

研究

光集積ディスクピックアップにおける読み出し応答の解析

栖原 敏明・西原 浩

大阪大学工学部電子工学科 〒565 吹田市山田丘 2-1

(1988年8月22日受理)

Analysis of Read-Out Response in Integrated-Optic Disc Pickup

Toshiaki SUHARA and Hiroshi NISHIHARA

Department of Electronics, Faculty of Engineering, Osaka University,
2-1, Yamada-Oka, Suita 565

The response of data read out by an integrated-optic disc pickup (IODPU) using a focusing grating coupler is analyzed based on the scalar diffraction theory. It was found that the IODPU response for the resolution in direction along disc pit length, which is affected by the discreteness of a guided mode, is equivalent to that of a confocal detection optics. Accordingly, an IODPU exhibits a resolution higher than that of a conventional lens pickup (LDPU). Mathematical formulae are derived for impulse response, optical transfer functions, transmission cross coefficients and output signals. The frequency response, waveform and eye patterns of the readout signal, as well as tracking error signal, are calculated and discussed in comparison with those of a LDPU.

1. まえがき

著者らは、光ディスクピックアップヘッドの小型・軽量・高性能化と生産性改善を目的として、薄膜光導波路を用いた光集積回路化を提案し、理論的・実験的検討を行なってきた¹⁻³⁾。考案した光集積ディスクピックアップ (integrated-optic disc pickup; IODPU) は、Fig. 1 のように導波路上に集光グレーティングカップラ (focusing grating coupler; FGC), グレーティングビームスプリッタとフォトダイオードを集積化した構成であり、レーザー光をディスクピット上に集光し、反射光を検出して読み出し信号、フォーカシング/トラッキング誤差信号を出力する機能をもっている^{*1}。

- この IODPU で集光素子として用いている FGC は、
1. 集光機能を、屈折ではなく、回折 (グレーティングでの分布結合) による波面変換で実現している
 2. 入出力波の一方は自由空間の波であるが、他方は空間的拡がりが 1 次元少なく離散的な性質をもった

導波モードである

3. 入出力波の光軸が FGC 位置で大きく折れ曲がっており、全体としては軸対称性をもたない
 4. 円形開口でなく、矩形開口をもっている
- などの点で通常のピックアップに用いられるレンズとは大きく異なる性格をもっている。すでにこれまでの研究で、回折 (結合) 効率、集光スポット形状・サイズ、結像特性⁴⁾や、収差特性⁵⁾など、FGC 単体の基本特性について解析を行ない、その特異性を明らかにしてきた。

ところで、ディスクピックアップの光学的な総合特性は読み出し応答 (ディスクの状態変化に対する出力信号の応答、すなわち出力信号の振幅、周波数特性、波形など) により詳細に記述・評価することができる⁶⁾。通常のレンズ型ピックアップの応答解析として、Hopkins の理論⁷⁾がよく知られているが、この理論は上記の理由により IODPU には適用できない。すなわち、IODPU は読み出し応答も特異なものとなることが予想され、これを解析することは興味深い問題である。FGC パターンの作製には電子ビーム描画法が用いられ¹⁾、高精度が要求されるが、開口の大きな FGC では精度要求が加速的に

*1 ピックアップ動作を行なわせるためには、IODPU に適当なアクチュエータ (Fig. 1 には図示していない) を組み合わせ、機械的に駆動できる構造にする必要がある。

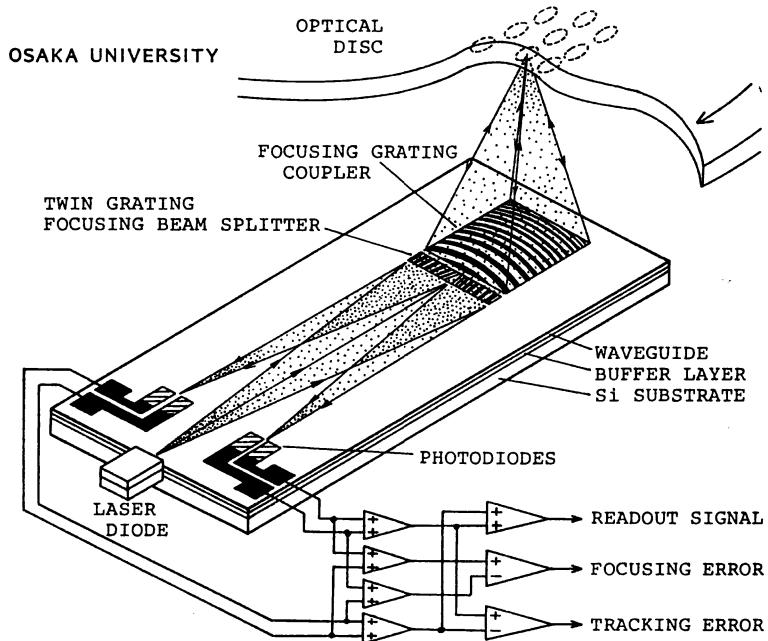


Fig. 1 An integrated-optic disc pickup using a focusing grating coupler.

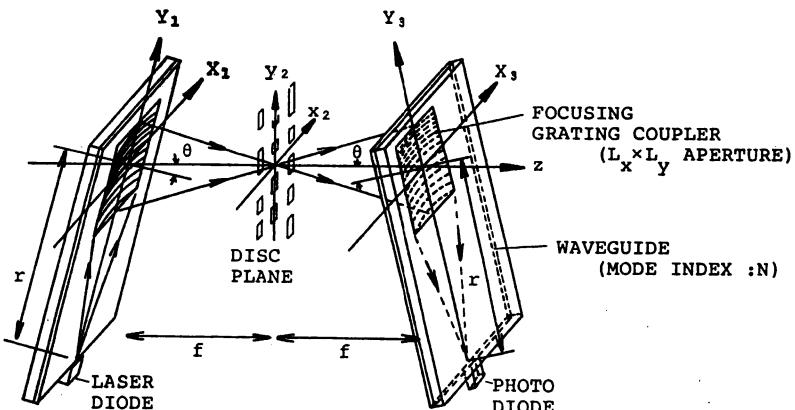


Fig. 2 Focusing grating coupler optics of transmission type equivalent to the integrated-optic disc pickup optics.

厳しくなり、その達成が困難となる。また IODPU の目的の一つであるデバイス小型化のためには、焦点距離や開口を極限まで短縮する必要がある。したがって、読み出しある応答のデバイスパラメータ依存性を明らかにすることは、必要最小限のパラメータ値を知り最適設計を行なう上で重要である。

本論文は、このような背景のもとに、FGC を用いた光集積ディスクピックアップの読み出しある応答を理論的に解析したものである。以下の各節では、IODPU のモデル化、応答解析の数式表現、レンズ光学系との比較、およ

び計算結果について述べる。

2. IODPU における情報読み出しの数式表現

2.1 光集積ピックアップ光学系の解析モデル

Fig. 1 の IODPU の光学系は、基本的には点光源 (LD) からの光を FGC によりディスク上に集光し、反射光を再び同一の FGC で LD と同じ位置に集光して検出するものとなっている。フォーカシング誤差のない場合を考えると、この反射型光学系は Fig. 2 に示す透過型光学系と等価である。 X_1Y_1 面、 X_3Y_3 面はそれぞ

れ往路と復路の光に対する導波路面を表わし、自由空間中の光軸に対し垂直から出射角 θ だけ傾いており、 $|X| \leq (1/2)L_x$, $|Y| \leq (1/2)L_y$ の矩形領域に FGC が設かれている。また焦点面 (x_2y_2 面) にはディスクの複素反射率 R に等しい透過率の透過型ディスクが置かれていると考える。

FGC は導波路内の発散波を自由空間の収束球面波に波面変換する。これらの波の導波路面上での位相をそれぞれ ϕ_1 , ϕ_2 とすれば、

$$\phi_1 = kN\sqrt{X^2 + (Y+r)^2} \quad (1)$$

$$\phi_2 = -k\sqrt{X^2 + (Y-f \sin \theta)^2 + (f \cos \theta)^2} \quad (2)$$

であり、FGC の位相変調は

$$\phi_{FG} = \phi_2 - \phi_1 \quad (3)$$

で表わされる。ここで $k=2\pi/\lambda$ は波数、 N は導波モード実効屈折率であり、 f , r はそれぞれ自由空間中、導波路内の焦点距離を表わす。以下の解析では導波光は TE モードとし、光波電界の X 方向成分のみを考え、自由空間の波に対しては近軸近似スカラーレーベル理論⁸⁾を適用する。

2.2 出力点像分布

Fig. 3 のように、光源からの導波光が FGC により波面変換されて導波路を出射した直後の電界を $U_1(X_1, Y_1)$ とする。FGC は x_2y_2 面の原点に収束する波面を出力するよう設計されているので、 U_1 は $\exp(j\phi_2) = \exp(-jks_0)$ の位相因子をもっており、 $P_1(X_1, Y_1)$ を FGC 面での振幅分布を表わす瞳関数 (pupil function) として

$$U_1(X_1, Y_1) = P_1(X_1, Y_1) \exp(-jks_0) \quad (4)$$

と書ける。一様な結合強度をもつ FGC の場合には P_1 は X 方向には発散レーザー光の分布を反映したガウス分布、 Y 方向には回折による導波光の減衰を反映した指数関数分布となり、FGC 場域内で

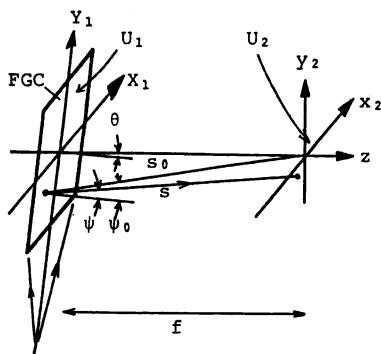


Fig. 3 Coordinate system and FGC configuration for the forward wave.

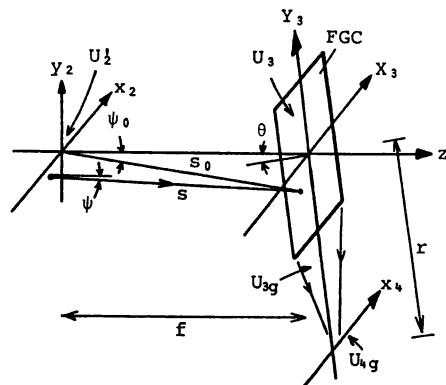


Fig. 4 Coordinate system and FGC configuration for the backward wave.

$$\begin{aligned} P_1(X_1, Y_1) &= P X_1(X_1) P Y_1(Y_1) \\ &= \exp\{-(X_1/w)^2\} \exp(-\alpha_r Y_1) \end{aligned} \quad (5)$$

と書け、FGC 外では $P_1=0$ である。ここに w は導波光の $1/e^2$ 半幅、 α_r は FGC の放射減衰係数である。このとき焦点面の電界 $U_2(x_2, y_2)$ は U_1 の Fresnel-Kirchhoff 積分で与えられ、近軸近似 ($s_0 \approx f$) を行なえば、

$$\begin{aligned} U_2(x_2, y_2) &= (\cos \theta / j \lambda f) \\ &\times \iint P_1(X_1, Y_1) \exp\{-j(k/f)(X_1 x_2 \\ &+ Y_1 y_2 \cos \theta)\} dX_1 dY_1 \end{aligned} \quad (6)$$

と書ける。すなわち、点像分布関数 U_2 は $\cos \theta$ の係数を除いて一般の集光系と同様に瞳関数 P_1 のフーリエ変換で与えられる。

2.3 入力結合のインパルス応答

Fig. 4 のように、 x_2y_2 面上の原点近傍の点 (x_2, y_2) にデルタ関数で表わされる光インパルス入力を考える。これが FGC 面に到達してできる電界 $U_3(X_3, Y_3)$ は近軸近似 Fresnel-Kirchhoff 積分により

$$U_3(X_3, Y_3) = (1/j\lambda f) \exp(jks) \quad (7)$$

となり、点 (x_2, y_2) からの発散球面波を表わしている。

上の波が FGC に入射したとき励振される導波光を求める。ここでは $(X_3, Y_3) = (X, Y)$ と略記する。 (7) 式の FGC 面上電界をベクトル表現して入射波を

$$\begin{aligned} E_i(X, Y) &= e_a(1/j\lambda f) \exp\{j\phi_{in}(X, Y)\} \\ \phi_{in}(X, Y) &= ks = k[(X-x_2)^2 \\ &+ \{Y-(f \sin \theta + y_2 \cos \theta)\}^2 \\ &+ (f \cos \theta - y_2 \sin \theta)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

e_a : 規格化自由空間電界ベクトル

と置き、励振される導波光の電界を $Y \leq -(1/2)L_y$ で $E_o(X, Y, Z) = e_a^*(Z) F(X, Y) \exp\{-j\phi_o(X, Y)\}$ (9)

$e_g^*(Z)$: 規格化導波モード電界

と置く。位相 ϕ_{in} の入力があったとき FGC は位相 $\phi_{in} + \phi_{FG}$ の導波光を生じさせようとするが、導波モードの離散性のため、 $(x_2, y_2) = (0, 0)$ 以外では実際に励振される波の位相 $-\phi_g$ は $\phi_{in} + \phi_{FG}$ に完全には等しくない。すなわち $-\phi_g$ は導波モードとして許された位相で

$$-\phi_g \approx \phi_{in} + \phi_{FG} = \phi_{in} + \phi_2 - \phi_1 \quad (10)$$

を近似的に成立させる位相である。ここで $\phi_{in} \approx -\phi_2$ であるから $-\phi_g \approx -\phi_1$ (収束導波光) で、 $(x_2, y_2) = (0, 0)$ のとき等号が成立する。位相 $-\phi_g$ を近似的に求めるため、参照面として導波路内の点 $(X, Y) = (-r' \sin \delta, -r' \cos \delta)$ に収束する導波面の位相

$$-\phi_g = -kN \{(X + r' \sin \delta)^2 + (Y + r' \cos \delta)^2\}^{1/2} \quad (11)$$

を考え、 $\phi_{in}, \phi_1, \phi_2, \phi_g$ を X, Y で展開して(10)式に代入し、両辺の係数を比較する。(11)式に含まれる実効屈折率 N は、光入射条件に依存して連続変化できる量ではなく、導波路分散関係式のみで決まる離散的な定数(单一モード導波路では単一の定数)である。このように(11)式は導波モード離散性を含めた表現式である。(10)式の両辺は X, X^2 の係数を一致させたとき最もよく整合することがわかり、これから FGC の結像関係

$$N \sin \delta = x_2/f', \quad f'^2 = f^2 + x_2^2 + y_2^2 \quad (12)$$

$$N \cos^2 \delta / r' + (1 - N^2 \sin^2 \delta) / f' = N/r + 1/f \quad (13)$$

が得られ、導波光の焦点位置(像点)の極座標 (r', δ) が求まる。しかし Y, Y^2, XY の係数は一致させることはできない。また $-\phi_g$ は(11)式右辺に (r', δ) を代入して近似的に表わされる。

次に励振振幅を求めるため、(9)式の E_e と共に $Y \leq -(1/2)L_v$ の領域の発散導波光

$$E_e(X, Y, Z) = e_g(Z) F(X, Y) \exp \{-j\phi_g(X, Y)\} \quad (14)$$

が FGC に入射したときの出力結合を考える。このときの出力放射は FGC 面上で

$$E_e(X, Y) = e_g^* g P_3(X, Y) F(X, -L_v/2) \times \exp \{-j\phi_g(X, Y)\} \quad (15)$$

と書け、放射は連続スペクトルが許されているから

$$-\phi_e = \phi_g + \phi_{FG} = \phi_g + \phi_2 - \phi_1 \quad (16)$$

が正確に成立し、 $-\phi_e \approx \phi_2$ (収束球面波) である。 $P_3(X, Y)$ は FGC の瞳関数で、結合強度が一様なとき、放射減衰係数 α_r を用いて FGC 領域内で

$$P_3(X, Y) = P X_3(X) P Y_3(Y),$$

$$P X_3(X) = 1, \quad P Y_3(Y) = \exp(-\alpha_r Y) \quad (17)$$

と書け、FGC 外では $P_3 = 0$ である。また g は出力振幅係数で、 P_3 を上式のように表わしたときは、放射減衰

係数 α_r 、空気側放射へのパワー分配比 p^a と

$$|g|^2 = 2\alpha_r p^a \exp(-\alpha_r L_v) \quad (18)$$

の関係があることを示すことができる^{*2}。

ここで上の入力結合、出力結合の電界をそれぞれ E_1, E_2 とし、電磁界の相反定理

$$\iint_s (E_1 \times H_2 - E_2 \times H_1) ds = 0 \quad (19)$$

を適用する⁹⁾。閉面 S を FGC の導波光線に平行な狭い帯状の領域とその直下の導波層を包含する薄い直方体表面とし、 $F(X, Y), P X_3(X)$ は X に関して速い変化をしないとし、 e_e, e_g の規格化条件を用いれば、

$$F(X, -L_v/2) = (g/j\lambda f) P X_3(X) \times \int P Y_3(Y) \exp(j\Delta\phi) dY \quad (20)$$

$$\Delta\phi = \phi_{in} - \phi_e = \phi_{in} + \phi_g + \phi_2 - \phi_1 \quad (21)$$

が導かれる。上式の $\Delta\phi$ は導波モードに位相整合する波面 ϕ_e とインパルス入力波面 ϕ_{in} との差を表わしている。(10)式が X, X^2 の項に関して成立していることから、上式の $\Delta\phi$ は Y, Y^2, XY および高次の項だけを含み、一次近似では Y のみの関数

$$\Delta\phi \approx k(Nr' + f' - Nr - f) - (ky_2 \cos \theta/f) Y \quad (22)$$

となる。すなわち、 $\Delta\phi$ の主要項は y_2 に比例する係数をもつ Y の一次項であり、インパルス入力光軸の FGC 位相整合軸(z 軸)からの Y 方向に関する角度ずれを表わしている。

(9)式で $-\phi_g$ は FGC の結像関係で決まる導波路内像点に収束する波面を表わしており、 $(x_2, y_2) = (0, 0)$ のとき以外は収差を伴っている。ここで(9)式の Y の範囲を $Y \leq 0$ に拡張して、 $0 \geq Y \geq -(1/2)L_v$ では FGC と相互作用することなく伝播し、 $-(1/2)L_v \geq Y$ では実際に励振される導波光に一致する導波光を考える。この仮想導波光の X_3 軸上の電界を $U_{3g}(X_3; x_2, y_2)$ とすれば、

$$U_{3g}(X_3; x_2, y_2) = F(X_3, 0) \exp \{-j\phi_g(X_3, 0)\} \simeq F(X_3, -L_v/2) \exp \{-j\phi_g(X_3, 0)\} \quad (23)$$

*2 (14)式の導波光が $Y = -(1/2)L_v$ から FGC 領域に入射したとき、FGC 領域内 ($|Y| \leq (1/2)L_v$) での振幅は放射減衰係数 α_r で指數関数的に減衰するので、 X 方向単位幅当りの導波光パワーは

$$|F(X, -L_v/2)|^2 \exp [-2\alpha_r \{Y + (1/2)L_v\}]$$

である。この量の Y に関する微分の絶対値は導波光の減衰分、すなわち FGC 内単位面積当りの全放射パワーを表わし、これにパワー分配比 p^a を乗じた量

$$2\alpha_r p^a |F(X, -L_v/2)|^2 \exp [-2\alpha_r \{Y + (1/2)L_v\}]$$

は単位面積当りの空気側放射パワーを表わす¹⁰⁾。一方、(15), (17)式より、出力放射の単位面積当りのパワーは

$$|g|^2 |F(X, -L_v/2)|^2 \exp (-2\alpha_r Y)$$

である。これらは全く同じ量を表現したものであるので、両者を等しいと置くことにより(18)式を得る。

となる。そこで(11)～(13), (20)～(23)式から、 X_3 軸上で仮想的に観測されるインパルス応答は

$$\begin{aligned} U_{3g}(X_3; x_2, y_2) &= (g/j\lambda f)G(y_2)PX_3(X_3) \\ &\times \exp\{-j(2\pi/\lambda f)x_2X_3\} \\ &\times \exp\{-j(\pi N/\lambda r)X_3^2\} \end{aligned} \quad (24)$$

$$G(y_2) = \int PY_3(Y_3) \exp\{-j(2\pi \cos \theta/\lambda f)y_2Y_3\} dY_3 \quad (25)$$

となることがわかる。ここで(24)式内の $G(y_2)$ は導波光励振振幅のインパルス位置 (x_2, y_2) への依存性を表わす因子であり、(25)式のように Y 方向瞳関数 PY_3 のフーリエ変換の形で与えられ(たとえば PY_3 が一様なときは $G(y_2)$ は $y_2=0$ にピークをもつsinc関数となる)、入力結合の角度依存性を表わしている。

さらに $Y_3=-r$ にある導波路内焦点面 X_4 軸上の電界は(24)式の2次元 Fresnel-Kirchhoff 積分により

$$\begin{aligned} U_{4g}(X_4; x_2, y_2) &= (-1/\lambda f)\sqrt{jN/\lambda r} \iint P_3(X_3, Y_3) \\ &\times \exp[-j(2\pi/\lambda f)\{x_2 + (Nf/r)X_4\}X_3] \\ &\times \exp\{-j(2\pi \cos \theta/\lambda f)y_2Y_3\} dX_3 dY_3 \end{aligned} \quad (26)$$

となり、これが X_4 軸上で観測したインパルス応答を表わす。なお(24), (26)式で U_{3g} , U_{4g} の本質的でない位相因子は省略した。

2.4 光学伝達特性

Fig. 2 の x_2y_2 面に複素透過率 R で表わされる物体が置かれたときの直後の界は $U_2' = R \cdot U_2$ であるから、このとき励振される導波光は(24)式のインパルス応答 $U_{3g}(X_3; x_2, y_2)$ を用いて、 X_3 軸上で

$$\begin{aligned} U_{3g}(X_3) &= \iint R(x_2, y_2)U_2(x_2, y_2) \\ &\times U_{3g}(X_3; x_2, y_2) dx_2 dy_2 \end{aligned} \quad (27)$$

と書ける。 R をフーリエ変換により

$$R(x, y) = \iint T(\xi, \eta) \exp\{2\pi j(x\xi + y\eta)\} d\xi d\eta \quad (28)$$

と表わし、(27)式に代入し、(5), (6), (24), (25)式を用いれば、 X_3 軸上の強度分布を表わす式

$$\begin{aligned} |U_{3g}(X_3)|^2 &= |g|PX_3(X_3) \iint PX_1(\lambda f\xi - X_3) \\ &\times PPY(\lambda f\eta / \cos \theta) T(\xi, \eta) d\xi d\eta|^2 \end{aligned} \quad (29)$$

が得られる。ここで PY_1 と PY_3 のコンボリューションを

$$PPY(Y) = \int PY_1(Y - Y')PY_3(Y') dY' \quad (30)$$

と置いた。

(29)式右辺は、空間周波数 (ξ, η) の成分は振幅が相対

的に $PX_3 \cdot PX_1 \cdot PPY$ 倍となって伝達されることを示している。 R が弱散乱物体を表わすときは強度変調は近似的に振幅変調に比例し、後の2.6項で述べるように X_3 軸上の積分の形で検出される。このことからIODPUの光学伝達関数(OTF)は

$$OTF(\xi, \eta) = PPX(\lambda f\xi)PPY(\lambda f\eta / \cos \theta) \quad (31)$$

$$PPX(X) = \int PX_1(X - X')PX_3(X') dX' \quad (32)$$

であることがわかる。とくに、瞳関数が一様な場合($L_x/w \ll 1$, $\alpha, L_y \ll 1$)は規格化したOTFは

$$OTF(\xi, \eta) = (1 - |\xi|/\xi_c)(1 - |\eta|/\eta_c) \quad (33)$$

と計算され、 X, Y 方向のカットオフ周波数はそれぞれ

$$\xi_c = L_x/f\lambda, \eta_c = L_y \cos \theta/f\lambda \quad (34)$$

である。(33)式のOTFをFig. 5に示す。

2.5 ディスクのフーリエ表現

ディスクのモデルとしてFig. 6に示すように光学的深さ $\phi = 2\pi d/\lambda$ 、幅 $p = a\Lambda_x$ 、長さ $q = b\Lambda_y$ の方形ピットが x, y 方向にそれぞれ周期 Λ_x, Λ_y で配列された反射型ディスクを考える。表面が完全反射面であるとする

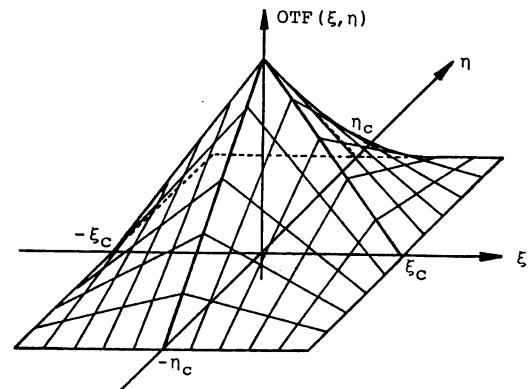


Fig. 5 Optical transfer function of an IODPU with uniform pupil function.

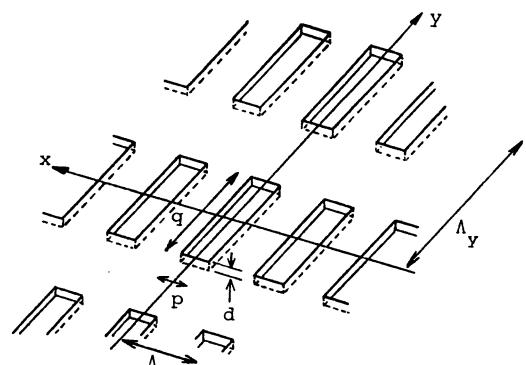


Fig. 6 Model of an optical disc.

と複素反射率 $R_0(x, y)$ はフーリエ級数により

$$\begin{aligned} R_0(x, y) &= 1 + \{\exp(2j\phi) - 1\} \\ &\times \sum A_m \exp(j2\pi mx/\Lambda_z) \sum B_n \exp(j2\pi ny/\Lambda_y), \\ A_m &= \sin(m\pi a)/m\pi, \quad B_n = \sin(n\pi b)/n\pi \end{aligned} \quad (35)$$

と表わされ、そのフーリエ変換を $T_0(\xi, \eta)$ とすれば

$$\begin{aligned} T_0(\xi, \eta) &= \sum T_{mn} \delta(\xi - m/\Lambda_z) \delta(\eta - n/\Lambda_y) \quad (36) \\ T_{mn} &= 1 + \{\exp(2j\phi) - 1\} ab \quad (mn) = (00) \\ &= \{\exp(2j\phi) - 1\} A_m B_n \quad (mn) \neq (00) \end{aligned}$$

となる。ここで \sum は m, n の和をとる。ディスクが x, y 方向にそれぞれ u, v だけ移動したときの反射率は $R(x, y) = R_0(x-u, y-v)$ であり、そのフーリエ変換は

$$T(\xi, \eta) = T_0(\xi, \eta) \exp\{-2\pi j(u\xi + v\eta)\} \quad (37)$$

で与えられる。

2.6 出力光電流信号

(37)式で表わされるディスクが x_2y_2 面に置かれたときの X_3 軸上の光強度分布は(29), (36), (37)式から

$$\begin{aligned} |U_{3g}(X_3)|^2 &= |g P X_3(X_3) \sum P X_1(\lambda f m / \Lambda_z - X_3) \\ &\times P P Y \{(\lambda f / \cos \theta)(n / \Lambda_y)\} T_{mn} \\ &\times \exp[-2\pi j \{u(m / \Lambda_z) + v(n / \Lambda_y)\}]|^2 \end{aligned} \quad (38)$$

となる。この導波光の全パワーを検出するときの光電流 J は(38)式の積分に比例する。ここで Parseval の定理により X_3 軸上の全パワーは X_4 軸上の全パワーに等しい。すなわちこの場合の光電流 J は(38)式より

$$\begin{aligned} J &= \sum \sum Q X_{mm'} Q Y_{nn'} T_{mn} T_{m'n'}^* \\ &\times \exp[-2\pi j \{u(m-m')/\Lambda_z + v(n-n')/\Lambda_y\}] \end{aligned} \quad (39)$$

となる。ここでは QX, QY は相互伝達係数であり、

$$\begin{aligned} Q X_{mm'} &= \int P X_1(\lambda f m / \Lambda_z - X) P X_1^*(\lambda f m' / \Lambda_z - X) \\ &\times P X_3(X) P X_3^*(X) dX \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} Q Y_{nn'} &= |g|^2 P P Y \{(\lambda f / \cos \theta)(n / \Lambda_y)\} \\ &\times P P Y^* \{(\lambda f / \cos \theta)(n' / \Lambda_y)\} \end{aligned} \quad (41)$$

と表わされる。以後は Q を $Q X_{00} = 1, Q Y_{00} = 1$ となるように規格化する。このとき、ディスクの代りに完全反射鏡が置かれたときの光電流が $J = 1$ となるように規格化される。なお瞳関数 P が実関数のとき Q も実数となるが、フォーカシング誤差、FGC 収差の効果を複素数表現で解析できるので、拡張性を考え、複素数として取り扱う。

ディスクが y 方向に速度 S で動いているときを考える。 $v = St$ と置き、 J の時間 t に依存しない DC 成分 J_{DC} と、周波数 S/Λ_y の基本波成分 J_{AC} を求める。(39)式に(36)式を用いると、トラッキング誤差がなく ($u = 0$)、 QX, QY が実数、 $Q Y_{01} = Q Y_{-10} (\alpha_x L_y \rightarrow 0)$ のとき

$$\begin{aligned} J_{DC} &= 1 - 4 \sin^2 \phi \{(\sum A_m Q X_{m0}) B_0 \\ &- (\sum A_m A_{m'} Q X_{mm'}) (\sum B_n^2 Q Y_{nn'})\} \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} J_{AC} &= -8 \sin^2 \phi \{(\sum A_m Q X_{m0}) Q Y_{01} B_1 \\ &- (\sum A_m A_{m'} Q X_{mm'}) (\sum B_n B_{n+1} Q Y_{nn+1})\} \\ &\times \cos(2\pi S t / \Lambda_y) \end{aligned} \quad (43)$$

が得られる。

次に Fig. 1 の IODPU で得られるトラッキング誤差信号について考える。 $+X_3$ 軸上と $-X_3$ 軸上の導波光パワーをプッシュプル検出した光電流 K は、(38)式の $|U_{3g}(X_3)|^2$ の $+X_3$ 軸上と $-X_3$ 軸上の積分の差に比例する。トラッキング誤差信号は K の低周波成分であるから、DC 成分 K_{DC} をとる。瞳関数が実関数のとき、(39), (42)式の導出と同様にして、

$$K_{DC} = 4 \sin \phi \cos \phi B_0 \sum A_m \overline{Q X_{m0}} \sin(2\pi m u / \Lambda_z) \quad (44)$$

が得られる。ここで $\overline{Q X}$ は(40)式の $Q X$ の積分を $+X_3$ 軸上と $-X_3$ 軸上の積分の差に置き換えたものである。

3. レンズ光学系との比較

瞳関数 $P(X, Y)$ をもつ通常のレンズを物点距離 d_o 、像点距離 d_i で用いた場合のインパルス応答は

$$\begin{aligned} U_4(X_4, Y_4; x_2, y_2) &= \text{const.} \times \iint P(X, Y) \exp[-j(2\pi/\lambda d_o) \\ &\times \{x_2 + (d_o/d_i) X\} X] \exp[-j(2\pi/\lambda d_i) \\ &\times \{y_2 + (d_o/d_i) Y\} Y] dX dY \end{aligned} \quad (45)$$

である³。(26)式を(45)式と比較すれば前者は後者に

$$\begin{aligned} P(X, Y) &= P X_3(X) P Y_3(Y / \cos \theta), \\ d_o &= f, \quad d_i = r/N, \quad Y_4 = 0 \end{aligned} \quad (46)$$

を代入したものである。Fig. 2 の FGC 光学系は、レスポンスの観点からは Fig. 7 のようなレンズ光学系と等価であることがわかる。すなわち、 X 方向には通常のピックアップと同様に部分的ヒーレント検出系となっているが、 Y 方向にはこれと本質的に異なっている。導波モードの離散性に起因する入力結合の角度選択性によるフィルタ効果は、 $X_4 Y_4$ 面に狭いスリットを挿入し、 $Y_4 = 0$ の線上の強度のみを検出することと等価である(光軸が θ だけ傾いていることは Y 方向開口が $L_y \cos \theta$ となることとして表わされる)。これを走査型顕微鏡¹⁰の光学系^{*3}と比較すれば、 X 方向にはタイプ I, Y 方

*3 受光側の像面(検出器前)に空間フィルタを挿入しない光学系をタイプ I、検出器前(像面)に空間フィルタ(軸対称系ではピンホール)を挿入した光学系をタイプ II(共焦点光学系)と分類されている。タイプ II は投光側の集光機能と受光側の結像(集光)機能の両方を像分解に利用するものであり、前者のみを利用するタイプ I に比べて分解能が改善される。

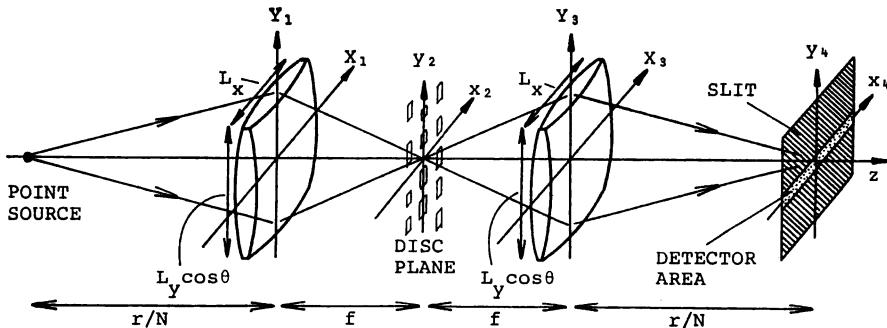


Fig. 7 Lens optics equivalent to an IODPU.

向には等価的にタイプII(共焦点光学系)となっており、Y方向に関しては分解能が改善されることを意味している。なおFig. 7の光学系はスリット幅→0では受光量→0となるのに対し、IODPUではFGC入力結合効率で決まる大きな受光量が得られる点で、両者は異なる。

ここで、以下の比較の便宜のため、IODPUと同じ矩形開口をもつレンズ光学系(Fig. 7でスリットを取り外した系)をSLDPU(SL:square-aperture lens)と略称する。また $L_z = L_y \cos \theta = D$ のとき口径 D の円形開口をもつレンズ光学系(通常のピックアップ)をCLDPU(CL:circular-aperture lens)と略称する。(31)式はIODPUのOTFが瞳関数のコンポリューションで与えられることを示しており、これはレンズを用いた部分的コヒーレント検出系(およびインコヒーレント検出系)の場合⁶⁾と同様である。したがってFig. 5に示したIODPUのOTFはSLDPUのそれに等しい。一方、CLDPUのOTFは、 $\xi\eta$ 変数分離形ではなく回転対称形である。 ξ 軸上、 η 軸上のカットオフ周波数は両者で等しいが、矩形開口のほうが対角方向のカットオフが高く伝達領域が広い。これは矩形開口が4隅まで広がっていることに対応している。

IODPUの相互伝達係数、(40)、(41)式は、X方向とY方向で異なる形の式となっており、これがIODPUの特徴である。SLDPUではX方向、Y方向とともに(40)式の形となる。またIODPUとSLDPUはX方向の相互伝達係数が共通であるから、4.1、4.2項で述べるX方向に関する特性は両者で共通である。

4. 計 算 結 果

この節では、2節で導いた数式を用いて瞳関数が一様な場合について計算した結果について述べる。一様な瞳関数は、投光側導波光の幅がFGCをカバーし、FGCの放射減衰係数が大きくないとき($L_z/w \leq 1$, $\alpha_z L_y \leq 1$)

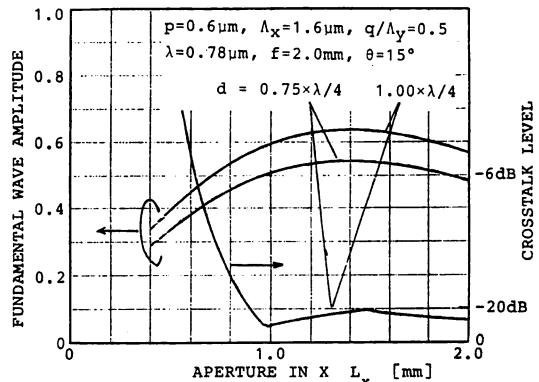


Fig. 8 Low-frequency response and crosstalk level of IODPU.

に近似的に実現される。FGCの焦点距離は便宜上 $f=2\text{ mm}$ としたが、 L_z/f , L_y/f が等しければ同じ結果を得る。また、 $L_z/2f$, $L_y \cos \theta/2f$ をそれぞれX方向、Y方向の開口数 NA_x , NA_y で置き換えれば近似精度は改善される。なおディスクのパラメータはコンパクトディスクのそれに近い値とした。

4.1 低域応答とクロストーク

長いピットとスペースに対する低域の応答は(43)式で $A_y \rightarrow \infty$ と置いて計算でき、 L_y には依存しない。読出中のトラックにピット長:スペース長=1:1($b=0.5$)でピットがあり、両隣のトラックにはピットがない場合の読出し信号基本波振幅の L_z 依存性をFig. 8に示す。緩やかな山形のカーブは、 $L_z=1.4\text{ mm}$ 近傍で光スポット幅がピット幅に整合し、大きな読出し信号振幅が得られることを表わしている。また、読出中のトラックにピットがなく、両隣のトラックにピットがある場合の信号基本波振幅の上記振幅に対する比で定義したクロストーク比を同図中に示す。 $L_z=1\text{ mm}$ 近傍、 1.5 mm 近傍の極小、極大は、それぞれ点像分布の谷とサイドロープが隣接トラック上にくることに対応している。これらから

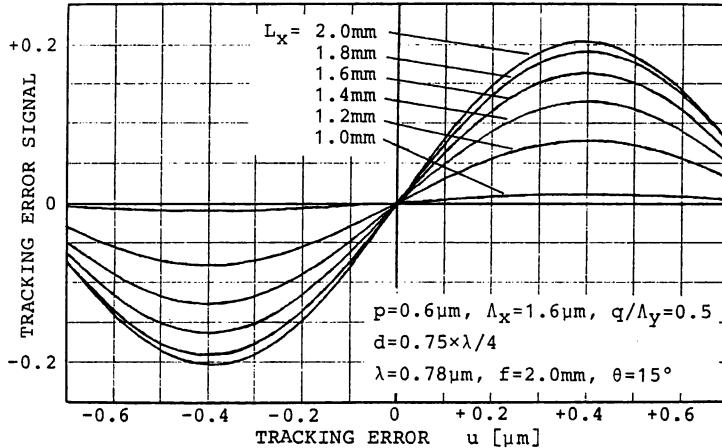


Fig. 9 Tracking error signal of IODPU.

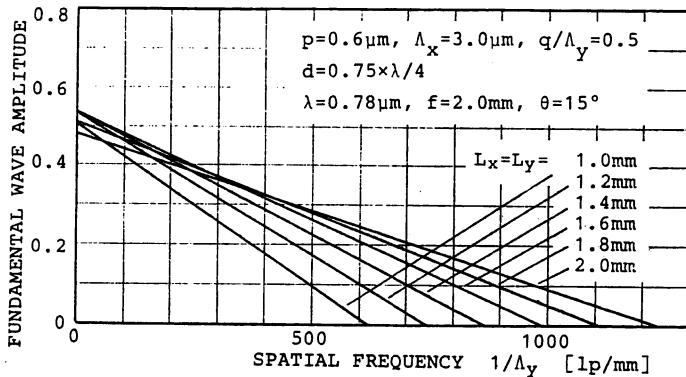


Fig. 10 Frequency response of IODPU.

$1 \text{ mm} < L_z < 2 \text{ mm}$ の領域では -20 dB 以下のクロストークとほぼ最大に近い変調振幅で読出しができることがわかる。

4.2 トラッキング誤差信号

Fig. 9 に(44)式から計算したトラッキング誤差信号を示す。この信号は L_z に依存するが L_y には依存しない。同図より、トラッキング誤差検出感度は L_z の増加とともに単調に高くなること、 L_z が 1 mm では信号は小さいが、 1.2 mm 近傍から一応の信号が得られ、 1.6 mm 以上では飽和の傾向が見られることがわかる。

4.3 周波数応答

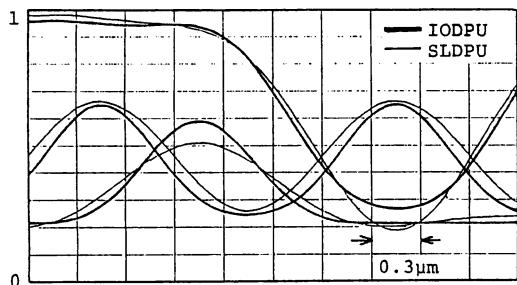
ピット長：スペース長 = $1 : 1$ ($b = 0.5$) の場合を考えると、(35)式から n が 0 以外の偶数のとき $B_n = 0$ であるので、(43)式から J_{Ac} は QY_{01} に比例してこの因子以外は Y 方向の空間周波数 $1/\lambda_y$ に依存しないことがわかる。 QY_{01} は η 方向の OTF と比例関係にあるので、周波数応答は Fig. 5 に示した OTF の η 軸上の断面と同形であり、4.1 項で求めた低域応答と、(34)式が与

えるカットオフ点 η_c を結ぶ直線となる。Fig. 10 に $L_x = L_y$ のときの周波数応答を示す。

Y 方向の相互伝達係数が IODPU と SLDPU で共通でないことは 3 節で述べたが、規格化した QY_{01} に限れば両者で共通なことが(40), (41)式からわかる。したがって上に述べた IODPU の結果は SLDPU にも共通である。CLDPD では、相互伝達係数が、 X , Y 方向で変数分離形でないので周波数応答は OTF と同形にはならないが、Hopkins の理論⁷⁾で計算した周波数応答は OTF と似た形になる。カットオフは IODPU と同じであるが、直線ではなく緩い逆 S 形の曲線で、中高域では IODPU の応答より小さな値をとる。この相違は 3 節で述べたことと同様に、短形開口のもつ 4 隅の開口部分が円形開口にはないことに対応している。

4.4 読出し信号波形とアイバターン

Fig. 11 に 3 種のピット配列について(39)式で計算した IODPU の読出し信号波形を太線で示す。また比較のため SLDPU の信号波形を細線で示す。ピット長：



$\lambda=0.78\mu\text{m}$, $f=2.0\text{mm}$, $\theta=15^\circ$, $L_x=1.2\text{mm}$, $L_y=1.5\text{mm}$
 $p=0.6\mu\text{m}$, $\Delta_x=1.6\mu\text{m}$, $d=0.75\times\lambda/4$

Fig. 11 Comparison of read-out waveforms of an IODPU (thick curves) and a SL (square-aperture lens) DPU (thin curves).

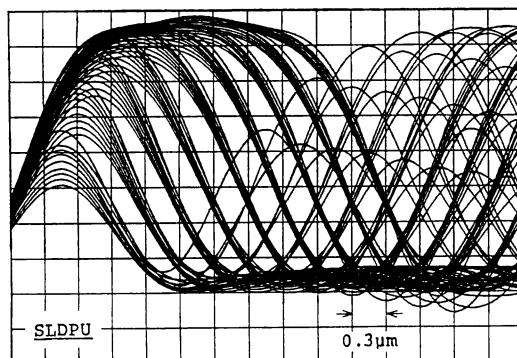
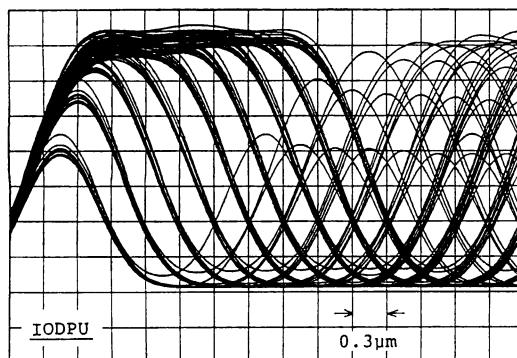


Fig. 12 Comparison of eye patterns of an IODPU and a SLDPU. Parameters are same as for Fig. 11.

スペース長=1:1のとき、4.3項で明らかにしたように両者の基本波成分振幅は等しく、Peak-Peak (PP) 振幅も等しい。しかし1:1以外の場合も含めたPP振幅の最小値はIODPUのほうが大きく、さらに波形勾配は常にIODPUのほうが大きいことがわかった。Fig. 12に同様の計算結果を重畠表示したIODPUとSLDPU

のアイパターンの比較を示す。SLDPUのパターンは大きなジッタを示しているが、IODPUのそれは符号間干渉とジッタが少なくSLDPUより良好なものとなっている。これらの結果から、IODPUではY方向の分解能が改善されるという走査型顕微鏡の理論からの類推が正しいことが確認された。

5. むすび

光集積ディスクピックアップ(IODPU)の読み出しあた答を理論的に解析し、レンズを用いた通常のピックアップ(LDPU)との相違を明らかにした。IODPUでは導波モードの離散性に起因するフィルタ効果により、LDPUに比べてピット長方向の分解能が改善される。分解能は開口増大とともに単調に高くなるので、IODPUではLDPUに比べて小さな開口数NAで必要な読み出しこな能を達成できる可能性があることがわかった。今後、瞳関数が一様でない場合、収差や各種の作製誤差、動的誤差の影響を含めたより詳細な解析を行ない、IODPUの最適設計のデータを蓄積したい。

文 献

- 1) T. Suhara and H. Nishihara: "Integrated-optics components and devices using periodic structures," IEEE J. Quantum Electron., **QE-22** (1986) 845-867.
- 2) S. Ura, T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: "An integrated-optic disc pickup device," IEEE J. Lightwave Technol., **LT-4** (1986) 913-918.
- 3) 栖原敏明, 西原 浩: "光ピックアップの光集積回路化", O plus E, **76** (1986) 102-108.
- 4) 萩 升吾, 栖原敏明, 西原 浩, 小山次郎: "光集積ディスクピックアップ用集光グレーティング", 信学論(C), **J 68-C** (1985) 803-811.
- 5) S. Ura, T. Suhara and H. Nishihara: "Aberration characterizations of a focusing grating coupler in an integrated-optic disc pickup device," Appl. Opt., **26** (1987) 4777-4782.
- 6) G. Bouwhuis, J. Braat, A. Huijser, J. Pasman, G. van Rosmalen and K. Schouhamer Immink: *Principles of Optical Disc Systems* (Adam Hilger, Bristol, 1985).
- 7) H. H. Hopkins: "Diffraction theory of laser read-out systems for optical video discs," J. Opt. Soc. Am., **69** (1979) 4-24.
- 8) J. W. Goodman: *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York, 1968).
- 9) 西原 浩, 春名正光, 栖原敏明: 光集積回路 (オーム社, 東京, 1985) pp. 88-100.
- 10) T. Wilson and C. Sheppard: *Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy* (Academic Press, London, 1984).