



フレッシュマンのための現代光学—V

回折を利用した光学素子 (1)

後藤 顕也

東海大学開発工学部情報通信工学科 〒410-03 沼津市西野 317

(1992年11月20日受理)

Modern Optics for Freshmen—V

New Optical Elements Using Diffraction (1)

Kenya Goto

Department of Information and Communication Technology, School of High-Technology
for Human Welfare, Tokai University, 317, Nishino, Numazu 410-03

1. はじめに

回折現象を利用した光学素子の代表は回折格子やホログラムであるが、回折格子は分光器内部やCDプレーヤの光ピックアップ内部に使われている程度なので一般的にはあまり目に触れることはない。これに対して、普段よく目に付くものはクレジットカード(たとえばVISAカードやMASTERカード)などに印刷されたエンボス・ホログラムであろう。身近な光学応用機器としてのCDプレーヤをはじめとする光ディスクシステムのレンズやスーパーマーケットにてよく使われている商品のバーコードの遠隔読取り器(コンピュータに直結したPOS—point of sales—システム)のレンズには、その光源がレーザー光であるために回折型レンズであるホログラムレンズが最近よく使われるようになった。そこで、ここではこのような回折現象を利用した光学素子について平易に説明することにした。

回折光学素子は種々の製法によって、平面上に微細なピッチの凹凸や濃淡の縞を構成し、光波の回折現象を利用して、結像作用やレンズ作用を生じさせている。昔から使われている屈折現象を応用したレンズではなく、光の回折を利用して光路を曲げる方式のレンズの原理、特性、性能、製法の概要などを述べる。

2. 回折を利用した光学素子の種類と特徴

回折を利用した光学素子として回折格子やホログラム

他にレンズ作用を積極的に利用する素子としてホログラフィックレンズ(ホロレンズ:略称HL)や、マイクロフレネルレンズ(マイクロフレネルゾーンプレート)あるいはグレーティングレンズ(略称GL)がある。これら回折型レンズの発展した位置づけにホログラムやホログラフィック光学素子(HOE)がある。

したがってここでは、これら各種の回折型光学素子の総称としてグレーティングレンズを用い、ここではグレーティングレンズを中心に説明することにする。

グレーティングレンズは最近、光ディスクやレーザー応用のPOSなど各種の光情報機器に使われてきているので、HLやGLを中心に回折についてやや詳しく述べることにしたい。

グレーティングレンズ(GL)やHOEを代表とする回折型レンズはすでに述べたように、薄いプラスチックやガラスの平面上に微細なピッチの凹凸や濃淡の縞を構成し、光波の回折現象を利用して、レンズ作用を生じさせるものである。屈折型レンズと比較すると、次のようないろいろな特長を持つ。

- ① わずか数 μm の厚さにおける光の回折を利用するので、非常に薄い形状のレンズが構成できる。プリズムなどの光学素子との複合化^{1,2)}が容易であり、光学系全体の小型軽量化に適する。
- ② レーザー光を光源に用いる場合に、無収差で入力波面を任意の出力波面に容易に変換できる。したがって、合波、収束、発散、収差補正などの複数機能

を単一素子で実現^{3,4)}できる。

- ③ 屈折型レンズと異なり表面の微細な $1\sim 2\mu\text{m}$ の凹凸や濃淡を、プラスチックや写真フィルムに転写できるので、複製が容易^{5,6)}である。

上に述べた長所を持っている反面、レンズ性能の波長依存性が大であることや高回折効率化が容易ではないなどの問題点も合わせて持っていることも忘れてはならない。

3. 回折型光学素子によるレンズ作用の原理

光の光路を曲げるには屈折率の異なる二つの媒質の境界によって生じる反射と屈折の現象を利用するほかに回折現象を利用する方法がある。図1に示すように、平板に波長程度の直径 d の小さな孔を開けておき、波長 λ の光を入射させると、入射光はこの小孔によって回折され、回折角 θ は

$$\theta = \pm \lambda / \pi d \sim \lambda / d \quad (1)$$

で表される。すなわち、小孔の直径が小さければ小さいほど、また波長が長ければ長いほど回折角度は大きくなる。この小孔を一列に並べたものが回折格子である。すなわち図2に示すように、回折格子の格子間隔を $p_n (= 2d)$ 、格子幅を $(p_n/2 = d)$ とし、波長 λ のレーザー光を格子面に垂直に入射させると、(1)式で与えられる各小孔からの回折光が互いに干渉し合う。容易に想像できるようにこの干渉は図1の上の方に向かうビーム成分と図1の下の方に向かうビーム成分、さらに図1の上にも下にも進まず入射したまま干渉しないで真直ぐに進む成分の三つに分けることができる。このことを示したのが図2である。上方と下方とに進んだビームはそれぞれに1次、2次、…と高次の干渉が起こる。これら回折された光をそれぞれ1次、2次、…、 m 次の回折光と呼ぶ。1次の回折角を θ_1 で表せば(1)式から、

$$\theta_1 = \pm \lambda / \pi d \sim \pm \lambda / 2d$$

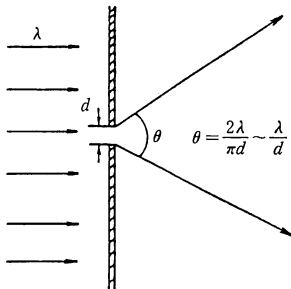


図1 平板に波長程度の小孔をあけて波長 λ の光を入射させると回折角 θ だけ回折される

となるが、正確には $\sin \theta_1 = \pm \lambda / 2d$ であり、2次の回折角 θ_2 は $\sin \theta_2 = \pm 2\lambda / 2d = \pm \lambda / d$ 、3次の回折角 θ_3 は $\sin \theta_3 = \pm 3\lambda / 2d$ 、 m 次の回折角 θ_m は

$$\sin \theta_m = \pm m\lambda / 2d \quad (2)$$

で表される。 m は整数(回折次数)である。次に、この格子間隔 $2d$ を p_n に置き換え、格子幅 d を $p_n/2$ で表す($n=1, 2, 3, \dots$)。ここで図3に示すように、図の一番下の格子幅を $p_1/2$ とし、図の上側へ向かうほどこの格子幅を少しずつ狭くする(これをチャージングという)。すなわち p_2, p_3, p_4 の順に格子幅を次第に小さくすると、チャージング率に対応して、得られる回折光の回折角もすこずつ大きくなる。

格子間隔の減少率を、あらかじめ計算した値にしておくと、図の左側から入射する平行ビームがこのチャージング率によって図の右側の一点に集光することができる。

図1~図3を用いて説明してきた回折格子は光を通す

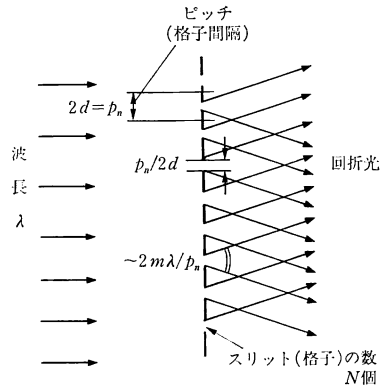


図2 回折格子(平面格子)の原理

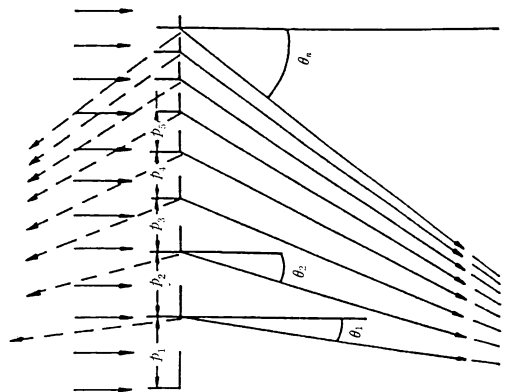


図3 チャージング回折格子の原理。格子間隔を右上方に向かって徐々に狭くすると回折光は収束する。

部分と光を遮る部分とが交互に現れる一対を格子間隔とするいわゆるバイナリ (binary) 型のグレーティング, あるいはチャープドグレーティングと呼ばれる回折光学素子である (図 4 (a)). バイナリ型は写真乾板やフォトレジストに光ビームまたは電子ビームを格子形状に応じて照射することにより, あるいはレーザー光の干渉によるホログラフィックな手法によっても比較的容易に作製できる. しかしバイナリ型の回折格子は光の通過できる面積の半分が遮蔽されているので入射光量に対する透過回折光量の比すなわち透過回折効率が低いという欠点がある.

これを改善するには遮光部分をなくせばよい. 周期性をもち, しかも遮光部をもたない格子形状というのは屈折率変調による厚膜グレーティングを作製すれば論理的には 100% に近い回折効率が得られる⁷⁾. 屈折率変調でなく, 一様な屈折率の材料を用いる場合には, 断面形状が図 4 (b) に示すような鋸歯状のブレードグレーティングが一般的である. この構造は屈折率変調厚膜グレーティングに比較すると透過回折効率が論理的には最高 84~88% 程度にしか高くできない^{12,13)}が, フォトポリマー法や射出成型法による大量転写レプリカが容易に生産できる点でとくに産業界から注目されている.

図 4 (b) の中で破線で表した中心線のまわりに回転対称に形成したものがインライン型のブレードグレーティングレンズである. インライン型とは入射光軸と射出光軸とが平行同軸である場合であり, そうでない場合は図 5 に見られるようなオフ・アキス型^{3,21)}がある. この図 4 の断面の右側あるいは左側から眺めれば同心円状

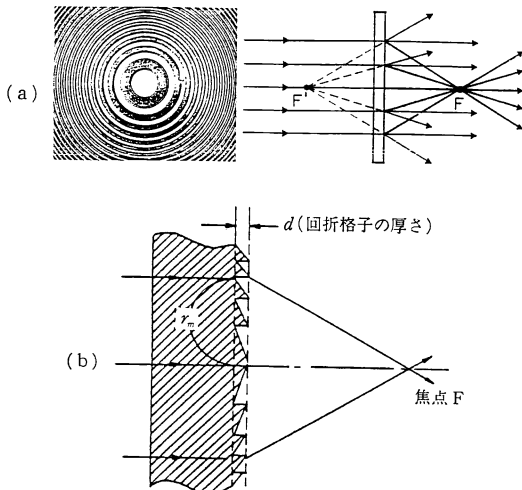


図 4 インライン形グレーティングレンズ (a) と同ブレードグレーティングレンズ (b)

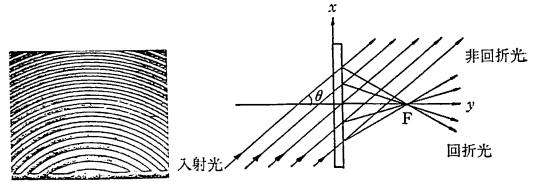


図 5 オフアキス形グレーティングレンズ

にいくつもの輪帯が見える. この輪帯の幅は同心円の内側ほど広く, 外側ほど狭くなっている.

さて, 図 4 のインライン型ブレードグレーティングレンズ (以後 GL と略記する) に右側から単色の平行光を入射させると GL の輪帯により回折された光ビームは, 左側の一点 F に集光する. m 番目の輪帯により回折した光線と, 中心を通る基準光線との光路差が, 波長の整数倍であれば, 二つの光波は互いに強めあう. その条件は, m 番目の輪帯半径を r_m とすれば,

$$\sqrt{r_m^2 + f^2} - f = m\lambda \quad (3)$$

で与えられる. ここで, f は焦点距離である. したがって, 輪帯半径 r_m は

$$r_m = \sqrt{m^2\lambda^2 + 2m\lambda f} \quad (4)$$

で求められる. レンズの開口数 (NA) はレンズの中心線とビームウエストとの成す角を θ で表せば $\sin \theta$ で与えられる⁴⁰⁾;

$$NA = \sin \theta = r_{\max} / \sqrt{r_{\max}^2 + f^2}$$

ここで, r_{\max} は最大の輪帯半径を表す. NA が小さい場合には, $f \gg r_m$ とみなせるから, この (4) 式は

$$r_m = \sqrt{2mf\lambda} \quad (4)'$$

と近似できる.

レンズ外周ほど輪帯の間隔すなわち, ピッチは狭くなるので, 最小ピッチ p_{\min} は近似的に

$$p_{\min} \sim \lambda / NA \quad (5)$$

で与えられる.

可視光に対しては, $NA = 0.1$ 程度で数 μm , $NA = 0.5$ ではサブミクロンの微細ピッチとなる.

図 5 のようなオフ・アキス型 GL^{3,21)} の場合にも, レンズ上の一点 $p(x, y)$ を通過し, 焦点 F に集光する光線の光路長を計算し, 基準光線との光路差が $m\lambda$ となるような (x, y) の値を求めればよい. 図 5 の例では

$$x \cdot \sin \theta + \sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f = m\lambda \quad (6)$$

となる³⁾.

4. 回折格子の回折効率

グレーティング (回折格子) の回折効率の計算は屈折

率変調型の厚膜グレーティング、例えば重クロム酸ゼラチンを用いたものと形状変調型の例えばブレースグレーティングとでは計算方法も異なるし、後者の場合には形成された格子形状にも大きく依存する。そのため、前述したようにその理論値の最大値もそれぞれ若干異なった値を示している。屈折率変調型の場合に、厚さ d 、周期 T の直線回折格子は媒質の屈折率を n とすると、次式で示されるパラメータ Q の大小によって区別される。

$$Q = 2\pi\lambda d/nT^2 \quad (7)$$

① $Q \ll 1$ であるような薄いグレーティングの場合
グレーティングに平面波が垂直に入射したときの m 次回折効率 η_m は

$$\eta_m = \left| \frac{1}{T} \int_0^T A(x) \exp\{i\phi(x)\} \exp\left(-i\frac{2\pi mx}{T}\right) dx \right|^2 \quad (8)$$

で与えられる^{7,8)}。ただし、 $A(x)$ は透過率、 $\phi(x)$ は位相変化量を表す。

② $Q \gg 1$ であるような厚いグレーティングの場合

立体的な回折格子を多数の薄い平面格子に分割し、それぞれの領域における波動方程式の数値解を接続することによって回折効率を求めることができる。重クロム酸ゼラチンを用いた厚い位相変調格子、すなわち体積ホログラムの場合にはブラック角と呼ばれる特定の入射角をもつ光のみが強く回折され、100% 近い回折効率を得ることが可能である。このような厚いグレーティングにおいては、入射光の偏光方向 (TE 波と TM 波) により、回折効率が異なることも知られている⁹⁻¹⁴⁾。

文献 11), 12) で計算された形状変調型のブレースグレーティングにおける透過型のブレース回折格子の波動方程式の数値解析の結果を、図 6, 図 7 に示す。横軸は回折間隔を波長で規格化した値であり、 p が λ に比べて細かくなると、TE 波も TM 波も回折効率が低下することがわかる。

したがって、グレーティングレンズ基板を文献 11), 17) のように球面に加工 (図 8) して、回折効果に屈折効果を重畳させて等価的に p/λ を増大させることができる。NA=0.45 や 0.47 の対物レンズを高い回折効果と広い有効視野角で試作できている。また、NA=0.13 のグレーティングコリメータレンズは、レンズ中心、外周を問わず、図 6, 7 の $p/\lambda > 6$ の領域にあり、85% 以上の効率が得られ、光ディスクピックアップ用に量産化がすすめられて、実用化され、実際の製品に搭載されている^{5,6,12,15,33)}。

また、この種のレンズは最近再び脚光を浴びてきてい

る。それは回折効果による焦点位置の波長依存性と屈折効果による焦点位置の波長依存性とが丁度相補う関係にあるからであり、波長依存性のない光学系を構成する際に屈折型レンズに回折型レンズを接合させた、いわゆる“バイナリ光学”が米国の軍関係の研究を中心に盛ん

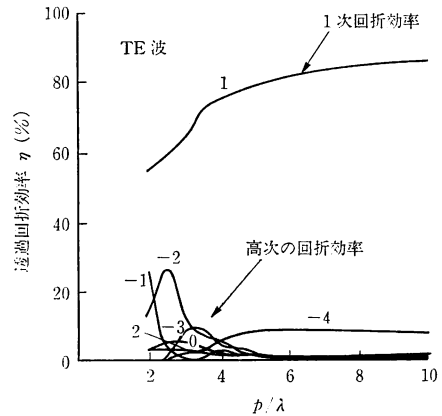


図 6 TE 波の透過回折効率

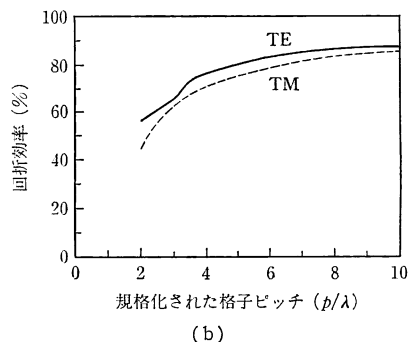
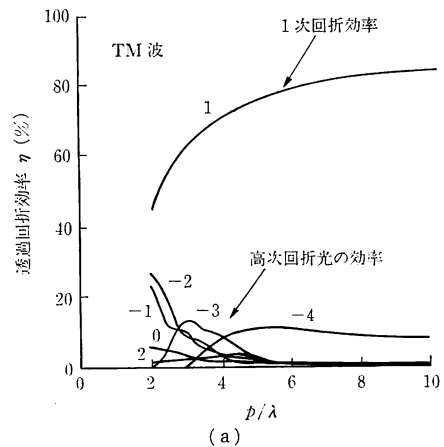


図 7 TM 波の透過回折効率(a)と1次の透過回折効率のみをとり出したもの(b)

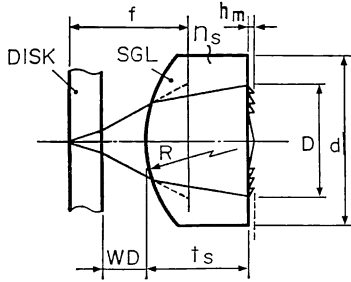


図 8 グレーティングガラス基板を球面加工してグレーティングピッチ p/λ を増大させることに成功した球面グレーティングレンズ^{11,17)}

になりつつある。日本でも光インターコネクション関連研究を中心としてバイナリ光学が静かに進められている²⁶⁾。

5. グレーティングレンズの諸特性

5.1 波長依存性

式(3), (4)' から f は λ に反比例して変化し, NA の大きなレンズでは, λ が変わると球面収差も生じることが想像できる。図5のオフ・アクシス型では, コマ収差も付加される。しかし, レーザ光を用いることを前提として, その波長に対応する回折格子ピッチを計算して作製すれば, 波長依存性は問題とはならない。二光束干渉によって作製されたホロレンズの場合¹⁸⁾には, 作製波長と使用波長の違いによる色収差の発生が避けられず, 重大な問題が生じる。すなわち, 半導体レーザーの波長で記録できるホログラム材料が従来はなく, 780 nm よりも短波長の Kr レーザ光や Ar レーザ光を用いて作製しなければならなかったためである (今後は半導体レーザーの発振波長が短くなるにつれて次第に可能となる)。今のところ, ホロレンズは He-Ne レーザ光応用スキャナに用いられているにすぎない。波長 630 nm 以下の可視半導体レーザーの実用化が期待されるゆえんである。一方, 波長の違いによって生じる色収差を打ち消すため, 故意に球面収差を含んだ物体光を用いる方法も提案されている¹⁹⁾。

いま, 図9に示すブレードグレーティングレンズの左側から平面波光が入射して球面波に変換される場合を考える。入射平行光がブレード化輪帯群で回折し焦点Fに集光する。 m 番目の輪帯を出た光線と中心を通る基準光線との光路差が波長の m 倍であることが回折型レンズの必須条件であるので, すでに求めてある(3)式は

$$\sqrt{r_m^2 + f^2} - f = m\lambda \quad (3)$$

この式から m 番目の鋸歯状輪帯半径 r_m が求まる。

$$r_m = \sqrt{2mf\lambda + m^2\lambda^2} \quad (4)$$

また, ブレード輪帯の高さ h_m は

$$h_m = \lambda \{n_s - f/(r_m^2 + f^2)^{1/2}\} \quad (9)$$

で与えられる。(4)式を書き換えて

$$\lambda^2 m^2 + 2f\lambda m - r_m^2 = 0 \quad (10)$$

が得られるが, この式を用いて, 光線追跡法による各種シミュレーションを行ってみる。設計上の焦点 F_0 の近くに任意に点Fを設定する。 m 番目のグレーティングのレリーフ表面上の点 R_1 を出て点Fに進む波の光路長は $n_s \cdot \overline{P_1 R_1} + \overline{R_1 F}$ であるから基準光線との光路差 δL_1 は

$$\delta L_1 = n_s \cdot \overline{P_1 R_1} + \overline{R_1 F} - (\overline{OF} + m\lambda) \quad (11)$$

となる。ここではレンズ中心を通る光線を基準線にとつてある。この光路差の2乗平均値を計算することにより, レンズのもつ波面収差 (RMS 値) δw が求まる。

$$\delta w = \sqrt{\langle \delta L_1^2 \rangle - \langle \delta L_1 \rangle^2} \quad (12)$$

数多くの点について(12)式で与えられる波面収差を求め, それらの点のうち δw が最小となる場所として焦点Fを決定する。波長依存性, 温度変化に対する焦点距離変動特性, 有効視野角特性をそれぞれ波面収差の劣化量で比較する。

まず波長変動に対する焦点距離の変動 ($\delta f/\delta \lambda$) を計算する。グレーティングレンズの基本である(10)式の両辺を偏微分し,

$$(f + m\lambda)\delta \lambda = -\lambda \delta f \quad (13)$$

を得る。ここで, 焦点距離 f を 20.3 mm, 最外輪帯直径 ($2r_{\max}$ = 有効口径 D) を 5.2 mm とする。したがって NA は 0.127 と比較的小さなコリメータレンズとなる。この場合に $f \gg m\lambda$ であり, 左辺の式は $f\delta \lambda$ となる。

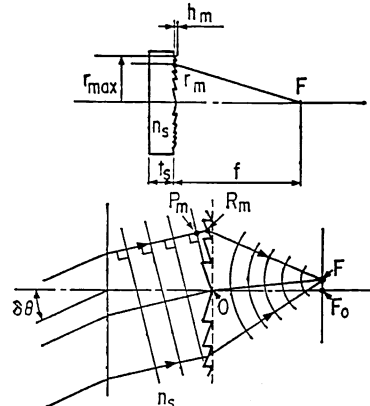


図 9 グレーティングレンズへ入射する光の回折特性

$$\delta f = -f \cdot \delta \lambda / \lambda \quad (14)$$

$\delta \lambda$ を 1nm 変化させたとき、焦点距離変動 δf は 24 μm となり、問題にはならない。

次に上式で無視した第2項を正確に考慮するためコンピュータを用いて光線追跡を行う。波長の変化 $\delta \lambda$ による波面収差 δw を計算し、結果を図 10 に示す。図からわかるように、 $\delta \lambda = \pm 10 \text{ nm}$ で $\delta w \leq \lambda/100$ というわずかな波面収差劣化であり、半導体レーザー（以後 LD と略称する）の波長設定にバラツキがあってもここで述べたピッチサイズで構成されるグレーティングレンズは設定波長の $\pm 20 \text{ nm}$ 程度で発振する半導体レーザー光と組み合わせる限り、問題なく使用できる。

5.2 温度変化による焦点距離変動の検討

温度変化の影響はグレーティングレンズを構成する光学材料の熱膨張と屈折率の変化、LD の波長変化となって現れる。ここで述べた GL の焦点距離と使用波長との関係ならびに輪帯次数から $f \gg m\lambda$ であるから、再び(10)式の両辺を温度 T で微分する。

$$\frac{1}{f} \cdot \frac{\delta f}{\delta T} = 2\alpha - \gamma \quad (15)$$

ただし α は $\alpha = (1/r_m)(\delta r_m / \delta T)$ を表わしており、線膨張係数を意味している。また γ は $\gamma = (1/\lambda)(\delta \lambda / \delta T)$ であり LD 波長の温度変化係数を表している。

屈折率の温度変化は PMMA, poly carbonate (PC), poly styrene (PS), BK-7 ガラスで、それぞれ $-1.2, -1.4, -1.5, 0.01 (\times 10^{-4}/^\circ\text{C})$ であり、線膨張係数は PMMA と PC で 70, PS で 80, BK-7 ガラスで $9 (\times 10^{-6}/^\circ\text{C})$ である。ガラスに比較してプラスチックは屈折率が 100 倍、線膨張係数が 10 倍程度も温度変化率が大きい。ところが、ここで論じているグレーティングレンズは巨視的には平行平板であるので光軸に平行なビームを入射するかぎり、屈折率の温度変化がレンズ焦点距離変動に μm オーダー以上の影響を与えることはない。

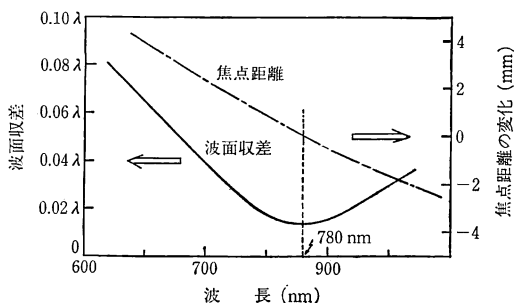


図 10 波長変化による波面収差の劣化および焦点距離の変動 (NA=0.13, $f=20 \text{ mm}$)

さらに(15)式からわかるように、レンズの熱膨張と発振波長の温度変化の二つの効果が互いに打ち消し合うように働き、その結果、温度変化により生じる焦点距離変動は屈折型のプラスチックレンズよりも大幅に小さくなる。(15)式から温度変化によるグレーティングレンズの焦点距離変動 $\delta f / \delta T$ を求めた。結果を図 11 に示す。 $-5 \sim 55^\circ\text{C}$ の通常の使用温度範囲つまり常温 25°C を中心とした温度変化 $\delta T = \pm 30^\circ\text{C}$ で $\delta f = \pm 60 \mu\text{m}$ のみの変化となり、通常の使用温度範囲では全く問題がない。また、光線追跡法によって求めた $\delta T = \pm 30^\circ\text{C}$ の温度変化による波面収差の増加量 δw は $\lambda/100$ 以下である。

5.3 有効視野角の検討 (波面収差の入射角依存)

球面単レンズに平行光束を入射させると一般にレンズで屈折して透過した光線は図 12 (a)に示すように一点には集まらない。それに対してグレーティングレンズでは図 12 (b)に示すようにレンズに垂直に入射した光に対しては無収差で焦点に収束させるように設計することができる。しかしながら、光軸に対して θ の角度をなして入射する光に対してはもはや無収差ではなくなり、コ

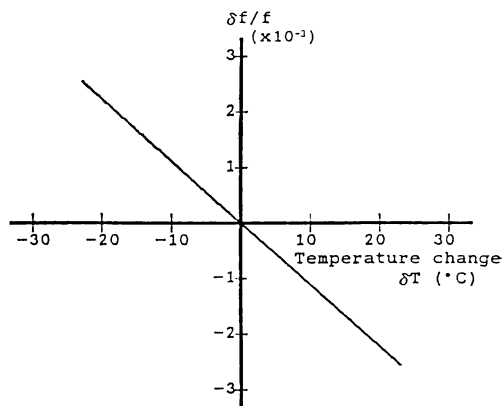


図 11 温度変化に対する焦点距離変化

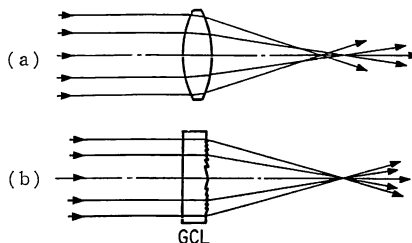


図 12 (a)球面単レンズに平行光束を入射させた場合に透過光線は一点には集まらない (b)グレーティングレンズに平行光束を垂直に入射させると無収差で収束できる

マ収差が発生する。

5.3.1 平板グレーティングレンズのコマ収差係数

グレーティングレンズ (GL) に斜めに光が入射した場合にコマ収差が発生し、性能が劣化する。そこで図 13 のような座標系を用いて斜入射によって発生する収差量を求める。ただし入射光線は z 軸と角度 θ をなし、 η 軸には垂直である。また、像点は x 軸方向に X だけ移動すると仮定し、その後に波面収差 (RMS 値) が最小になる点を最良像点として X を決定する。 m 番目の輪帯上の点 $P(r_m \cos \phi, r_m \sin \phi, 0)$ を出て、像面上の点 $Q(X, 0, f)$ に集まる光線のレンズ中心を通る光線との光路差 (これを optical path difference といい、OPD (r_m, ϕ)) で表すことにする) は (16) 式で与えられる。

$$\begin{aligned} \text{OPD}(r_m, \phi) &= \sqrt{(r_m \cos \phi - X)^2 + (r_m \sin \phi)^2} + f^2 \\ &\quad + n_s r_m \cos \phi \sin \theta - \sqrt{f^2 + X^2} - m\lambda \\ &= \sqrt{f^2 + r_m^2 - 2r_m X \cos \phi + X^2} \\ &\quad + n_s r_m \cos \phi \sin \theta - \sqrt{f^2 + X^2} - m\lambda \end{aligned} \quad (16)$$

第二項は斜入射の光が既にもっている光路差である。 $X \ll f$ であるから、 X/f の一次まで近似的に展開すれば

$$\begin{aligned} \text{OPD}(r_m, \phi) &= \sqrt{f^2 + r_m^2} \left(1 - \frac{r_m X \cos \phi}{f^2 + r_m^2} \right) \\ &\quad + n_s r_m \cos \phi \sin \theta - (f + m\lambda) \end{aligned} \quad (17)$$

となるが、ここで (3) 式の関係をもちいて (18) 式、また $r_m \ll f$ であるのでさらに次の (19) 式に簡略化される。

$$\text{OPD}(r_m, \phi) = -\frac{r_m X \cos \phi}{\sqrt{f^2 + r_m^2}} + n_s r_m \cos \phi \sin \theta \quad (18)$$

$$\begin{aligned} &= r_m \cos \phi (n_s \sin \theta - X/f) \\ &\quad + (1/2)(r_m^3/f^3) X \cos \phi \end{aligned} \quad (19)$$

ここで r_m を連続変数 r と見なせば (20) 式に書ける。

$$\text{OPD}(r, \phi) = W_{11} r \cos \phi + W_{31} r^3 \cos \phi \quad (20)$$

W_{11} は 1 次の像点移動係数で、 W_{31} は 3 次のコマ収差係数を表し、 $W_{11} = n_s \sin \theta - (X/f)$ 、 $W_{31} = (1/2) \cdot (X/f^3)$

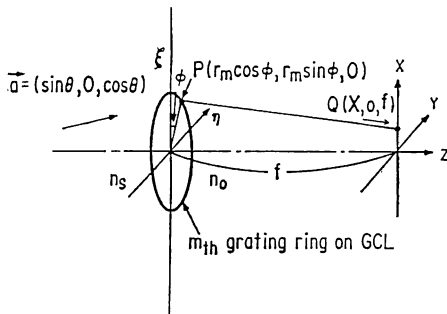


図 13 斜入射によって発生する収差量を求めるための座標系

である。このようにコマ収差係数が与えられると波面収差の RMS 値の W_{RMS} 値、PV 値の W_{PV} 、最良像面位置の X_0 が計算できる。

$$\begin{aligned} W_{\text{RMS}} &= (1/12\sqrt{2})(a^3/f^3)X_0 \\ &= (1/12\sqrt{2})\{a^3 n_s \sin \theta / (f^2 - a^2/3)\} \end{aligned} \quad (21)$$

$$W_{\text{PV}} = 32/9 \cdot W_{\text{RMS}} \quad (22)$$

$$X_0 = (f \cdot n_s \sin \theta) / (1 - a^2/3f^2) \quad (23)$$

ここで、 $2a (= D = 2r_{\text{max}})$ は有効口径である。 θ はグレーティング面への入射角である。レンズへの入射角 θ_{in} とは $\sin \theta_{\text{in}} = n_s \sin \theta$ の関係がある。斜入射により発生する波面収差は傾き角 θ にほぼ比例する。

(21) 式に $f = 20.3 \text{ mm}$ 、 $a = 2.6 \text{ mm}$ を代入し、 $0.03\lambda / 0.5^\circ$ を得る。すなわち GL 波面収差の RMS 値劣化を 0.03λ 以内に抑える傾斜許容角度は $\pm 0.5^\circ$ である。

5.3.2 光線追跡法によるシミュレーション

(19) 式で与えられる光路差 $\text{OPD}(r_m, \phi)$ を GL 輪帯上の各点において計算し、その自乗平均をとり波面収差の RMS 値が計算できる。輪帯を円周方向に細かく分割し、点 $P(r_m, \phi_i)$ を通る光線の光路差を $\text{OPD}(r_m, \phi_i)$ とすれば波面収差は

$$W_{\text{RMS}} = \sqrt{\langle \text{OPD}(r_m, \phi_i)^2 \rangle - \langle \text{OPD}(r_m, \phi_i) \rangle^2} \quad (24)$$

で与えられる。ただし、 $\langle A(r_m, \phi_i) \rangle$ は平均を表し、次の (25)、(26) 式で計算される。

$$\langle A(r_m, \phi_i) \rangle = \frac{\sum_{i,m} A(r_m, \phi_i) \delta S(r_m, \phi_i)}{\sum_{i,m} \delta S(r_m, \phi_i)} \quad (25)$$

$$\delta S(r_m, \phi_i) = (1/2)(r_m^2 - r_{m-1}^2)(\phi_i - \phi_{i-1}) \quad (26)$$

である。この波面収差の RMS 値が最小となる点を最良像点とした。結果を図 14 に示す。5.3.1 の近似展開により求めた結果も合わせて示してある。これからわかるように、角度が大きくなるにつれ、3 次以外の高次のコマ収差がでてくるためシミュレーション値の方が若干大きくなるが、両方の結果はかなりよく一致している。

つぎに $\text{OPD}(r_m, \phi_i)$ を計算したのち、最良像点近傍におけるスポット像強度分布 $I(x)$ を求める。 $I(x)$ は

$$I(x) = \left| \frac{A}{i\lambda} \int_S \frac{\exp\{(2\pi/\lambda)\text{OPD}\}}{l} dS \right|^2 \quad (27)$$

で与えられる。 A は入射波の振幅、 l は光学的距離であり、 $\int_S dS$ は GCL の有効面についての積分を意味する。上式の積分を上と同様な方法で細かく分割した領域での和に置き換え、 $I(x)$ を計算した。結果を図 15 に示す。

これからわかるように、スポットの中心強度が 80% となるのは傾き角 θ が 1.2° の時である。これは Strehl

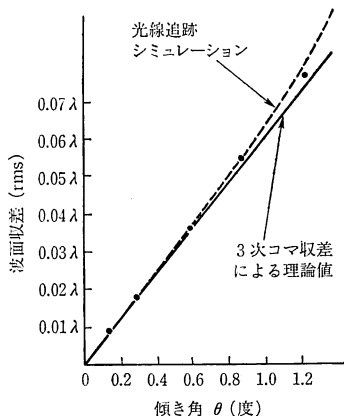


図 14 コマ収差係数の理論値と光線追跡シミュレーションによって得られた斜入射光による波面収差の劣化

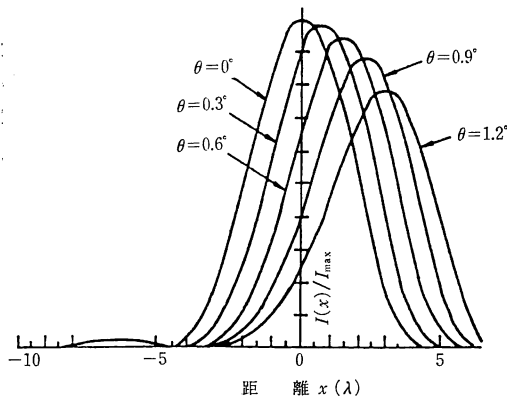


図 15 平板インライン型 GL の斜め入射時の分布関数

definition による $\lambda/14$ RMS の波面収差に対応する。一方、図 14 から $\theta=1.2^\circ$ のとき 0.07λ 程度の収差が生じることがわかる。このように二つの結果は非常によく一致している。開口数 NA をパラメータにして GL に入射する光ビームの入射角が光軸から角度 θ だけずれた場合について計算で求めた焦点近傍の波面収差の変化の様子は図 15 からうかがえる。

このようにグレーティングレンズの欠点の一つは、有効視野角がきわめて狭いことである。NA=0.13 の場合の、斜め入射時の点像分布関数の計算結果である図 15 から、Maréchal criterion^{5,40)} を満たす許容入射角度 (θ) は 1.2° 以内である。この角度 θ はレンズの NA に逆比例して小さくなる。NA=0.2 で 0.45° 、NA=0.45 で 0.15° 程度である。前述した球面基板にグレーティングレンズを密着する方法は、有効視野角増大化にとっても

有効である^{11,17)}ので次回に詳しく紹介する。

6. プラスチックグレーティングコリメータ

以上の検討を踏まえ、光ヘッドを小型軽量にでき、またコリメータレンズのレプリカによる量産ができる方式としてプラスチックグレーティングコリメータが設計・試作された。透過回折効率として最高 86% 程度が達成できるためには図 7 (b) より、 $p/\lambda=5$ すなわちピッチが波長の約 5 倍以上ならばよいことが明らかになっている。半導体レーザー波長を 780 nm とし、 $p/\lambda=5$ とすればピッチは $3.9\ \mu\text{m}$ となる。グレーティングレンズの輪帯は外周になるにしたがってピッチが次第に狭くなる。(5)式で示したレンズの NA と最外周輪帯ピッチとの関係を用いると、平行平板型のグレーティングレンズの透過回折効率が低下しないための最大 NA が求まる⁴²⁾。NA が 0.13 という値はこのためのぎりぎりの最大 NA であることがわかる。軽量で光学系の波面収差を劣化させないグレーティングコリメータレンズ GCL の試作結果は幸い成功し、史上初めて 100 kp/月 の規模で量産され、CD 用光ヘッドへ搭載・市場に出荷された⁶⁾。この研究の特徴は、①波長 $780\text{ nm}\pm 10\text{ nm}$ の半導体レーザー専用のグレーティングコリメータレンズであること、②回転対称性の原盤金型加工法の採用によって $0.02\ \mu\text{m}$ という高精度な精密機械加工が可能となり、RMS 波面収差 $0.025\ \lambda$ で、かつ従来の電子ビーム露光法に比較して大口径 $5.2\text{ mm}\phi$ のグレーティングレンズが実現したこと、③ブレース化グレーティングによる最大 82% の高効率化が初めて実現できたこと、④原盤金型による均一な品質のプラスチックレプリカの量産に成功したこと¹⁹⁾などである。なかでも原盤製作方法が研究のポイントである。実験検討の結果、グレーティング輪帯半径 r_m の位置精度さえ出ているならば r_m と r_{m-1} との間 (ピッチ) のブレース化加工精度が多少粗くても (正確な鋸歯状でなくても) 得られる回折効率に面精度があまり影響が現れない。すなわち、グレーティングレンズにおいては、表面粗さが $0.1\ \mu\text{m}$ 程度以下であればブレース化形状よりも各輪帯ピッチが重要であることが明らかになった。またコリメータや対物レンズは回転対称なレンズであり、電子線描画装置を利用する方法は加工時間と加工安定性から考えて最善の方法ではない。このことから回転対称でサブミクロン切削加工のできるダイヤモンドターニングマシンによる $0.05\ \mu\text{m}$ 精度の旋盤方式が導入された。

[以下次号]