\phi_{xy}(0,0)y_Q\right) \tag{2.2.8}$$

$$m_I=m_c+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\left(\phi_y(0,0)+\phi_{xy}(0,0)x_Q+\phi_{yy}(0,0)y_Q\right) \tag{2.2.9}$$

ここで，主光線近傍の入射光線と入射主光線との方向余弦の関係は，Appendixの結果より

$$l_c=L_c\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)x_Q\mp\frac{x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}y_Q \tag{2.2.10}$$

$$m_c=M_c\mp\frac{x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}x_Q\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)y_Q \qquad \text{（複号同順　＋：発散，－：収束）} \tag{2.2.11}$$

である．ここで，r_cは原点から再生照明光源までの距離である．式(2.2.10)，(2.2.11)を式(2.2.8)，(2.2.9)に代入すると，

$$l_I=L_c\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)x_Q\mp\frac{x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}y_Q+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\left(\phi_x(0,0)+\phi_{xx}(0,0)x_Q+\phi_{xy}(0,0)y_Q\right) \tag{2.2.12}$$

$$m_I=M_c\mp\frac{x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}x_Q\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)y_Q+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\left(\phi_y(0,0)+\phi_{xy}(0,0)x_Q+\phi_{yy}(0,0)y_Q\right) \tag{2.2.13}$$

これを変形すると，

$$l_I=L_c+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_x(0,0)+\left\{\frac{\pm1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{xx}(0,0)\right\}x_Q+\left(\frac{\mp x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{xy}(0,0)\right)y_Q$$

となる．ここで，式(2.2.4)の関係を用いると，

$$l_I=L_I+\left\{\frac{\pm1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{xx}(0,0)\right\}x_Q+\left(\frac{\mp x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{xy}(0,0)\right)y_Q \tag{2.2.14}$$

となる．同様にして，

$$m_I=M_I+\left(\frac{\mp x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{xy}(0,0)\right)x_Q+\left\{\frac{\pm1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{yy}(0,0)\right\}y_Q \tag{2.2.15}$$

である．

2．2．2　結像点

2．2．1節では，主光線近傍の細い光線束の光線追跡式を導出した．ここでは，結像点の位置を求める計算式を導出する．式(2.2.14)，(2.2.15)を書き直すと次式のように書ける．

$$l_I=L_I+a_{11}x_Q+a_{12}y_Q \tag{2.2.16}$$

$$m_I=M_I+a_{21}x_Q+a_{22}y_Q$$

$$a_{11}=\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{xx}(0,0)$$

$$a_{12}=a_{21}=\mp\frac{x_cy_c}{|\mathbf{r}_c|^3}+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{xy}(0,0) \tag{2.2.17}$$

$$a_{22}=\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+\frac{q\lambda_c}{2\pi}\phi_{yy}(0,0)$$

さらに，次式のように書くことが出来る．

$$l_I = L_I + \Delta l_I \tag{2.2.18}$$

$$m_I = M_I + \Delta m_I$$

ここで，

$$\Delta l_I = a_{11} x_Q + a_{12} y_Q \tag{2.2.19}$$

$$\Delta m_I = a_{21} x_Q + a_{22} y_Q$$

である．次に，Δl_I，Δm_Iは微小量であるので，式(2.2.2)の関係よりn_Iを求めると，

$$n_I \approx N_I\left(1 - \frac{\Delta l_I L_I + \Delta m_I M_I}{N_I^2}\right) \tag{2.2.20}$$

となる．ここで，

$$L_I^2 + M_I^2 + N_I^2 = 1$$

の関係を用いた．

主光線と主光線近傍の光線を表す方程式は，それぞれ

$$\frac{x}{L_I} = \frac{y}{M_I} = \frac{z}{N_I} \tag{2.2.21}$$

$$\frac{x - x_Q}{l_I} = \frac{y - y_Q}{m_I} = \frac{z}{n_I} \tag{2.2.22}$$

と書くことができる．回折された光線が像を結ぶためには，回折光の主光線と主光線近傍の光線は交わる必要があり，そのための必要十分条件は，以下のように書くことができる．

$$\begin{vmatrix} -x_Q & -y_Q & 0 \\ L_I & M_I & N_I \\ l_I & m_I & n_I \end{vmatrix} = 0 \tag{2.2.23}$$

ただし，$L_I m_I - l_I M_I \neq 0$，$M_I n_I - m_I N_I \neq 0$，$N_I l_I - L_I n_I \neq 0$である．

式(2.2.16)を式(2.2.23)に代入し，整理すると

$$A\tan^2\psi + B\tan\psi - C = 0 \tag{2.2.24}$$

となる．ここで，係数A，B及びCはそれぞれ次のように書ける．

$$A = a_{12}\left(L_I^2 + N_I^2\right) + a_{22} L_I M_I \tag{2.2.25}$$

$$B = a_{11}\left(L_I^2 + N_I^2\right) - a_{22}\left(M_I^2 + N_I^2\right) \tag{2.2.26}$$

$$C = a_{12}\left(M_I^2 + N_I^2\right) + a_{11} L_I M_I \tag{2.2.27}$$

また，角度ψは次式で定義される．

$$\tan\psi = \frac{y_Q}{x_Q} \tag{2.2.28}$$

DOEが点像として結像するなら瞳を通るすべての光線は少なくとも主光線と交わらなければならないから，瞳上の位置によらず式(2.2.24)が成り立たなければならない．すなわち，角度ψによらず式(2.2.4)が成り立つ必要がある．したがって，

$$A = 0, B = 0, C = 0 \tag{2.2.29}$$

でなくてはならない．ただし，この条件は瞳上の点を通る光線はすべて主光線と交わるという必要条件であり，一点に集まるという条件ではない．

式(2.2.24)は２次方程式であるから，一般に式(2.2.24)を満足する解は２つある．したがって，主光線を含む面で，DOE面（x-y平面）との交線がx軸となす角度が式(2.2.28)を満たすようなψになる平面内で２本の線像を形成することになる．Fig.2.2にこれらの関係を示す．すなわち，DOEでは一般に直交しない２本の近軸線像が得られ，回折光は非点光束になっているのがわかる．

次に，この線像の位置を与える式を導出する．式(2.2.21)，(2.2.22)より，交点の座標は，

$$x_I = \frac{n_I L_I}{n_I L_I - l_I N_I} x_Q$$

$$y_I = \frac{n_I M_I}{n_I L_I - l_I N_I} x_Q \tag{2.2.30}$$

$$z_I = \frac{n_I N_I}{n_I L_I - l_I N_I} x_Q$$

となる．これより，原点からの距離R_Iを求める．式(2.2.20)を代入し，x_Q,y_Qに関し１次の項までを取って近似すると，

$$R_I = \sqrt{x_I^2 + y_I^2 + z_I^2} = \left| \frac{n_I}{n_I L_I - l_I N_I} x_Q \right| \approx \left| \frac{x_Q}{\left(1 - \frac{\Delta l_I L_I + \Delta m_I M_I}{N_I^2}\right) L_I - l_I} \right| \tag{2.2.31}$$

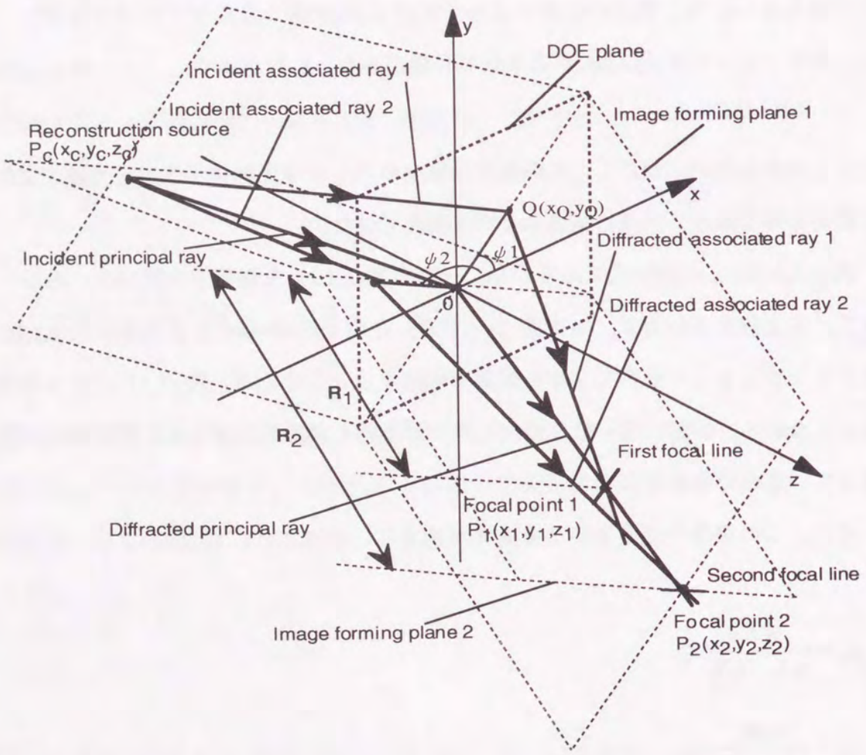


Fig.2.2. Focal points of astigmatic beam generated by DOE.

ここで，式(2.2.18)～(2.2.19)の関係及び式(2.2.28)を用いると，

$$R_I = \left| \frac{N_I^2 x_Q}{\left(L_I^2 + N_I^2\right)\left(a_{11} x_Q + a_{12} y_Q\right) + L_I M_I \left(a_{12} x_Q + a_{22} y_Q\right)} \right|$$
$$= \left| \frac{N_I^2}{A \tan\psi + a_{11}\left(L_I^2 + N_I^2\right) + a_{12} L_I M_I} \right| \tag{2.2.32}$$

となる．　また，式(2.2.24)の解をψ_1，ψ_2とすると２つの線像のなす角度は，

$$\tan(\psi_1 - \psi_2) = \frac{\tan\psi_1 - \tan\psi_2}{1 + \tan\psi_1 \tan\psi_2} = \frac{\sqrt{D}}{A + C} \tag{2.2.33}$$

で求められる．ここで，Ｄは２次方程式(2.2.24)の判別式で，

$$D = B^2 + 4AC$$

である．

２．３　非球面項を含む場合の結像関係

２．３．１　非球面項と結像点の関係

（ａ）直角座標系による表記

ここでは，DOEの位相が非球面項を含む場合について考察する．位相関数ϕ(x,y)は，

$$\phi(x,y) = \phi_o(x,y) - \phi_r(x,y) + \phi_a(x,y) \tag{2.3.1}$$

と書ける．但し，

$$\phi_o(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_o| - |\mathbf{r}_o|\right) \tag{2.3.2}$$

$$\phi_r(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_r| - |\mathbf{r}_r|\right) \tag{2.3.3}$$

である．ここで，式(2.3.1)における第１項と第２項は２つの球面波による位相差を表す項であり，第３項が非球面項である．λ_0はDOE設計時の基準波長，$\mathbf{r}_o$，$\mathbf{r}_r$はそれぞれの点光源（物体光源と参照光源と呼ぶ）の位置ベクトルである．　第３項はDOE面上の座標

(x,y)で多項式展開した項で，一般的に次式のように書かれる．

$$\phi_a(x,y)=\frac{2\pi}{\lambda_0}\sum_{i,j=0}C_{ij}x^i y^j \tag{2.3.4}$$

C_{ij}は非球面の係数である．実用上i,j=0～10程度を考えればよい．式(2.3.1)～(2.3.4)より，局所空間周波数$F_x(x,y)$，$F_y(x,y)$を求めると，

$$F_x(x,y)=\frac{\lambda_c}{2\pi}\phi_x(x,y)=\mu\left(\frac{x-x_o}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|}-\frac{x-x_r}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|}+\sum_{i=1,j=0}iC_{ij}x^{i-1}y^j\right) \tag{2.3.5}$$

$$F_y(x,y)=\frac{\lambda_c}{2\pi}\phi_y(x,y)=\mu\left(\frac{y-y_o}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|}-\frac{y-y_r}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|}+\sum_{i=0,j=1}jC_{ij}x^i y^{j-1}\right) \tag{2.3.6}$$

となる．ここで，

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|=\left\{(x-x_o)^2+(y-y_o)^2+z_o^{\,2}\right\}^{1/2}$$

$$|\mathbf{r}_o|=\left(x_o^2+y_o^2+z_o^2\right)^{1/2} \tag{2.3.7}$$

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|=\left\{(x-x_r)^2+(y-y_r)^2+z_r^{\,2}\right\}^{1/2}$$

$$|\mathbf{r}_r|=\left(x_r^2+y_r^2+z_r^2\right)^{1/2}$$

$$\mu=\frac{\lambda_c}{\lambda_0}$$

である．

主光線を光線追跡するのに必要な，原点における局所空間周波数$F_x(0,0),F_y(0,0)$は，

$$F_x(0,0)=\frac{\lambda_c}{2\pi}\phi_x(0,0)=\mu\left(-\frac{x_o}{|\mathbf{r}_o|}+\frac{x_r}{|\mathbf{r}_r|}+C_{10}\right) \tag{2.3.8}$$

$$F_y(0,0)=\frac{\lambda_c}{2\pi}\phi_y(0,0)=\mu\left(-\frac{y_o}{|\mathbf{r}_o|}+\frac{y_r}{|\mathbf{r}_r|}+C_{01}\right)$$

である．係数C_{10}，C_{01}はそれぞれ回折角のx,y成分にオフセットを与えることがわかる．

さらに，２階微分を計算すると，

$$F_{xx}(x,y)=\mu\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|}-\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|}-\frac{(x-x_o)^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|^3}+\frac{(x-x_r)^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|^3}+\sum_{i=2,j=0}i(i-1)C_{ij}x^{i-2}y^j\right)$$

$$F_{yy}(x,y)=\mu\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|}-\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|}-\frac{(y-y_o)^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|^3}+\frac{(y-y_r)^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|^3}+\sum_{i=0,j=2}j(j-1)C_{ij}x^i y^{j-2}\right) \tag{2.3.9}$$

$$F_{xy}(x,y)=\mu\left(-\frac{(x-x_o)(y-y_o)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_o|^3}+\frac{(x-x_r)(y-y_r)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_r|^3}+\sum_{i=1,j=1}ijC_{ij}x^{i-1}y^{j-1}\right)$$

$$F_{yx}(x,y)=F_{xy}(x,y)$$

となる．したがって，式(2.2.17)の係数a_{ij}は次式のようになる．

$$a_{11}=\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+qF_{xx}(0,0)=\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+q\mu\left(\frac{1}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{1}{|\mathbf{r}_r|}-\frac{x_o^2}{|\mathbf{r}_o|^3}+\frac{x_r^2}{|\mathbf{r}_r|^3}+2C_{20}\right)$$

$$a_{12}=a_{21}=\mp\frac{x_c y_c}{|\mathbf{r}_c|^3}+qF_{xy}(0,0)=\mp\frac{x_c y_c}{|\mathbf{r}_c|^3}+q\mu\left(-\frac{x_o y_o}{|\mathbf{r}_o|^3}+\frac{x_r y_r}{|\mathbf{r}_r|^3}+C_{11}\right) \tag{2.3.10}$$

$$a_{22}=\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+qF_{yy}(0,0)=\pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)+q\mu\left(\frac{1}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{1}{|\mathbf{r}_r|}-\frac{y_o^2}{|\mathbf{r}_o|^3}+\frac{y_r^2}{|\mathbf{r}_r|^3}+2C_{02}\right)$$

以上の式がDOEの位相が多項式展開された非球面項を含む場合の一般的な結像関係を計算する式である．

今までは，直角座標系で記述したが，場合によっては極座標系その他の座標系で表示した方が便利な場合がある．以下では極座標系による表記とE.B.Champagneが導入した座標系での式を導出する[48]．

（b）　極座標系による表記

極座標と直角座標の変換は

$$x = r\sin\theta\cos\varphi$$

$$y = r\sin\theta\sin\varphi \tag{2.3.11}$$

$$z = r\cos\theta$$

である．　これを式(2.3.1)～(2.3.10)に代入する．まず，主光線に対する局所空間周波数 $F_x(0,0)$，$F_y(0,0)$はそれぞれ，

$$F_x(0,0) = \mu\left(-\sin\theta_o\cos\varphi_o + \sin\theta_r\cos\varphi_r + C_{10}\right) \tag{2.3.12}$$

$$F_y(0,0) = \mu\left(-\sin\theta_o\sin\varphi_o + \sin\theta_r\sin\varphi_r + C_{01}\right)$$

となる．したがって，主光線の回折方向の関係式は次式となる．

$$\sin\theta_I\cos\varphi_I = \sin\theta_c\cos\varphi_c - q\mu\left(\sin\theta_o\cos\varphi_o - \sin\theta_r\cos\varphi_r - C_{10}\right) \tag{2.3.13}$$

$$\sin\theta_I\sin\varphi_I = \sin\theta_c\sin\varphi_c - q\mu\left(\sin\theta_o\sin\varphi_o - \sin\theta_r\sin\varphi_r - C_{01}\right)$$

また，

$$\frac{1}{|\mathbf{r}_k|} - \frac{x_k^2}{|\mathbf{r}_k|^3} = \frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1 - \frac{x_k^2}{|\mathbf{r}_k|^2}\right) = \frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1 - \sin^2\theta_k\cos^2\varphi_k\right)$$

$$\frac{1}{|\mathbf{r}_k|} - \frac{y_k^2}{|\mathbf{r}_k|^3} = \frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1 - \frac{y_k^2}{|\mathbf{r}_k|^2}\right) = \frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1 - \sin^2\theta_k\sin^2\varphi_k\right) \tag{2.3.14}$$

$$\frac{x_k y_k}{|\mathbf{r}_k|^3} = \frac{\sin^2\theta_k\cos\varphi_k\sin\varphi_k}{|\mathbf{r}_k|} = \frac{\sin^2\theta_k\sin 2\varphi_k}{2|\mathbf{r}_k|}$$

の関係を用いると，以下のようになる．

$$a_{11} = \pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1 - \sin^2\theta_c\cos^2\varphi_c\right) + qF_{xx}(0,0)$$

$$= \pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1 - \sin^2\theta_c\cos^2\varphi_c\right) + q\mu\left(\frac{1 - \sin^2\theta_o\cos^2\varphi_o}{|\mathbf{r}_o|} - \frac{1 - \sin^2\theta_r\cos^2\varphi_r}{|\mathbf{r}_r|} + 2C_{20}\right)$$

$$a_{12} = a_{21} = \mp\frac{\sin^2\theta_c\sin 2\varphi_c}{2|\mathbf{r}_c|} + qF_{xy}(0,0)$$

$$= \mp\frac{\sin^2\theta_c\sin 2\varphi_c}{2|\mathbf{r}_c|} + q\mu\left(-\frac{\sin^2\theta_o\sin 2\varphi_o}{2|\mathbf{r}_o|} + \frac{\sin^2\theta_r\sin 2\varphi_r}{2|\mathbf{r}_r|} + C_{11}\right) \tag{2.3.15}$$

$$a_{22} = \pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1 - \sin^2\theta_c\sin^2\varphi_c\right) + qF_{yy}(0,0)$$

$$= \pm\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1 - \sin^2\theta_c\sin^2\varphi_c\right) + q\mu\left(\frac{1 - \sin^2\theta_o\sin^2\varphi_o}{|\mathbf{r}_o|} - \frac{1 - \sin^2\theta_r\sin^2\varphi_r}{|\mathbf{r}_r|} + 2C_{02}\right)$$

（c）　E.B.Champagneが導入した座標系による表記[48)]

E.B.Champagneが導入した座標系で記述する．この場合，角度α，βを次式で定義する．

$$\sin\alpha_k = -\frac{x_k}{|\mathbf{r}_k|} \tag{2.3.16}$$

$$\sin\beta_k = -\frac{y_k}{|\mathbf{r}_k|}$$

まず，主光線に対する局所空間周波数$F_x(0,0)$，$F_y(0,0)$はそれぞれ，

$$F_x(0,0) = \mu\left(\sin\alpha_o - \sin\alpha_r + C_{10}\right) \tag{2.3.17}$$

$$F_y(0,0) = \mu\left(\sin\beta_o - \sin\beta_r + C_{01}\right)$$

となる．したがって，主光線の回折方向の関係は次式となる．

$$\sin\alpha_I = \sin\alpha_c + q\mu\left(\sin\alpha_o - \sin\alpha_r + C_{10}\right) \tag{2.3.18}$$

$$\sin\beta_I = \sin\beta_c + q\mu\left(\sin\beta_o - \sin\beta_r + C_{01}\right)$$

これは，良く知られた回折の式で，回折方向に関してはE.B.Champagneの式は成り立つ．

次に，

$$\frac{1}{|\mathbf{r}_k|} - \frac{x_k^2}{|\mathbf{r}_k|^3} = \frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1 - \frac{x_k^2}{|\mathbf{r}_k|^2}\right) = \frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1 - \sin^2\alpha_k\right) = \frac{\cos^2\alpha_k}{|\mathbf{r}_k|}$$

$$\frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_k|^2}\right)=\frac{1}{|\mathbf{r}_k|}\left(1-\sin^2\beta_k\right)=\frac{\cos^2\beta_k}{|\mathbf{r}_k|} \tag{2.3.19}$$

$$\frac{x_k y_k}{|\mathbf{r}_k|^3}=\frac{\sin\alpha_k\sin\beta_k}{|\mathbf{r}_k|}$$

の関係を用いると，係数 a_{ij} は次のように書くことが出来る．

$$a_{11}=\pm\frac{\cos^2\alpha_c}{|\mathbf{r}_c|}+qF_{xx}(0,0)=\pm\frac{\cos^2\alpha_c}{|\mathbf{r}_c|}+q\mu\left(\frac{\cos^2\alpha_o}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{\cos^2\alpha_r}{|\mathbf{r}_r|}+2C_{20}\right)$$

$$a_{12}=a_{21}=\mp\frac{\sin\alpha_c\sin\beta_c}{|\mathbf{r}_c|}+qF_{xy}(0,0)=\mp\frac{\sin\alpha_c\sin\beta_c}{|\mathbf{r}_c|}+q\mu\left(-\frac{\sin\alpha_o\cos\beta_o}{|\mathbf{r}_o|}+\frac{\sin\alpha_r\cos\beta_r}{|\mathbf{r}_r|}+C_{11}\right)$$

$$a_{22}=\pm\frac{\cos^2\beta_c}{|\mathbf{r}_c|}+qF_{yy}(0,0)=\pm\frac{\cos^2\beta_c}{|\mathbf{r}_c|}+q\mu\left(\frac{\cos^2\beta_o}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{\cos^2\beta_r}{|\mathbf{r}_r|}+2C_{02}\right) \tag{2.3.20}$$

2．3．2　光源が平面内にあるときの結像関係

本節では光源がすべてｙ－ｚ平面内にある特殊な場合について考察し，2.3.1節で導出した式がJ. F. Milesの導いた式と一致することを示す．

光源がすべて $y-z$ 平面にあるとすると，

$$L_l=L_c=L_o=L_r=0 \tag{2.3.21}$$

である．したがって，式(2.2.25)は

$$A=a_{12}N_l^2$$
$$B=a_{11}N_l^2-a_{22} \tag{2.3.22}$$
$$C=a_{12}$$

となる．また，結像距離 R_I と角度 ψ との関係式は次式となる．

$$\tan\psi=-\frac{1}{a_{12}}\left(\frac{1}{R_l}+a_{11}\right) \tag{2.3.23}$$

これらを，式 (2.2.24)に代入し，整理すると，

$$N_l^2\left(\frac{1}{R_l}\right)^2+\left(a_{11}N_l^2+a_{22}\right)\frac{1}{R_l}+\left(a_{11}a_{22}+a_{12}^2\right)=0 \tag{2.3.24}$$

これを解くと，

$$\frac{N_l^2}{R_l}=-\frac{a_{11}N_l^2+a_{22}}{2}\pm\sqrt{\left(\frac{a_{11}N_l^2-a_{22}}{2}\right)^2-a_{12}^2N_l^2} \tag{2.3.25}$$

となる．

a_{12}=0の場合，式(2.3.25)は次式のように簡単になる．

$$\frac{N_l^2}{R_l}=a_{22}\ \ or\ \ a_{11}N_l^2 \tag{2.3.26}$$

極座標系で記述すると，

$$\varphi_o=\varphi_r=\varphi_c=\frac{\pi}{2}$$

に相当し，係数 a_{11}，a_{22} は次式となる．

$$a_{11}=\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}+q\mu\left(\frac{1}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{1}{|\mathbf{r}_r|}+2C_{20}\right)$$

$$a_{22}=\frac{\cos^2\theta_c}{|\mathbf{r}_c|}+q\mu\left(\frac{\cos^2\theta_o}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{\cos^2\theta_r}{|\mathbf{r}_r|}+2C_{02}\right) \tag{2.3.27}$$

したがって，$N_I=\cos\theta_I$ の関係を用いると，

$$\frac{1}{R_{ls}}=\frac{1}{|\mathbf{r}_c|}+q\mu\left(\frac{1}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{1}{|\mathbf{r}_r|}+2C_{20}\right) \tag{2.3.28}$$

$$\frac{\cos^2\theta_l}{R_{lt}}=\frac{\cos^2\theta_c}{|\mathbf{r}_c|}+q\mu\left(\frac{\cos^2\theta_o}{|\mathbf{r}_o|}-\frac{\cos^2\theta_r}{|\mathbf{r}_r|}+2C_{02}\right) \tag{2.3.29}$$

である．式(2.3.28)は球欠像に相当する結像式であり，式(2.3.29)は子午像に相当する結像式である．非球面係数 C_{20}，C_{02} が $C_{20}=0$，$C_{02}=0$ のとき，式(2.3.28)，式(2.3.29)はJ.F. Miles[52]とR. W. Smith[49]の導いた式と一致する．

2．4　結言

本章では主光線近傍の光線追跡（いわゆる非点追跡）を用いて非球面位相項を持つDOE結像系の一般的特性について検討した．得られた結果を要約すると次のようになる．

（1）DOEでは一般に直交しない２本の線像が得られ，回折光は特殊な配置を除いて非点光束になっていることが分かった．

（2）回折光の主光線と主光線近傍の光線が交わるための必要十分条件より，線像の結像位置及び原点からの距離を与える解析式を導出した．

（3）DOEの位相項にDOE上の座標で多項式展開した非球面項が有る場合，それぞれの２次の係数が非点光束に関係していることを明らかにした．

（4）ここで得られた解析式はJ. F. Miles, R.W.Smithらが導出した結果を包含しておりDOE結像系のより一般的な結像式であることを明らかにした．

本章で得られた結果は，第４章の非点光束発生反射形回折格子レンズの解析・設計で用いる．

Appendix：主光線近傍の入射光線と入射主光線との方向余弦の関係(式(2.2.10)と(2.2.11))

入射主光線ベクトルを $\mathbf{r}_c$，主光線近傍の入射光線ベクトルを $\mathbf{r}'_c$とすると，

$$\mathbf{r}'_c = \mathbf{r}_c \pm \mathbf{r} \qquad +：発散光，-：収束光 \tag{A.1}$$

が成り立つ．ここでそれぞれの単位ベクトルを$\mathbf{S}$，$\mathbf{S}'$とすると，

$$|\mathbf{r}'_c|\mathbf{S}' = |\mathbf{r}_c|\mathbf{S} \pm \mathbf{r} \tag{A.2}$$

である．式(A.2)より，

$$\mathbf{S}' = \frac{|\mathbf{r}_c|}{|\mathbf{r}'_c|}\mathbf{S} \pm \frac{1}{|\mathbf{r}'_c|}\mathbf{r} \tag{A.3}$$

となり，主光線近傍の入射光線ベクトル $\mathbf{r}'_c$の大きさを次式で近似する．

$$|\mathbf{r}'_c| = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_c| = \left\{ \left(x_Q - x_c\right)^2 + \left(y_Q - y_c\right)^2 + z_c^{\,2} \right\}^{1/2}$$

$$|\mathbf{r}'_c| \approx |\mathbf{r}_c| - \frac{x_c}{|\mathbf{r}_c|}x_Q - \frac{y_c}{|\mathbf{r}_c|}y_Q \tag{A.4}$$

式(A.4)を式(A.3)に代入すると，

$$\mathbf{S}' \approx \frac{1}{1 - \dfrac{x_c}{|\mathbf{r}_c|^2}x_Q - \dfrac{y_c}{|\mathbf{r}_c|^2}y_Q}\mathbf{S} \pm \frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\mathbf{r}$$

となり，さらにTaylor展開して近似すると，

$$\mathbf{S}' \approx \left(1 + \frac{x_c}{|\mathbf{r}_c|^2}x_Q + \frac{y_c}{|\mathbf{r}_c|^2}y_Q\right)\mathbf{S} \pm \frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\mathbf{r} \tag{A.5}$$

となる．ここで，

$$\mathbf{S}' = \left(l_c, m_c, n_c\right)$$

$$\mathbf{S} = \left(L_c, M_c, N_c\right) = \left(\mp\frac{x_c}{|\mathbf{r}_c|}, \mp\frac{y_c}{|\mathbf{r}_c|}, \mp\frac{z_c}{|\mathbf{r}_c|}\right) \tag{A.6}$$

$$\mathbf{r} = \left(x_Q, y_Q, 0\right)$$

の関係を用いると，式(2.2.10)と(2.2.11)が得られる．

$$l_c = L_c \pm \frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{x_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)x_Q \mp \frac{x_c y_c}{|\mathbf{r}_c|^3} y_Q \tag{A.7}$$

$$m_c = M_c \mp \frac{x_c y_c}{|\mathbf{r}_c|^3} x_Q \pm \frac{1}{|\mathbf{r}_c|}\left(1-\frac{y_c^2}{|\mathbf{r}_c|^2}\right)y_Q \tag{A.8}$$

第３章　高ＮＡ無収差微小回折格子レンズ

３．１　序言

光学系を小型・軽量化する手段として1970年頃からホログラムの応用が検討され始めた[22,23,58～60]．当初，He-Neレーザを光源とするホログラフィックレンズの研究が行われたが，赤外光で記録可能な感度と分解能のあるホログラムの記録材料が開発されていなかったことから，波長800nm帯の半導体レーザ等の赤外光用のホログラフィックレンズは可視光で作製せざるを得ず，記録波長と使用波長の違いによる収差が生じるという課題が残った[59]．

これに対して，同じ回折型のレンズであるフレネルレンズ[61]，ゾーンプレートレンズ[62]では，それらを構成する同心円状の円環格子を正確に偏心無く描画出来れば使用波長での収差の問題は解決される．このようなリソグラフィ技術による回折格子レンズは，従来のホログラフィックレンズのように感光材料などの制限を受けず任意波長に対して設計製作が可能で，レーザ光を回折限界近くまで集光することが出来る．しかし，今まで製作されたレンズのNAは0.1～0.3であり，光ピックアップ光学系の対物レンズに用いられるようなNA0.4以上のものは無かった[19～21,24～27,63,64]．

本章では，回折格子レンズをＣＤ用光ピックアップ光学系の対物レンズとして用いることを念頭におき，NA0.45の球面収差を除去した平板構造のマイクロ回折格子レンズ（マイクロゾーンプレートレンズ）[28～30]と，コマ収差も除去したアプラナティック回折格子レンズ[65]の設計法及びNA0.45のマイクロゾーンプレートレンズをＵＶリソグラフィで作製した実証実験の結果について述べる．

３．２　球面収差除去微小回折格子レンズ（マイクロゾーンプレートレンズ）の設計

３．２．１　格子パターンの設計

Fig.3.1にマイクロゾーンプレートレンズの構成を示す．このレンズは入射平行光を屈折率 $n \geqq 1$ の透明物質中で回折限界のスポットに集光する．k番目の格子に入射した光線

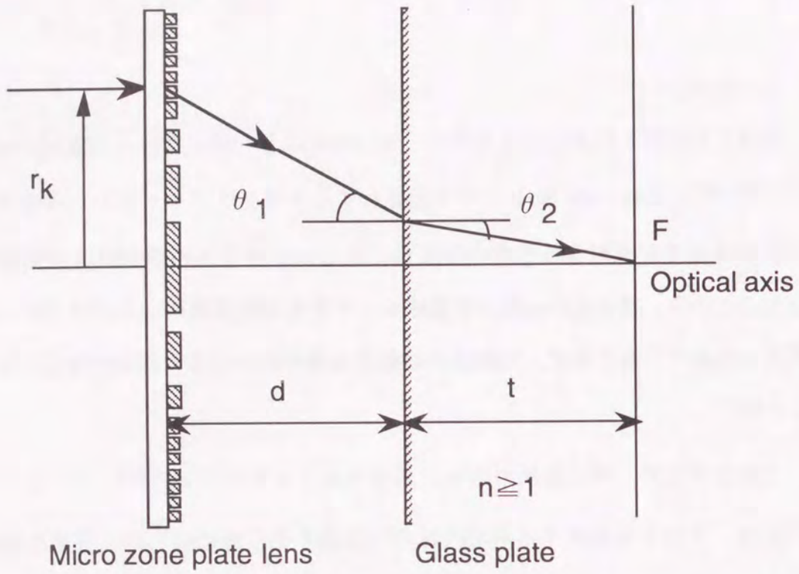


Fig.3.1. Geometry for the design of the micro zone plate lens.

は回折され，角度θ_1で透明物質に入射し，界面で屈折されて集光点Fに到達する．この条件を満たすk番目の格子パターン境界部の半径r_kは，光路差を計算することにより求められる．透明物質境界での屈折を考慮すると，

$$d/\cos\theta_1 + nt/\cos\theta_2 - (d+nt) = k\lambda/2 \quad (k=1,2,\cdots) \tag{3.2.1}$$

$$\sin\theta_1 = n\sin\theta_2 \tag{3.2.2}$$

$$r_k = d\tan\theta_1 + t\tan\theta_2 \tag{3.2.3}$$

となる．　ここで，nは透明物質の屈折率，dはマイクロゾーンプレートレンズと透明物質までの距離（作動距離），tは透明物質表面から集光点までの距離，λは波長である．

このマイクロゾーンプレートレンズの焦点距離をf，F数をFおよび有効直径をD_fとすると，F数の定義より，

$$F = f/D_f = f/2R_f \tag{3.2.4}$$

である．　ここで，R_fはマイクロゾーンプレートレンズの半径である．マイクロゾーンプレートレンズのF数および集光点までの距離tが与えられたときの作動距離dは以下のように求まる．Fig.3.1を参考にし，入射角度θ_1の最大値をθ_{1m}とすると，

$$\tan\theta_{1m} = R_f/f = 1/2F \tag{3.2.5}$$

$$a = t\tan\theta_{2m} \tag{3.2.6}$$

$$d = (R_f - a)/\tan\theta_{1m} \tag{3.2.7}$$

が成り立つ．　これらの関係より，

$$d = 2F(R_f - t\tan\theta_{2m}) \tag{3.2.8}$$

となる．　また，θ_{2m}は式(3.2.2)の屈折の式と式(3.2.3)より

$$\theta_{2m} = \sin^{-1}\left(1/n\sin\left(\tan^{-1}(1/2F)\right)\right) \tag{3.2.9}$$

となる．

次に，n＝1として，式(3.2.1)～(3.2.3)を解くと，

$$r_k = \sqrt{\frac{\lambda k(\lambda k/2 + 2f)}{2}} \cong \sqrt{k}\sqrt{\lambda f} \tag{3.2.10}$$

$$k_{\max} = \frac{2f}{\lambda}\left(\sqrt{1+1/4F^2} - 1\right) \tag{3.2.11}$$

となる．　これは，通常のゾーンプレートレンズの設計式である．

マイクロゾーンプレートレンズは同心円状の格子より構成されており，その格子間隔は周辺部分ほど狭くなっている．一方，焦点面における集光スポット径はF数に比例しており，F数が小さいほど集光スポット径は小さくなるが，格子の間隔も小さくなり，製作可能な格子間隔を考慮するとF数には下限がある．球面収差を除去したマイクロゾーンプレートレンズの最小格子間隔は式(3.2.1)～(3.2.3)を用いて数値計算しなければ正確な値は求められないが，概算見積もりは式(3.2.10)を用いて行うことができる．

格子間隔が最小になるのは，マイクロゾーンプレートレンズの半径に一致する格子半径r_{kmax}とその2つ前の半径r_{kmax-2}との差である．　その間隔をΔr_{min}とすると，

$$\Delta r_{\min} = r_{k\max} - r_{k\max-2} \tag{3.2.12}$$

で与えられる．

r_{kmax}はレンズの直径をD_fとして，

$$r_{k\max} = D_f/2$$

である．　一方，r_{kmax-2}は式(3.2.10)より

$$r_{k\max-2} = \sqrt{\frac{\lambda k_{\max}(\lambda k_{\max}/2+2f)}{2} - 2\lambda f - \lambda^2(k_{\max}-1)} \tag{3.2.13}$$

となる．ここで，式(3.2.13)の平方根内の第１項は$(D_f/2)^2$　である．第３項は波長λの２乗に比例する項であり，他の項に比べて１桁以上小さいので無視できる．また，$\sqrt{1-x} \equiv 1-x/2$の近似を用いると，

$$r_{k\max-2} = D_f/2 - 2\lambda F \tag{3.2.14}$$

となる．　したがって，最小格子間隔Δr_{min}は，

$$\Delta r_{\min} = 2\lambda F \tag{3.2.15}$$

となる．すなわち，最小格子間隔Δr_{min}は使用波長λとＦ数により決まることが分かる．

本研究での設計ではＣＤ用の対物レンズを想定した．パラメータの値をTable 3.1に示す．透明物質としては光ディスクに用いられるポリカーボネート樹脂を考えた．このとき，フリンジの本数は５９９本であり，最小の格子ピッチは１．７４４μｍである．

Table 3.1. Design parameters of the micro zone plate lens.

Focal length	f	2	mm
Diameter	D	2	mm
F Number	F	1	
Wavelngth	λ	780	nm
Refractive index of the glass plate	n	1.5	
Thickness of the glass plate	t	1.2	mm
Working distance	d	1.25	mm

３．２．２　集光特性

ここでは，マイクロゾーンプレートレンズの集光特性について検討する．z軸を光軸とし，それに垂直なxy平面上にレンズがあるものとする．$z=z_1$上での複素振幅分布を$U_1(x_1,y_1)$，距離f伝播したときのz_2面上での複素振幅分布を$U_2(x_2,y_2)$とすると，フレネル回折の積分式より，

$$U_2(x_2,y_2) = \iint U_1(x_1,y_1)\exp(jk\frac{x_1^2+y_1^2}{2f})\exp(j2\pi\frac{x_1x_2+y_1y_2}{\lambda f})dx_1dy_1 \tag{3.2.16}$$

で表される[66]．ここでλは入射波の波長，$k=2\pi/\lambda$である．U_1が光軸に対称な分布をしているときは，円筒座標で表現し，z軸回りに積分すると，

$$U_2(\rho) = 2\pi\int U_1(r)\exp(jk\frac{r^2}{2f})J_0(k\frac{\rho r}{f})rdr \tag{3.2.17}$$

$$r=\sqrt{x_1^2+y_1^2}, \rho=\sqrt{x_2^2+y_2^2}$$

を得る．ここで，rは物体面での半径座標，ρは像面での半径座標，J_0(x)は第１種０次ベッセル関数である．

次に，マイクロゾーンプレートレンズによるフレネル回折を求めるためE. Lommelの級数を用いた級数展開表示を示す．光軸に平行な平面波が入射するとき，半径aの円形開口によるフレネル回折は，式(3.2.17)に

$$\begin{aligned} U_1(r) &= 1 \quad ;0 \le r \le a \\ &= 0 \quad ;a \le r \end{aligned} \tag{3.2.18}$$

を代入すれば求まる．その結果，

$$U_2(\rho) = 2\pi\int_0^a U_1(r)\exp(jZr^2)J_0(Rr)rdr \tag{3.2.19}$$

$$Z=\frac{k}{2f}, R=\frac{k\rho}{f}$$

を得る．ここで，式(3.2.19)の積分をn次のベッセル関数の公式

$$x^n J_{n-1}(x) = \frac{d}{dx}\left\{x^n J_n(x)\right\} \tag{3.2.20}$$

を用いて，部分積分を繰り返すと，

$$\begin{aligned} U_2(\rho) &= \lambda f \exp(ja^2 Z)\left\{u_1(\rho) - ju_2(\rho)\right\} \qquad ;\ \rho \geq a \\ &= j\lambda f\left\{\exp(-j\rho^2 Z) - \exp(ja^2 Z)(v_0(\rho) - jv_1(\rho))\right\} \qquad ;\ \rho \leq a \end{aligned} \tag{3.2.21}$$

が得られる．ここで，u_n，v_nはLommel関数と呼ばれ，

$$u_n(\rho) = \sum_{p=0}^{\infty}(-1)^p\left(\frac{a}{\rho}\right)^{n+2p} J_{n+2p}(aR) \tag{3.2.22}$$

$$v_n(\rho) = \sum_{p=0}^{\infty}(-1)^p\left(\frac{\rho}{a}\right)^{n+2p} J_{n+2p}(aR)$$

で定義される．

次に，N個の同心円環状開口による回折を考える．半径b_mと半径a_mの間の円環開口で回折される光による振幅U_mは式（3.2.17)により，

$$U_m(\rho) = 2\pi\int_{a_m}^{b_m}\exp(jZr^2)J_0(Rr)rdr \tag{3.2.23}$$

$$a_m = \sqrt{(2m-1)\lambda f}, b_m = \sqrt{2m\lambda f}$$

である．この積分も，式(3.2.22)のLommelの式で求めることができる．

マイクロゾーンプレートレンズ全体の回折光による焦点面上の強度は，構成する輪帯の数をNとすると，

$$I = |U_2(\rho)|^2 = \left|\sum_{m=1}^{N} U_m(\rho)\right|^2 \tag{3.2.24}$$

である．式(3.2.24)を数値計算すれば強度分布が計算出来る．しかし，Nが十分大きい場合には漸近解として次式が得られる[67]．

$$I \cong 4N^2\left[\frac{2J_1\left(2\pi\left(\frac{2N}{\lambda f}\right)^{1/2} r\right)}{2\pi\left(\frac{2N}{\lambda f}\right)^{1/2} r}\right]^2 \tag{3.2.25}$$

この式はN番目の透明輪帯の外側の半径b_Nと同じ半径を持つ円形開口のすぐ後に焦点距離fの無収差レンズをおいたとき，その焦点面に作られる点像の強度分布（いわゆるエアリー分布）と一致している．輪帯の数Nを増やしていくと，同じ開口と同じ焦点距離を持つ無収差レンズの強度分布に近づく．

したがって，強度が中心の1/2，$1/e^2$となるところでのスポット直径をそれぞれ$2w_{1/2}$，$2w_{1/e^2}$とすると，

$$\begin{aligned} 2w_{1/2} &= 1.04\lambda F \\ 2w_{1/e^2} &= 1.64\lambda F \end{aligned} \tag{3.2.26}$$

となる．最小格子幅Δd_{min}は最小格子間隔Δr_{min}の1/2であり，また，式(3.2.15)の関係を用いると，式(3.2.26)は以下のようになる．

$$\begin{aligned} 2w_{1/2} &= 1.04\Delta d_{min} \\ 2w_{1/e^2} &= 1.64\Delta d_{min} \end{aligned} \tag{3.2.27}$$

これから，マイクロゾーンプレートレンズの解像限界は最周辺の格子の幅とほぼ一致することがわかる．すなわち，実現できる解像限界は最も細い格子の幅の加工精度によって決まる．

3．2．3　マイクロゾーンプレートレンズの光線追跡

格子間隔が一定の回折格子に対する光線追跡式はG. H. Spencer[68]らにより導出されており，以下のように書くことが出来る．

$$\mathbf{S}' \times \mathbf{N} = \frac{n}{n'}\mathbf{S} \times \mathbf{N} + \left(\frac{m\lambda}{n'd}\right)\mathbf{q} \tag{3.2.28}$$

ここで，**S'**は回折光の方向を示す単位ベクトル，**S**は入射光の方向を示す単位ベクトル，**N**は回折格子が形成されている面の単位法線ベクトル，**q**は回折格子の溝に沿う単位ベクトル，nは入射側媒質の屈折率，n'は射出側媒質の屈折率，mは回折の次数，λは波長，dは回折格子の周期である．　Fig.3.2にこれらベクトルの関係を示す．

次に，式(3.2.28)の見通しと計算を容易にするため，以下のように変形する．補助ベクトルPを考え，

$$\mathbf{P}=\mathbf{q}\times\mathbf{N},\quad \mathbf{q}=-\mathbf{P}\times\mathbf{N} \tag{3.2.29}$$

と置く．式(3.2.29)を式(3.2.28)に代入すると，

$$(\mathbf{S}'-\mu\mathbf{S}+\Lambda\mathbf{P})\times\mathbf{N}=\mathbf{0} \tag{3.2.30}$$

$$\mu=\frac{n}{n'},\quad \Lambda=\frac{m\lambda}{n'd}$$

となる．式(3.2.30)において，ベクトル積の公式より，Γを定数としてΓ N x N＝0であるので，

$$\mathbf{S}'=\mu\mathbf{S}-\Lambda\mathbf{P}+\Gamma\mathbf{N} \tag{3.2.31}$$

と変形出来る．ここで，定数Γは｜S'｜=1より求められる．｜S'｜=1と式(3.2.31)より，

$$\begin{aligned}|\mu\mathbf{S}-\Lambda\mathbf{P}+\Gamma\mathbf{N}|^2&=\mu^2|\mathbf{S}|^2-2\mu\Lambda(\mathbf{S}\bullet\mathbf{P})+\Lambda^2|\mathbf{P}|^2\\&\quad+2\Gamma\mu(\mathbf{S}\bullet\mathbf{N})-2\Gamma\Lambda(\mathbf{P}\bullet\mathbf{N})+\Gamma^2|\mathbf{N}|^2=1\end{aligned} \tag{3.2.32}$$

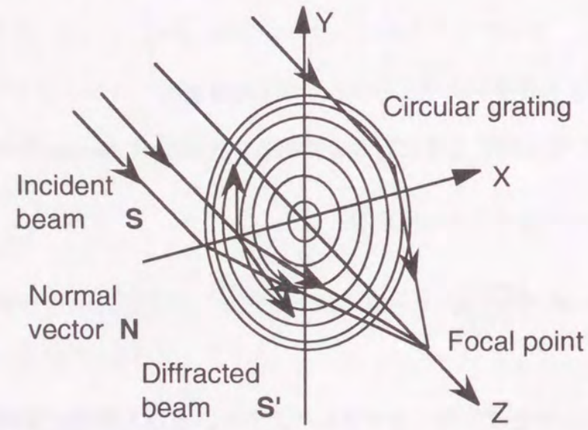


Fig.3.2. Relation of the incident beam vector, diffracted beam vector,and normal vector.

となる．ここで，｜S｜²=1，｜N｜²=1，P・N=0の関係を用いると，Γに関する２次方程式が得られる．

$$\Gamma^2+2b\Gamma+c=0 \tag{3.2.33}$$

但し，

$$b=\mu(\mathbf{S}\bullet\mathbf{N})$$

$$c=\mu^2-2\mu\Lambda(\mathbf{S}\bullet\mathbf{P})+\Lambda^2|\mathbf{P}|^2-1$$

である．式(3.2.33)を解くことにより，Γは

$$\Gamma=-b+\sqrt{b^2-c} \tag{3.2.34}$$

と求められる．このΓを式(3.2.31)に代入すれば回折光の方向S'が求まる．

式(3.2.28)をマイクロゾーンプレートレンズに適用する場合，考慮すべきパラメータは，ベクトルN，ベクトルq及び周期dである．まず，ベクトルNであるが，通常のマイクロゾーンプレートレンズでは輪帯を平面上に形成することを考えると，光軸方向に取って良い．次にベクトルqはマイクロゾーンプレートレンズが同心の円環状輪帯より構成されていることを考えると，輪帯が形成されている平面上の半径ｒの円の１点における接線方向のベクトルに一致する．すなわち，入射光線のマイクロゾーンプレートレンズ上での点を(x,y)，そのときの原点からの距離をｒ，ベクトルqの成分を(q_x,q_y,q_z)とすると，

$$x^2+y^2=r^2,\quad xq_x+yq_y=0,\quad q_x^2+q_y^2=1,\quad q_z=0 \tag{3.2.35}$$

が成り立つ．したがって，ベクトルqの成分は

$$q_x=-\frac{y}{r},\quad q_y=-\frac{x}{r} \tag{3.2.36}$$

となる．

式(3.2.28)のベクトル式は，格子周期が部分的に異なる場合でも，回折格子のその局所領域について成り立っており，その局所的な格子周期を考えて，これをdとして用いればそのまま適用することが出来る．回折光の位相差をϕとすると，マイクロゾーンプレートレンズの輪帯半径を設計するときに用いる主光線と回折光の光路差OPDと，

$$\phi(r)=\frac{2\pi}{\lambda}(OPD) \tag{3.2.37}$$

の関係がある．今の場合，マイクロゾーンプレートレンズが軸対称であるので，位相差ϕは半径rのみの関数である．したがって，局所的な格子周期dは，式(3.2.37)をrで微分して，

$$d=\left(\frac{1}{2\pi}\frac{\partial\phi}{\partial r}\right)^{-1} \tag{3.2.38}$$

となる．以上の式(3.2.31)～(3.2.38)を用いれば光線追跡が出来る．

3．3　実験結果

3．3．1　製作法

本研究では格子パターンをもつマイクロゾーンプレートレンズを，フォトリピータで作製した原寸のフォトマスクを用いた密着法によりフォトレジスト（AZ1350J;Shipley製）上に作製した[19]．作製手順をFig.3.3に示す．フォトマスクは輪帯半径をコンピュータに入力し，50倍に拡大したパターンを光学式描画装置で描画した．このときの最小解像限界は5μmである．次にこのパターンをフォトリピータを用いて2段階で縮小し，原寸大のフォトマスクを作製した．フォトマスクは2.5"角で，厚さ1.6mmの石英ガラス基板上に$Cr+CrO_2$を蒸着した低反射形のものを用いた．Fig.3.4に作製したフォトマスクの描画線幅の測定例を示す．図中(a)はレンズ中心付近を示し，(b)は輪帯のエッジ近傍を示している．いずれも線幅の測定値は計算値と良く一致している．また，このように作製したフォトマスクの最終パターンでの最小描画線幅は0.75μmである．UVリソグラフィでも1μm以下の線幅のパターンが作製可能であることが分かった．

回折効率を最大にするため，フォトレジストの厚みd_pは，次式を満足するように制御した．

$$d_p=\lambda/2(n_p-1) \tag{3.3.1}$$

ここでn_pはフォトレジストの屈折率である．フォトレジストは85℃で20分間プリベーキ

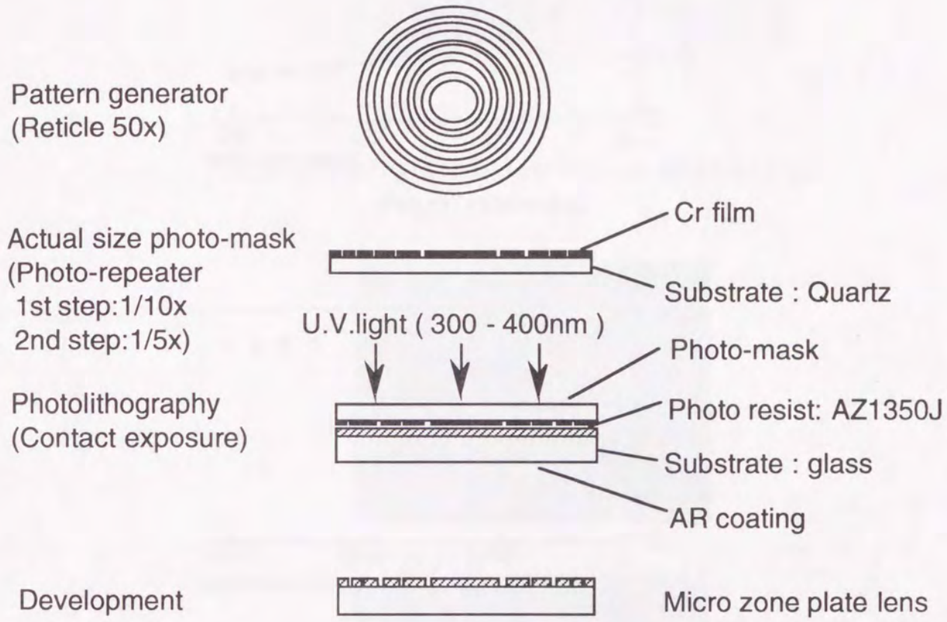
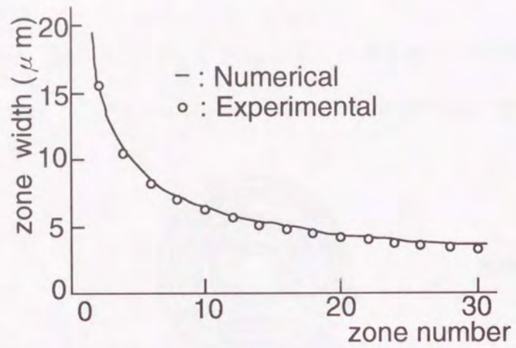
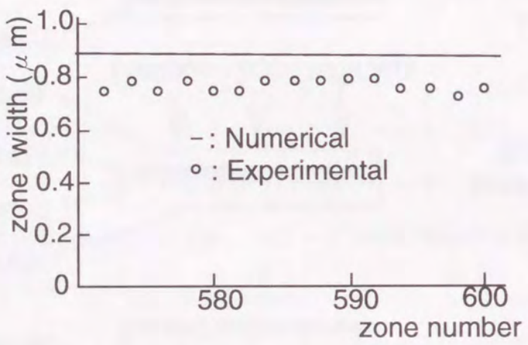


Fig.3.3.　Fabrication process of a micro zone plate lens using UV lithography.



(a) central region.



(b) near the edge of the mask.

Fig.3.4. Zone width of the photo mask.

ングを行った．AZ1350Jの場合，プリベーキング後の屈折率は1.68であるので，最適膜厚は0.57μmである．また，現像時間は約30秒である．

3．3．2　格子形状

Fig.3.5に試作したマイクロゾーンプレートレンズの外観写真を示す．また，Fig.3.6はSEMで観測した円環状格子の作製状態を示したものであり，(a)はレンズ中央部分，(b)はレンズの周辺部分である．最小の格子幅は0.87μmであり，フォトマスクの測定値0.75μm

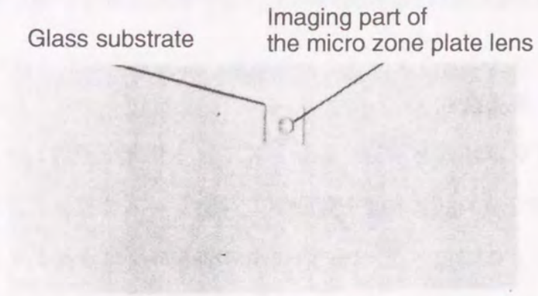
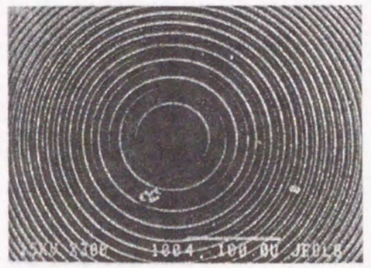
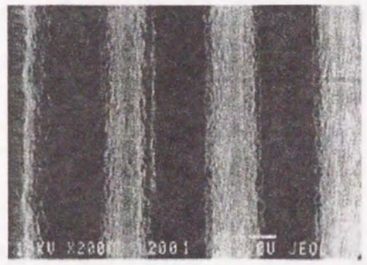


Fig.3.5. Photograph of the micro zone plate lens.



(a)



(b)

Fig.3.6. SEM photographs of the micro zone plate lens : (a) Central region, (b) Enlarged view near the edge of the lens. Minimum zone width is 0.87μm.

より若干大きいが，ほぼ同程度のパターンが転写されていることが分かる．

3．3．3　集光特性

試作マイクロゾーンプレートレンズにレーザ光を照射したときの集光点での光強度分布は，集光点でのスポット像を顕微鏡の対物レンズで拡大し，その像面をピンホールで走査することにより測定した．Fig.3.7に測定装置のブロックダイアグラムを示す．測定で用いた半導体レーザは横モードおよび縦モードとも単一であり，波長は780nmである．顕微鏡対物レンズはNA0.9であり，スポット像は100倍に拡大した．顕微鏡対物レンズの前に光ディスクを模擬するため，厚さ1.2mmのガラス板（BK7，屈折率1.5115）を設置した．また，光検出器の前に設置されたピンホールの直径は5μmである．Fig.3.8に測定結果を

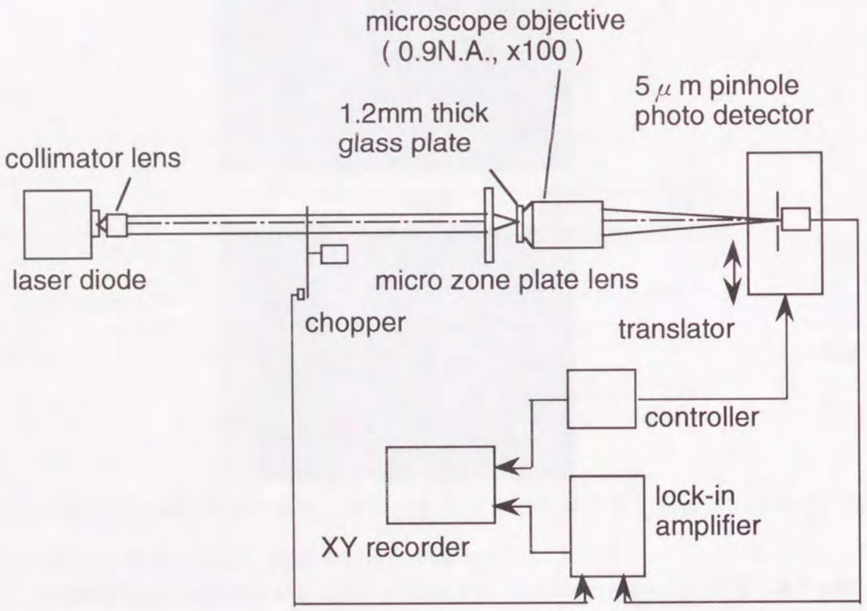


Fig.3.7.　Schematic diagram for measuring the intensity distribution in the focal plane.

示す．光強度がピーク値の1/e^2　となる幅W_{1/e^2}は1.4μmである．　解析値は式(3.2.26)で計算でき，W_{1/e^2} =1.3μmでありほぼ回折限界の値が得られていることがわかる．

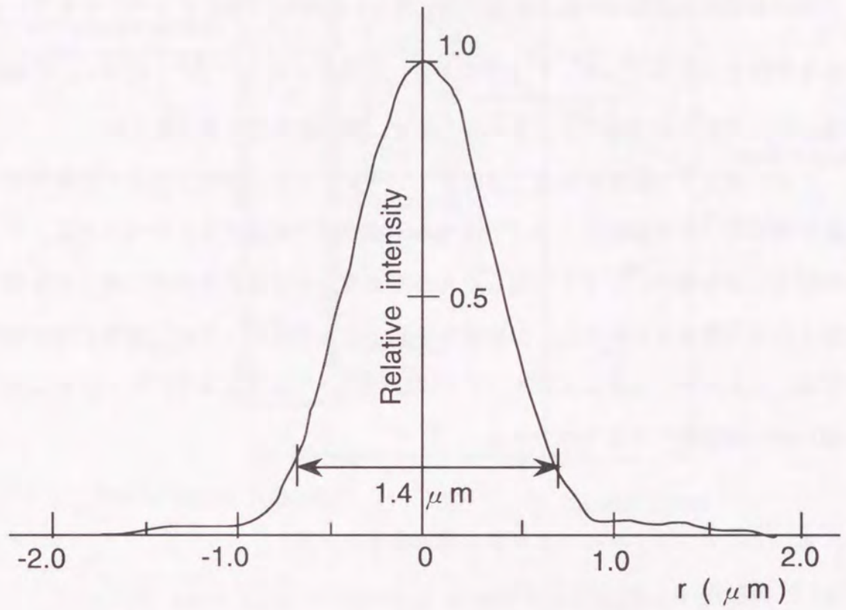


Fig.3.8.　Experimental intensity distribution in the focal plane.

3．3．4　回折効率

1.4μmのスポット径を得たときの回折効率の最大値は38%であった．　矩形断面をもつ位相型回折格子の回折効率の計算値は40.5%[75]であり，これに近い値が得られていることがわかる．

3．4　　アプラナティック回折格子レンズの設計

通常の回折格子レンズは平板ガラスの一面に同心円環状の格子を形成し作製する．この構成では，いわゆるザイデルの５収差のうち，球面収差は，輪帯半径を系の条件に合わ

せて設計することにより完全に除去することができるが，残りの収差は除去することはできない．特に，入射光線が光軸に対して傾き，斜め入射になったときには正弦条件を満たさないためコマ収差が顕著に現れる．コマ収差を除去するには，主平面が焦点を中心とし，半径が媒質の屈折率と焦点距離の積に等しい球面に一致するようにすればよい[69]．これを実現する方法として，アプラナティックホロレンズ[70~72]と同様に上記球面上に回折格子レンズを形成することが考えられるが，製作面を考えると難しい．

ここでは，コマ収差を除去しうるアプラナティック回折格子レンズを構成する２つの方法を提案し，その設計法について述べる．本研究で提案する１つの方法は，平行ガラス板の両面に回折格子レンズを作製したものであり，正弦条件を完全に満たすものである．他の１つは入射側を凹面とし，出射側を平面とした平凹レンズの平面側に回折格子レンズを作製したもので，正弦条件はすべての光線については満足せず，コマ収差は完全に零ではないがその値の小さなものである．

３．４．１　アプラナティックダブル回折格子レンズ

（ａ）　設計法

本研究で考察した屈折率が１以上のガラス板に平行光を集光し，集光点で球面収差及びコマ収差を生じない２枚の平面回折格子レンズを用いたダブル回折格子レンズ（WGL）の構成と設計法について述べる．

Fig.3.9に構成を示す．WGLは屈折率n_1，厚さｄの平行ガラス板の両面S_1，S_2上に作製する．入射平行光は第１及び第２の回折格子レンズによって回折され，ガラス表面で屈折したのち点Ｆに集光する球面波に変換される．無収差で集光する条件は，

$$\left(n_1 d/\cos\theta_3 + 1/\cos\theta_1 + n_2 t/\cos\theta_2\right) - \left(n_1 d + 1 + n_2 t\right) = k\lambda/2 \quad (k = 1,2,\cdots) \tag{3.4.1}$$

$$\sin\theta_1 = n_1 \sin\theta_2 \tag{3.4.2}$$

である．ここでn_2はガラス板の屈折率，ｔは厚さ，ｌは作動距離，λは波長である．

次に，コマ収差を生じないようにするためには，正弦条件を満たす必要がある．すなわち，Fig.3.9において，集光点Ｆから屈折光の方向に沿って光線を延長した直線が入射光

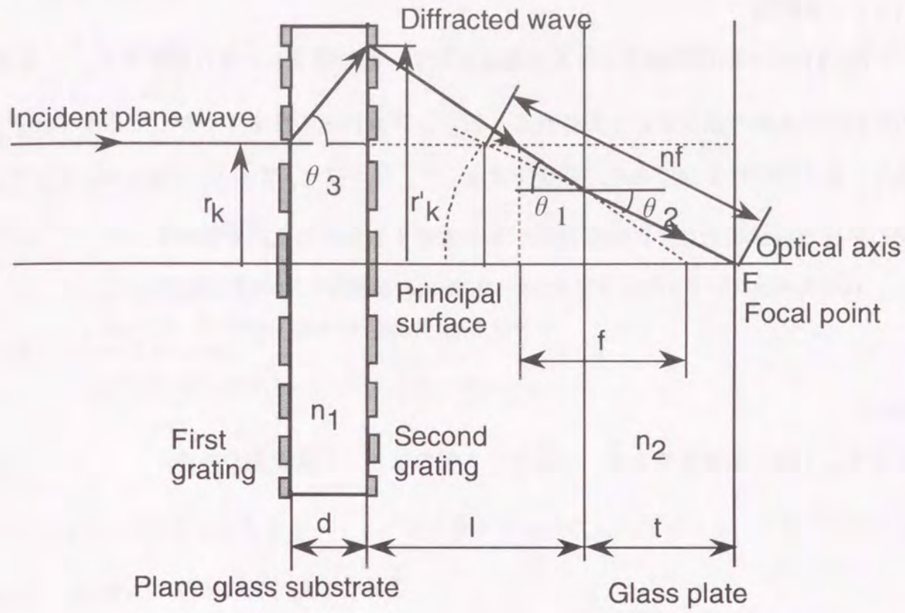


Fig.3.9. Layout for the design of the double grating lens.

線を延長した直線と交わる点が点Ｆを中心とする半径$n_2 f$の球面上にあり，かつ，射出光の高さが入射光の高さr_kに等しくなる条件である．この条件は，

$$r_k = n_2 f \sin\theta_2 \tag{3.4.3}$$

と書くことが出来る．

第２の回折格子レンズの輪帯半径r'_kは，

$$r'_k = t\tan\theta_2 + l\tan\theta_1 = r_k + d\tan\theta_3 \tag{3.4.4}$$

で求められる．以上の式(3.4.1)～(3.4.4)が格子パターンを計算するための方程式である．この場合には変数の数と方程式の数が一致し，正弦条件をすべての光線が満足するので，ザイデルの３次収差の範囲でコマ収差を除去することが出来る．

3．4．2　アプラナティック平凹回折格子レンズ

（a）　設計法

Fig.3.10に平凹回折格子レンズの構成を示す．回折格子レンズは屈折率n_2，厚さd_2の平行ガラス板の面S上に作製される．凹レンズは凹面の曲率中心がOで曲率半径がrであり，他方の面は平面である．屈折率はn_1で，厚さはd_1である．Fig.3.10において，入射の平行光線が集光点Fに球面収差が零で集光する条件は次式で書ける．

$$r\cos\theta_1+(n_1r(1-\cos\theta_1)+d_1)/\cos(\theta_1-\theta_2)+n_2d_2/\cos\theta_4+l/\cos\theta_5+n_3t/\cos\theta_6 -(r+n_1d_1+n_2d_2+l+n_3t)=k\lambda/2 \quad (k=1,2,\cdots) \tag{3.4.5}$$

ここで，lは作動距離であり，tはガラス板の厚さ，λは波長である．

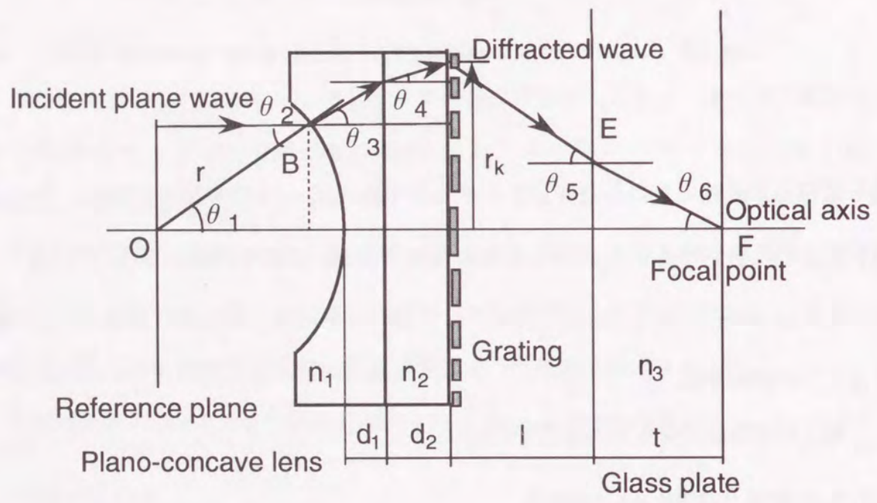


Fig.3.10. Layout for the design of the plano-concave grating lens.

また，点B，点Cおよび点Eにおけるスネルの法則は，

$$\begin{aligned}&\sin\theta_1=n_1\sin\theta_2\\&n_1\sin\theta_3=n_2\sin\theta_4\\&\sin\theta_5=n_3\sin\theta_6\end{aligned} \tag{3.4.6}$$

である．　ここで，

$$\theta_3=\theta_1-\theta_2 \tag{3.4.7}$$

である．

面Sにおける回折格子レンズの輪帯半径をr_kとすると，

$$\begin{aligned}r_k&=l\tan\theta_5+t\tan\theta_6\\&=r\sin\theta_1+(r(1-\cos\theta_1)+d_1)\tan(\theta_1-\theta_2)+d_2\tan\theta_4\end{aligned} \tag{3.4.8}$$

が成り立つ．

式(3.4.5)～式(3.4.8)は角度θ_1～θ_6を変数とする連立方程式であり，これらの方程式により，kの値に対する光路が決定される．

Fig.3.10のレンズ系において，各パラメータの値が与えられると焦点距離が決定される．この焦点距離fの値を入射光の第1輪帯に対する入射高さをh_iとして，

$$f\equiv h_i/n_3\theta_6 \tag{3.4.9}$$

$$h_i=(r\sin\theta_1)_{k=1}$$

で定義する．次に，このレンズの明るさを開口数NAで表わす．NAが与えられると，回折格子レンズの最大輪帯半径r_{km}が次式により求められる．　NAの定義より，角度θ_5とθ_6の最大値θ_{5m}とθ_{6m}が，

$$\theta_{5m}=\sin^{-1}(NA) \tag{3.4.10}$$

$$\theta_{6m}=\sin^{-1}(NA/n_3)$$

と求まる．　このθ_{5m}とθ_{6m}の値を式(3.4.8)に代入して

$$r_{km}=l\tan\theta_{5m}+t\tan\theta_{6m} \tag{3.4.11}$$

となる．

（b）残留コマ収差の評価量

コマ収差を生じないためには，正弦条件を満足する必要があるが，今の場合必ずしもすべての入射光線に対して，正弦条件を満たすようにすることはできない．

正弦条件の不満足量をO.S.Cで表わすと，定義により

$$O.S.C. = r\sin\theta_1 / \sin\theta_6 - n_3 f \tag{3.4.12}$$

と書ける． 理想的には，すべての光線に対してO.S.C=0である． 式(3.4.12)においてO.S.C=0として式(3.4.5)～(3.4.8)の連立方程式と連立した場合，変数θ_1 ～θ_6 に比べて方程式の数が１つ多く，一意的に解くことはできない． そのため，O.S.Cの値がなるべく小さくなるようにパラメータの値を変化させて式(3.4.5)～(3.4.8)を解くようにしなければならない．

本研究では残留コマ収差の評価量として２乗平均

$$O.S.C._{rms} = \sqrt{\frac{1}{k_{\max}} \sum_{k=1}^{k_{\max}} (O.S.C._k)^2} \tag{3.4.13}$$

を導入し，パラメータn_1 ，n_2，d_1，d_2 などを与えたとき，この値が極小になるように凹レンズの曲率半径ｒを変化させた．

３．４．３ 計算結果

CD光ピックアップの対物レンズとして使用可能な開口数0.45のレンズを想定し，計算に用いるパラメータの値を設定した．計算に用いたパラメータの値は，NA=0.45，波長λ=780nm，基板厚さd_2=0.5mm，屈折率n_2=1.5，作動距離ｌ=2ｍｍ，ガラス板の厚さｔ=1.2mm，屈折率n_3=1.5である．次に，残留コマ収差を小さくするため変化させたパラメータは，凹レンズ部分の屈折率n_1，厚さd_1及び曲率半径ｒである．

（a）正弦条件不満足量

凹レンズ部分の厚さを一定として，曲率半径の変化と正弦条件不満足量との関係をFig.3.11に示す．パラメータは凹レンズの屈折率n_1 である．これらの図から分かるように，曲率半径の変化に対して正弦条件不満足量O.S.C.$_{rms}$は最小値を持ち，しかも最小値付

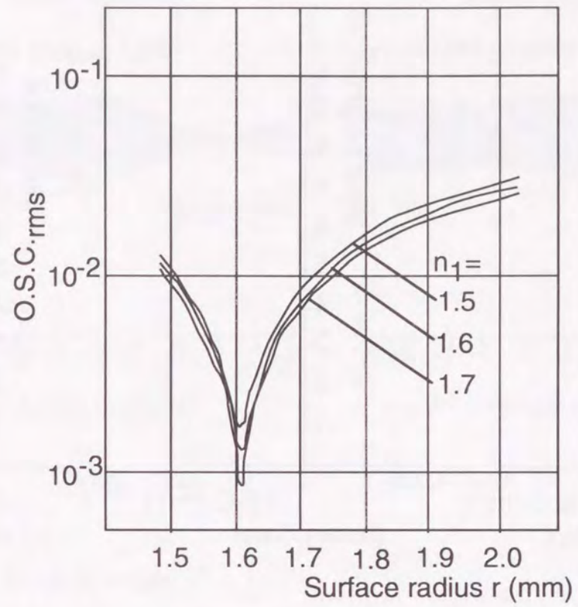


Fig.3.11. Plots of the O.S.C.rms versus radius r (d1=1.0mm,d2=0.5mm,n2=1.5).

近におけるO.S.C.$_{rms}$の変化は急峻である．また，屈折率n_1 が大きいほど最小値は小さくなる．凹レンズの厚さが厚くなると，最小値をとる曲率半径ｒの値は小さくなり，正弦条件不満足量も小さくなる．

（b）収差曲線

Fig.3.12に凹レンズの屈折率をn_1 =1.7，厚さをd_1=1mm として正弦条件不満足量が最小になる曲率半径付近の収差を示す．曲率半径ｒを1.5,1.6,1.7mmと変化させた．Fig.3.12のグラフの縦軸は最大値で規格化した入射高さであり，横軸は式(3.4.12)で与えられるO.S.Cの値である．Fig.3.12(b)は正弦条件不満足量が最小になるときであり，コマ収差が十分小さくなっていることがわかる．

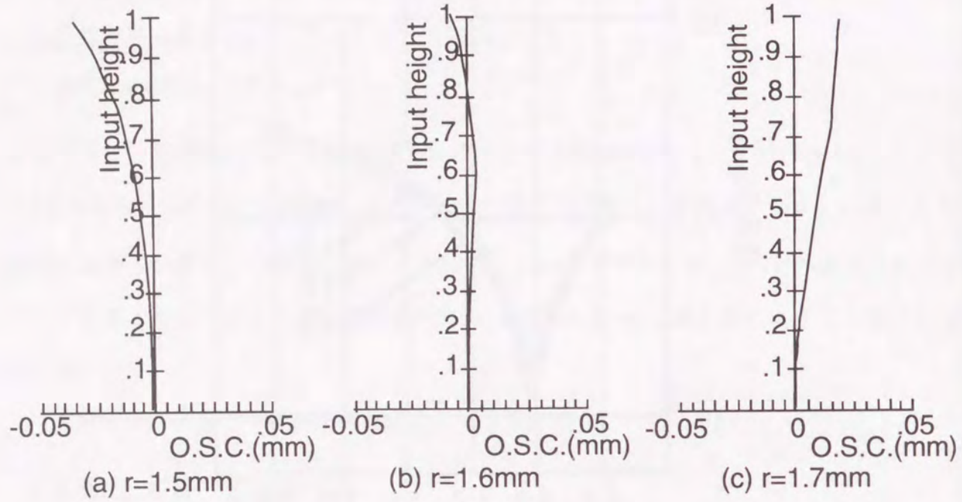


Fig. 3.12. Coma aberration curves in the vicinity of the minimum value of the O.S.C.rms.

（c）スポットダイアグラム

入射光の入射角度を変化させて光線追跡を行った結果をFig.3.13, Fig.3.14に示す．Fig.3.13は子午面における光線追跡の結果である．Fig.3.14は集光点におけるスポットダイアグラムである．図中の(a)はアプラナティックフレネルレンズのスポットダイアグラムであり，入射光が2° 傾いたとしてもスポットは2μmφの円の中に入っており広がりは小さく，コマ収差は予想通り抑制されている．入射角度が大きくなるにつれて高次の収差が顕著になってくる．一方，(b)は平板上に作製された通常のフレネルレンズのスポットダイアグラムを示している．入射角度0.2° でもコマ収差が顕著であり，スポットの広がりが大きいことがわかる．

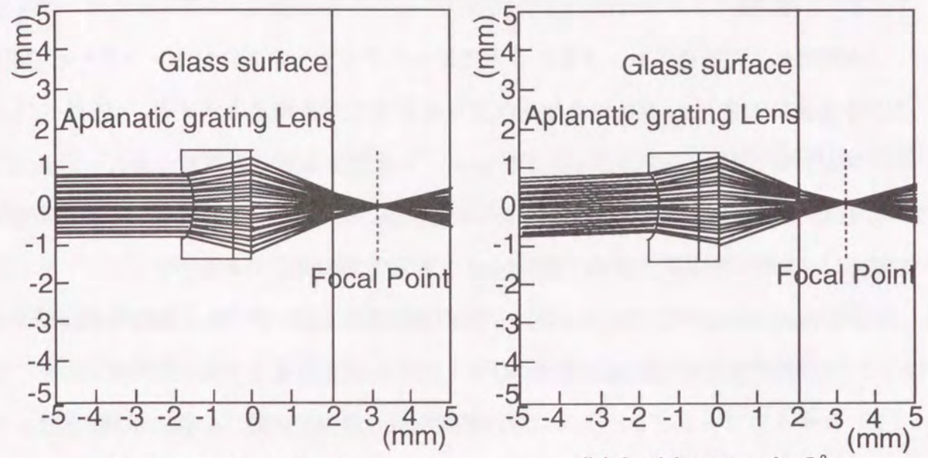


Fig.3.13. Raytrace in the meridional plane for the plano-concave grating lens.

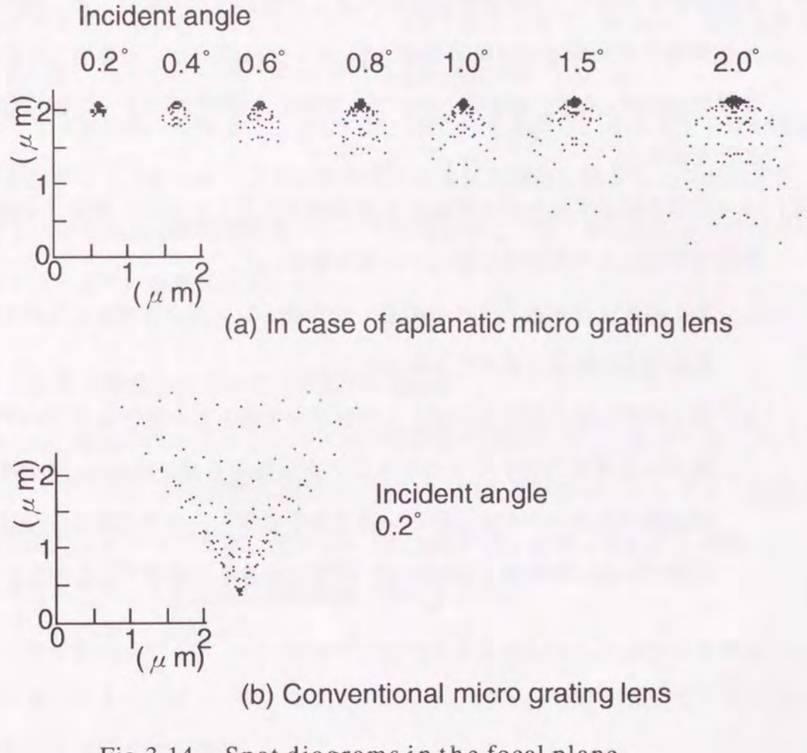


Fig.3.14. Spot diagrams in the focal plane.

3．5　結言

本章では，回折格子レンズをＣＤ用光ピックアップ光学系の対物レンズとして用いることを念頭におき，NAが0.45の球面収差を除去した平板構造のマイクロゾーンプレートレンズと，コマ収差も除去したアプラナティック回折格子レンズについての設計法及びNAが0.45のマイクロゾーンプレートレンズをＵＶリソグラフィで作製した性能評価実験の結果について述べた．得られた結果をまとめると次の通りである．

（1）フレネルレンズによるフレネル回折の無限級数展開式を示し，輪帯の数が多いときには焦点面での光強度分布はエアリー分布に漸近することを示した．

（2）マイクロゾーンプレートレンズの解像限界は最周辺の格子の幅とほぼ一致し，実現できる解像限界は最も細い格子の幅の加工精度によって決まることを示した．

（3）NA0.45のマイクロゾーンプレートレンズを，ＵＶリソグラフィにより原寸のフォトマスクを用い密着法によりフォトレジスト（AZ1350J;Shipley製）上に作製した．集光特性は良好で，ほぼ回折限界のスポット径1.4μmであること，回折効率は，矩形位相格子の回折効率の計算値40.5%に近い38%であることを明らかにした．最小格子幅は0.87μmで，UVリソグラフィでも1μm以下のパターンが作製可能であることを示した．

（4）コマ収差を除去するための構成を２種類提案するとともに，残留コマ収差の新しい評価量を基にして設計する新しい方法を提案した．

（a）第１の方法は平板ガラスの両面に回折格子レンズを作製するものでありコマ収差を完全に除去できることを示した．

（b）第２の方法は入射面を凹面とし出射面を平面とした平凹レンズの平面側に回折格子レンズを作製するものである．正弦条件不満足量のrms値を残留コマ収差の評価パラメータとする新しい設計法を提案し，コマ収差を完全に除去することはできないが実用上問題のない程度に小さくできることを明らかにした．

4．1　序言

光ディスクシステムではより高速のアクセスを実現するため，小型，軽量な光ピックアップが要求されている．これらの課題を解決し，小型・軽量化を実現するためには光ピックアップを構成する部品点数を減ずることが重要である．特に光学系では１個の光学素子に複数の機能を持たせることが有効である．光の回折を利用する回折光学素子は，任意の波面変換機能を持ち，複数のホログラム領域を一枚の基板上に形成出来るので１個の素子で複数の機能を持つ光学素子の作製が可能である[31]．

本章では新たに提案した[32,33,73]，ディスク照射光とディスクからのピット情報を含む反射光とを分離する機能，集光スポットを常にピット列に追従させるためのフォーカス誤差信号とトラッキング誤差信号を得るためのセンサ光学系の機能及び光路の折り曲げ機能の複数機能を有する反射型回折格子レンズ（以下RGLと略す）の設計・試作と実験結果について述べる．さらにCDを用いた信号の再生結果について述べる．

フォーカス誤差信号を得る方法として非点収差法を採用し，非点光束を反射型回折光学素子で発生するようにした．非点光束を発生する反射型回折格子レンズの位相を，反射型回折格子レンズ面上の座標で展開された多項式で表し，第２章の解析結果を基に所要の非点隔差となるように係数を決定した．

4．2　光学系の構成とフォーカス誤差信号発生法

Fig.4.1に，RGLを用いた光ピックアップ光学系の構成を示す．光ピックアップ光学系は半導体レーザ（LD），４分割光検出器（QD），RGL及び非球面レンズから構成されている．RGL光ピックアップでは，光ピックアップ光学系に必要とされる３機能，

1)レーザ光を光ディスク面上に回折限界で集光する機能，

2)ディスク照射光とディスクからのピット情報を含む反射光とを分離する機能，

3)集光スポットを常にピット列に追従させるためのフォーカス誤差信号とトラッキング誤差信号とを発生する機能，

と，光ピックアップを薄型にするための追加機能である

4)光路の折り曲げ機能，

を，非球面レンズとRGLの２光学素子により達成している．上記1)の機能は非球面レンズが，2)～4)の機能はRGLが有している．

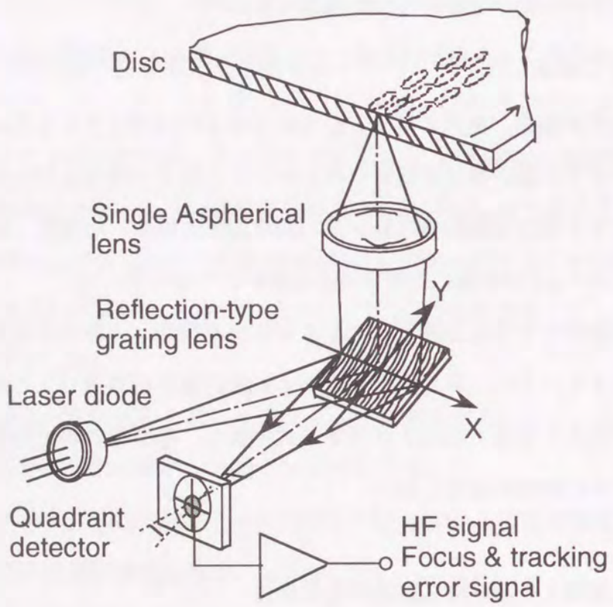


Fig.4.1. Schematic view of an optical head with the reflection-type grating lens.

Fig.4.1の構成において，LDからの射出光はRGLに直接入射するが，RGLによる０次回折光は90°光路が曲げられて非球面レンズに入射する．入射光はこの非球面レンズによりディスク面上にほぼ回折限界のスポットで集光される．ディスクからの反射光は逆の光路を通り非球面レンズに入射し，LDの発光点を集光点とする集束光に変換されRGLに入射する．RGLで発生する回折光のうち１次回折光は光路が曲げられて４分割光検出器に集光する光に変換される．Fig.4.1に示すように，射出光の光路とは重ならないので，ディスク面からのピット情報を有する反射光のみを４分割光検出器に導くことができる．フォーカス誤差信号は１次回折光を非点光束とすることにより非点収差法で得ており，トラッキング誤差信号はプッシュプル法で得ている．

４．３　非点光束発生反射形回折格子レンズの設計

４．３．１　非点光束を発生する格子パターンの計算式

RGLの格子パターンは，LDと４分割光検出器およびRGLの配置関係とLDの発振波長および１次回折光に付加する収差によって決まるものであり，式(4.3.1)で定義される位相差がπの整数倍となる等位相曲線として表現される[56]．すなわち，

$$\phi = \phi_{LD} - \phi_{PD} + \frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_{i,j=0} C_{ij} x^i y^j \tag{4.3.1}$$

式(4.3.1)において，Φ_{LD}はLDを点光源としたときのRGL面上での位相，Φ_{PD}は４分割光検出器の中心とRGLの中心を結ぶ直線上で受光面近傍に仮想点光源をおいたときのRGL面上での位相，（x, y）はRGL面上での座標，λ_0は波長である．第３項は付加収差を与える項であり，係数C_{ij}の値と次数i,jを選択することにより１次回折光に種々の収差を発生させることができる．LDの座標を(x_{LD}, y_{LD}, z_{LD})，４分割光検出器近傍の仮想点光源の座標を(x_{PD}, y_{PD}, z_{PD})とすると，

$$\phi_{LD} = \frac{2\pi}{\lambda_0} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{LD}| = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left\{ (x - x_{LD})^2 + (y - y_{LD})^2 + z_{LD}{}^2 \right\}^{1/2} \tag{4.3.2}$$

$$\phi_{PD} = \frac{2\pi}{\lambda_0} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{PD}| = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left\{ (x - x_{PD})^2 + (y - y_{PD})^2 + z_{PD}{}^2 \right\}^{1/2}$$

ここで，r_{LD}はRGL上の原点とLDを結ぶベクトル，r_{PD}は4分割光検出器近傍の仮想点光源までのベクトルである．

格子パターンを白黒格子で考えると，白となる位置は，

$$\phi = 2m\pi \qquad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \cdots) \tag{4.3.3}$$

黒となる位置は，

$$\phi = (2m+1)\pi \qquad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \cdots) \tag{4.3.4}$$

で求まる．mをパラメータとして式 (4.3.3)， (4.3.4)をx, yについて解けば格子パターンが求まる．また，位相ϕを微分することにより，格子ベクトルK(K_x,K_y,K_z)と格子周期Λが求まる．すなわち，

$$K_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad K_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad K_z = 0 \tag{4.3.5}$$

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{K_x^2 + K_y^2}} \tag{4.3.6}$$

x=0における最大周期と最小周期はFig.4.2のようになる．図において，横軸は回折角度α（RGL中心とLDを結ぶ直線とRGL中心と4分割光検出器中心を結ぶ直線とのなす角度）である．格子パターンをフォトリソグラフィで作製することを考えた場合，格子幅（ほぼ格子周期の半分）が1μm以下になると作製が難しくなるので，これを考慮すると回折角度αは20°以下でなくてはならないことが分かる．

4．3．2　非点隔差の検討

フォーカス誤差信号は非点収差法で得ているので，誤差信号の感度と関係する非点光束となっている1次回折光の非点隔差について検討する．RGLと非球面レンズとで構成される光学系の倍率をm'とすると，非点隔差ΔRとディスク移動量Δz_dとの関係は，

$$\Delta R = 4m'^2 \Delta z_d \tag{4.3.7}$$

となる．また，倍率m'は非球面レンズの倍率mと

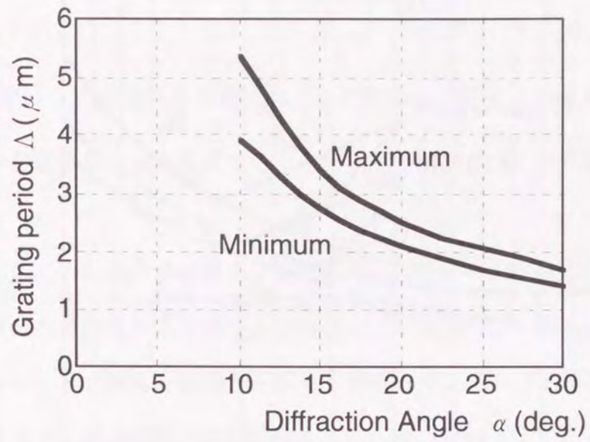


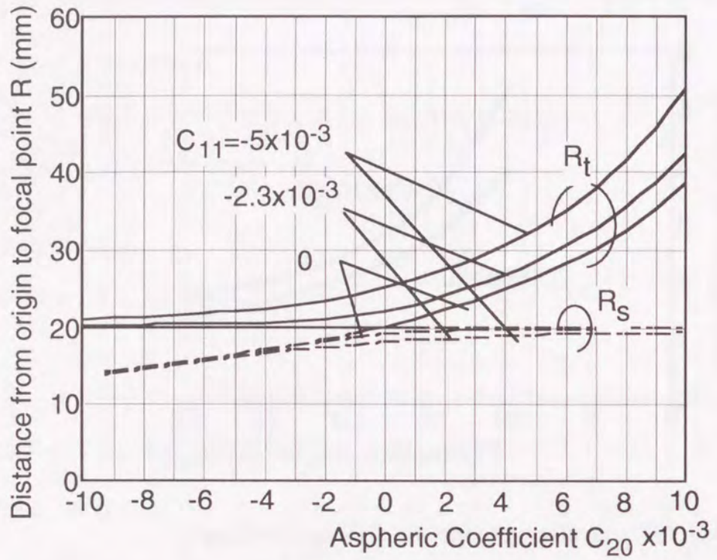
Fig.4.2.　Grating period v s diffraction Angle.

$$m' = m r_{PD} / r_{LD} \tag{4.3.8}$$

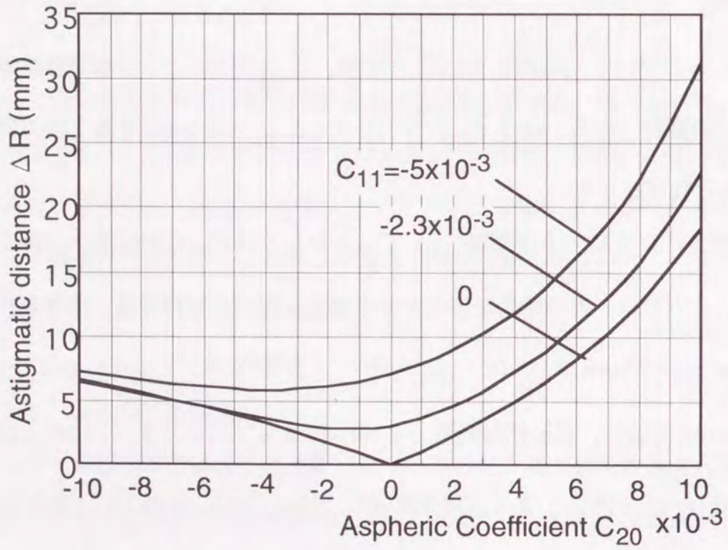
の関係がある．ここで，r_{LD}はRGLとLDとの距離，r_{PD}はRGLと4分割光検出器近傍の仮想点光源までの距離である．m=5, r_{PD}／r_{LD}～1.3,Δz_d～20μmとすると非点隔差ΔRは約2.6mmでなければならない．

第2章で述べたように，非球面項C_{11}，C_{20}，もしくはC_{02}を含む場合，回折光は非点光束となる．ここでは，その結果を用いて非点隔差について計算する．計算条件は，物体光源：r_{LD}=r_o=16mm, θ_o=45°, ϕ_o=-90°，参照光源：r_{PD}=r_r=20mm, θ_r=47.594°, ϕ_o=-65.968°，再生照明光源：r_c=16mm, θ_c=45°, ϕ_c=-90°，回折次数q＝1，波長比μ＝1である．また，非球面項C_{11}は-5×10^{-3}, -2.3×10^{-3}, 0とし，それぞれに対し，C_{20}を-1.0×10^{-3}～1.0×10^{-3}と変化させた．計算結果をFig.4.3に示す．

(a)は各焦線までの距離，(b)は非点隔差を示す．いづれの場合も，C_{20}の値が大きくなると，一方の焦線位置は参照光源位置に近づく．C_{11}＝0の場合，一方の焦線位置は参照光



(a) Focal distance



(b) Astigmatic distance

Fig. 4.3. Caluclated focal distance and astigmatic distance.

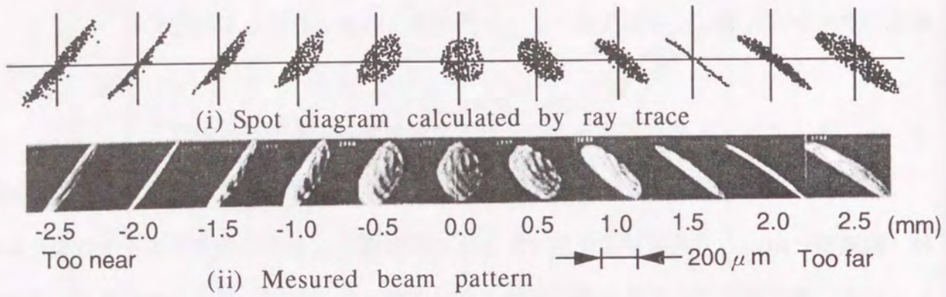
源位置に固定されており，$C_{20}=0$を境として入れ替わる．この図より非点隔差ΔR～2.6mmを得るためには，$C_{11}=-2.3\times10^{-3}$，$C_{20}=-2.0\times10^{-3}$とすればよいことがわかる．係数C_{ij}の最終値は，次に述べる光線追跡により像面におけるスポットダイアグラムにより集光パターンを評価し，非点収差パターンが最適となるようにして決定する．

4．3．3　スポットダイアグラムによる1次回折光ビーム形状の評価

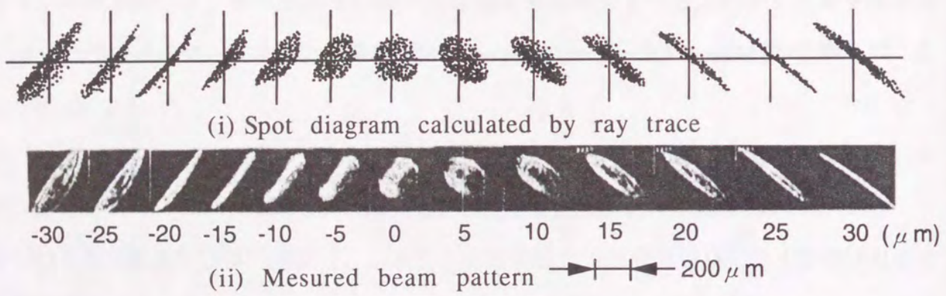
1次回折光の詳細な集光特性は光線追跡により評価を行った[54～56]．Fig.4.4 (a)(i)は，観測面とRGLとの距離を変化させたときの観測面上における集光スポットの変化を示している．最小錯乱円の位置は無収差時よりRGL側へ1mm近づいたところにあり，スポット径は約260μmとなっている．非点隔差は3.5mmであり，非点光束のパターン形状は最小錯乱円の前後でほぼ対象な形となっている．Fig.4.4 (b)(i)はディスクと非球面レンズとの距離を変化させたときの4分割光検出器面上における集光スポットの変化を示している．非点隔差は約45μmである．式(4.3.7)，(4.3.8）の関係が成り立っているのがわかる．

4．4　フォーカス誤差信号

フォーカス誤差信号も，光線追跡により計算した．LDの放射パターンは接合面に平行な放射角度と垂直な放射角度が異なるガウス分布とし，強度に応じて光線に重み付けをした．Fig.4.5は，再生時にLDの波長が変化したときのフォーカス誤差信号の計算値である．直線領域は約40μmであり，これはFig.4.4 (b)(i)における非点隔差45μmと良く一致している．波長変化が5nm以下であればフォーカス誤差信号のオフセットは0.5μm以下であり，感度の劣化も2dB以下である．組立時におけるLDの波長バラツキは4分割光検出器の位置を調整することにより補正可能である．LDの波長が温度変化により変化した場合には，4分割光検出器面上の集光スポットはx軸方向に移動する．しかし，4分割光検出器の分割線の1つはx軸方向と一致しており，さらにトラッキング信号はx軸を分割線とするプッシュプル法であるためLDの波長が変化してもほとんど影響を受けない．



(a) In the case that a distance between the RGL and the image surface is varied.



(b) In the case that a distance between the objective and the disc is varied.

Fig.4.4. Spot diagrams and mesured beam patterns for the first-order diffraction beam of the RGL.

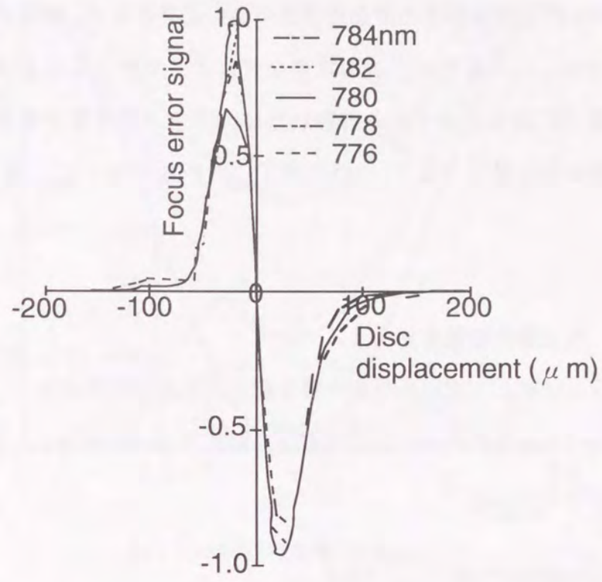


Fig.4.5. Calculated focus error signal.

4．5　許容収差と受光量の見積もり

4．5．1　許容収差

光ディスクにおいて，ディスクに刻まれたピットを読み出すためには，ディスク面における照射光はほぼ回折限界でなくてはならない．回折限界の目安を与える波面収差の評価量としてMareshal's criterion[74]があり，波面収差のrms値は$0.07\lambda_{rms}$以下でなくてはならない．これは，光ピックアップと光ディスクとで構成される光学系に対するものであり，それぞれrms値で1/2づつに分配されるものと考えると，光ピックアップに許容されるrms波面収差値は$0.049\lambda_{rms}$となる．ここでは，マージンを見込んで$0.039\lambda_{rms}$とする．

RGL光ピックアップ光学系を構成する要素のうち，収差を発生する素子は，LD,RGL及び

非球面レンズである．本光ピックアップ光学系では，読み出し光にRGLの０次回折光すなわちRGLでの鏡面反射光を用い，それを非球面レンズでディスク面上に集光している．したがって，RGLの０次回折光の波面収差は小さい必要がある．RGLの１次回折光には意図的に収差を付加しているので，表面状態などによって生じる収差はあまり問題とならない．各光学素子に振り分けられる許容収差は，ガラス光学素子を用いた現在の光ピックアップでの値を基に算定すると，LD:0.01 λ_{rms}，RGL:0.02 λ_{rms}，非球面レンズ:0.03 λ_{rms} となる．

４．５．２　受光量の見積もり

（ａ）０次回折効率と１次回折効率の積を最大にする格子溝深さ

RGLにおけるｍ次回折光の回折効率は，RGLを薄い位相格子と考えることにより計算でき，次式で与えられる[75)]

$$\eta_m = \left| \frac{1}{T} \int_0^T \exp(if(x)) \exp(-i\frac{2m\pi}{T}x) dx \right|^2 \tag{4.5.1}$$

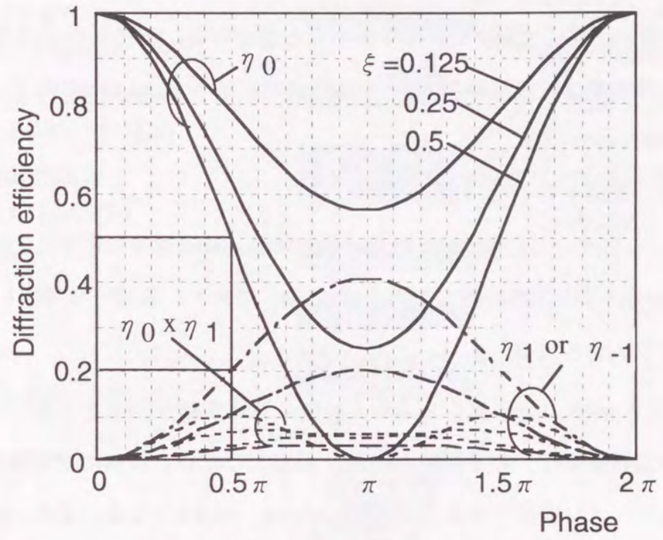
ここで，Ｔは格子の周期，$f(x)$は位相変化を表す関数である．格子断面形状が矩形である場合，$f(x)$は

$$\begin{aligned} f(x) &= \frac{4\pi}{\lambda_0} h \frac{\cos\theta}{\cos\alpha} \qquad (0 \le x \le \xi T) \\ &= 0 \qquad\qquad\qquad (\xi T \le x \le T) \end{aligned} \tag{4.5.2}$$

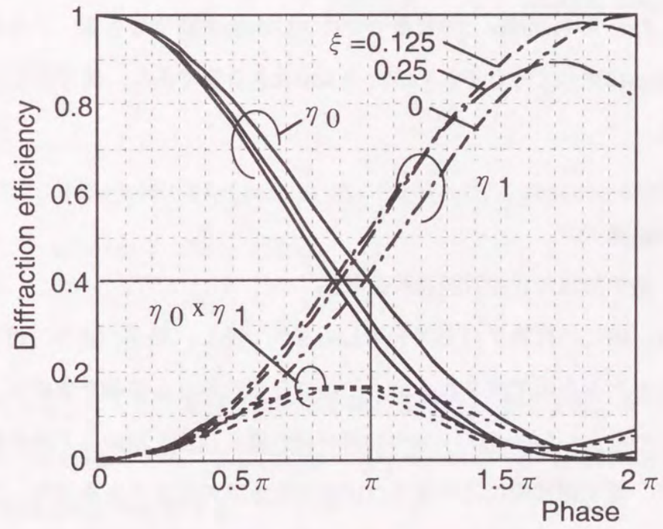
鋸歯状である場合，

$$\begin{aligned} f(x) &= \frac{4\pi}{\lambda_0} h \frac{\cos\theta}{\cos\alpha} \cdot \frac{\xi - x/T}{\xi - 1} \qquad (0 \le x \le \xi T) \\ &= 0 \qquad\qquad\qquad\qquad (\xi T \le x \le T) \end{aligned} \tag{4.5.3}$$

である．ここでｈは格子深さ，θは傾斜角度，ξは矩形格子の場合デューティ比，鋸歯状格子の場合平坦部分の割合である．Fig.4.6(a)は，矩形格子の場合，(b)は鋸歯状格子の場



(a) Lamellar grating



(b) Blased grating

Fig.4.6. Calculated diffraction efficiency.

合のξをパラメータとしたとき０次回折効率η_0と１次回折光回折効率η_1の計算値である．RGLの場合，０次と１次回折光の回折効率の積が重要であり，図より矩形格子で最大値10.2%が，鋸歯状格子で16.4%が得られることが分かる．RGLの傾斜角度を45°としたときの格子の最適深さは矩形格子で131.5nm，鋸歯状格子で263.1nmである．

（ｂ）受光量の見積もり

CDで用いられているEFM(Eight to Fourteen Moduration)信号の再生に必要とされるHF(High Frequancy)信号の光検出器出力信号は10μA_{pp}であり，変調率を考慮したときのDCレベルでの光入力パワーは28μW(-15.53dBm)である．

LDの出力を3mW，非球面レンズの入射側における結合効率を24%，レンズの透過率95%，RGLの回折効率は，格子断面の形状を矩形としたとき０次回折効率50%，１次回折効率20%であり，ブレーズ化するとそれぞれ40.5%，40.5%となる．また，RGLの高反射膜としてAu蒸着膜を用いたときの反射率は95%以上が期待できる（Appendix参照．） 光ディスクの反射率は75%程度である．以上のことより，光検出器の受光量は，RGLの断面をブレーズ化したとき-11.7dBm，矩形格子では-13.9dBmが期待できる．これらの値は，所要受光量-15.5dBmに比べてそれぞれ3.8dB，1.6dB大きな値であり，信号再生に十分な光量が得られている．

４．６　実験結果

４．６．１　格子形状と０次回折光波面収差

Fig.4.7は，RGLの作製プロセスを示したものである．格子パターンは式(4.3.3)を解くことにより得られる曲線で表されるが，これの各点における接線を求めて，折れ線近似をした．１セルの寸法が5μm x 1μmの矩形を折れ線上に当てはめる方法を取り，パターンデータとした．電子線描画により原寸の10倍の大きさのレチクルを作り，フォトリピータにより原寸大のマスクを作製する．この縮小プロセスで電子線描画で生じる量子化ノイズが低減され，スムーズな格子パターンが得られる．石英基板上のクロム薄膜にパターンをUVリソグラフィで作製した．最大回折効率を得るためクロム薄膜の厚さはできるかぎり

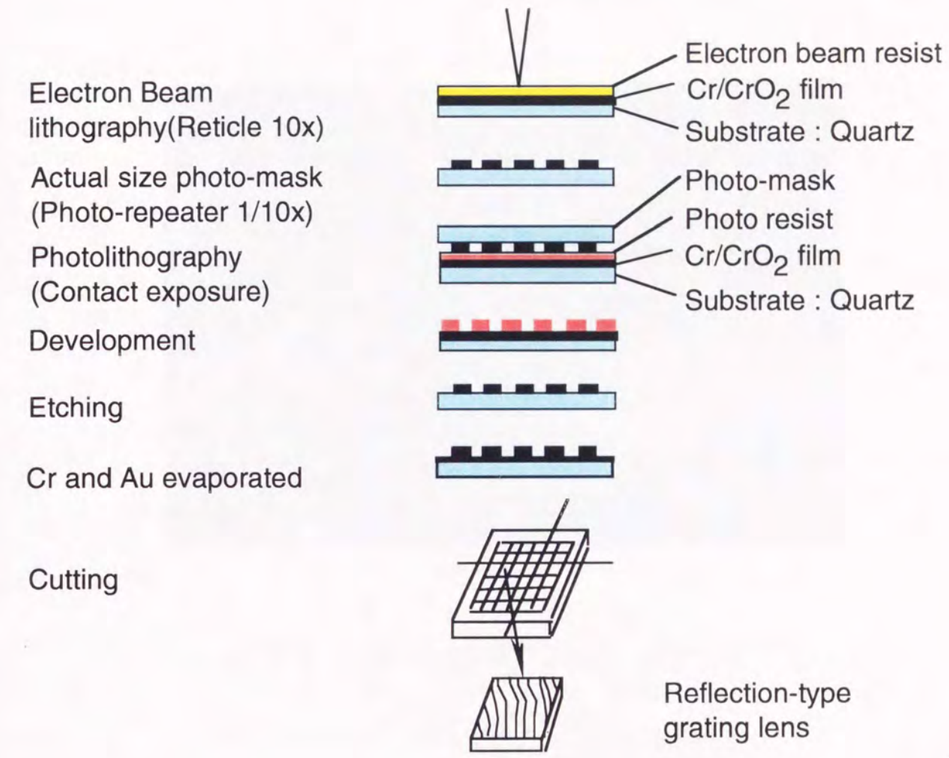


Fig.4.7. Schematic diagram of the fabrication process of the RGL.

131.5nmになるようにした．最後に反射率を高めるためAu膜を全面に渡って蒸着した．Au蒸着膜の厚さは100nmである．波長780nmにおけるAu蒸着膜の反射率は99%以上有り，全体の回折効率は10%が期待できる．

Fig.4.8に製作したRGLの外観写真を示す．寸法は5 x 5 x 1.5mm^{3}である．格子形状の測定には，金属用光学顕微鏡（ニコン製：メタフォト），走査型電子顕微鏡（SEM，日本電

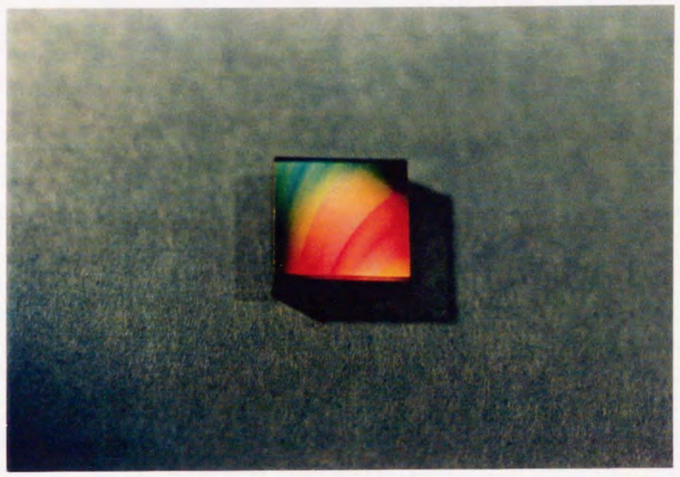
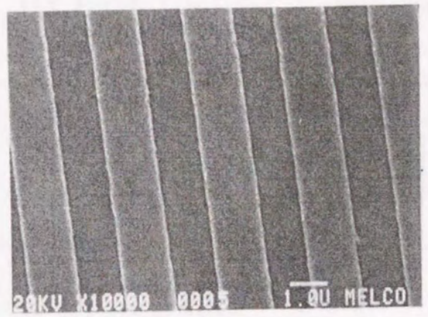


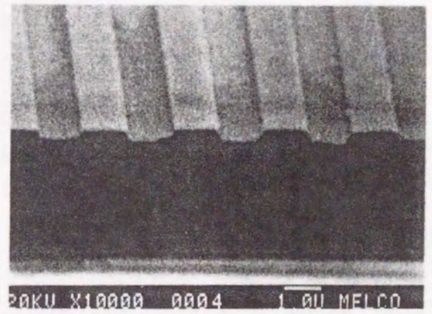
Fig.4.8. Photograph of the fabricated RGL.

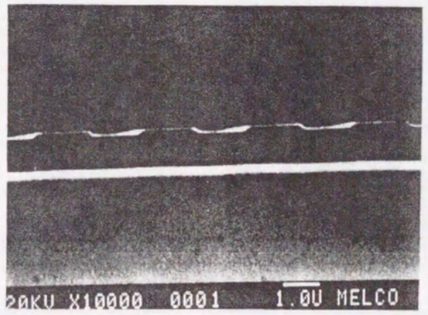
子製：JSM-35CF）および触針式の表面粗さ計（Rank Taylar Hobson製：Talystep）を用いた．Fig.4.9は，製作したRGL表面のSEM像である．(a)はRGL中央部分を示しており，(b)はエッジ部分の格子断面写真である．Fig.4.10は表面粗さ計による，RGL原点付近の断面形状測定結果である．これらの測定結果より，RGLの格子断面はほぼ矩形であることがわかる．Table 4.1に格子形状の測定結果を表にまとめて示す．格子周期の製造誤差は0.1 μ m以下であり，格子の曲がり角度もほぼ計算通りである．

0次回折光の波面収差の測定にはZYGO干渉計（MARK-II)を用いた．Fig.4.11に波面収差測定装置のブロック図を示す．RGLの実使用形態に合わせ，干渉計のビームをRGLに45°で入射させ参照平面で折り返した．RGLの有効領域は5x5mm^{2}と小さいため，アパーチャコンバータでビーム径を33mmϕに縮小した．また．干渉縞のコントラストを上げるために参照平面は反射率90%の高反射率のものを用いた．この参照平面の平面度は有効径



(a) Top view of the grating pattern





(b) Cross sectional view

Fig.4.9. Scanning electron microscope(SEM) photograph of the RGL.

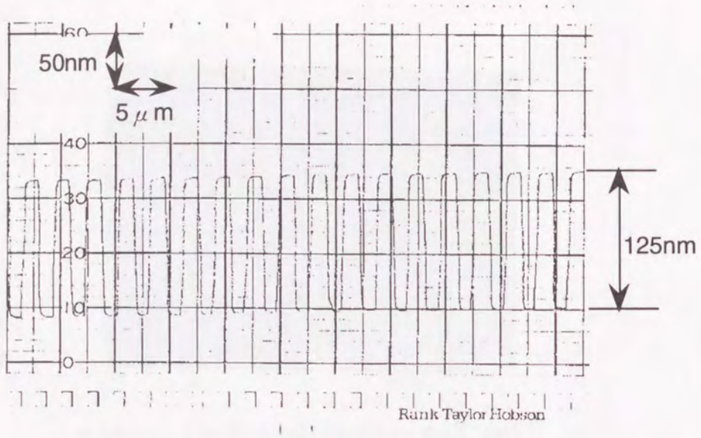


Fig.4.10. Cross sectional trace of the RGL by Talystep.

Table 4.1. Measured values of RGL.

Item		Design	Measured value	Notes
Dimensions		5x5x1.5mm^3	5x5x1.5mm^3	
Substrate		Quartz glass	Quartz glass	Cr mask blank
Grating	right of center	2.87 μm	2.96 μm	Talystep
	Center	2.59 μm	2.50 μm	Talystep
	left of center	2.41 μm	2.39 μm	Talystep
Duty ratio		50%	49~51%	Talystep
Cross section of grating		Rectangular	Rectangular	Talystep
Groove depth		131.5nm	125nm	

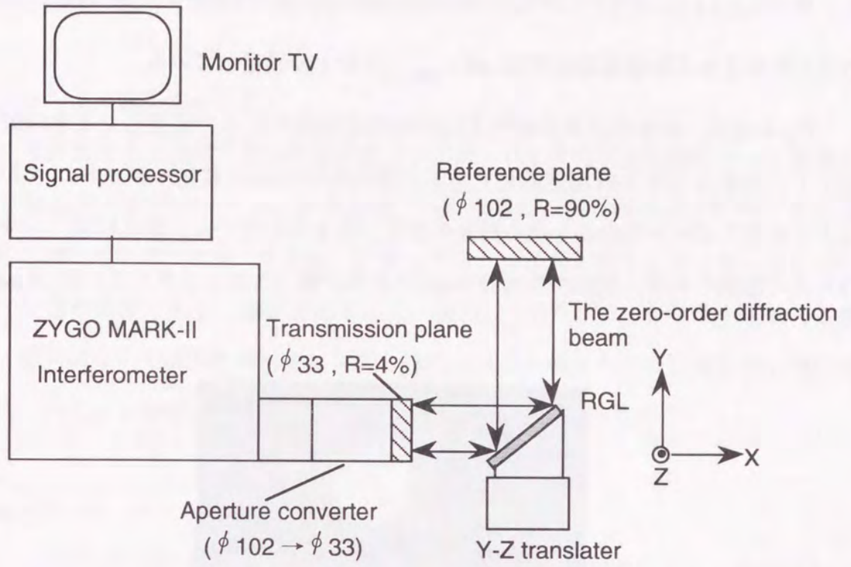
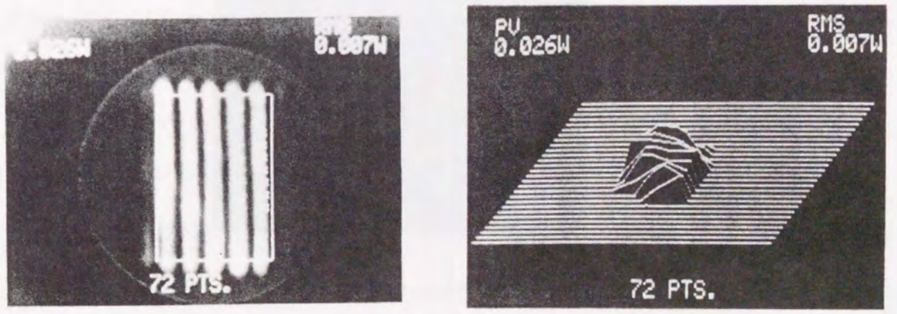


Fig.4.11. Schematic diagram for measuring the wave aberration of the zero-order diffraction beam.

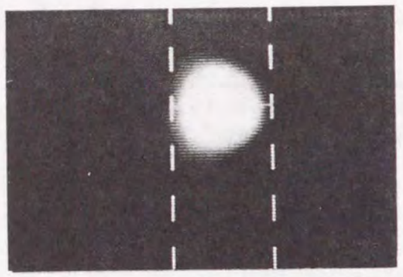


(a) Fringe pattern. (b) Isometric plot of OPD data .

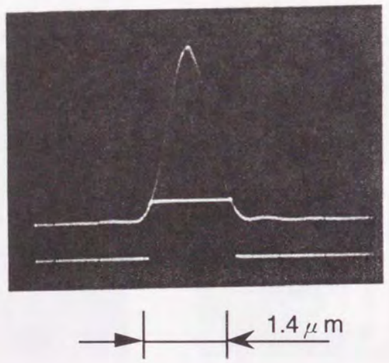
Fig.4.12. Typical wavefront error of the zero-order diffraction beam of the RGL.

102mmϕで波面収差のP-V値が0.05λ以下の精度を有したものである．測定結果の典型的な一例をFig.4.12に示す．このときの波面収差はrms値で0.007λ_{rms}である．この値は，RGLに要求される許容波面収差値0.02λ_{rms}以下を十分満足している．

Fig.4.13は，RGLの0次回折光をNA0.45の非球面レンズで集光したときの光ディスク面上での集光スポットの測定結果である．図において(a)は集光スポットのパターン，(b)は上記集光スポットの中心を通る断面の強度分布を示している．非点収差，コマ収差等はほとんど観測されず，強度が最大値の$1/e^2$になる全幅（スポットサイズ）は1.4μmであ



(a) Focused spot



(b) Intensity distribution

Fig.4.13. Focused spot and intensity distribution of the zero-order diffraction beam of the RGL by the single aspherical lens.

る．NA0.45の対物レンズの波長780nmにおける回折限界のスポットサイズの計算値は1.42μmであり，回折限界の集光スポットになっていることが分かる．

4．6．2　1次回折光の特性

RGLで発生する1次回折光の評価項目としては，1)1次回折光光軸に沿って観測位置を前後したときの集光パターンの形状変化，2)非点隔差，3)0次回折光に対する分離角度，4)最小錯乱円位置と寸法，5)焦線の位置と寸法及び傾角があり，さらに，6)0次回折光の集光位置が必要である．測定方法として，項目1)と2)及び4)，5)の最小錯乱円と焦線の寸法，傾角については顕微鏡対物レンズとCCDカメラを組合わせた装置を用いた．残りの項目については4分割光検出器を用いて位置座標の測定を行った．

（a）集光パターン

Fig.4.14に1次回折光の集光パターン測定装置のブロック図を示す．半導体レーザ（三菱電機製：型名ML4402A，波長λ=779.7nm）からの発散光をコリメータレンズとビーム拡大器でビーム径約36mmϕにしたのち中心部分を開口径6mmのアパーチャで切りだし，図に示す反射鏡で上部から集光用コリメータレンズを照射するようにした．この集光用コリメータレンズでNA=0.1の集光光に変換されRGLに入射する．RGLからの1次回折光の集光パターンの寸法は200～300μm程度であるので，顕微鏡対物レンズは倍率5倍のものを，フィールドレンズは倍率2.5倍のものを用いた．この測定系の精度は$\pm$1μmである．　Fig.4.4(a)の(ii)は，観測面とＲＧＬとの距離を変化させたときの観測面上における集光スポットの測定結果である．1次回折光は非点光束になっていることが分かる．最小錯乱円の大きさは280μmϕ，前側焦線の長さ650μm，傾斜角度53°，後側焦線の長さ580μm，傾斜角度37°，非点隔差は約3.8mmである．これらはFig.4.4(a)の(i)に示す計算値，最小錯乱円の大きさ260μmϕ，前側焦線の長さ600μm，傾斜角度51°，後側焦線の長さ475μm，傾斜角度39°，非点隔差3.6mmと良く一致している．また，Fig.4.4(b)の(ii)は，光ディスクと非球面レンズとの距離を変化させたときの4分割光検出器面上における集光スポットの実験結果である．Fig.4.4(b)の(i)に示したスポットダイアグラムの計算値と

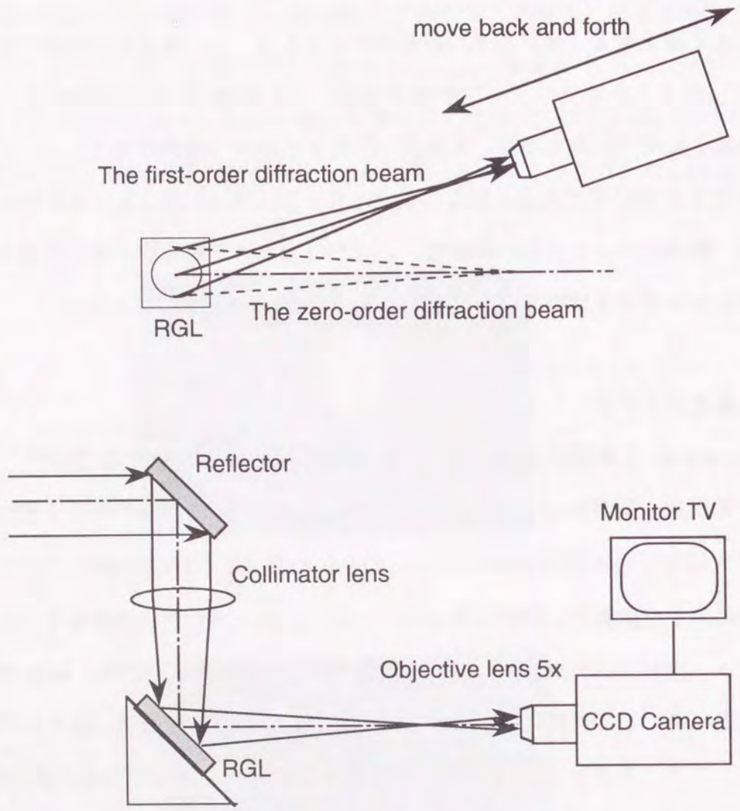


Fig.4.14. Schematic diagram for measuring the beam pattern of the first-order diffraction beam.

良く一致しているのが分かる.

（b）集光位置

次に，0次回折光の集光位置と1次回折光の最小錯乱円の位置の測定結果について述べる．測定に用いた4分割光検出器の受光面の大きさは1mmϕ，分割幅は20μmである．この4分割光検出器を構成する各光検出器の出力が等しくなる所を見いだすことにより，0次回折光の集光位置と1次回折光の最小錯乱円位置を測定した．　位置測定精度は±0.2mmである．測定の結果，RGL中心と0次回折光集光位置（LD位置）との距離15.92mm±0.2mm（設計値16mm），回折角度17.1°±0.3°（設計値17.5°），RGL中心と1次回折光最小錯乱円位置までの距離18.95mm±0.2mm（設計値19.07mm）と測定値と設計値は測定精度内で一致している.

4．6．3　フォーカス誤差信号特性

Fig.4.15にフォーカス誤差信号の測定装置を示す．光ディスクを模擬するため，Al反射鏡の上に厚さ1.2mmのガラス板を貼ったものを用いた．フォーカス誤差信号はこの模擬ディスクを2μmステップのトランスレータに取りつけて前後に動かすことにより得られる．4分割光検出器は受光部寸法1200μmx600μm，分割幅10μmのものを用いた．光源であるLDの発振波長が変化したときの特性を測定するため，本測定では本来のLDチップの位置に単一モード光ファイバの一方の端面がくるように光ファイバを固定し，他端からLD光を結合するようにした．　単一モード光ファイバはコア径6μm，NA0.15である．この光ファイバは波長830nmで単一モードであり，780nmでは2モード励振可能であるが，多モード伝搬時に見られる射出端におけるスペックルは見られず単一モード励振であった．Fig.4.16はLDの波長をパラメータしたときのフォーカス誤差信号の測定結果である.

波長が±5nm変化したときのオフセットは0.5μm以下，感度低下は2dB以下，直線範囲は20μmである．Fig.4.5に示した計算値とほぼ一致していることがわかる.

4．6．4　回折効率

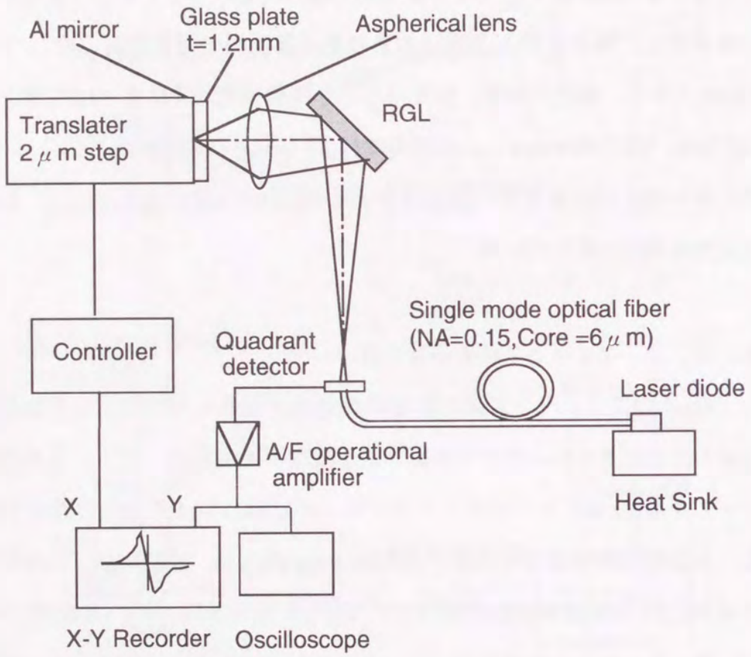


Fig.4.15. Schematic diagram for measuring the focus error signal.

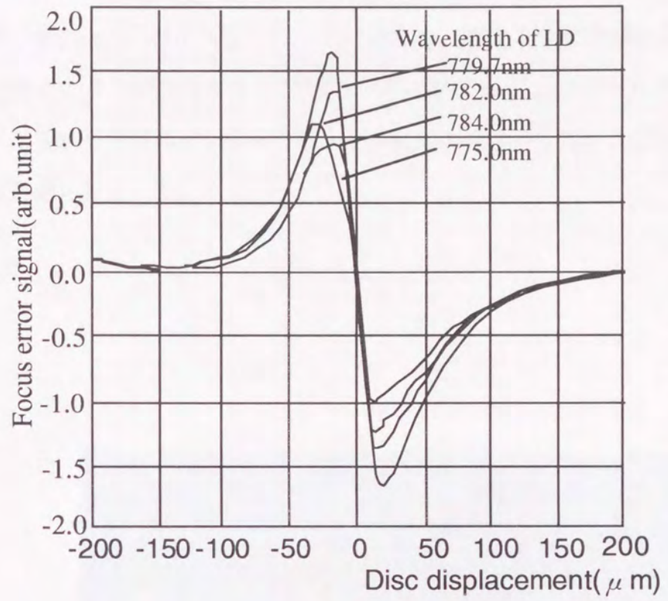


Fig.4.16. Measured focus error signal as the disc displacement is changed with the parameter of the wavelength of LD.

Au蒸着膜の反射率は45° 入射で98～99%であった．これは文献[76,77]に記載されている値と良く一致している．RGLの回折効率を測定した結果，0次回折光の回折効率は51.6%，1次回折光の回折効率は17.2%であった．これらの値は，格子溝深さの測定値1250Aにおける0次回折光と1次回折光の回折効率の計算値53%，18%にAu蒸着膜の反射率98.5%を掛けた値52.2%と17.7%に良く一致している．

4．6．5　信号再生特性

最後に，RGLを用いた光ピックアップ光学系の性能を確かめるため，光ピックアップを試作し，ＣＤの再生実験を行った．試作した光ピックアップの外観写真をFig.4.17に示す．再生信号のアイパターンをFig.4.18に示す．EFM信号は3～11T(Tは１チャンネルビットの周期で約230ns)のパルス幅を持っているため，図のような波形になる．アイパターンの評価は最小パルス幅信号である3T信号のジッタで行う．3T信号に対するジッタは22nsであり，トラッキング幅は0.2mmであった．従来の光学系を用いた光ピックアップと同程度の性能が得られている．

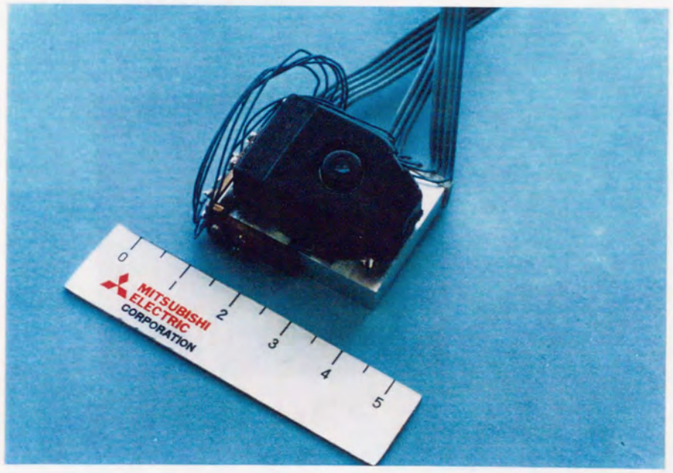
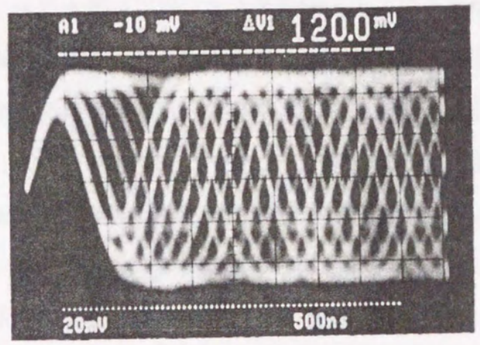
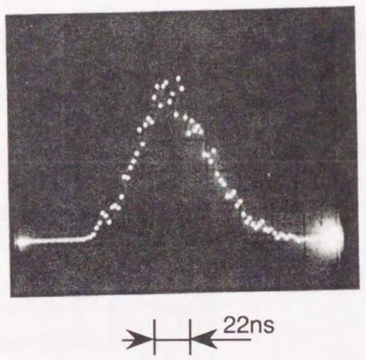


Fig.4.17. External view of fabricated optical head in which the RGL is mounted.



(a) Eye pattern



(b) Jitter distribution

Fig.4.18. Eye pattern and jitter distribution of read-out signal of the Compact Disc.

4．7　結言

光ピックアップ光学系に用いる複数機能を有する反射形回折格子レンズの開発を行い，その設計法と実験結果について述べた．得られた結果を要約すると次のようになる．

（1）RGLの座標で多項式展開した非球面項を含む位相関数を用い，展開係数を選ぶことにより，反射形回折格子レンズにより発生する非点光束の焦線位置，最小錯乱円の大きさ，非点隔差を制御出来ることが分かった．また，所要光学特性を有する格子パターンの設計法を示した．

（2）反射形回折格子レンズは電子線描画とフォトリソグラフィにより精度良く製作できることを示した．

（3）上記方法で製作した反射形回折格子レンズの光学特性に対する実験結果は理論計算と良く一致することが分かった．

（4）反射形回折格子レンズを用いた光ピックアップでＣＤの再生実験を行った結果，従来の光学系を用いた光ピックアップと同程度の性能が得られた．

Appendix：金属蒸着膜と反射率との関係[77)]

反射型回折格子レンズで高反射率を得るために表面処理を行う金属蒸着膜の種類，反射率の角度依存性について検討する．条件として，波長λ=800nm付近で垂直入射時の反射率が90%以上とする．Table A.4.1に各種金属蒸着膜の反射率の波長依存性を示す．これより，条件を満足するものとして，Al,Cu,AgおよびAuが上げられる．特にCu,AgおよびAuでは反射率は95%以上になっている．このうち，Agは反射率が99.2%もあり理想的であるが，表面保護が難しいという問題がある．次にCuも反射率は98.1%あるが，これも表面保護をしないと反射率が低下する問題がある．Alは反射鏡の反射膜として良く用いられているが，波長=800nm付近では反射率が低下しており86.7%しかないこと，表面保護をしないと高反射率を維持できないという問題がある．Auはλ=500nm以下では急激に反射率が低下するが，波長λ=800nm付近では98%あり，高反射が期待できる．しかも表面保護が不要という利点を有している．以上より，反射膜用金属としてはAuを用いることにする．

金属膜における反射率の計算は，フレネルの公式において屈折率を複素屈折率$n_m = n - i\kappa$と置くことによって，誘電体と同様に計算できる．ここで，nは屈折率，κは吸収係数である．入射面に垂直な偏光成分の反射率をR_s，平行な偏光成分をR_p，入射角度をθとすると以下のように書くことができる．

$$R_s = \frac{a^2 + b^2 - 2a\cos\theta + \cos^2\theta}{a^2 + b^2 + 2a\cos\theta + \cos^2\theta} \tag{A-1}$$

$$R_p = R_s \frac{a^2 + b^2 - 2a\sin\theta\tan\theta + \sin^2\theta\tan^2\theta}{a^2 + b^2 + 2a\sin\theta\tan\theta + \sin^2\theta\tan^2\theta} \tag{A-2}$$

ここで，

$$2a^2 = \sqrt{\left(n^2 - \kappa^2 - \sin^2\theta\right)^2 + 4n^2\kappa^2} + \left(n^2 - \kappa^2 - \sin^2\theta\right)$$

$$2b^2 = \sqrt{\left(n^2 - \kappa^2 - \sin^2\theta\right)^2 + 4n^2\kappa^2} - \left(n^2 - \kappa^2 - \sin^2\theta\right)$$

である．また，入射光が無偏光の場合には次式で定義される平均的反射率R_{ave}を用いることができる．

Table A.4.1 Percent normal-incidence reflectance of freshly evaporated mirror coatings[76,77].

wavelength(nm)	Al	Ag	Au	Cu	Rh	Pt
300	92.3	17.6	37.7	33.6	73.4	57.6
320	92.4	8.9	37.1	36.3	75.5	60.0
340	92.5	72.9	36.1	38.5	76.9	62.0
360	92.5	88.2	36.3	41.5	78.0	63.4
380	92.5	92.8	37.8	44.5	78.1	64.9
400	92.4	95.6	38.7	47.5	77.4	66.3
450	92.2	97.1	38.7	55.2	76.0	69.1
500	91.8	97.9	47.7	60.0	76.6	71.4
550	91.5	98.3	81.7	66.9	78.2	73.4
600	91.1	98.6	91.9	93.3	79.7	75.2
650	90.5	98.8	95.5	96.6	81.1	76.4
700	89.7	98.9	97.0	97.5	82.0	77.2
750	88.6	99.1	97.4	97.9	82.6	77.9
800	86.7	99.2	98.0	98.1	83.1	78.5
850	86.7	99.2	98.2	98.3	83.4	79.5
900	89.1	99.3	98.4	98.4	83.6	80.5
950	92.4	99.3	98.5	98.4	83.9	80.6
1000	94.0	99.4	98.6	98.5	84.2	80.7
1500	97.4	99.4	99.0	98.5	87.7	81.8
2000	97.8	99.4	99.1	98.6	91.4	81.8
3000	98.0	99.4	99.3	98.6	95.0	90.6
4000	98.2	99.4	99.4	98.7	95.8	93.7
5000	98.4	99.5	99.4	98.7	96.4	94.9

$$R_{ave} = \frac{R_s + R_p}{2} \tag{A-3}$$

式(A-1),(A-2)において垂直入射，すなわち$\theta = 0$のときは，

$$R_s = R_p = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \tag{A-4}$$

となり，両成分の反射率は等しくなる．

Fig.A.4.1にAu蒸着膜の反射率の角度依存性を示す．R_s，R_pの入射角度に対する一般的な依存性は次のようになっている．R_sは入射角度の増加とともに一様に増加し，入射



Fig.A.4.1. Reflectivity of Au evaporated mirror coating (optical constant: n=0.15, κ=4.65 at λ=800nm).

角度90°で1になる．また，R_pは入射角度の増加とともに減少し，角度79.5°で最小値をとる．その後入射角度を増加すると急激に増加し，入射角度90°で1になる．この図より，入射角度45°のときs偏光で98.2%，p偏光で96%の反射率が得られることがわかる．

この計算結果を確認するため，厚さ1.5mmの石英ガラス基板にAuを電子ビームで蒸着した試料の反射率測定を行った．下地としてCrを10nm蒸着した．Au蒸着膜の厚さは75nm，100nm，140nm，220nm，300nm，及び360nmである．45°入射の測定結果をFig.A.4.2に示す．測定値はそれぞれの試料5枚の平均値である．Au蒸着膜の反射率は膜厚に関わらず98～99%あり，計算通りの値となっている．

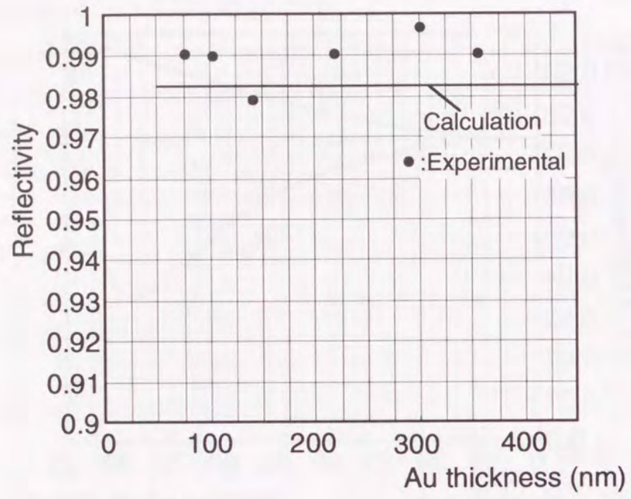


Fig.A.4.2. Reflectivity of Au evaporated mirror coating. The incident angle is 45°.

5．1　序　言

第4章では複数の機能を持ち，非点光束を発生する反射形回折格子レンズとそれを用いた光ピックアップ光学系について詳述した．しかし，反射形回折格子レンズを用いて非点収差法でフォーカス誤差信号を得る場合，光源の波長変化範囲が±5nm程度であるとオフセットは0.5μm以下，感度低下も2dB以下であるが，それ以上の波長変化があるとフォーカス誤差信号にオフセットを生じるという問題がある．　これを解決する方法として，回折格子レンズの±1次回折光を用い光検出器上での集光ビームパターンが対称になるように位相伝達関数を最適化し±1次回折光の方向と光検出器の分割方向が平行になるような構成[42]や，ダブルナイフエッジ法を採用し回折格子レンズの1次回折光の方向と光検出器の分割方向が平行になるような構成の光ピックアップ光学系[79,80]が提案されている．しかし，前者では面対称の光学系にしなければならず構成に制約を受けること，後者では光検出器での光量損失が大きいことや位置精度が厳しく，感度の設定がしにくいという問題がある．

本章では，入射光を2つに分割しそれぞれの焦点位置が異なる回折光を発生する反射形回折格子レンズを用い，反射形回折格子レンズで分割された2つのビームの焦点位置を光検出器の前後になるようにしてフォーカス誤差信号を検出する方式を提案する[46]．本方式では2つの回折光の方向と光検出器の分割方向を平行にできるので波長依存性が小さく，光検出器上のスポットを大きくできるので光量損失を小さくでき，また，焦点位置の差を変化させることにより感度設定が可能である．この反射形回折格子レンズは，ディスク照射光とディスクからのピット情報を含む反射光とを分離する機能，集光スポットを常にピット列に追従させるためのフォーカス誤差信号を得るためのセンサ光学系の機能および光路の折り曲げ機能の複数機能を有している．　以下2分割反射形回折格子レンズ（2-divided Reflection Type Grating Lens，以下2分割RGLと略す）と呼ぶ．2分割RGLおよびこれを用いた薄型の光ピックアップ光学系の設計と実験結果を述べるとともにCDを用いた信号の再生結果について述べる．

5．2　光学系の構成とフォーカス誤差信号発生法

Fig.5.1に，２分割RGLを用いた光ピックアップ光学系の構成を示す．光ピックアップ光学系は半導体レーザ（LD），３ビーム用回折格子，６分割光検出器，２分割RGL及び対物レンズで構成する．ここで，２分割RGLは，x y座標のx軸に沿って上下２つの部分に分割されたRGL-UとRGL-Lとからなる．この構成において，LDからの出射光は回折格子により情報読取用の主ビームとトラッキング用の２つのサブビームに分割され２分割RGLに入射する．２分割RGLの出射光のうち，０次回折光は90°光路が曲げられて対物レンズに入射し，ディスク面上にほぼ回折限界のスポットで集光される．ディスクからのピット情報を有する反射光は逆の光路を通り対物レンズに入射し，LDの発光点を集光点とする集束光に変換され２分割RGLに入射する．２分割RGLのRGL-U及びRGL-Lでそれぞれ発生する回折光のうち１次回折光は光路が曲げられ，６分割光検出器に集光する光に変換される．

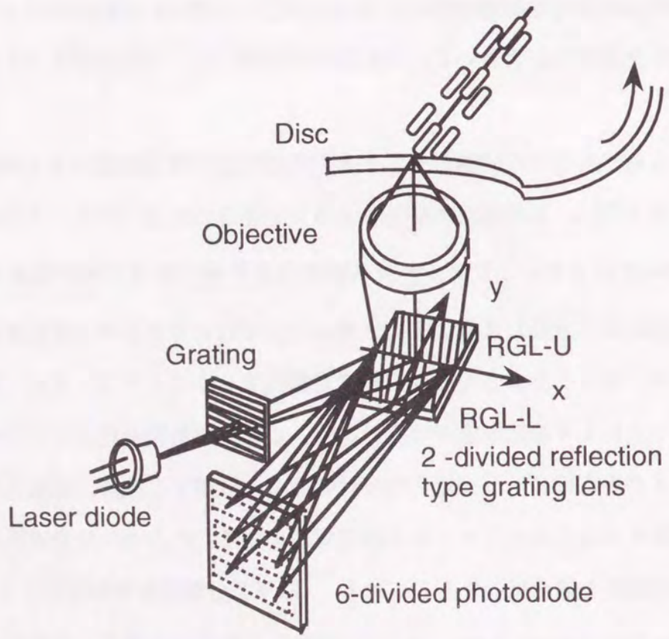


Fig.5.1. Schematic view of an optical head with the 2-divided reflection type grating lens.

フォーカス誤差信号はRGL-U及びRGL-Lでそれぞれ発生する１次回折光の集光点が６分割光検出器の前後になるようにし，ディスクの変位に対して６分割光検出器上での集光ビームの形状変化がたがいに逆になるようにした方法で得ている．また，トラッキング誤差信号は，回折格子で発生する２つのサブビームをメインビームの前後で左右にわずかにずらせて配置し，トラックずれをその強度差で検知するツインビーム法で得ている．

Fig.5.2はフォーカス誤差信号に関し，６分割光検出器上での集光ビームの形状がディスクと対物レンズの距離によりどのように変化するかを模式的に示したものである．RGL-Uで発生する１次回折光は６分割光検出器を構成する光検出器PD_2，PD_3上に集光し，RGL-LのそれはPD_1，PD_4上に集光する．ディスクのフォーカスずれが無いときにはFig.5.2(b)に示すように，受光面PD_1～PD_6に入射する集光ビームの形状はほぼ半円形に

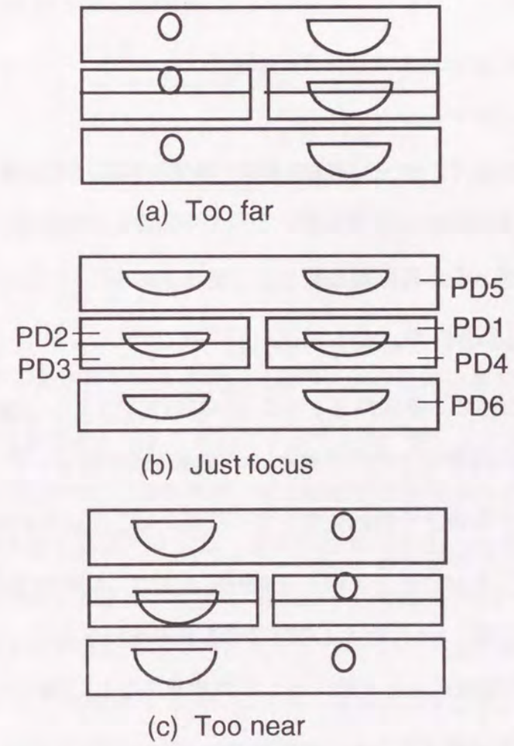


Fig.5.2. Spot patterns on the surface of the 6-divided photodiode as the disc is moved. (a) Too far, (b) Just focus, and (c) Too near.

なっているが，ディスクが対物レンズより遠ざかったとき，もしくは，近づいたときにはそれぞれFig.5.2(a)，(c)に示すようなビーム形状になる．受光面PD_1～PD_6の光電流値をI_1～I_6とすると，フォーカス誤差信号FES(Focusing Error Signal)は

$$FES=(I_1-I_4)-(I_2-I_3) \tag{5.2.1}$$

の演算により得ることができる．トラッキング信号TES(Tracking Error Signal)は

$$TES=I_5-I_6 \tag{5.2.2}$$

の演算により得ることができ，読みだし信号RFは

$$RF=I_1+I_2+I_3+I_4 \tag{5.2.3}$$

で得られる．

5．3　2分割反射回折格子レンズの設計

5．3．1　格子パターン

2分割RGLの格子パターンはLD，6分割光検出器，2分割RGLの配置関係およびLDの発振波長と1次回折光の焦点距離によって決まるものであり，式(5.3.1)で定義される位相差がπの整数倍となる等位相曲線として表現される[56]．

$$\Phi_i(x,y)=\Phi_{LD}(x,y)-\Phi_{Ri}(x,y) \quad (\mathrm{i=U,L}) \tag{5.3.1}$$

式(5.3.1)において，座標系$x\ y\ z$は2分割RGL面上に$x\ y$軸を，$x\ y$平面に垂直にz軸を取り，原点は対物レンズの光軸とLDの光軸が交わる点に取っている．$\Phi_{LD}(x,y)$はLDを点光源としたときの2分割RGL面上での位相，$\Phi_{Ri}(x,y)$は6分割光検出器近傍に仮想点光源（参照光源）をおいたときの2分割RGL面上での位相である．ここで，i=UはRGL-Uに対応する参照光源，i=LはRGL-Lに対応する参照光源を表す．

LDは$y\ z$平面内にありz軸に対して角度θをなし，原点からの距離R_{LD}の所に設置されている．参照光源は原点からの距離がRo_iで$y\ z$平面とのなす角度がϕ_iであり，原点と結ぶ直線を$y\ z$平面に射影したときのベクトルがz軸となす角度をθ_iとする．したがって，各点の座標は次のように表せる．

LDの座標点P_{LD}；$(0, R_{LD}\sin\theta, R_{LD}\cos\theta)$

参照光源の座標点P_{oi}；$(Ro_i\sin\phi_i, Ro_i\cos\phi_i\sin\theta_i, Ro_i\cos\phi_i\cos\theta_i)$ (i=U,L) (5.3.2)

2分割RGL上の点P（x,y,0）とLDとの距離をr_{LD}，点Pと参照光源との距離をro_i，λ_0を基準波長とすると，位相差$\Phi_i(x,y)$は，

$$\Phi_i(x,y)=\frac{2\pi}{\lambda_0}(r_{LD}-ro_i) \tag{5.3.3}$$

となり，これがπの整数倍となるようにx,yについて解けば格子パターンが求まる．ここで，

$$r_{LD}=\left\{x^2+(y-R_{LD}\sin\theta)^2+R_{LD}^2\cos^2\theta\right\}^{1/2}$$

$$ro_i=\left\{(x-Ro_i\sin\phi_i)^2+(y-Ro_i\cos\phi_i\sin\theta_i)^2+Ro_i^2\cos^2\phi_i\cos^2\theta_i\right\}^{1/2} \tag{5.3.4}$$

である．式(5.3.3)，(5.3.4)より格子パターンを表す式を求めると，(x,y)に関する2次式が得られ，楕円群を表していることが分かる．

5．3．2　近軸結像

2分割RGLはLDが設置されている点P_{LD}と参照光源の設置位置である点Po_iを光源とする球面波で記録したホログラムと考えることができる．ディスクからの反射光は対物レンズに入射し，LDの発光点をほぼ集光点とする収束光に変換されて2分割RGLに入射する．ディスクが合焦位置にあるときには，収束光の集光点はLDの発光部の中心に一致する．ディスクが変位すると収束光の集光点は，LDの発光部の中心から移動するがLDと原点を結ぶ光軸上にあるので主光線の回折方向は変わらない．LDの発光部の中心の近傍Pcに収束する球面波が2分割RGLに入射したとき，回折光は非点光束になるがその近軸的な結像関係はR.W.Smithの式[49]より次式のように書ける．

$$1/R_s=F_I\cos^2\psi+G_I\sin^2\psi+H_I\sin\psi\cos\psi \tag{5.3.5}$$

$$1/R_t = F_I \sin^2\psi + G_I \cos^2\psi - H_I \sin\psi\cos\psi \tag{5.3.6}$$

$$\tan 2\psi = H_I/(F_I - G_I) \tag{5.3.7}$$

$$F_I = 1/Ro_i + \{(1-\cos^2\phi_i \sin^2\theta_i)/\cos^2\phi_i \cos^2\theta_i + \cos^2\theta \sin^2\phi_i \tan^2\theta_i/(1-\cos^2\phi_i \sin^2\theta_i)\}(1/R_c - 1/R_{LD}) \tag{5.3.8}$$

$$G_I = 1/Ro_i + \{\cos^2\theta/(1-\cos^2\phi_i \sin^2\theta_i)\}(1/R_c - 1/R_{LD}) \tag{5.3.9}$$

$$H_I = \{\sin\phi_i \tan\theta_i \cos^2\theta/(1-\cos^2\phi_i \sin^2\theta_i)\}(1/R_c - 1/R_{LD}) \tag{5.3.10}$$

ここで，R_sは球欠像に相当する像点距離，R_tは子午像に相当する像点距離，R_cは点P_cと原点との距離である．

式(5.3.5)～(5.3.10)から収束点P_cがLDの発光部中心から移動したとき（$R_c \neq R_{LD}$）には，一般に$R_s \neq R_t$，すなわち非点収差が生じることがわかる．この非点収差が大きくなるとフォーカス誤差信号の直線領域が狭くなったり，直線性が悪くなる．光学系を薄型にするには角度θ，θ_iを45°近傍にする必要がある．このとき非点収差を小さくするためには角度ϕ_iを小さくするのが望ましい．

5．3．3　波長変化時の主光線の移動方向

LDの発振波長が変化すると2分割RGLによる1次回折光の方向が変化し，集光スポットは6分割光検出器上を移動するため，フォーカス誤差信号が影響を受ける．LDの発振波長が変化したときの光検出器上の集光スポットの位置変化は文献[8]に記載されている式(9)，(10)より求めることが出来る．　Fig.5.1の配置を考慮し，主光線で考えると，回折光の方向を決める角度ϕ^I，θ^Iは，次式で求められる．

$$\sin\phi^I = \frac{\lambda}{\lambda_0}\sin\phi_i \tag{5.3.11}$$

$$\cos\phi^I \sin\theta^I = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} + \frac{\lambda\cos\phi_i}{\lambda_0}\right) \tag{5.3.12}$$

式(5.3.11）において，回折光の回折角度ϕ^Iはϕ_iにほぼ等しいので，$\phi^I = \phi_i + \delta\phi_i$，$\lambda = \lambda_0 + \delta\lambda$とおいて近似すると，$\delta\phi_i = \tan\phi_i \cdot \delta\lambda/\lambda_0$となる．角度変化を光検出器上での位置変化に換算すると，

$$\delta x_i = R_{PD} \tan\phi_i \, \delta\lambda/\lambda_0 \tag{5.3.13}$$

が得られる．同様にして，角度θ^Iの角度変化量$\delta\theta$は$\theta^I = \pi/4 + \delta\theta$とおき，$\cos\phi^I = \cos\phi_i - \sin\phi_i \delta\phi_i$と近似して，式(5.3.12)を用いると，

$$\delta\theta = \frac{1}{\cos\phi_i}\left(\frac{1}{\cos\phi_i} - 1\right)\frac{\delta\lambda}{\lambda_0}$$

となる．光検出器上での位置変化に換算すると

$$\delta y_i = -\frac{R_{PD}}{\cos\phi_i}\left(\frac{1}{\cos\phi_i} - 1\right)\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \tag{5.3.14}$$

で求められる．ここで，$\delta\lambda$は波長変化量，R_{PD}は原点から6分割光検出器までの距離である．式(5.3.13)，(5.3.14)から主光線の位置変化量δx_i，δy_iは共に波長変化量$\delta\lambda$に比例するので，集光スポットはFig.5.3に示すように6分割光検出器上の直線Lに沿って移動することになる．x軸と直線Lのなす角度ζは，

$$\zeta = \tan^{-1}\{-(1/\cos\phi_i - 1)/\sin\phi_i\} \tag{5.3.15}$$

となる．したがって，この直線Lと6分割光検出器の分割線を平行に設置すればLDの波長変化時にフォーカス誤差信号にオフッセットを生じることはない．　Fig.5.3に6分割光検出器上での主光線の移動範囲を示す．この主光線の移動範囲は次節で述べるパラメータ値を用いると，波長変化量±10nmのとき，約200μmである．

5．3．4　集光特性

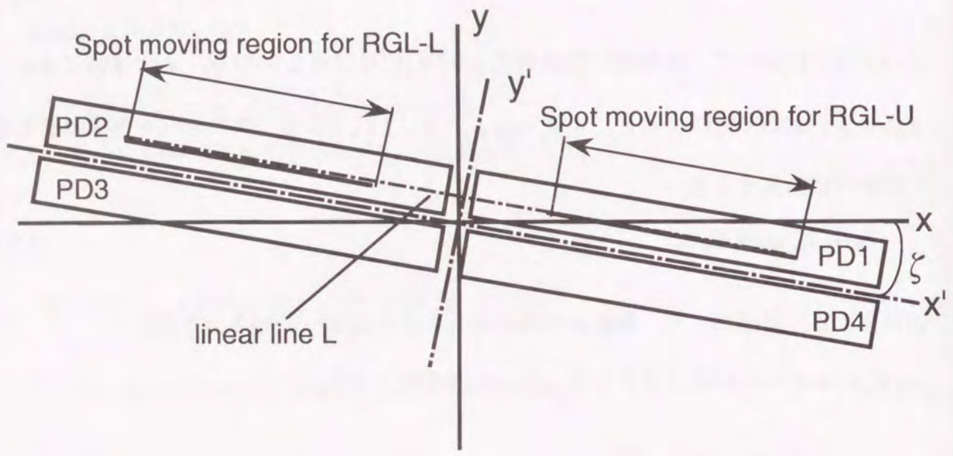


Fig.5.3. Trajectory of principal ray on the 6-divided photodiode as the wavelength change of the LD.

1次回折光の詳細な集光特性は光線追跡により評価した[51,55]．本光学系で用いた主要な設計パラメータは以下の通りである． LDと2分割RGLとの距離R_{LD};16.4mm，6分割光検出器と2分割RGLとの距離R_{PD};20mm，RGL-Uの角度ϕ_U;20.6°， RGL-Lの角度ϕ_L;19.4°，LDの設計中心波長λ_0;780nm．角度ϕ_Uとϕ_Lは6分割光検出器の寸法を考慮したとき非点収差を小さくするように選んでいる．また，フォーカス誤差信号の直線領域が約20μmになるように光学系の倍率を考慮し，RGL-UとRGL-Lの集光位置間隔を1.6mmとした．Fig.5.4は，ディスクと対物レンズとの距離を2.5μmおきに変化させたときの6分割光検出器面上における集光スポットの変化を示している．ジャストフォーカスのとき，6分割光検出器面上の集光スポットはいづれも直径は約100μmの半円形である．ディスクが遠ざかるかもしくは近付くと一方のビームは単に広がるだけであるが，他方のビームは非点光束となって収束発散するのが分かる．非点隔差はいづれも約8μmである．

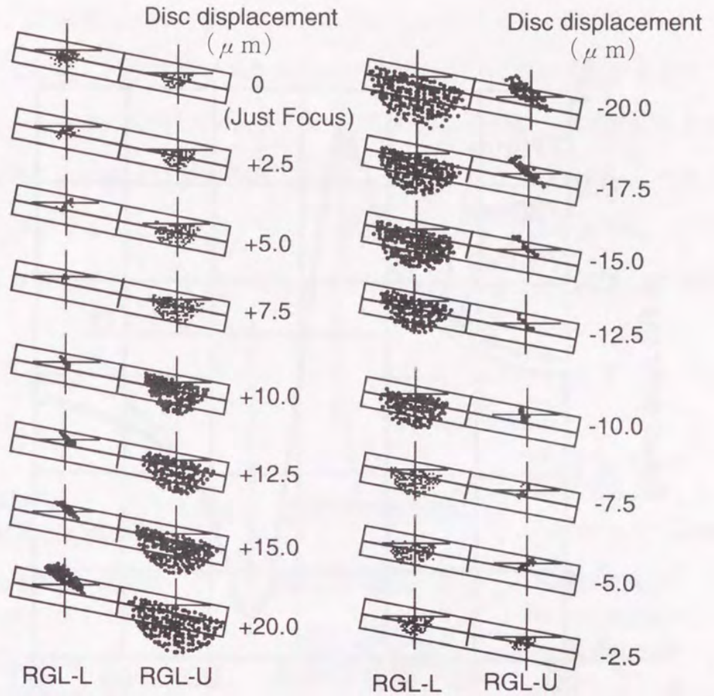


Fig.5.4. Spot diagram on the surface of the 6-divided photodiode as the disc is moved.

5．4　フォーカス誤差信号特性

フォーカス誤差信号も，光線追跡により計算した．LDの放射パターンは接合面に平行な放射角度と垂直な放射角度が異なるガウス分布とし，強度に応じて光線に重み付けをした．Fig.5.5はLDの波長をパラメータとし，ディスク位置が変化したときのフォーカス誤差信号の計算値である．リニア領域は約±9.4μmであり，これはFig.5.4におけるディ

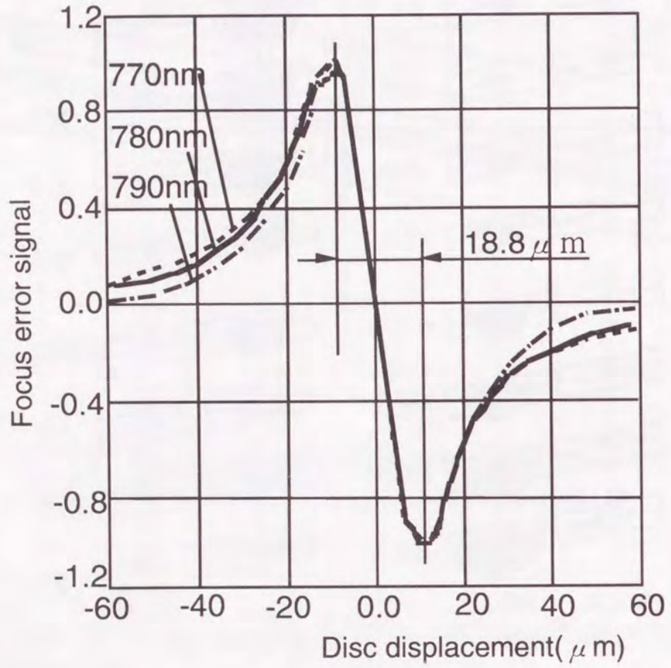


Fig.5.5. Calculated focus error signal as the disc displacement is changed with the parameter of the wavelength of LD.

スクが移動したときに集光スポットが片側の光検出器に移動する量±10μmと良く一致している． 波長変化が±10nm以下であればフォーカス誤差信号のオフセットは0.2μm以下であり，感度の劣化も0.2dB以下である．組立時におけるLDの波長バラツキは6分割光検出器の位置を調整することにより補正可能である．

5．5　実験結果

5．5．1　格子形状と0次回折光波面収差

Fig.5.6は，2分割RGLの作製プロセスを示したものである．格子パターンは式(5.3.3)を解くことにより得られる曲線で表されるが，これの各点における接線を求めて，折れ線近似を行った．1セルの寸法が5μm x 1μmの矩形を折れ線上に当てはめる方法を取った．電子線描画により原寸の10倍の大きさのレチクルを作り，フォトリピータにより原寸大のマスクを作製する．この縮小プロセスで電子線描画で生じる量子化ノイズが低減され，スムーズな格子パターンが得られる．石英基板上のCr/CrO_2二層構造の薄膜にパター

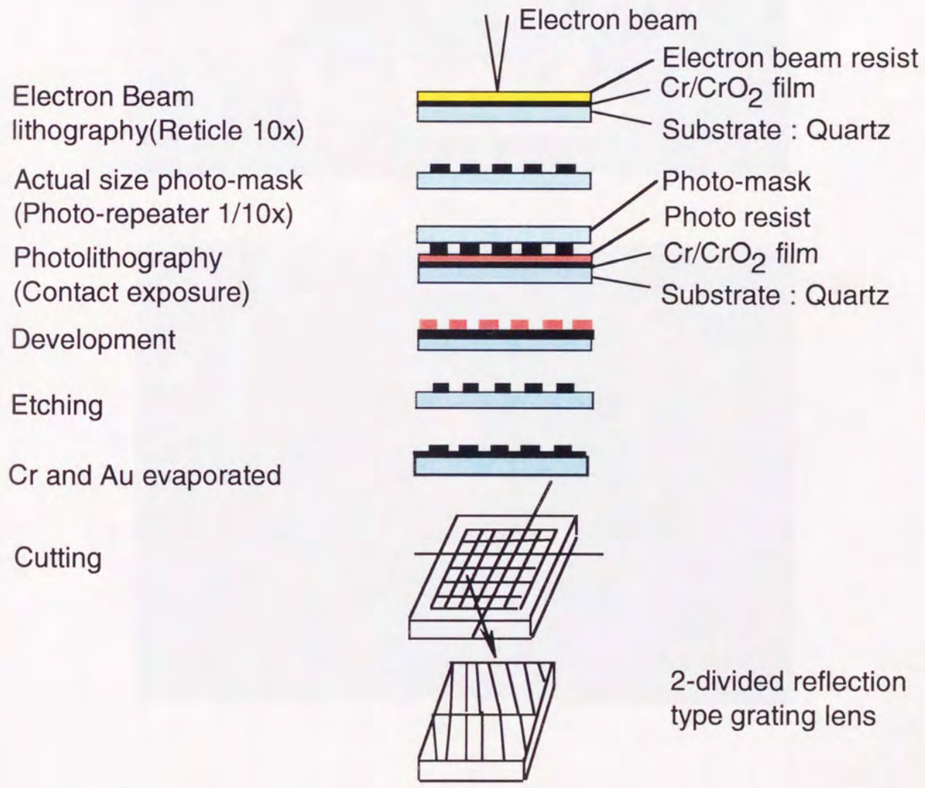
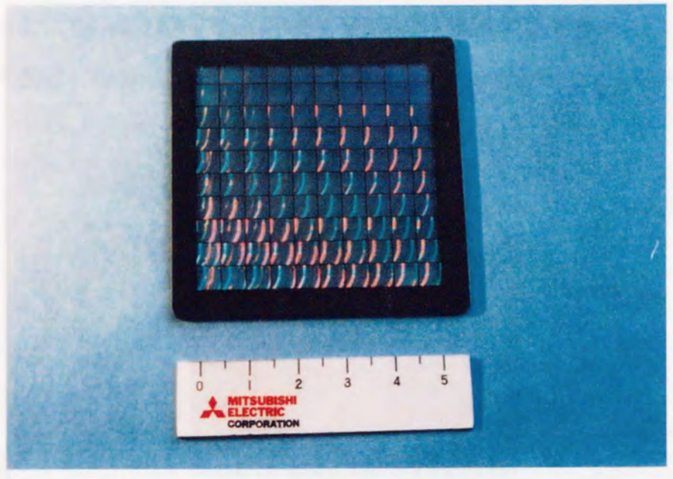


Fig.5.6. Schematic diagram of the fabrication process of the 2-divided RGL.

ンをUVリソグラフィで作製した．最大回折効率を得るため薄膜Cr/CrO_2の厚さはできるかぎり131.5nmになるようにした．最後に反射率を高めるためAu膜を全面に渡って蒸着した．波長780nmにおけるAu蒸着膜の反射率は98.7±0.5％であった．

Fig.5.7(a)は，作製した2分割RGLの写真である．2インチ基板上に10x10の2分割



(a)



(b)

Fig.5.7. Photographs of the fabricated 2-divided RGL.
(a) Photograph of a 2"x2" quartz glass substrate with hundred 2-divided RGLs,(b) 1-piece of the 2-divided RGL.

RGLが作製されている．Fig.5.7(b)は，素子１個の写真で外形寸法は5 x 5mmである．上下にRGLが作製されている様子が良く解る．

Fig.5.8は，製作した２分割RGL表面中央部分のSEM像である．RGL-UとRGL-Lとの境界は幅1 μ mで緩やかに変化しているが，光学特性への影響はない．格子断面形状は触針式の表面粗さ計（Talystep;Rank Taylor Hobson製）で測定した．結果をFig.5.9に示す．これより，格子断面はほぼ矩形で，格子深さは125nmであることがわかる．格子周期はRGL-U



Fig.5.8. Scanning electron microscope(SEM) photograph of the 2-divided RGL.

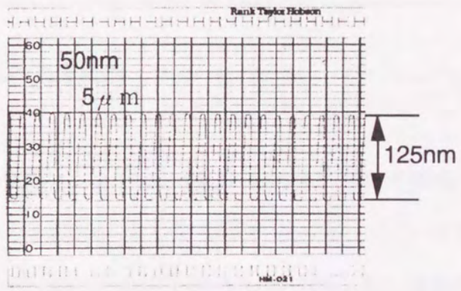


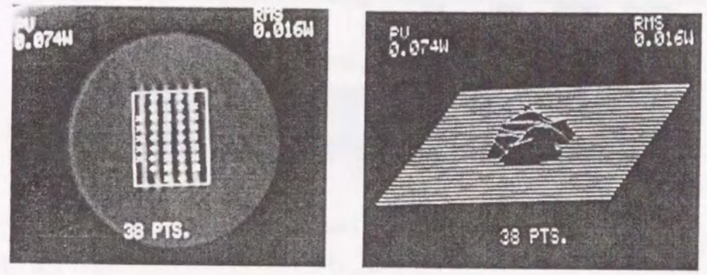
Fig.5.9. Cross sectional trace of the 2-divided RGL by Talystep.

で2.02～2.51 μm，RGL-Lで2.09～2.74 μmであるが，いづれも格子周期の製造誤差は0.1 μm以下であり，格子の曲がり角度もほぼ計算通りである．格子形状の測定結果をTable 5.1にまとめて示す．

Table 5.1. Measured values of 2-divided RGL.

Item			Design	Measured value	Notes
Dimensions			5x5x1.5mm ^{3}	5x5x1.5mm ^{3}	
Substrate			Quartz glass	Quartz glass	Cr mask blank
Grating period	RGL-U	left of center	2.39 μm	2.38 μm	Talystep
		Center	2.20 μm	2.17 μm	Talystep
		right of center	2.05 μm	2.00 μm	Talystep
	RGL-L	left of center	2.58 μm	2.56 μm	Talystep
		Center	2.34 μm	2.23 μm	Talystep
		right of center	2.12 μm	2.05 μm	Talystep
Duty ratio			50%	48 ～52%	Talystep
Cross section of grating			Rectangular	Rectangular	Talystep
Groove depth			131.5nm	125nm	

0次回折光の波面収差の測定にはZYGO干渉計を用いた．2分割RGLの実使用形態に合わせ，干渉計のビームを2分割RGLに45°で入射させ参照平面で折り返した．測定結果の一例をFig.5.10に示す．波面収差はrms値で最大でも0.016 λと良好である．



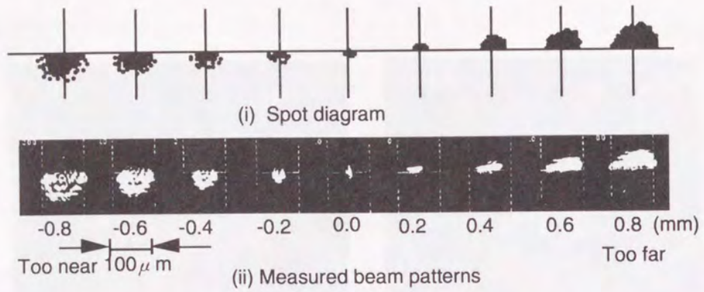
(a) (b)

Fig.5.10. Typical wavefront error of the zeroth-order diffraction beam of the 2-divided RGL. (a) Interference pattern, (b) Wavefront error.

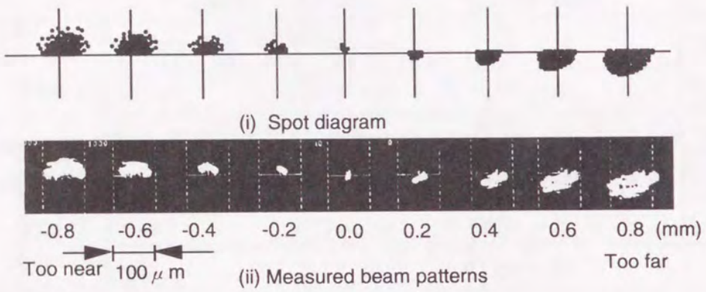
5．5．2　各1次回折光の集光特性

（a）集光パターン

Fig.5.11は，ディスクを固定し，像面（6分割光検出器）を移動したときの1次回折光集光スポットの変化を光線追跡による計算値と共に示したものである．　RGL-U，RGL-L共に集光スポットの測定結果は計算値と良く一致しているのが分かる．RGL-UとRGL-Lでは像面移動に対する集光パターンの変化が逆になっていることも分かる．像面が焦点位置より前後すると集光スポットの強度分布に構造がみられるが，これは回折によるものである．



(a) RGL-U



(b) RGL-L

Fig.5.11. Spot diagram and measured beam pattern for the first-order diffraction beam of the 2-divided RGL. (a)RGL-U,(b)RGL-L.

（b）焦点位置での集光スポット

スポットダイアグラムの大きさが回折限界のスポット径と同程度以下になる焦点位置近傍での集光パターンの評価は波動光学的に求めなければならない．ディスクが合焦位置にあるときは，対物レンズの収差を無視すると，LDに集光する球面波が２分割RGLに入

射するので，RGL-Uによる回折光と，RGL-Lによる回折光はそれぞれ設計集光点に回折限界で集光する光束になる．回折限界の集光スポットで中心強度の$1/e^2$となるスポット径Dは，

$$D \approx 0.82 \cdot \lambda / NA \tag{5.5.1}$$

で与えられる．NAは像側開口数で，２分割RGLでは，ｘ方向とｙ方向の開口数が異なり

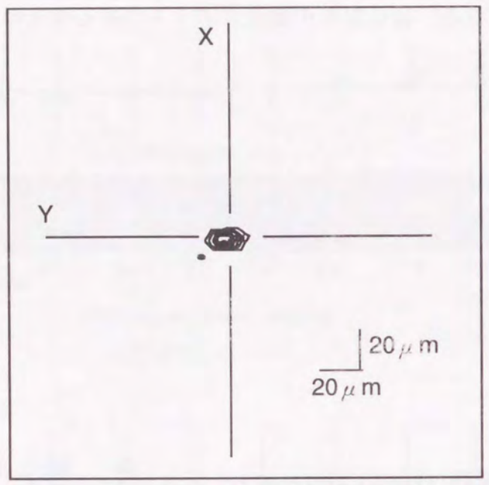
$$NA_x \approx \frac{NA_o \cdot R_{LD} \cdot \cos\phi_i}{Ro_i} \tag{5.5.2}$$

$$NA_y \approx \frac{NA_o \cdot R_{LD}}{2 \cdot Ro_i} \tag{5.5.3}$$

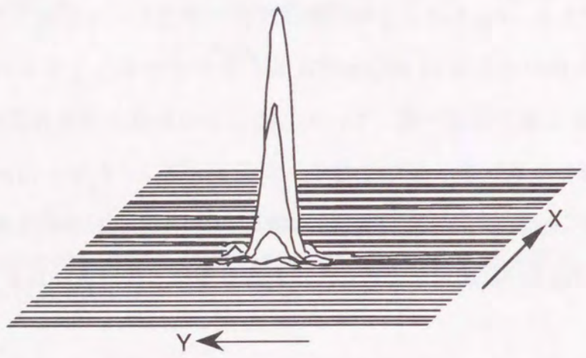
である．NA_oは対物レンズの物点側開口数で，今の場合0.09である．式(5.5.1)～(5.5.3)から１次回折光の回折限界スポットは，スポット径がｘ方向で概略10μm，ｙ方向で概略17μmの楕円形状であることが分かる．Fig.5.12はRGL-Lによる１次回折光の焦点位置における点強度分布関数の計算値を示したものであり，Fig.5.13はx及びy方向の断面の強度分布を示したものである．Fig.5.13より楕円形状をした集光スポットのy方向のスポット径は17.63μm，x方向のそれは11.62μmであることが分かる．これらの値は，式(5.5.1)～(5.5.3)で計算される値とほぼ一致している．Fig.5.14はRGL-Lの焦点面におけるx方向，y方向の強度分布の測定値を示したもので，スポット径はそれぞれ17.0μm，10.3μmであり，計算値と良く一致している．Fig.5.15はRGL-Uの焦点面における集光スポット強度分布の計算値で，Fig.5.16は測定値である．これも計算値と測定値は良く一致している．

（c）回折効率

次に，RGLの回折効率を測定した結果，０次回折光の回折効率は51.6%，１次回折光の回折効率は17.2%であった．これらの値は，RGLを矩形断面を持つ薄い位相格子とし，格子溝深さの測定値125nmを用いたときの０次回折光と１次回折光の回折効率の計算値[75]53%と18%に良く一致している．



(a) Contour lines of the intensity distribution.



(b) Intensity distribution.

Fig.5.12. Calculated intensity distribution for the first-order diffraction beam of the RGL-L in the focal plane .

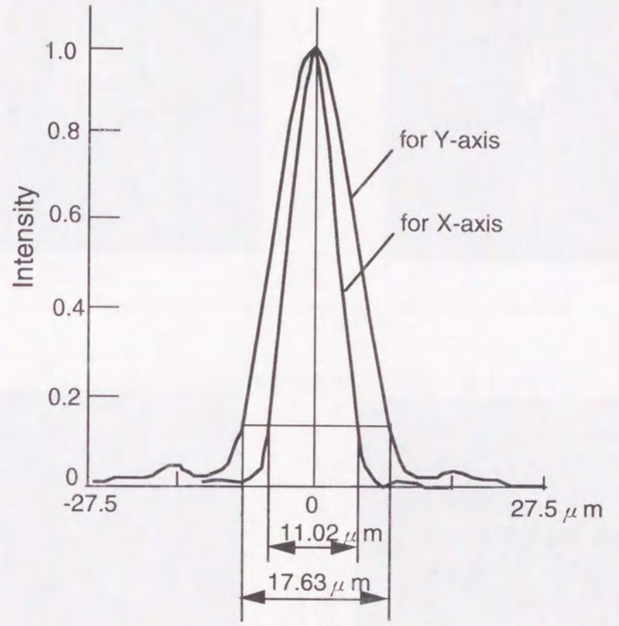
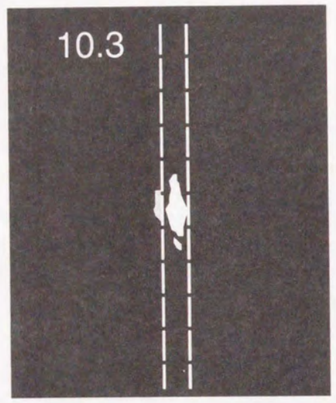
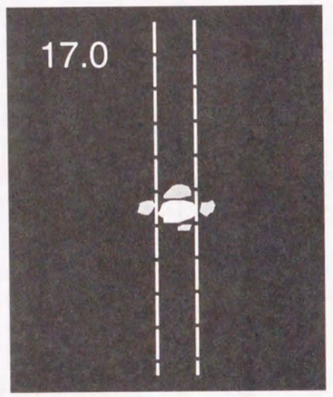
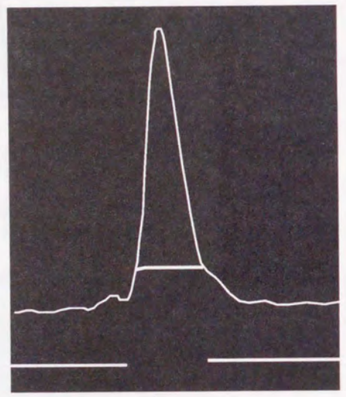


Fig.5.13. Calculated intensity distribution for the first-order diffraction beam of the RG-L in the focal plane.



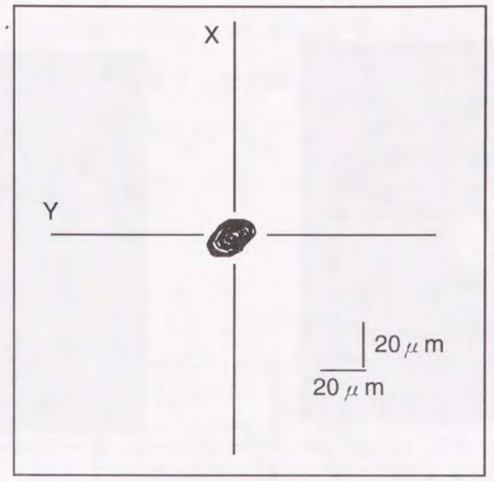


(a) Intensity distribution for X-axis

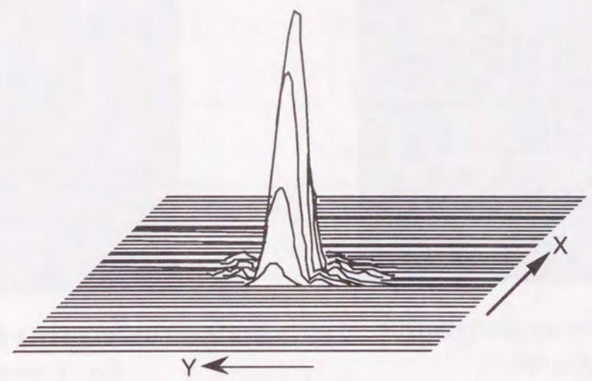


(b) Intensity distribution for Y-axis

Fig.5.14. Measured intensity distribution for the first-order diffraction beam of the RGL-L in the focal plane.

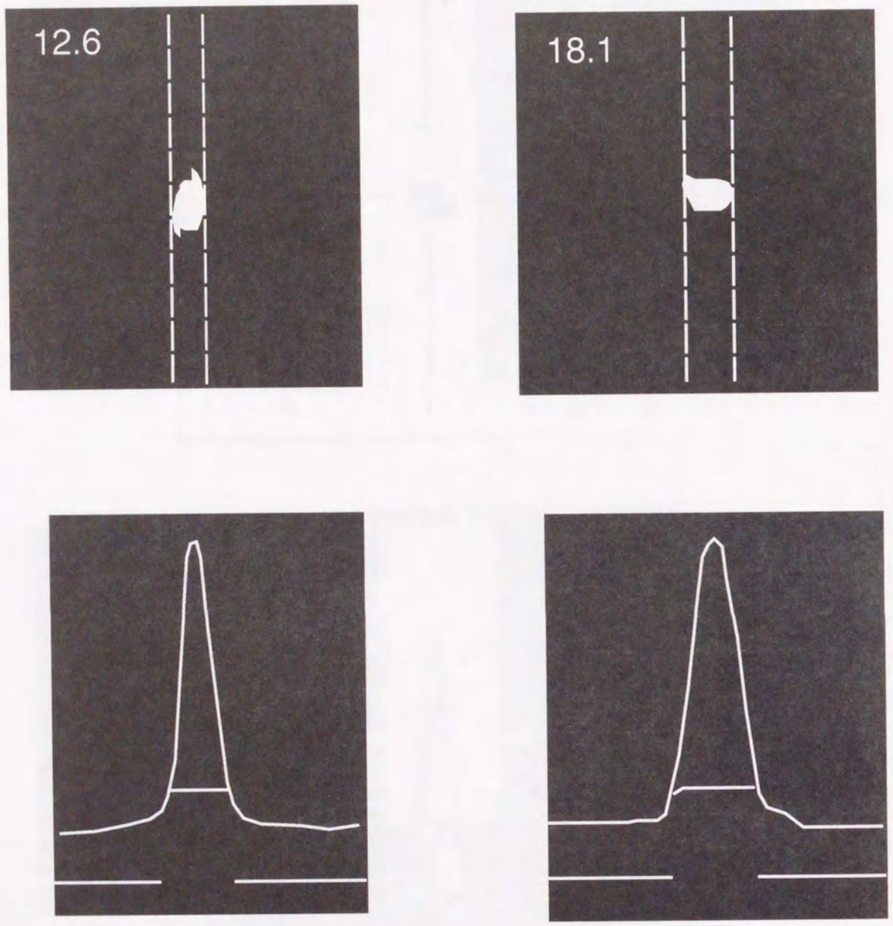


(a) Contour lines of the intensity distribution.



(b) Intensity distribution.

Fig.5.15. Calculated intensity distribution for the first-order diffraction beam of the RGL-U in the focal plane .



(a) Intensity distribution for X-axis

(b) Intensity distribution for Y-axis

Fig.5.16. Measured intensity distribution for the first-order diffraction beam of the RGL-U in the focal plane.

5．5．3　フォーカス誤差信号特性

Fig.5.17はLDの波長をパラメータしたときのフォーカス誤差信号の測定結果である．波長が±10nm変化したときのオフセットは0.5μm以下，感度低下は0.5dB以下，リニア範囲は20μmであり，波長依存性のほとんどないフォーカス誤差信号が得られている．これはFig.5.5に示した計算値と良く一致している．

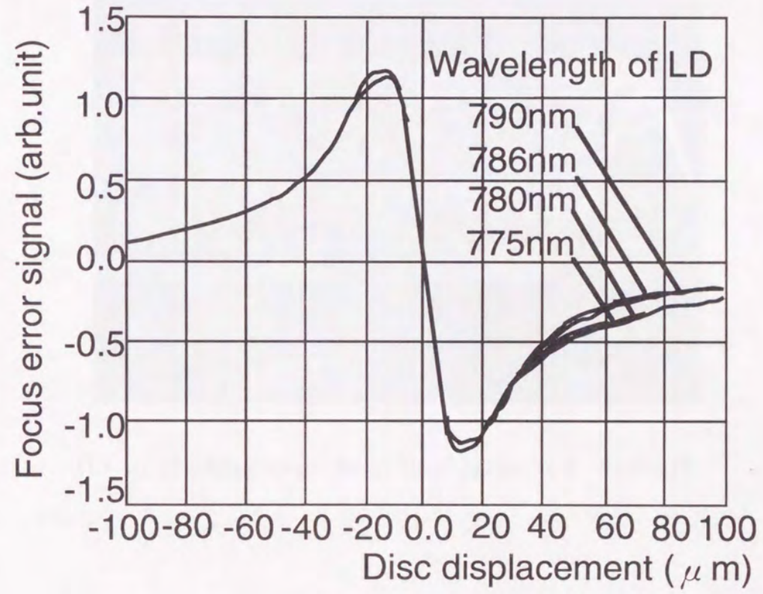


Fig.5.17. Measured focus error signal as the disc displacement is changed with the parameter of the wavelength of LD.

5．5．4　信号再生特性

最後に，2分割RGLを用いた光ピックアップ光学系の性能を確かめるため，CDの再生実験を行った．　再生信号のアイパターンをFig.5.18に示す．3T信号に対するジッタは22nsであり，トラッキング幅は±0.5mmであった．　従来の光学系を用いた光ピックアップと同程度の性能が得られている．

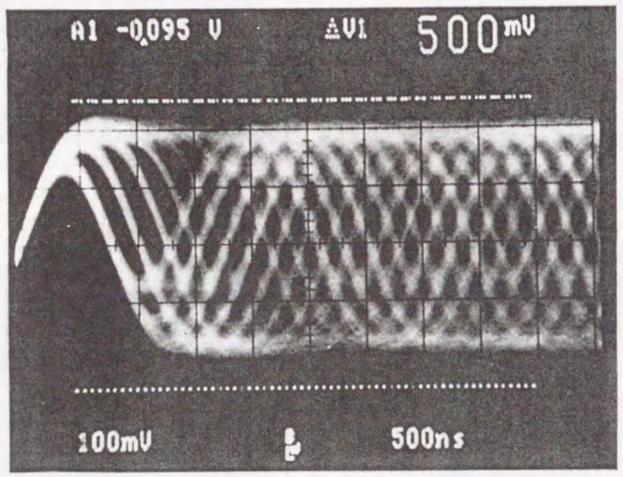


Fig.5.18. Eye pattern of read-out signal of the CD.

5．6　結　言

光ピックアップ光学系に用いる複数機能を有する2分割反射形回折格子レンズの設計・試作を行い，波長依存性の小さなフォーカス誤差信号検出法を提案するとともにその設計法と実験結果について述べた．得られた結果を要約すると次のようになる．

（1）入射光を2つに分割しそれぞれの焦点位置が異なる回折光を発生する2分割反射形回折格子レンズを用い，分割された2つのビームの焦点位置をそれぞれ光検出器の

前後になるようにしてフォーカス誤差信号を検出する方式を提案した．

（2）本方式では2つの回折光の方向と光検出器の分割方向を平行にできるので波長依存性が小さく，波長が±10nm変化したときのオフセットは0.5 μm以下，感度低下は0.5dB以下である．

（3）電子線描画とフォトリソグラフィで製作した2分割反射形回折格子レンズの各1次回折光集光スポット，回折効率等の実験結果は計算値と良く一致することが分かった．

（4）2分割反射形回折格子レンズを用いた光ピックアップでCDの再生実験を行った結果，従来の光学系を用いた光ピックアップと同程度の性能が得られた．

６．１　序言

半導体レーザ(LD)アレーを用い，横方向からレーザ媒質を励起する固体レーザでは，ＬＤアレーの個数を増加させることで，レーザの高出力化が達成される[81~84]．しかし，いままで報告されているこの方式は，Nd:YLFのような異方性レーザ媒質の励起に用いる場合には，小さな励起領域に励起光を効率良く吸収させるのに適していない．このため，反転分布もしくは利得が最大にはならず，光変換効率は10~20%と低かった[84]．

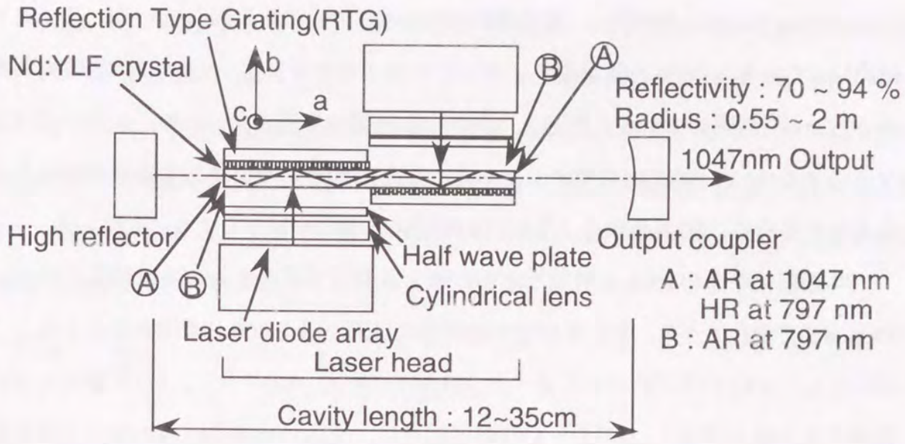
本研究では異方性レーザ媒質の励起を効率良く行うため，反射形回折格子を一種のカプラとして用い，側面からの励起光をレーザ媒質の中に閉じ込めてレーザ光伝搬領域内に励起光を有効に吸収させ高利得を得，光変換効率を改善する新しい横方向励起の方法を提案する[85~89]．このレーザでは，LDアレーからの励起光は，ビーム分割機能を有する反射形回折光学素子（Reflection Type Grating : RTG）によりレーザ共振器の光軸方向の小さな角度で回折され，レーザ媒質中を全反射しながら伝搬するので，薄いレーザ結晶でも十分吸収される．その結果，このレーザは高利得で動作する．

固体レーザ結晶としては，Ｑスイッチ動作を考えると，Nd:YLFはNd:YAGに比べて熱複屈折の影響は小さく，またエネルギー蓄積は上位準位の寿命が長いため大きので，Nd:YLFがNd:YAGより優れている．

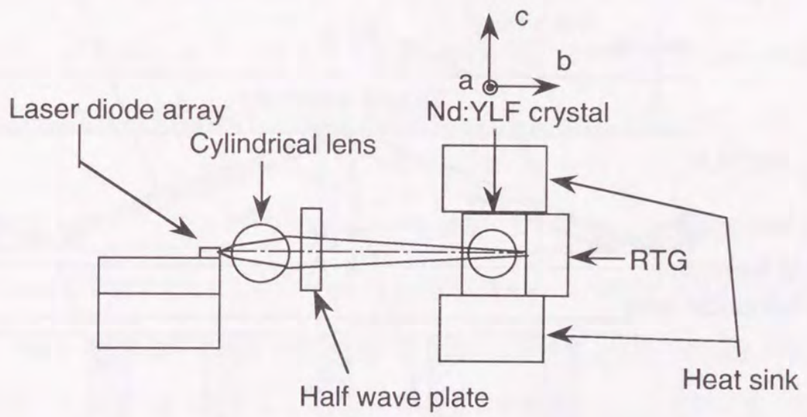
６．２　励起光学系の構成と設計

６．２．１　励起光学系の設計

励起光学系および共振器構成をFig.6.1に示す．Nd:YLF結晶は矩形であり，幅1.5mm，高さ2mm，長さ22mmである．また，用いたNd:YLF結晶のNdイオン濃度は1atm%である．1.5mmx2mmの端面は光学研磨し，発振波長1047nmに対して反射防止，励起光の波長797nmに対して100%反射となるようにコーティングした．Nd:YLF結晶は励起用LDアレーとそれに相対するRTGとの間に設置した．RTGは石英ガラス上に製作し，その格子形状は矩形で，表面には反射率を上げるため金蒸着を施した．RTGはNd:YLF結晶の2mm x 22mm



(a) Top view(c-axis of the Nd:YLF crystal is perpendicular to this plane)



(b) Cross-sectional view

Fig.6.1. Schematic diagram of the Nd:YLF laser with RTG.

面に光学的に接着した．

励起用LDアレーには光出力10WのCWレーザを２個用いている（Spectra Diode Laboratories,Inc.SDL-3490S）．発振波長800nm近傍のものを選択している．スペクトル幅は約2nmである．このLDは水冷のヒートシンクにマウントし，Nd:YLF結晶の吸収波長である797nmに同調している．励起光は小さな励起領域を形成するため，シリンドリカルレンズによりNd:YLF結晶内に集光している．また，励起光の偏光方向は吸収率の大きなπ偏光とするため，1/2波長板によりNd:YLF結晶のc-軸に一致するようにしている．

共振器は平面の100%反射鏡と球面の部分反射鏡で構成する．共振器長は120mmから350mmまで変化できる．部分反射鏡の曲率半径は55cmから200cmまで変化できる．

次に，RTGの作用について述べる．Fig.6.2にRTG，LDアレー，Nd:YLFロッドの設置部分の拡大図を示す．LDアレーからの出射光は，紙面に垂直な方向の広がり角が紙面に

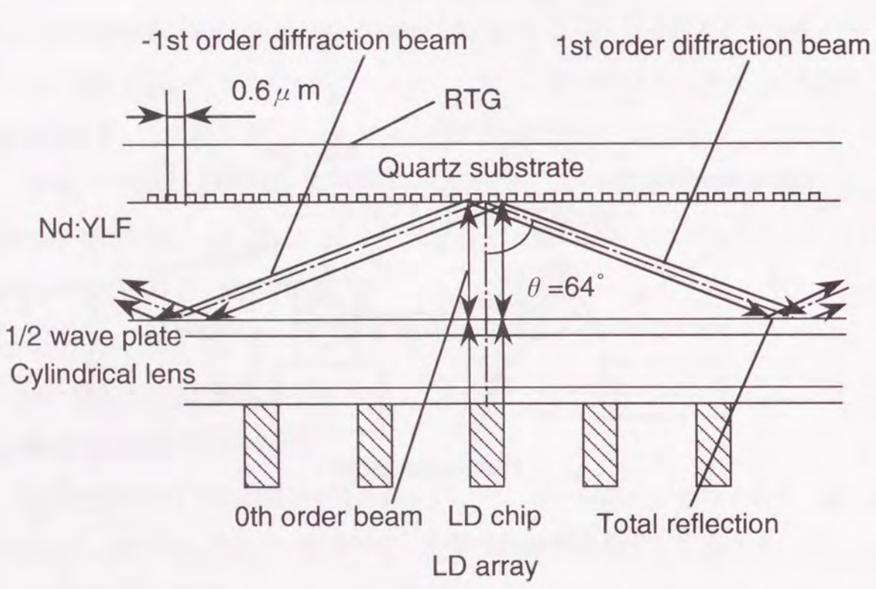


Fig.6.2. Enlarged view of laser head using RTG.

平行な方向の広がり角に比べて大きいため，紙面に垂直な方向のみ屈折力を持つシリンドリカルレンズによりほぼ平行光束にしている．この平行光束はRTGに入射し，0次回折光，1次回折光，-1次回折光さらには±2次回折光もしくはそれ以上の高次回折光を生じる．まず，0次回折光は光軸に垂直な方向でその強度が指数関数的に減衰する吸収を受けながらNd:YLFロッド内を伝播し，LDアレーが設置されている側面に戻りつつ，LD出射光とで励起領域を形成する．RTGで回折された1次回折光はRTGの法線と次式で表される角度θの方向に進行する．ここで，RTGの格子ピッチｄは1次回折光がRTGに相対するNd:YLF結晶の面で全反射するようにきめる．

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{nd}\right) \tag{6.2.1}$$

全反射の臨界角をθ_{tot}とすると，

$$\theta_{tot} = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n}\right) \tag{6.2.2}$$

である．ここで，λは励起LDの発振波長，ｎはNd:YLFの屈折率(≒1.48)である．

式(6.2.1)と式(6.2.2)より，1次回折光が全反射し，Nd:YLF内で閉じ込められるためには，格子ピッチｄは下記条件を満足する必要がある．すなわち，

$$d \le \lambda \tag{6.2.3}$$

でなければならない．上記のように格子ピッチを設定しておくと，1次回折光はRTGに相対するNd:YLFの界面で全反射しながらNd:YLF内で伝播する．-1次回折光はRTGの法線に対してほぼ対称となる方向に進行する．同様にLDアレーを形成する複数のLDから出射された励起光もNd:YLF内を伝播することにより励起領域を形成する．したがって，励起領域はこれら回折光の重なり領域として形成される．また，回折光はNd:YLF結晶の両端面では反射する．すなわち，RTGはカプラーの役目をしており，回折光はNd:YLF結晶内に効率良く閉じ込められる．

RTGの±１次回折光に対する全反射の臨界角は42.5°であるので，Nd:YLF結晶内で共振器光軸に対して26°の角度で伝搬するように設計した．すなわちθ=64°である． 式

(6.2.1)よりRTGの格子周期は0.6μmとなる．RTGを薄い位相格子と考えると，第４章の式(4.5.1～(4.5.2)より，１次回折光の効率を最大にする格子の深さhは，h=λ/4となる．励起光の波長は797nmであるので，格子の深さは約0.2μmである．

６．２．２　Ｎｄ：ＹＬＦの特性

Nd:YLFは一軸性の結晶であるため入射光の偏光方向（π，σ偏光）により吸収特性が異なる．また，蛍光スペクトル強度も偏光方向で異なる．

LDの発振スペクトルは数nmの広がりを持つため，LD励起時の実効的な輝線に対する吸収係数より低下する．Fig.6.3は分光データを基に，LDの発振スペクトルを半値幅2nmのガウス型とした畳み込み積分により計算した吸収特性と，使用したLDを用いて測定した吸収特性である．計算値と測定値は良く一致しており，波長797nmにおいてπ偏光に対し3.1 cm^{-1}，σ偏光に対し1.7 cm^{-1}の吸収係数をもつ．

蛍光スペクトルはπ偏光に対して波長1047nm，σ偏光に対して波長1053nmが支配的であり，いづれも励起光の偏光方向による依存性は無い．

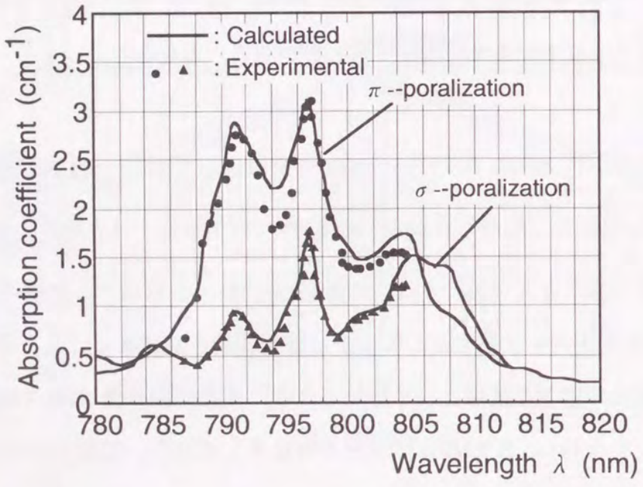


Fig.6.3. Calculated and experimental absorption coefficient of Nd:YLF crystal doped with 1atm% Nd. Spectral width of probe beam is 2nm.

６．２．３　レーザ出力特性

Qスイッチレーザの出力エネルギーとそのときの出力鏡の最適反射率は，レート方程式より，以下のように解析的に求められる[90]．　最大出力エネルギーE_{max}，最適反射率R_{opt}はそれぞれ次式で与えられる．

$$E_{\max} = h\nu V_{eff}\eta_p n(Z-1-\ln Z)/2\sigma\gamma L_{cav} \tag{6.2.4}$$

$$R_{opt} = X\exp(-X) \tag{6.2.5}$$

$$X = L_{loss}(Z-1-\ln Z)/\ln Z \tag{6.2.6}$$

$$Z = 2g_0 L_{rod}/L_{loss} \tag{6.2.7}$$

ここで，V_{eff}はモードボリューム，η_pはモードフィルファクタ，$h\nu$はレーザ光子エネルギー（1.9×10^{-19}J），nはロッドの屈折率，σは誘導放出断面積（$3.7\times10^{-19}cm^2$），L_{cav}は共振器光路長(144ｍｍ)，L_{rod}はレーザロッド長(22mm)，g_0は小信号利得係数(cm^{-1})，γはレーザ上位サブレベルの上位準位に占める割合(43%)，L_{loss}は共振器内部損失である．

モードボリュームV_{eff}，モードフィルファクタη_pはそれぞれ次式で定義される．

$$V_{eff} = \frac{1}{\iiint r(x,y,z)s(x,y,z)dv} \tag{6.2.8}$$

$$\eta_p = \frac{V_{eff}}{\iiint r(x,y,z)s^2(x,y,z)dv} \tag{6.2.9}$$

ここで，r(x,y,z)は共振器内で規格化した励起光分布，s(x,y,z)は共振器内で規格化したレーザ光分布である．

また小信号利得係数g_0は次式で計算できる．

$$g_0 = \sigma N_i L_{cav}/(V_{eff} n L_{rod}) \tag{6.2.10}$$

$$N_i = \frac{P_{in}\tau_f\gamma\eta_a}{h\nu_a(1-\exp(-t/\tau_f))} \tag{6.2.11}$$

ここで，N_iはQスイッチをかける直前の初期反転分布，tは励起時間，τ_fは蛍光寿命（520μs），η_aは励起光吸収効率，$h\nu_a$は励起光子エネルギー（2.5×10^{-19}J）である．

式(6.2.4)に式(6.2.10)，(6.2.11)を代入すると，

$$E_{\max} = P_{in}\tau_f\eta_a\eta_p\eta_q(1-\exp(-t/\tau_f))(Z-1-\ln Z)/Z \qquad (6.2.12)$$

となる．η_qは ν/ν_aで量子ディフェクト（0.76)をあらわす．

式(6.2.12)において，$\tau_f(1-\exp(-t/\tau_f))$は自然放出によりQスイッチのエネルギー蓄積時に失うエネルギーを示し，$\eta_q\ \eta_a\ \eta_p$はそれぞれ励起準位とレーザ発振準位のエネルギー差により生じる効率，励起光のうちレーザロッドに吸収される効率，レーザ発振部分に励起分布が形成される効率を示す．(Z-1-lnZ)/ZがＱスイッチをかけたときに，蓄積エネルギーのうち外部に取り出せる出力を示す取りだし効率であり，この値は出力鏡反射率で決定される．

これらの式を用いて概略計算を行った．共振器内部損失L_{loss}としては次のように見積もられる．偏光子透過損失:2%，ポッケルスセル透過損失:1%，波長板透過損失 ： 1%，レーザロッド吸収・散乱損失 ：2%，レーザロッドによる回折損失：3%．また，吸収効率η_aを求めるため，吸収係数はLDのスペクトル幅2 nmのπ偏光励起として3.1 cm^{-1}とした．このときの吸収効率η_aは，RTGによる０次回折光成分の割合を20%，±１次回折光成分の割合を80%，±１次回折光のレーザロッド内伝搬・全反射時の損失10%として見積もると，84%となる．

これらの値を用い，レーザ光のスポットサイズを500μm，入力励起パワー20WとしてQスイッチ出力エネルギー，光変換効率及び出力鏡最適反射率を計算すると，出力は最大2.8mJ，励起光－レーザ光変換効率14%，出力鏡反射率は73%である．

６．３　実験結果

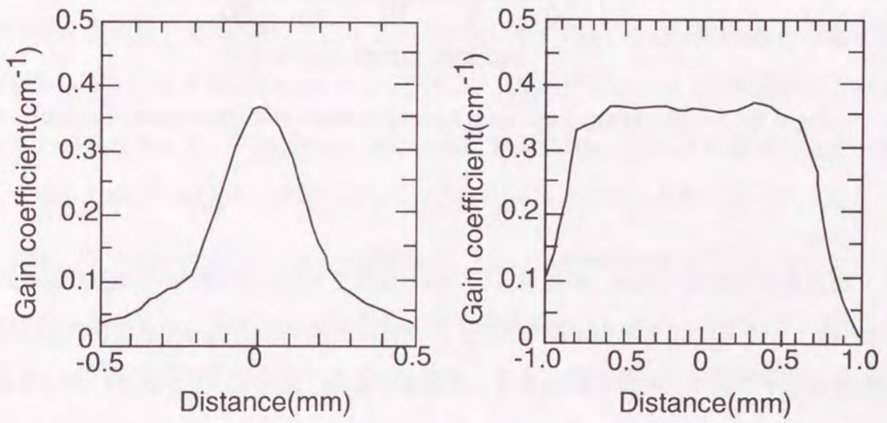
６．３．１　反射形回折光学素子(RTG)の特性

RTGは２光束干渉とイオンビームエッチングにより作製した．格子周期は0.6±0.01μm，深さは0.3±0.02μm，格子の断面形状はほぼ矩形で，デューティは0.5±0.1であった．エッチングの深さは200 nm近辺を狙ったが，格子深さは設計よりも100 nm深くなった．こ

の場合の，±１次回折光の回折効率の計算値は20%である．RTGの±１次回折光の回折効率の測定値はTEモードに対して25.5%，TMモードに対して27%であり，ほぼ計算値と一致している．

６．３．２　ＣＷ動作特性

実験で用いたNd:YLF結晶のスペクトル幅2nmでの実効吸収係数はπ偏光に対して4.0 cm^{-1}，σ偏光に対して2.2cm^{-1}であった．吸収係数が，6.2.2で述べた値3.1cm^{-1}より若干大きいが，これはNd:YLFのNd濃度にバラツキがあるためと考えられる．この場合，RTGの回折効率の実験結果を踏まえると，励起光の85%以上が励起体積3.5x$10^{-3}$$cm^3$で吸収されることになる．利得分布の測定結果をFig.6.4に示す．縦軸は小信号利得係数であり，横軸は面内の距離である．利得分布はスポット径250μmのプローブ光をNd:YLF結晶の1.5mmx2mmの面内で掃引することにより測定した．プローブ光のパワーは100μW，励起光パワーは20Wである．ｃ軸に平行な利得分布はガウス分布に近いが，ｃ軸に垂直な利得分布は



(a) Parallel to c-axis　　(b) Perpendicular to c-axis

Fig.6.4.　Small signal-gain profile of the Nd:YLF laser with RTG. The spot size of the probe beam was 250μm.

ほぼ一様である．この利得分布の違いは出力光の横モード分布に影響を与える．

Fig.6.5に励起光強度と小信号利得係数との関係を示す．小信号利得係数は励起光強度に比例して増加することが分かる．

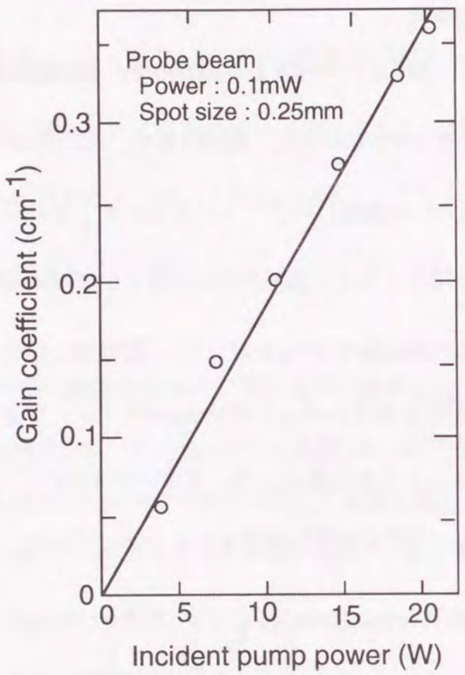


Fig.6.5. Small signal gain coefficient versus incident pump power.

出力鏡の反射率は70%，87%および94%と変化させた．CW動作では出力鏡の反射率を87%としたときに最大出力が得られた．出力鏡の曲率半径は55cmである．Fig.6.6に入出力関係を示す．図中，実線がRTGを用いた場合である．励起光パワー20Wにおいて低次モードでの最大出力6.4Wが得られている．閾値は2Wであり，スロープ効率36%，光－光変換効率32%が得られている．RTGを用いた効果を確かめるため，RTGの代わりにNd:YLF結晶の2mm x 22mmの面を励起光の波長に対して高反射率にするコーティングをほどこしたものに置き代えて実験した．入出力関係をFig.6.6の破線で示している．このときの最大

出力は4.8Wであり，光－光変換効率は24%である．このことより，RTGを用いることにより光－光変換効率は約33%改善されていることが分かる．

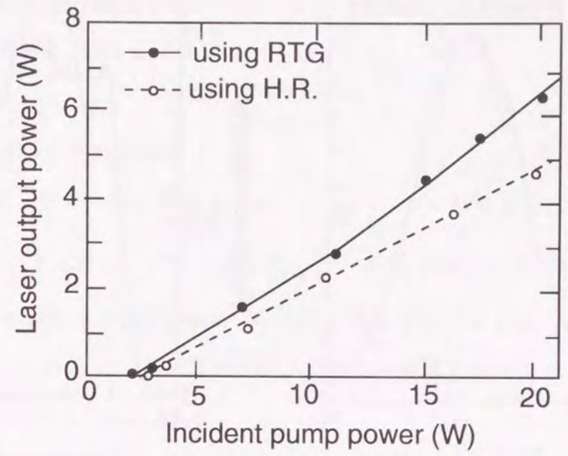
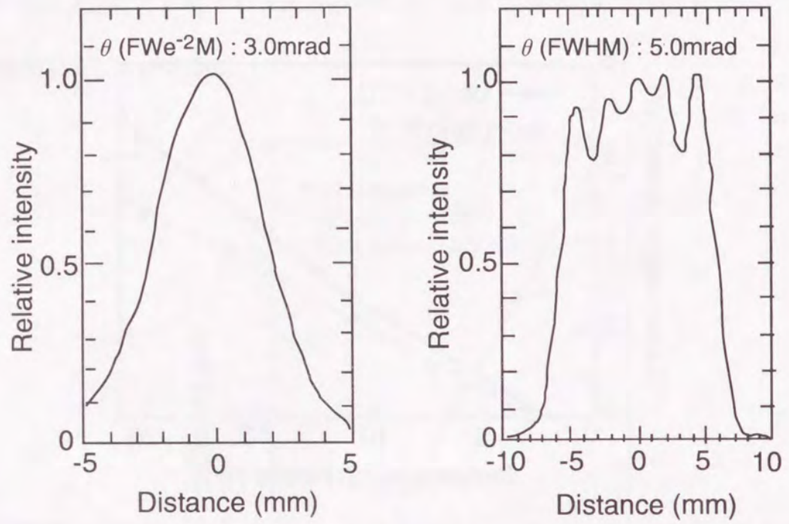


Fig.6.6. Output power versus incident pump power for the Nd:YLF laser with RTG and the Nd:YLF laser with high reflection coating.

高利得状態で動作させると，大抵の場合，発振の横モードは複数の低次モードになる．励起光パワー20Wのときの出力光の強度分布の測定結果をFig.6.7に示す．Fig.6.7(a)はc-軸に平行な方向，(b)はc-軸に垂直な方向の強度分布である．共振器の解析から高反射鏡におけるスポットサイズは280μmとして求まる．c-軸に平行な方向では利得分布とTEM_{00}モードとの重なりは良く一致しているが，c-軸に垂直な方向に対しては利得分布が一様になっているため，TEM_{00}モードだけではなくTEM_{q0}モードも発振可能になっている．

TEM_{00}モードを得るため，Nd:YLF結晶の1.5mmx2mmの面が制限開口になるように共振器の長さを調節し，高次モードに対して回折損失が大きくなるようにした．Fig.6.8にTEM_{00}モードのスポットサイズと出力との関係を示す．出力鏡の曲率半径は200cm，励起光パワーは15Wである．Fig.6.8において，実線は計算値，破線は測定値である．出力の計算にはレート方程式を用い，利得分布と共振器の回折損失は測定値を用いた．出力パワーはスポットサイズに比例して増加するが，モード体積と回折損失も増加するため最大出力を与えるスポットサイズには最適値が存在する．いまの場合，約500μmである．実験に

おいては，スポットサイズが420μm以上でTEM_{00}モードの動作が得られた．　このとき



(a) Parallel to c-axis.　　(b) Perpendicular to c-axis.

Fig.6.7.　Intensity profile of the Nd:YLF laser with RTG.

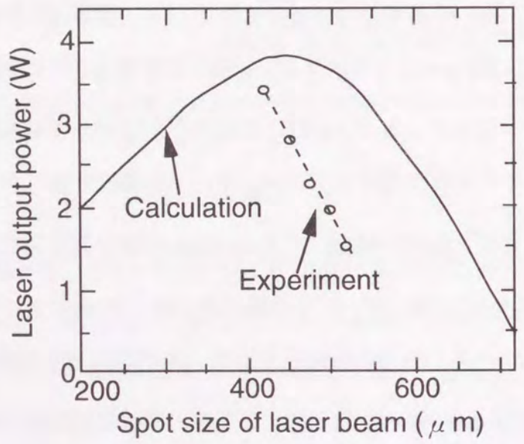


Fig.6.8.　TEM_{00} mode output power versus spot size. Cavity length is changed from 15cm to 35cm.

の最大出力パワーは3.4Wであり，光－光変換効率は23%であった．出力パワーはスポットサイズの増加につれて計算値よりも急激に減少する．この差異は，Nd:YLF結晶の負の熱レンズ効果によりスポットサイズが計算値より大きくなっていることと回折損失が大きくなっているためと考えられる．

6．3．3　Q－スイッチ動作特性

Fig.6.9にQスイッチレーザの構成を示す．$LiNbO_3$　ポッケルスセル，薄膜偏光子および1/4波長板で構成されるE/O-Qスイッチを用いた．偏光子はπ偏光（波長1047nm）が発振するようにし，σ偏光（波長1053nm）の発振を抑制するようにした．また，共振器長はQスイッチの分だけ長くし，出力鏡の曲率半径はレーザ媒質中でスポットサイズが1mm程度の大きさになるように調節した．

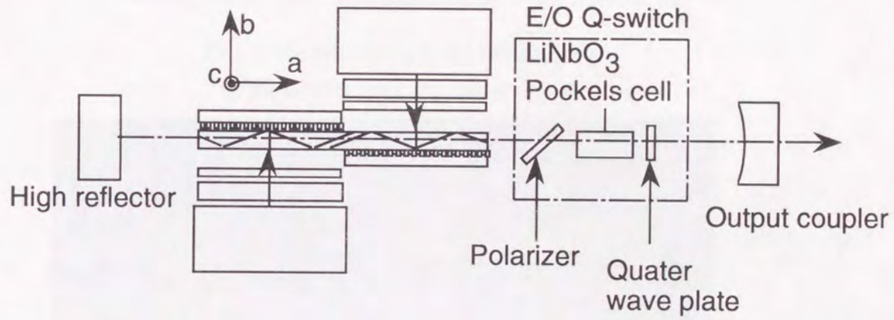
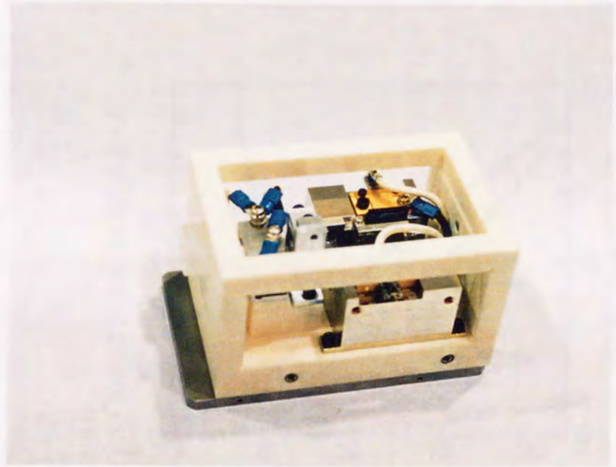


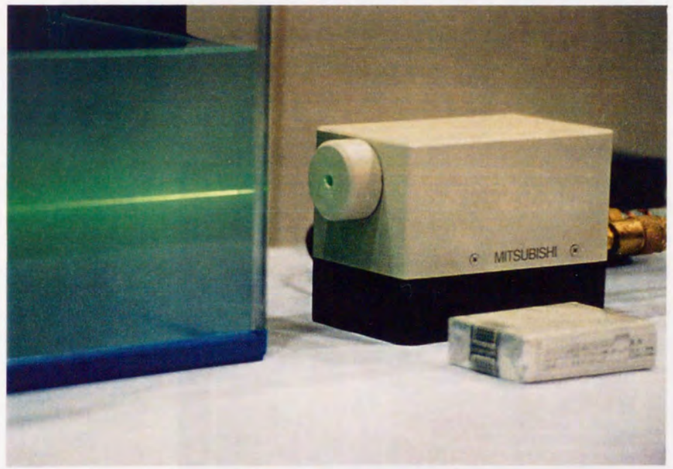
Fig.6.9. Schematic diagram of an Nd:YLF laser with RTG for Q-switched operation.

$LiNbO_3$ポッケルスセルの大きさは3 x 3 x 10mm^3 であり，パルス立上がり時間が2ns以下の高電圧のトランジスタ回路で駆動されている．駆動回路は2kHzまでの繰り返し動作が可能である．出力エネルギーは繰返し周波数1kHzで測定した．Fig.6.10に試作装置の外観及び内部構造の写真を示す．共振器はセラミックの一体成形筐体で構成されており，温度変化，振動の影響が小さい構造である．出力光（波長1047nm）を非線型結晶KTPで

グリーン光に波長変換している．Fig.6.11に励起光パワーと出力エネルギー，ピークパワーおよびパルス幅との関係を示す．励起光パワー20Wで，最大出力エネルギーは1.85mJであり，このときのパルス幅は22.3nsであった．ピークパワーは83kWである．また，光−光



(a) Assembled optical resonator constructed b y ceramics.



(b) External view .

Fig.6.10. Photograph of the laser diode pumped Nd:YLF laser using RTG.

変換効率は9.3%である．出力光のパルス波形をFig.6.12に示す．ピークパワーの変動は5%以下である．

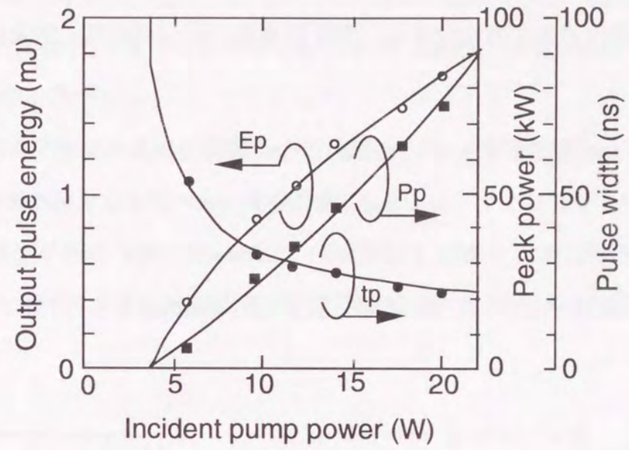


Fig.6.11. Pulse energy,peak power,and pulse width versus incident pump power. Repetition rate was 1.0kpps.

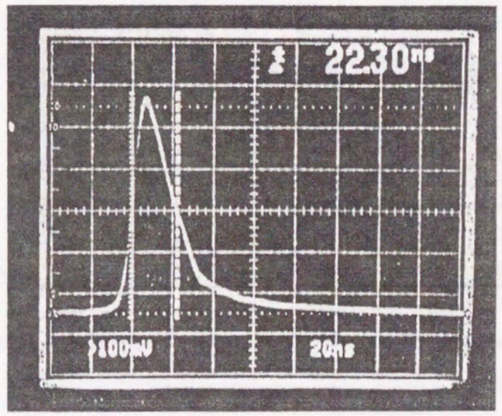


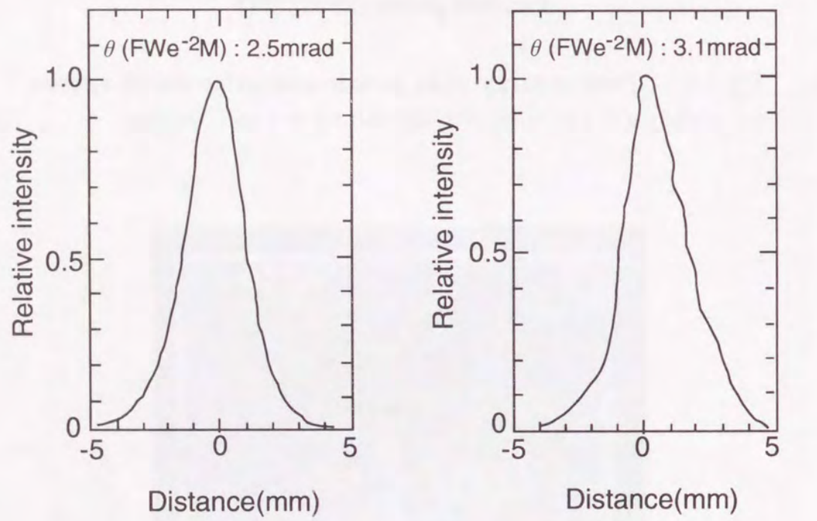
Fig.6.12. Temporal profile of the output pulse.

このパルス幅は，A.E.Siegmanによる簡単なモデルにより求められる[91]．それによると，パルス幅τ_pは次式で求められる．

$$\tau_p = (\chi - 1 - \ln\chi)/(\chi\xi\tau_c) \tag{6.3.1}$$

ここで，χは動作点が閾値の何倍かを表わすパラメータ，ξはエネルギー引き出し率，τ_cは共振器内の光子寿命である．理論計算値は22nsであり，測定値と良く一致している．

Qスイッチ動作において，制限開口を共振器内に入れなくても横モードは最低次であった．モードプロファイルをFig.6.13に示す．モードプロファイルはわずかに楕円形である．広がり角度は，c-軸に平行な方向で2.5mrad，c-軸に垂直な方向で3.1mradである．これらの値はTEM_{00}モードの広がり角度の計算値2.8mradと良く一致している．



(a) Parallel to c-axis　　(b) Perpendicular to c-axis

Fig.6.13. Intensity profile of the Nd:YLF laser with RTG for Q-switched operation.

6．4　結言

半導体レーザ励起固体レーザにおいて，反射形回折光学素子（RTG）を用いた新しい側面励起方式を提案し，その有効性を実験により確認した．得られた結果を要約すると次の通りである．

（1）RTGをカプラとして用い，LDからの励起光の内RTGで発生する±1次回折光をレーザ媒質の中で全反射させて閉じ込めることにより，励起光の85%以上をレーザ光伝搬領域内で有効に吸収させることができた．

（2）20Wの励起光で6.4WのCW出力を得ており，励起光－レーザ光変換効率は32%であり，従来の側面励起方式と比べ高い変換効率が得られた．

（3）繰返し1kHzのQスイッチ動作で，パルスエネルギー1.85mJ，パルス幅22.3ns，ピークパワー80kWを得た．また励起光－レーザ光変換効率は9.3%であった．

第7章　総　括

本研究では回折光学素子を光ピックアップ光学系などへ応用するさいの諸問題を，応用光学の観点から解決することを目的として研究を行い，いくつかの重要な知見を得た．さらに，従来のフラッシュランプに代わって高効率が期待できる半導体レーザ励起固体レーザに着目し，反射形回折光学素子を用いた新しい側面励起方式を提案することにより，回折光学素子が光ピックアップ光学系だけでなく新しい応用面にも重要な役割を果たすことを示した．以下，本研究で得られた新しい知見をまとめ，今後の課題について述べる．

7．1　結　論

第１章では，回折光学素子に関する従来の研究概要を示し，本研究の意義を明らかにした．光ピックアップ光学系の小型・軽量化を制約している構成要素を明確にし，解決すべき課題，本論文で採用した解決法を示した．本研究の意義は，複数機能を持つ光学素子として回折光学素子の新しい設計・製作法を提示し，それを実現した点にある．

第２章では，主光線近傍の光線追跡(いわゆる非点追跡)を用いて非球面位相項を持つ回折光学素子(DOE)結像系の近軸結像の一般的特性について検討した．得られた結果を要約すると次のようになる．

（１）DOEでは一般に直交しない２本の線像が得られ，回折光は特殊な配置を除いて非点光束になっていることを明らかにした．

（２）回折光の主光線と主光線近傍の光線が交わるための必要十分条件より，線像の結像位置及び原点からの距離を与える解析式を導出した．

（３）DOEの位相項にDOE上の座標で多項式展開した非球面項が有る場合，それぞれの２次の係数が非点光束に関係していることを明らかにした．

（４）ここで得られた解析式はJ.F. Miles, R.W.Smithらが導出した結果を包含しており，より一般的な結像式であることを明らかにした．

第３章では，回折格子レンズをＣＤ用光ピックアップ光学系の対物レンズとして用いることを念頭におき，NA0.45の球面収差を除去した平板構造のマイクロゾーンプレートレンズと，コマ収差も除去したアプラナティック回折格子レンズについての設計法及び

NA0.45のマイクロゾーンプレートレンズをＵＶリソグラフィで作製した実験結果について述べた．得られた結果をまとめると次のようになる．

（１）マイクロゾーンプレートレンズによるフレネル回折の無限級数展開式を示し，輪帯の数が多いときには焦点面での光強度分布はエアリー分布に漸近することを示した．

（２）マイクロゾーンプレートレンズの解像限界は最周辺の格子の幅とほぼ一致し，実現できる解像限界は最も細い格子の幅の加工精度によって決まることを示した．

（３）NA0.45のマイクロゾーンプレートレンズを，ＵＶリソグラフィにより原寸のフォトマスクを用い密着法によりフォトレジスト（AZ1350J;Shipley製）上に作製した．集光特性は良好で，ほぼ回折限界のスポット径1.4μmであること，回折効率は，矩形位相格子の回折効率の計算値40.5%に近い38%であることを明らかにした．最小格子幅は0.87μmで，UVリソグラフィでも１μm以下のパターンが作製可能であることを示した．

（４）コマ収差を除去するための構成を２種類提案するとともに，残留コマ収差の新しい評価量を基にして設計する方法を提案した．

（ａ）第１の方法は平板ガラスの両面に回折格子レンズを作製するものでありコマ収差を完全に除去できることを示した．

（ｂ）第２の方法は入射面を凹面とし出射面を平面とした平凹レンズの平面側に回折格子レンズを作製するものである．正弦条件不満足量のrms値を残留コマ収差の評価パラメータとする新しい設計法を提案し，コマ収差を完全に除去することはできないが実用上問題がない程度に小さくできることを明らかにした．

第４章では，光ピックアップ光学系に用いる複数機能を有する新しい反射形回折格子レンズの設計・試作について述べ，実験結果を示した．得られた結果を要約すると次のようになる．

（１）DOEの座標で多項式展開した非球面項を含む位相関数を用い，展開係数を選ぶことにより，反射形回折格子レンズにより発生する非点光束の焦線位置，最小錯乱円の大きさ，非点隔差を制御出来ることが分かった．また，必要な光学特性を有する格子パターンの設計法を示した．

（2）反射形回折格子レンズは電子線描画とフォトリソグラフィにより精度良く製作できることを示した．

（3）上記方法で製作した反射形回折格子レンズの光学特性に対する実験結果は計算値と良く一致することが分かった．

（4）反射形回折格子レンズを用いた光ピックアップでＣＤの再生実験を行った結果，従来の光学系を用いた光ピックアップと同程度の性能が得られた．

微小回折格子レンズを用いた光ピックアップは，CDプレーヤ，CD-ROM等の光ディスク装置で現在広く実用化されており，本研究はその先駆をなすものである．

第５章では，光ピックアップ光学系に用いる複数機能を有する２分割反射形回折格子レンズの開発を行い，波長依存性の小さなフォーカス誤差信号検出法を新しく提案するとともにその設計・試作と実験結果について述べた．得られた成果を要約すると次のようになる．

（1）入射光を２つに分割しそれぞれの焦点位置が異なる回折光を発生する２分割反射形回折格子レンズを用い，分割された２つのビームの焦点位置をそれぞれ光検出器の前後になるようにしてフォーカス誤差信号を検出する新しい方式を提案した．

（2）本方式では２つの回折光の方向と光検出器の分割方向を平行にできるので波長依存性が小さく，波長が±10nm変化したときのオフセットは0.5 μm以下，感度低下は0.5dB以下である．

（3）電子線描画とフォトリソグラフィで製作した２分割反射形回折格子レンズの各１次回折光集光スポット，回折効率等の実験結果は理論計算と良く一致することが分かった．

（4）２分割反射形回折格子レンズを用いた光ピックアップでＣＤの再生実験を行った結果，従来の光学系を用いた光ピックアップと同程度の性能が得られた．

第６章では，回折光学素子の新しい応用を探るため，従来のフラッシュランプに代わって高効率が期待できる半導体レーザ励起固体レーザに着目し，反射形回折光学素子（RTG）を用いた新しい側面励起方式を提案し，その有効性を実験により確認した．得られた結果を要約すると次の通りである．

（1）RTGをカプラとして用い，LDからの励起光の内RTGで発生する±1次回折光をレーザ媒質の中で全反射させて閉じ込めることにより，励起光の85%以上をレーザ光伝搬領域内で有効に吸収させることができた．

（2）20Wの励起光で6.4WのCW出力を得ており，励起光－レーザ光変換効率は32%であり，従来の側面励起方式と比べ高い変換効率が得られた．

（3）繰返し1kHzのQスイッチ動作で，パルスエネルギー1.85mJ，パルス幅22.3ns，ピークパワー80kWを得た．また励起光－レーザ光変換効率は9.3%であった．

７．２　今後の課題

以上の研究成果により，回折光学素子が微小光学系における有用な構成要素となり得ることを示した．今後，この回折光学素子が将来の微小光学系で確固たる地位を占めるためには，以下のことが最も重要な課題である．

（1）回折光学素子の独自性を用いた機能の実現，

（2）設計通りの格子パターンが実現でき，また高効率化のために再現性のある格子形状制御技術の確立，さらに高精度な微細加工技術の確立．

謝　辞

大阪大学教授一岡芳樹博士には，本論文の執筆の全体にわたり，終始懇切なご指導とご激励を賜りました．ここに深甚より感謝の意を表します．また，本論文をまとめるに際し，有益なご討論，ご助言をもってご指導下さいました大阪大学梅野正隆教授，同横山正明教授ならびに伊東一良教授に深く感謝いたします．

本論文は，主として三菱電機情報技術総合研究所で行った研究をまとめたものであるが，三菱電機株式会社取締役情報技術総合研究所所長野間口有博士，同研究所副所長片木孝至博士には，本研究の貴重な機会を与えていただきました．また，本研究の遂行および本論文をまとめるにあたり，ご指導，ご教示いただきました同社開発本部業務部次長田治米徹博士，情報技術総合研究所光超音波部部長笠原久美雄氏，同社鎌倉製作所ＥＯ開発センター長伊東尚氏に深謝いたします．

本論文の内容について，三菱電機株式会社在職中より貴重なご指導をいただきました東京工科大学教授橋本勉博士に心より感謝いたします．

本論文における実験及び計算でご協力いただいた三菱電機株式会社情報技術総合研究所光超音波部主事平野嘉仁氏，同所開発支援部主幹佐伯利一氏，同社通信機製作所衛星通信部主幹松下匡氏，同生産技術センター温井一夫氏をはじめとする関係各位に感謝します．

参考文献

1) B.R.Brown and A.W.Lohmann : "Computer-generated Binary Holograms," IBM J. Res. Develop., **1 3**, March, 160-168 (1969).

2) Yu.S.Mosyakin and G.V.Skrotskii : "Use of holographic optical elements (review)," Sov. J. Quant.Electron.,**2**,199-206 (1972).

3) V.P.Koronkevich, V.P.Kiriyanov, F.I.Kokoulin, I.G.Palchikova, A.G.Poleshchuk, A.G.Sedukhin, E.G.Churin, A.M.Scherbachenko, and Yu.I.Yurlov : "Fabrication of kinoform optical elements," Optik,**6 7**,257-266 (1984).

4) W.B.Veldkamp, G.J.Swanson, and D.C.Shaver : "High Efficiency Binary Lenses," Opt.Commun.,**5 3**,353-358 (1985).

5) K.Firth : "Recent developments in diffractive optics," GEC J.of Research,**3**, 1-10 (1985) .

6) T.K.Gaylord and M.G.Moharam : "Analysis and applications of optical diffraction by gratings," Proc. IEEE, **7 3**, 894-938 (1985).

7) G.Tricoles : "Computer generated holograms: an histrical review," Appl.Opt., **2 6**, 4351-4360 (1987).

8) 小野雄三 :"ホログラフィック光学素子とその応用," 応用物理,**5 6**,729-733 (1987).

9) N.P.Frolova : "Diffraction optics," Sov.J.Opt.Technol., **5 5**, 564-572 (1988).

10) Y.Amitai and A.A.Friesem : "Recent developments in holographic optical elements," Proc. SPIE,**1 1 3 6**, 126-133 (1989).

11) G.J.Swanson and W.B.Veldkamp : "Diffractive optical elements for use in infrared systems," Opt.Eng., **2 8**, 605-608 (1989).

12) G.J.Swanson : "Binary Optics Technology:The Theory and Design of Multi-level Diffractive Optical Elements," MIT Lincoln Laboratory Technical Report 854, (1989).

13) T.J.McHugh and D.A.Zweig : "Recent Advances in Binary Optics," Proc. SPIE, **1 0 5 2**, 85-90 (1989).

14) A.D. Kathman and S.K. Pitalo : "Binary Optics in Lens Design," Proc. SPIE, **1354**, 297-307 (1990).

15) J.Jahns and S.J.Walker :"Two-dimensional array of diffractive microlenses fabricated by thin film deposition," Appl.Opt., **29**, 931-936 (1990).

16) G.J.Swanson : "Binary Optics Technology:The Theoretical Limits on the Diffraction Efficiency of Multilevel Diffractive Optical Elements," MIT Lincoln Laboratory Technical Report 914, (1991)

17) W.B.Veldkamp and T.J. McHugh : "Binary Optics", Scientific American May, 50-55 (1992). 日本語訳：日経サイエンス, 82-89 (1992).

18) M.W.Farn and W.B.Veldkamp : "Binary Optics:Trends and Limitations," Conf. on Binary Optics, NASA Conference Publication 3227, 19-30 (1993).

19) J.A.Jordan,Jr., P.M.Hirsch,L.B.Lesem,and D.L.Van Rooy : "Kinoform Lenses," Appl.Opt., **9**, 1883-1887 (1970) .

20) J. J. Clair : "New methods to synthesize kinoforms," Opt.Commun.,**6**, 135-137 (1972).

21) A.K. Richter and F. Paul Carison : "Holographically Generated Lens," Appl.Opt., **13**, 2924-2930 (1974).

22) H.Nishihara, S.Inohara, T.Suhara, and J.Koyama : "Holocoupler:A Novel Coupler for Optical Circuit," IEEE J.Quantum.Electron., **QE-11**, 794-796 (1975).

23) C.Kojima, K.Miyahara, K.Hasegawa, T. Otobe, and H.Ooki :"In-Line Holographic Lenses of High Numerical Aperture," Jpn.J.Appl.Phys., **20**, Suppl. 20-1,199-204(1981).

24) 藤田輝雄，西原浩，小山次郎："電子ビーム描画作製マイクロフレネルレンズ," 信学論(C), **J64-C**, 652-657 (1981).

25) T. Fujita, H.Nishihara, and J. Koyama : "Fabrication of micro lenses using electron-beam lithography," Opt.Letters, **6**, 613-615 (1981).

26) T. Fujita, H.Nishihara, and J. Koyama : "Blazed gratings and Fresnel lenses fabricated by electron-beam lithography," Opt.Letters,**7**,578-580 (1982).

27) 藤田輝雄，西原浩，小山次郎："電子ビーム描画作製によるブレーズ化マイクロフレネルレンズ," 信学論(C), **J66-C**,85-91 (1983).

28) K.Tatsumi, T.Saheki, and T.Takei : "High performance micro Fresnel lens fabricated by U.V.lithography," Tech. Digest of 4th Topical meeting on Gradient-index optical Imaging Systems, G5, 192-195 (1983).

29) K.Tatsumi, T.Saheki, T.Takei, and K.Nukui :"High performance micro Fresnel lens fabricated by U.V.lithography," Appl. Opt., **23**, 1742-1744 (1984).

30) 辰巳賢二，佐伯利一，竹居敏夫，温井浩三："ＵＶリソグラフィによる大口径比フレネルレンズ," 昭和５８年度電子通信学会総合全国大会予稿 1029 (1983)

31) 木村靖男，小野雄三，須釜幸雄，太田義徳："複数機能ホログラムを用いた小型光ヘッド," 光メモリシンポジウム'86 , 93-98 (1986).

32) K.Tatsumi, T.Matsushita, and S. Ito : "A Multi-Functional Reflection Type Grating Lens For The CD Optical Head," Tech.Digest of Int.Symp.on Optical Memory 1987, TB7, 191-194 (1987).

33) K.Tatsumi, T.Matsushita, and S. Ito : "A Multi-functional Reflection Type Grating Lens For the CD Optical Head," Jpn.J.Appl.Phys., **26**, Suppl. 26-4, 127-130 (1987).

34) Y.Kimura, S.Sugama, and Y.Ono : "High performance optical head using optimized holographic optical element," Tech.Digest of Int.Symp. on Optical Memory 1987, TB8, 195-198 (1987) .

35) Y.Kimura, S.Sugama, and Y.Ono : "High performance optical head using optimized holographic optical element," Jpn.J.Appl.Phys., **26**, Suppl. 26-4, 131-134 (1987).

36) V.P.Koronkevich, I.G.Palchikova, and A.G.Poleshchuk : "Data readout from compact disks by a laser pickup with diffractive optics," Sov.J.Quantum. Electron., **18**, 1336-1339 (1988).

37) G.T. Sincerbox : "Challenges for the use of holographic elements in optical storage," Proc. SPIE, **1136**, 80-91 (1989).

38) A.Ohba, Y.Kimura, S.Sugama, R.Katayama, M.Okada, Y.Ono, and N.Nishida :" Compact magneto-optical disk head using reflection polarizing holographic optical element," Tech.Digest of 5th Topical Meeting on Optical Data Storage, WB2-1, 86-89 (1989).

39) W. H. Lee : "Holographic optical head for compact disk applications," Opt.Eng., **28**, 650-653 (1989).

40) P. Coops : "Mass Production Methods for Computer-generated Holograms for CD Optical Pickups," Phillips J. Res., **44**, 481-500 (1990).

41) A.Ohba, Y.Kimura, S.Sugama, R.Katayama, and Y.Ono : "Reflection polarizing holographic optical element for compact magneto optical disk heads," Appl.Opt., **29**, 5131-5135 (1990).

42) Y. Honguh and I. Hoshino : "Focusing-Error Detection Using a Mixed-Aberration-Generating Holographic Optical Element," Jpn.J. Appl.Phy., **31**, 544-547 (1992).

43) W. H. Lee : "Recent progress in HOE optical pickup," Tech.Digest of Diffractive optics, design, fabrication, and applications, Topical meeting, TuA1-2, 52-53 (1992).

44) Y. Konmma, N.Ito, K.Urairi, H.Hayashi, S.Nishino, and S.Mizuno : "Dual focus optical head for 0.6mm and 1.2mm disks," Tech. Digest. of CLEO/Pacific Rim'95, WL1, 88 (1995).

45) Y. Ono : "Magneto-optical disk head using polarizing holographic optical element," Tech. Digest. of CLEO/Pacific Rim'95, WL3, 89 (1995).

46) 辰巳賢二, 松下匡 :"2分割反射形回折格子レンズを用いた光ディスク光学系," 光学, **24**, 630-637 (1995).

47) R.W. Meier : "Magnification and third-order aberrations in holography," J. Opt. Soc. Am., **55**, 987-992 (1965).

48) E. B. Champagne : "Nonparaxial Imaging,Magnification, and Aberration Properties in Holography," J. Opt. Soc. Am., **57**, 51-55 (1967).

49) R.W.Smith : " The s and t Formulae For Holographic Lens Elements," Opt. Commun., **21**, 106-109 (1977).

50) R.Dandliker, K.Hess, and Th.Sidler:"Astigmatic Pencils of Ray Reconstructed from Holograms," Israel J. Tech., **18**, 240-246 (1980).

51) J. N. Latta : "Computer-based analysis of holography using ray tracing," Appl.Opt., **10**, 2698-2710 (1971).

52) J. F. Miles : "Imaging and magnification properties in holography," Opt.Acta, **19**, 165-186 (1972).

53) K. Tatsumi : "Astigmatic characteristics of diffractive optical elements with aspherical phase term," Opt.Review, **3**, 319-323 (1996).

54) W. T.Welford : "A vector ray tracing equation for hologram lenses of arbitrary shape," Opt.Commun., **14**, 322-323 (1975).

55) H.W. Holloway and R.A.Ferrante : "Computer Analysis of Holographic Systems by Means of Vector Ray Tracing," Appl.Opt., **20**, 2081-2084 (1981).

56) R. C. Fairchild and J. R. Fienup :"Computer-originated aspheric holographic optical elements," Opt.Eng., **21**, 133-140 (1982).

57) K. Goto and M. Kitaoka : "Aberrations in nonparaxial holography," J.Opt.Soc.Am.A,**5**,397-402 (1988).

58) 小林道生, 西原浩, 小山次郎 :"半導体レーザ・光ファイバ結合用ホロカップラ," 信学技報, **OQE76-99**, 25-31 (1976).

59) 内海邦昭, 西原浩, 小山次郎 :"半導体レーザ・光ファイバ結合用ホロカップラの効率改善," 信学技報, **OQE78-121**, 25-30 (1978).

60) 小島千秋, 大木裕 :"インライン型ホログラフィックレンズとその応用," 光学, **10**, 425-430 (1981).

61) K. Miyamoto : "The phase Fresnel lens," J.Opt.Soc.Am., **51**, 17-20 (1961).

62) R. J. Collier, C.B. Burckhardt, and L.H.Lin : *Optical Holography* (Academic Press, NewYork, 1971) p.44-46.

63) A. Engel and G. Herziger : "Computer-Drawn Modulated Zone Plates," Appl.Opt., **12**, 471-479 (1973).

64) A. H. Firester : "Properties and fabrication of micro Fresnel zone plates," Appl.Opt., **12**, 1698-1702 (1973).

65) K. Tatsumi, T.Saheki, and T.Takei : "Design of Aplanatic micro grating lenses," Proc.SPIE, **503**, 9-14 (1984).

66) 久保田広：波動光学 （岩波書店, 1984) p.295-308.

67) 鶴田匡夫：応用光学Ⅰ（培風館, 1993) p.189-191.

68) G. H. Spencer and M.V. R. K. Murty : " General Ray tracing Procedure," J.Opt.Soc.Am., **52**, 672-680 (1962).

69) 久保田広：応用光学 （岩波書店,1979) p.70.

70) W.T.Welford : " Aplanatic Hologram Lenses on Spherical Surfaces," Opt.Commun., **9**, 268-269 (1973).

71) W.T.Welford : " Aplanatic Hologram Lenses," J. Photogr.Sci., **23**, 84-87 (1975).

72) W.T.Welford : "Practical Design of An Aplanatic Hologram Lenses of Focal Length 50mm and Numerical Aperture 0.5," Opt.Commun., **15**, 46-49 (1975).

73) 辰巳賢二，松下匡，伊東尚："反射形回折格子レンズを用いたＣＤ光ピックアップ光学系," 微小光学研究会資料 No.3, **6**, 17-22 (1988).

74) M. Born and E. Wolf : *Principles of Optics* , 6th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1991) p.469.

75) R. Magnusson and T.K.Gaylord : "Diffraction Efficiencies of Thin phase Gratings with Arbitrary grating shape," J.Opt.Soc.Am., **68**, 806-808 (1978).

76) G. Hass : *Applied Optics & Optical Engineering* , vol.III, ed. by Kingslake, (Academic Press,NewYork, 1965) p.309.

77) W.L.Wolfe : *The Infrared Handbook* , (ERIM, 1978) p.7-81.

78) 鶴田匡夫：応用光学Ⅰ（培風館, 1993) p.42-45.

79) Y.Kimura, S.Sugama, and Y.Ono :"Compact optical head using a holographic optical element for CD players," Appl.Opt., **27**, 668-672 (1988).

80) Y.Yoshida, T. Miyake, Y.Kurata, and T. Ishikawa : " Three beam CD optical pickup using a holographic element," Proc. SPIE, Optical Data Storage Technologies, **1401**, 58-65 (1990).

81) R.D. Burnham and A.D.Hays : "High-power diode-array-pumped frequency-doubled cw Nd:YAG laser," Opt. Lett., **14**, 27-31 (1989).

82) F. Hanson and D. Haddock : "Laser diode side pumping of neodymium laser rods," Appl. Opt., **27**, 80-85 (1988).

83) T. H. Allik, W.W. Hovis, D.P.Caffey and V.King : "Efficient diode-array-pumped Nd:YAG and Nd:Lu:YAG lasers," Opt. Lett., **14**, 116-119 (1989).

84) D.C.Gerstenberger, A.Drobshoff, and R.W.Wallace : "High-peak-power operation of a diode pumped Q-switched Nd:YAG laser," Opt. Lett., **15**, 124-127 (1990).

85) Y. Hirano, K.Tatsumi, and K.Kasahara : "Diode pumped high efficiency Nd:YLF laser with reflection type gratings," Tech. Digest of CLEO'91,CFC4, 490-492 (1991).

86) 平野嘉仁，辰巳賢二，笠原久美雄："反射型回折格子を用いたLD側面励起Nd:YLFレーザ," 第11回レーザー学会，31pIV1，61 (1991).

87) 辰巳賢二，平野嘉仁，笠原久美雄："反射型回折格子を用いたLD側面励起Nd:YLFレーザ," 第38回応用物理学会，31p-E-3 （1991).

88) 平野嘉仁，辰巳賢二，笠原久美雄 :"反射型回折格子を用いたLD側面励起Ｑスイッチ Nd:YLFレーザ," 第38回応用物理学会，31p-E-4 （1991).

89) K.Tatsumi, Y.Hirano, and K.Kasahara : " Diode pumped High Efficiency Nd:YLF Laser with Reflection Type Gratings," Optoelectronics, **8**, 249-257 (1993).

90) J. J. Degnan : " Theory of the optimally coupled Q-switched laser," IEEE J. Quantum Electron., **QE-25**, 214-220 (1989).

91) A. E. Siegman : *Lasers* (Univ.Sci.Books, Mill Valley, CA,1986) p.1017.

関係発表論文

1．論文

1) K. Tatsumi : "Astigmatic Characteristics of Diffractive Optical Elements with Aspherical Phase Term," Opt.Review, **3**, 319-323 (1996).

2) K. Tatsumi, T.Saheki, T.Takei, and K.Nukui : " High performance micro Fresnel lens fabricated by U.V.lithography," Appl.Opt., **23**, 1742-1744 (1984).

3) K.Tatsumi, T.Saheki, and T.Takei : "Design of aplanatic micro grating lenses," Proc. SPIE, **503**, 9-14 (1984).

4) K.Tatsumi, T.Matsushita and S.Ito : "A Multi-functional Reflection Type Grating Lens for the CD Optical Head," Jpn. J. Appl.Phy., **26**, Suppl.26-4, 127-130 (1987).

5) 辰巳賢二，松下匡："２分割反射形回折格子レンズを用いた光ディスク光学系" 光学, **24**, 630-637 (1995).

6) K.Tatsumi, Y.Hirano, and K.Kasahara :" Diode-pumped High Efficiency Nd:YLF Laser with Reflection Type Gratings", Optoelectronics, **8**, 249-257 (1993).

2．国際会議

1) K. Tatsumi, T. Saheki, and T.Takei : "High performance micro Fresnel lens fabricated by U.V.lithography," Tech. Digest of 4th Topical meeting on Gradient-index Optical Imaging Systems , G5, 192-195 (1983).

2) K. Tatsumi, T. Matsushita, and S.Ito : "A Multi-functional Reflection Type Grating Lens for the CD Optical Head," Tech.Digest of Int.Symp.on Optical Memory 1987, TB7, 191-194 (1987).

3) Y.Hirano, K.Tatsumi,and K.Kasahara : "Diode pumped high efficiency Nd:YLF laser with reflection type gratings," Tech.Digest of CLEO'91, CFC4, 490-492 (1991).

3．研究会及び学術講演発表

1)辰巳賢二，佐伯利一，竹居敏夫，温井浩三："ＵＶリソグラフィによる大口径比フレネルレンズ," 昭和５８年度電子通信学会総合全国大会予稿 1029 (1983)

2)辰巳賢二，松下匡，伊東尚 ："反射形回折格子レンズを用いたCD光ピックアップ光学系," 微小光学研究会 No.3, **6** 17-22 (1988)

3)平野嘉仁，辰巳賢二，笠原久美雄 ："反射型回折格子を用いたLD側面励起Nd:YLFレーザ," 第11回レーザー学会，31pIV1，61 (1991).

4)辰巳賢二，平野嘉仁，笠原久美雄："反射型回折格子を用いたLD側面励起Nd:YLFレーザ," 第３８回応用物理学会，31p-E-3 (1991).

5)平野嘉仁，辰巳賢二，笠原久美雄 :"反射型回折格子を用いたLD側面励起Ｑスイッチ Nd:YLFレーザ," 第３８回応用物理学会，31p-E-4 (1991).