

解説

3. 光情報処理システム



3.2 並列光演算†

山口 一郎††

1. ま え が き

光の担う情報には、振幅、強度、位相、波長、周波数、偏光状態がある。光を用いる情報処理には、これらの量の時間変化を利用するものと空間分布を利用するものがある。前者は主に電気信号の処理に対応し、光通信として実用化されている。一方の光の空間分布は一般に画像として視覚に捉えられ、われわれにとって特になじみ深いものである。静止画像については計算機処理が急速に進歩し、実用例も多い。しかし画素数が多い場合や動画像では計算機もまだ処理速度や処理容量の点で問題を多く残している。ここで浮び上がるのが光の伝搬を利用した処理であろう。その最大の長は、光の2次元分布が、並列的に変換されていくことにあり、画像から画像への変換が光速度でなされてゆく。こうして処理された単純な画像を光電的に処理すれば、最も高速で効率的な処理が行われるであろう。

光学系の基本的な機能は写像であるが、レーザー光に代表されるコヒーレント光を使うとそれ以外の多くの変換も可能になる。代表例は2次元フーリエ変換である。この機能は光波の伝搬特性、特に干渉・回折現象に基づくものであり、基本的に電波や音波と相通じている。しかしコヒーレント光は光学系のきずや振動に弱い欠点もある。通常の光を用いるインコヒーレント処理はこれらの問題は免れるが、機能はコヒーレント処理ほど多彩でない。

光学的処理は1960年のレーザーの出現に刺激されて活発に研究された。現在では、光による並列演算と電気による直列演算を組み合わせた、いわゆる光・電子ハイブリッド処理が注目を集めている。本文ではコヒーレント光とインコヒーレント光を用いた並列処理の基本原則と応用例を述べる。

2. コヒーレント光の伝搬^{1)~4)}

入力光の複素振幅分布 $U_i(x, y)$ の線型変換が出力光の分布 $U_o(X, Y)$ となる。最も一般的な関係式は

$$U_o(X, Y) = \iint U_i(x, y) K(X, Y; x, y) dx dy \quad (1)$$

ここで K は伝達関数 (transmission function) と呼ばれ、 (x, y) に点入力を置いたときの出力分布を表す。

2.1 積演算

最も簡単な変換は入出力面の各点が直接的に 1:1 で対応し合うものである。すなわち図-1 に示すように平面の透過物体 (スライドなど) を置いたとき、その直後の出力面の複素振幅分布は次式のような積で与えられる。

$$U_o(x, y) = t(x, y) U_i(x, y) \quad (2)$$

通常 $t(x, y) = \tau(x, y) \exp [i\phi(x, y)]$ を振幅透過関数と呼ぶ。 τ は光の吸収の効果を表し、 $\phi = 2\pi n d / \lambda$ (λ : 空気中の波長、 n : 屈折率、 $d(x, y)$: 厚味) は位相変化を表す。(2)式は(1)式において核を、

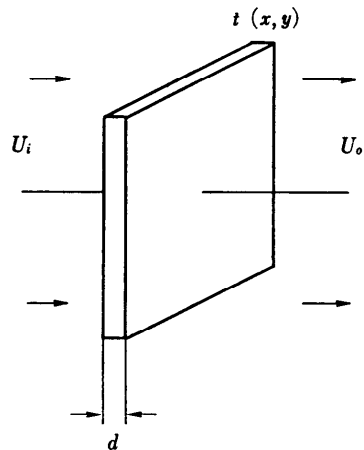


図-1 積演算

† Parallel Optical Processing by Ichirou YAMAGUCHI (Optical Instrumentation Laboratory, The Institute of Physical and Chemical Research).

†† 理化学研究所光学計測研究室

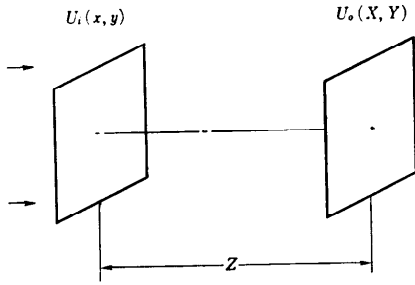


図-2 自由空間伝搬

$$K(X, Y; x, y) = t(x, y)\delta(X-x, Y-y) \quad (3)$$

と置いたことに相当する。(2)式が成立するためには入力の分布が透過物体の細部構造に較べて十分に粗いことが必要である。また t における波長より細かい構造は出力に現れない。それに対応する光波は空間内を数波長だけ伝わると減衰してしまうからである。

2.2 自由空間伝搬

次に入出力面が図-2のように互いに離れている場合を考える。両平面間の距離 Z が、入出力光分布の広がり較べて十分大きいときには、フレネル・キルヒホッフの回折式によって、核 K は振幅が一樣な球面波で与えられる。すなわち波数を $k=2\pi/\lambda$ として

$$K(X, Y; x, y) = \exp[ik\sqrt{(X-x)^2+(Y-y)^2+Z^2}] \quad (4)$$

$|Z| \gg |X|, |Y|, |x|, |y|$ として指数関数中の距離を展開すると、

$$\begin{aligned} & \sqrt{(X-x)^2+(Y-y)^2+Z^2} \\ &= Z - \frac{Xx+Yy}{Z} + \frac{X^2+Y^2+x^2+y^2}{2Z} + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

このうちで、右辺第2項まで残す近似をフラウンホーフェ近似、第3項まで残す近似をフレネル近似という。物理的には、前者は物体から発する2次球面波を平面波で近似したことに相当し、後者は放物面波で近似したことに相当する。 Z が有限の場合にはフレネル近似を使う。すると入出力面の関係は次のフレネル変換で与えられる。

$$\begin{aligned} U_o(X, Y) &= \exp(ikZ) \iint U_i(x, y) \\ & \times \exp\left[ik\frac{(X-x)^2+(Y-y)^2}{2Z}\right] dx dy \\ &= \exp(ikZ) U_i(X, Y) * \exp\left(i\pi\frac{X^2+Y^2}{\lambda Z}\right) \end{aligned} \quad (6)$$

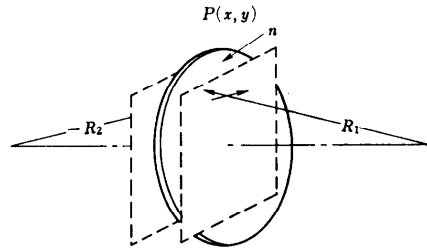


図-3 レンズを介した伝搬

ただし $A(X, Y) * B(X, Y)$ は畳み込み積分 $A(X, Y) * B(X, Y)$

$$= \iint A(x, y) B(X-x, Y-y) dx dy \quad (7)$$

を表している。さて(6)式の両辺をフーリエ変換し、convolution 定理を使うと次のようになる。

$$\tilde{U}_o(\xi, \eta) = \tilde{U}_i(\xi, \eta) \exp[i\pi\lambda Z(\xi^2 + \eta^2)] \quad (8)$$

ここに \sim はフーリエ変換を表し、

$$\begin{aligned} \tilde{f}(\xi, \eta) &= \iint f(x, y) \exp[i2\pi(\xi x + \eta y)] dx dy \\ &= \mathcal{F}[f(x, y)] \end{aligned} \quad (9)$$

ここで空間周波数 ξ, η は x, y 方向への単位長さあたりの繰り返し数を意味する。 $\tilde{f}(\xi, \eta)$ はその進行方向を与える方向余弦の x, y 成分が $(\lambda\xi, \lambda\eta)$ の平面波の複素振幅に相当する。自由空間伝搬では各平面波成分の振幅は変わらず、位相だけが周波数の2乗に比例する歪みを受けることになる。

2.3 レンズ系による伝搬

(1) レンズの透過関数

入出力面がレンズでつながれたときの変換を考える。まず入力面からレンズ面への変換を求め、次にレンズの直前と直後の面の間の変換、そして最後にレンズから出力面への変換を考える。レンズの機能はその厚味の分布に従って光波の伝搬時間を変えて波面の形状を変換する点にある。たとえば凸レンズでは中心の伝搬時間が最も長く、周辺短くなる。図-3に示す焦点距離 F の薄肉レンズの振幅透過関数は、レンズの球面を放物面で近似すると、

$$t_l(x, y) = P(x, y) \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda F}(x^2 + y^2)\right] \quad (10)$$

ただし F はレンズの焦点距離であり、材料の屈折率 n と両面の曲率半径 R_1, R_2 によって次式で与えられる。

$$\frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \quad (11)$$

また $P(x, y)$ は瞳関数と呼ばれ、開口の制限と、 x, y

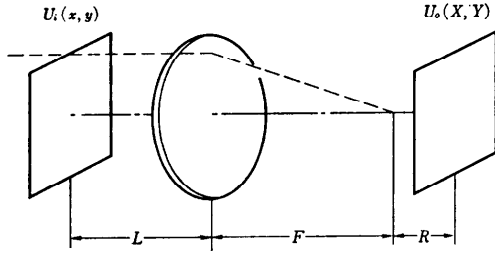


図-4 焦点面近傍への伝搬

の高次の位相項に相当する収差の効果を表す。レンズ系の変換式は(10)式と(6)式の変換を組み合わせれば得られる。ここでは計算を省略して結果だけを示す⁶⁾。

(2) 焦点面への伝搬

図-4 のように出力面がレンズの焦点面（無限遠点に対する像面に相当）またはその近傍にあるときの伝達関数は定數位相を除いて次式で与えられる。ただしこの場合にはレンズ開口は十分大きいものとし、かつ収差を無視し、(10)式において $P=1$ としている。

$$K(X, Y; x, y) = \exp \left[i k \frac{R(x^2 + y^2) + (F - L)(X^2 + Y^2) - 2F(Xx + Yy)}{2[F^2 + R(F - L)]} \right] \quad (12)$$

したがって出力面が焦点面から外れているとき ($R \neq 0$) ではフレネル変換である。出力面が焦点面上 ($R=0$) ではフーリエ変換となる。ただし入力面がレンズの前側焦点面に一致するとき ($L=F$) にのみ $X^2 + Y^2$ の項が消えて入出力面の間に完全なフーリエ変換の関係が成立する。

(3) 結像面への伝搬

次に図-5 のように入出力面の間に結像関係がある場合を考える。上と同様に焦点外しの効果を D としてあわせて考える。結像の場合には(10)式の瞳関数が決定的な役割を果たす。最終的に得られる伝達関数は次

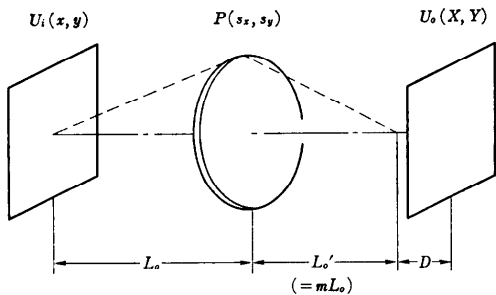


図-5 結像面への伝搬

のようになる。

$$K(X, Y; x, y) = \exp \left\{ i k \left[\frac{x^2 + y^2}{2L_o} + \frac{X^2 + Y^2}{2(L_o' + D)} \right] \right\} \times \int P(s_x, s_y) \exp \left[-i k \frac{D(s_x^2 + s_y^2)}{2L_o'(L_o' + D)} \right] \times \exp \left\{ -i k \left[s_x \left(\frac{x}{L_o} + \frac{X}{L_o' + D} \right) + s_y \left(\frac{y}{L_o} + \frac{Y}{L_o' + D} \right) \right] \right\} ds_x ds_y \quad (13)$$

ふつう(13)式を結像系の複素振幅に関する点像と呼んでいる。最初の位相項を除いて考えると、結像面 ($D=0$) に対する点像は瞳関数のフーリエ変換で、また焦点外し面 ($D \neq 0$) の点像は瞳関数のフレネル変換で与えられる。結像面に対する伝達関数は定数項を除いて、

$$K(X, Y; x, y) = \exp \left\{ i k \left[\frac{x^2 + y^2}{2L_o} + \frac{X^2 + Y^2}{2(L_o' + D)} \right] \right\} \times \tilde{P} \left[\frac{1}{\lambda L_o} \left(x + \frac{X}{m} \right), \frac{1}{\lambda L_o} \left(y + \frac{Y}{m} \right) \right] \quad (14)$$

ただし $m=L_o'/L_o$ は結像倍率である。したがって入出力面の関係は

$$U_o(X, Y) = \exp \left(i k \frac{X^2 + Y^2}{2L_o'} \right) \times \iint U_i(x, y) \exp \left(i k \frac{x^2 + y^2}{2L_o} \right) \times \tilde{P} \left[\frac{1}{\lambda L_o} \left(x + \frac{X}{m} \right), \frac{1}{\lambda L_o} \left(y + \frac{Y}{m} \right) \right] dx dy \quad (15)$$

となり、積分は二つの関数の間の畳み込み積分になっている。両辺をフーリエ変換すると

$$\mathcal{F} \left\{ U_o(X, Y) \exp \left(-i k \frac{X^2 + Y^2}{2L_o'} \right) \right\}_{m\xi, m\eta} = \mathcal{F} \left\{ U_i(x, y) \exp \left(i k \frac{x^2 + y^2}{2L_o} \right) \right\}_{\xi, \eta} \times P(\lambda L_o \xi, \lambda L_o \eta) \quad (16)$$

したがってこの場合の出力の周波数帯域は瞳径により制限される。特に図-6 のような共焦点結像系では(16)式の物体と像についての位相項はなくなり、

$$\tilde{U}_o(m\xi, m\eta) = \tilde{U}_i(\xi, \eta) P(\lambda F\xi, \lambda F\eta) \quad (17)$$

したがって焦点面においたフィルタの透過関数を調節することによって入力画像のスペクトルを直接操作できる。これを再回折法または空間周波数フィルタリングという。

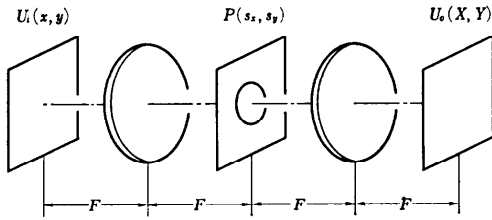
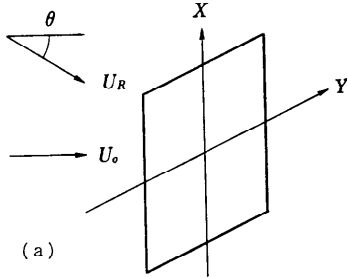
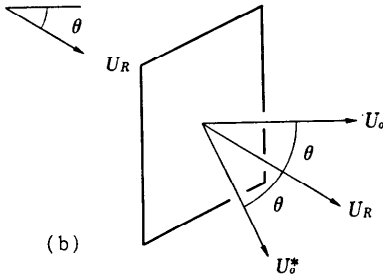


図-6 共焦点結像系



(a)



(b)

図-7 ホログラフィ記録(a)と再生(b)

(4) ホログラフィ^{2),3),6)}

以上で得られる出力を写真やテレビで記録すると、強度 $I_0 = |U_0(X, Y)|^2$ が得られ、位相情報は失われる。しかし図-7のように参照光として斜入射する平面波 $U_R = A_R \exp(i k X \sin \theta)$ を重ねると、得られる干渉強度は、 $U_0 = A_0 \exp(i \varphi_0)$ として次のようになる。

$$I_H = |U_R + U_0|^2 = A_R^2 + A_0^2 + 2A_R A_0 \cos(kX \sin \theta + \varphi_0) \quad (18)$$

これはピッチ $\lambda \sin \theta$ の干渉縞のコントラストと位相がそれぞれ出力の振幅 A_0 と位相 φ_0 で変調されていることを示す。この縞を写真記録したネガをホログラムといい、それは一種の回折格子の役割を果す。すなわちホログラムの振幅透過関数は $t_H = T_0 - \alpha I_H$ (T_0, α : 定数) で与えられ、これを参照光だけで照射すると、 $t_H U_R$ がその直後の複素振幅となる。この光波は進行方向が θ だけずれた三つの波に分かれる。 θ が十分に大きいときにはこれらを互いに分離すること

ができる。その中で直進する成分はもとの波に比例した $A_R U_0$ の複素振幅を持つ。こうして光の強度しか記録できない材料を使って、光の複素振幅を記録・再生することができた。実用上の一つの問題はホログラムの回折効率で、明るい再生光を得るために入射強度 I_H を吸収でなく光学的な厚味の分布に変換する材料が用いられる。

ホログラムを空間周波数フィルタに用いると振幅と位相の両方が容易に制御される。この場合のフィルタの出力は回折光として得られる。またホログラム上の強度分布を計算してプロッタで作図し、それを縮写してホログラムにすることもできる(計算機ホログラム)⁷⁾。最近では電子ビーム露光などによりリソグラフィ材料に直接ホログラムを作ることも行われている。

3. インコヒーレント系^{1),4)}

3.1 一般論

コヒーレント系では入力面の各点からの光が複素振幅が重ねられること、すなわち互いに干渉し合うことを仮定した。通常の光で入力を照射したときには、これらの干渉は生じない。また波長も単一でなく、いろいろ成分が重なっていることになる。このようなインコヒーレント系では光の強度 $I = |U|^2$ だけが情報を担い、その伝搬式は波長幅が十分に狭いとき(準単色光)は次式で与えられる。

$$I_0(X, Y) = \iint I_i(x, y) K_i(X, Y; x, y) dx dy \quad (19)$$

ここで I_i, I_0 は入出力面の強度分布であり、 $K_i = |K|^2$ は点入力に対する出力強度分布、いわゆる点像である。前節の(4), (12)式からもわかるように自由空間内の伝搬やレンズの焦点面に対しては $K_i = \text{const.}$ となり、したがって I_0 も一樣になる。したがってレンズによるフーリエ変換はできず、 $I_i(x, y)$ の空間周波数分布はどの面にも生じないことが、コヒーレント系との大きな違いである。

3.2 結 像

インコヒーレント系で重要なのは結像である。この場合は入力面と出力面の各点の間には1対1の対応がある。結像面に対する点像は(14)式より

$$K_i(X, Y; x, y) = \left| \hat{P} \left[\frac{1}{\lambda L_0} \left(x + \frac{X}{m} \right), \frac{1}{\lambda L_0} \left(y + \frac{Y}{m} \right) \right] \right|^2 \quad (20)$$

したがって(19)式は畳み込み積分になるので、両辺を

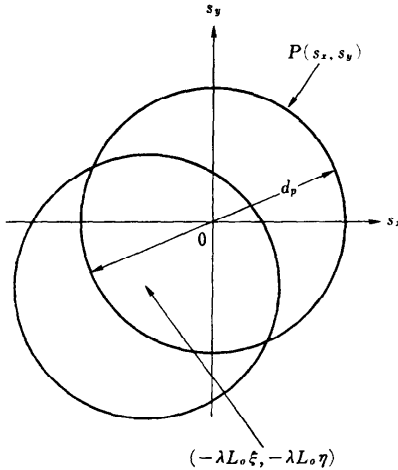


図-8 インコヒーレント結像における OTF の意味

フーリエ変換すると

$$\bar{I}_0(m\xi, m\eta) = \bar{I}_i(\xi, \eta)G(\xi, \eta) \quad (21)$$

ただし $G(\xi, \eta)$ は結像系の OTF (Optical Transfer Function) と呼ばれ次式で与えられる。

$$G(\xi, \eta) = \iint P(s_x, s_y)P^*(s_x + \lambda L_0\xi, s_y + \lambda L_0\eta) \times ds_x ds_y \quad (22)$$

これは図-8 の共通領域の積分になるのでその値は $G(0, 0)$ から単調に減少する。瞳の径を d_p とすると、カット・オフ周波数は $\lambda L_0/md_p$ で与えられる。この値はコヒーレント系の場合の2倍に等しい。 $G(\xi, \eta)$ の振幅と位相は x, y 方向へのピッチがそれぞれ $1/\xi, 1/\eta$ で与えられる正弦強度分布の格子パターンを結像したときの像のコントラスト比と横ずれを意味する。

4. 画像の周波数分析^{3), 8), 9)}

4.1 光学的フーリエ変換

すでに 2.3 で述べたように図-9 の配置において透過物体をコヒーレント光で照射すると、レンズの焦点面の複素振幅分布は振幅透過関数の2次元フーリエ変換になる。出力面の座標に対応する周波数は $(X/\lambda F,$

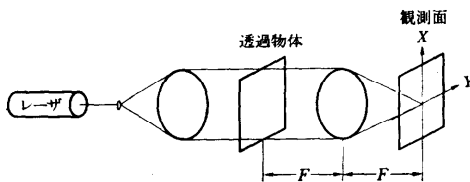


図-9 光学的フーリエ変換光学系

$Y/\lambda F)$ である。この関係は普通のレンズを使っても近似的には成立するが、入力面またはスペクトル面の大きさが F に較べて大きいときや、高精度を要求する場合は不十分である。このためにフーリエ変換レンズが特別に設計製作されている。このレンズでは光線の入射角 θ に対する結像位置 X が $X = F \sin \theta$ となっている¹⁰⁾。

4.2 光学的フーリエ変換の応用⁸⁾⁻¹⁰⁾

(1) 粒径、線径の測定

物体の細かさ a に対するフラウンホーフェ回折像の広がり $\lambda F/a$ となるので、細かい構造が拡大される。この原理は細線や粒子の径を測定するのによく使われる。粒子が平行移動しても U_0 の位相分布だけが変化するため回折像 $|U_0|^2$ は動かないことが大きな利点である。ランダムに分布する球形粒子群の回折像は同心円のパターンが斑点で変調されたものとなる。種類の径を持つ粒子群の回折像の強度を同心円上で積分した値の動径分布は粒径分布関数の積分変換に等しい。この分布を光電的に測定してコンピュータで逆変換すれば粒径分布関数が得られる。これにより μm から数 mm の粒径を知ることができる。

(2) 光学的アナログ・コンピュータ

ピンホール群で作った結晶の原子や分布配列およびアンテナ列の光学的フーリエ変換は、それぞれ結晶のX線回折像やアンテナ列の指向性を与える。各原子の重さや各アンテナのゲインの違いは、ピンホール径ないしピンホールの透過率で与えておく。

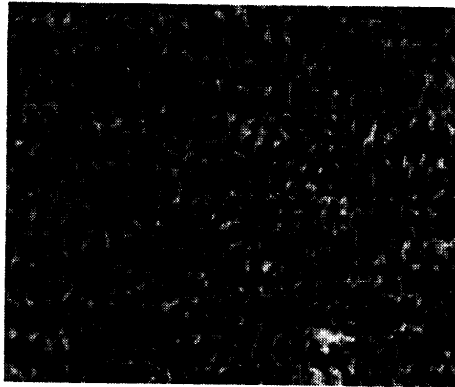
(3) パターンの周期性、規則性の検査

もしパターンがある方向に周期 p を持っている、フーリエ変換像にはそれに垂直な方向に間隔 $\lambda F/p$ で与えられるスポット列を生ずる。これよりパターンの周期とその方向が容易に検出できる。またこの周期性に乱れがあれば、スポットは拡がってぼける。このことを利用して布の織目やカラー・ブラウン管のシャドウ・マスクの検査などが行われている。

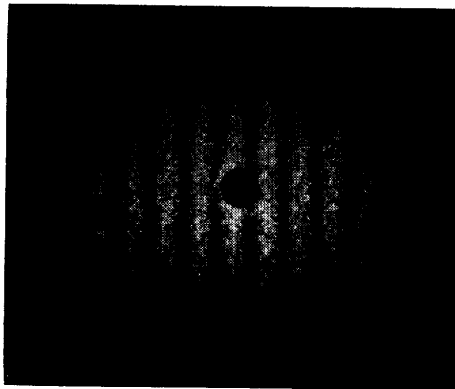
(4) パターン移動の測定

また一つのパターンが s の間隔で互いに平行移動の関係で重なっているときには、そのフーリエ変換像は間隔 $\lambda F/|s|$ で s に垂直な平行干渉縞によって変調される。図-10 はその一例で、平行移動前後で二重露光した不規則パターン (スペckル・パターン) とそのフーリエ変換像である。干渉縞は s だけ離れたピンホール対の干渉縞と等しいので、ヤング縞と呼ばれている。この原理は変位分布の非接触測定に使われてい

る(スペckル写真法)¹¹⁾。レーザー光で照らした粗面の像を面の変形の前後で一枚のフィルムに二重露光す



(a) 二重露光パターン



(b) フーリエ変換像

図-10 二重露光スペckル写真とそのフーリエ変換

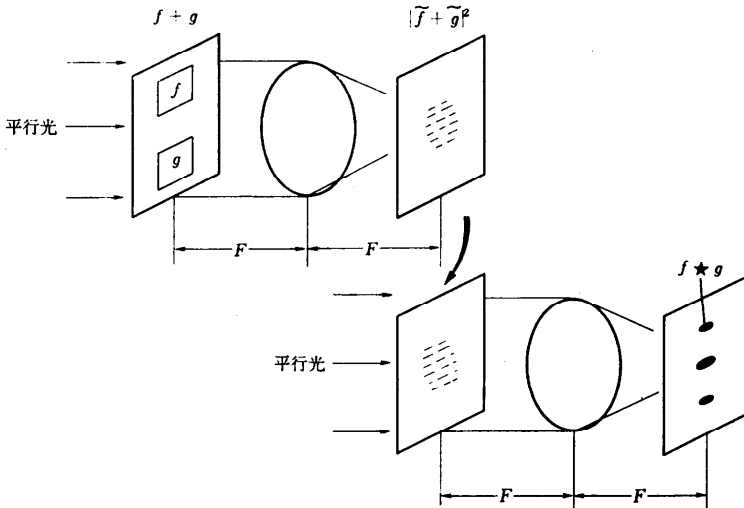


図-11 結合変換型相関計

る。得られたネガ(スペckルグラム)の各点を細いレーザー・ビームで照射して得られるヤング縞から照射位置のスペckル移動 δ を求め、それより面の各点の変位ベクトルを知ることができる。スペckル模様は一般に細かいので光電記録して計算機処理するのは困難であるが、フーリエ変換像は単純なパターンなのでそれを光電的に読み取って自動的に方向と間隔とを求めるのは容易である。

5. 画像の相関演算^{3), 4), 9), 12)}

二つのパターンの類似度や相対的な位置関係を知るのに次式の相関演算が用いられる。

$$C_{fg}(x, y) = \iint f(x', y')g(x'+x, y'+y) dx' dy'$$

$$\equiv f \star g \tag{23}$$

ここで f と g が等しい場合が自己相関関数、異なる場合が相互相関関数である。自己相関関数 $f \star f$ はフーリエ変換の絶対値の2乗 $|f|^2$ (ウィーナ・スペckトルと呼ぶことがある)のフーリエ変換に等しい。 f, g として複素振幅をとるコヒーレントな相関計と、 f, g に強度をとるインコヒーレント相関計の二つがある。

5.1 コヒーレント相関計

基本原理は f と g のフーリエ変換についての積 $f\tilde{g}^*$ のフーリエ変換が $f \star g$ に等しいことを使う。これを実現するには二つの配置がある。図-11は結合変換型で二つの入力画像を横に並べてフーリエ変換像の間の干渉強度をフィルムに記録し、それをもう一度フーリエ変換する。三つに分離して生ずる像のうち

の両側の強度が相関関数を表す。図-12は入力画像の一方を点にしたことに相当し、 f と傾いた平面波を重ねる。得られるネガはいわゆるフーリエ変換ホログラムである。これを g のフーリエ面に置くと、 g の像面に相互相関が出現する。これらの相関計において、第1ステップで入力強度をそのまま透過率分布に変換する、実時間画像記録素子(強誘電性結晶、液晶など)を用いれば相関関数が実時間で観察できる^{4), 13), 14)}。またインコヒーレント物体の像をこれらの素子に記録してそれを

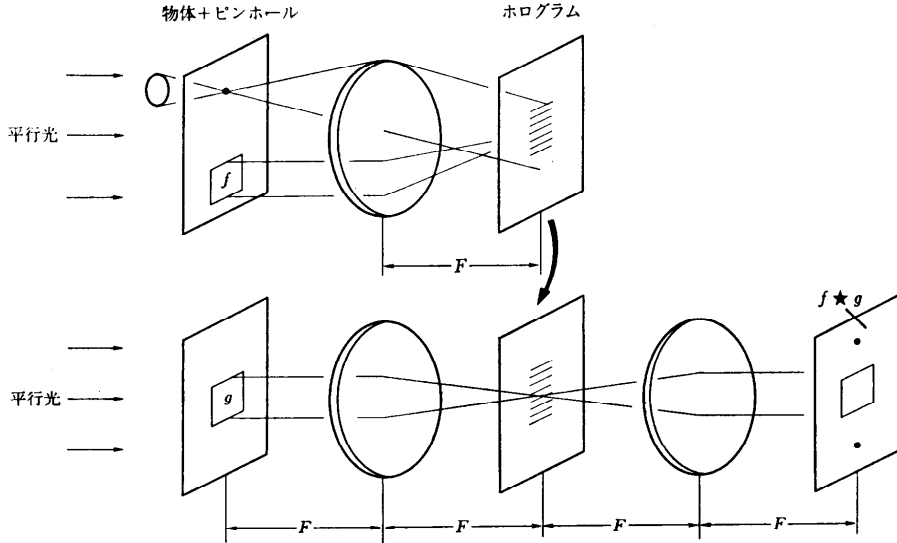


図-12 ホログラム相関計

コヒーレント光で処理すると立体部品や粗面上のパターンの実時間相関をとることができる。コヒーレント相関計の欠点として、ネガの厚味の不均一性が結果に影響するので、それを除くため屈折率を合わせた液浸が必要となる場合がある。

5.2 インコヒーレント相関計

最も簡単には図-13のように互いに横ずれさせた透過物体の対の全透過光量の変化をとる。しかしこれでは横ずれを機械的に与える必要があるため、二次元の相関をとるには手数がかかる。

機械的な移動を要さず相関の分布を直接画像として得るのには、図-14のように拡散光で透過物体の対を照射し、入射角と位置ずれの関係を利用する方法がある。定性的な測定に適している。

5.3 光学的相関計の応用-マッチト・フィルタ

あるパターン $f(x, y)$ との相互相関をとったときにその相関ピークが最大となるようなフィルタを光学的マッチト・フィルタという。その周波数伝達関数は次式で与えられる。

$$T(\xi, \eta) = f^*(\xi, \eta) / \bar{n}(\xi, \eta) \quad (24)$$

ここに $|\bar{n}(\xi, \eta)|^2$ はノイズのウィナー・スペクトルで、白色ノイズでは一定となるので省略してもよい。

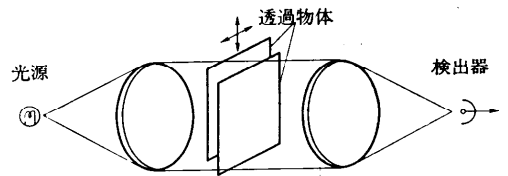


図-13 インコヒーレント相関計

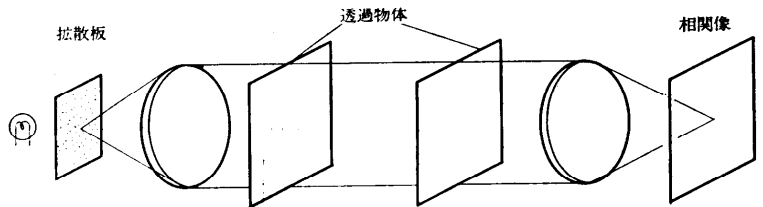


図-14 投影型相関計

コヒーレント系のマッチト・フィルタは f のフーリエ変換ホログラムとして容易に実現できる。マッチト・フィルタの応用として、ステレオ写真の視差の検出、文字読み取り、機械部品の選別や位置決め、表面の微細構造の変化の検出などがある。マッチト・フィルタの相関ピークは平行移動して重ねられるパターンにのみ出現する。

インコヒーレント系では $f(-x, -y)$ の点像を有する結像系がマッチト・フィルタとなる。その実現方法の一つはフーリエ変換ホログラムの共役像を用いるこ

とである。入力として紙に印刷した画像や CRT の表示像を使える利点がある。

6. 合成開口レーダの光学処理^{2), 3), 8), 9)}

合成開口レーダとは、多数のアンテナのマイクロ波受信信号をコヒーレントに合成して、実効的なアンテナ径を増大し、分解能を高める手法である。最も有名な実用例が side-looking radar (側視レーダ) である。そこでは航空機にアンテナを搭載し、一定方向に移動するときの受信電波を合成して地表の鮮明な像を得る。

側視レーダでは図-15 のように発信器から一定周波数のパルス信号を出すと、飛行方向に直角な距離 (range) の異なる物体に対しては、戻り時間の差が生じる一方、飛行方向の距離 (azimuth) が異なる物体に対しては、受信パルスの搬送波の位相変化に差が生ずる。後者ではアンテナが物体のちょうど真横に来たときに位相の変化が最もゆるやかでその両側では徐々

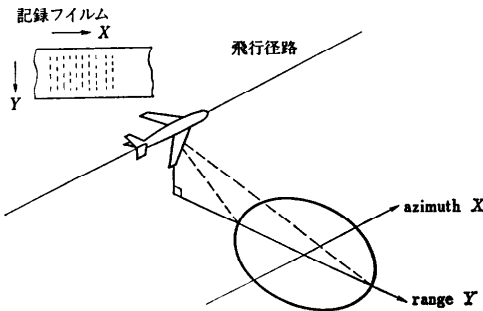


図-15 側視レーダの原理

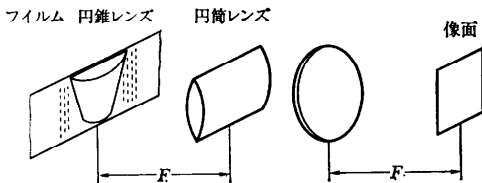


図-16 側視レーダ・データの光学的処理

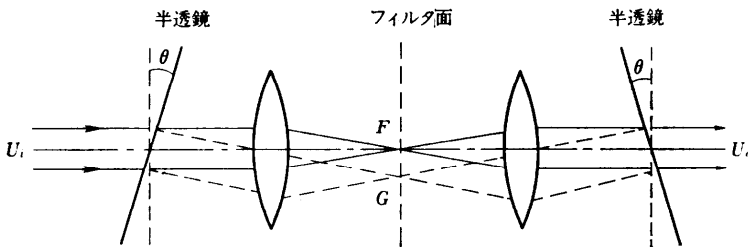


図-17 コヒーレント・フィードバック系

につまっている。その変化は(6)式の本レネル変換の核と同じになっている。この位相を記録するために、受信電波は発信波に対して一定周波数だけずれた参照信号によりビート・ダウンされ、その検波出力を CRT の輝度変調によりフィルムに記録していく。フィルムの幅は range の範囲に相当する。したがってこの方向の座標は range の各点と、斜めから見ている影響を除いて一対一に対応している。得られたフィルムには縦にビート周波数とフィルムの送り速度で決まる間隔の縞が走る。この縞のコントラストと位相が azimuth 情報の振幅と位相で変調され、縞の方向に対するコントラストは range 情報で変調されている。

得られるネガを図-16のごとくレーザ光で照射し縞に直角な方向には本レネル変換を行い、縞の方向には結像を行うと、アンテナ・ビームの拡がりに等しい径を持つ巨大アンテナで走査したのと同程度の高解像度の画像を得る。ただし像面がフィルムに対して傾くので、円錐形の特殊レンズを使って、フィルムに平行な像を作っている。また range の分解能をあげるために、フィルムの横方向に対して発振周波数を時間に比例して増してゆく (chirp) 方法もある。この場合には、フィルムの横方向にも縞構造が現れ、各方向に対して(6)式の Z の異なる本レネル変換が必要となる。

最近では大型計算機による像再生も行われているが、光学処理の特長としては、処理の高速性、フィルムの有効利用、焦点合わせの容易さなどをあげることができる¹⁵⁾。

7. フィードバック処理

7.1 受動形フィードバック処理⁴⁾

フィードバック・ループを使うとさらに新しい型の変換を行うことができる。図-17 のようにフィルタを2枚の半透鏡で挟んで、その間でコヒーレント光を何度も往復させ、各周の出力を全部重ね合わせたものを出力とする。二つのフィルタの透過関数を(17)式の

係数 λF を省略して $G(\xi, \eta)$, $H(\xi, \eta)$ とすると全系の周波数伝達関数は次のように与えられる。

$$T(\xi, \eta) = \frac{U_o(\xi, \eta)}{U_i(\xi, \eta)} = \frac{G(\xi, \eta)}{1 - G(\xi, \eta)H(\xi, \eta)} \tag{25}$$

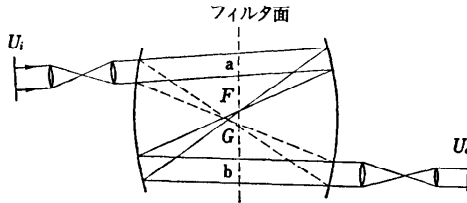


図-18 共焦点ファブリ・ペロー干渉計を用いたフィードバック系

ただしこの系は半透鏡の傾きに対して非常に敏感である。

より安定な系として図-18 に示す共焦点ファブリ・ペロー干渉計を利用するものがある。この場合は凹面鏡によってフーリエ変換を行っている。焦平面上に透過関数 F, G のフィルタをおくと、全系の周波数伝達関数は、

$$T(\xi, \eta) = \frac{F}{1 - t_e FG \exp(i\beta)} \quad (26)$$

ただし、 t_e は共振器一まわりの振幅透過率、 β は位相変化である。このシステムの利点は、(1) F, G が実関数であっても $\beta = \pm\pi/2$ にとれば複素関数の T が得られること、(2) ダイナミック・レンジを $1/(1-t_e)$ だけ広げられること、にある。

二つのフィルタの透過関数を適当にとつて、2次元の2階の線型偏微分方程式 $\mathcal{L}\{\Phi(x, y)\} = f(x, y)$ (\mathcal{L} : 線型微分演算子) を解いた報告がある¹⁶⁾。入力の変素振幅を $f(x, y)$ に比例させると、出力は $\Phi(x, y)$ となる。発展として、(1) 物体面 (図-18 の a, b 位置) にもフィルタを挿入して非定数係数の偏微分方程式を解く、(2) a, b の一方にプリズムを入れて周回数の違う出力を横にずらして出すことにより時間軸の入った解を得る、(3) 一方に小さな共焦点ファブリ・ペロー干渉計を入れて複素係数の偏微分方程式、あるいは積分方程式を解く、などの例がある¹⁷⁾。

これらにおいて共振器中の光の1周がデジタル計算の1 iteration に相当するので演算は高速である。フィルタはプロッタで作った原図を縮小撮影したり、フィルム上に直接計算機制御でレーザ・ビームを走査したりして作られる。

7.2 能動型フィードバック

上述の系においては、光は共振器中を一巡するごとに弱まって行くため実現できる演算は限られている。共振器内に光増幅作用のある活性媒質を入れる方法も考えられている。一例はレーザ共振器中にフィルタを

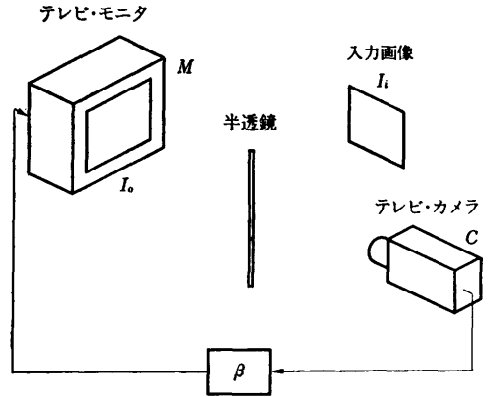


図-19 テレビを用いた光フィードバック

挿入する方法であるが、放電器の構造や媒質のゲインの不均一性によって、画像の細部がぼける。

そこで光自体を増幅する代りに、ビデオ信号を増幅した後テレビ画像に戻しフィードバックする方法が考えられている (図-19)¹⁸⁾。半透鏡を介して、入力画像とモニター画像を重ねて撮像しその出力をモニターに表示する。この系はインコヒーレントである。撮像系のOTF (3.1 参照) を $C(\xi, \eta)$ 、アンプの増幅率を β 、モニターの OTF を $M(\xi, \eta)$ とすると、系の OTF は次のようになる。

$$G(\xi, \eta) = \frac{\bar{I}_o(\xi, \eta)}{\bar{I}_i(\xi, \eta)} = \frac{\beta C}{1 - \beta C M} \quad (27)$$

特にアンプの増幅率を大きくして $|\beta C M| \gg 1$ とすると、撮像系の応答とは無関係な式

$$G(\xi, \eta) = -1/M(\xi, \eta) \quad (28)$$

より、逆フィルタが得られ、焦点外し、感度むらなどによるぼけ像の修正に適用できる。また撮像系のレンズに一定の焦点外しを与えて C を調節すると、微分方程式の解や、光学的フリップ・フロップに相当する画像の2値化、メモリを実現できる。フィードバックの1サイクルはテレビのフレーム時間 (1/30 s) である。

この系では、特に β を大きくしたときに発振が生ずるので、それを抑制する条件も調べられている¹⁹⁾。発振はたとえば初期パターンが時間とともに崩れて、無秩序化 (カオス) するような現象となって現れる。

8. 座標変換^{20), 21)}

ある位置に入射した光を特定の位置に収束させる機能を持った素子が、照明光の強度分布の変換、像の歪の修正、写像変換などで要求される。これは位置に応

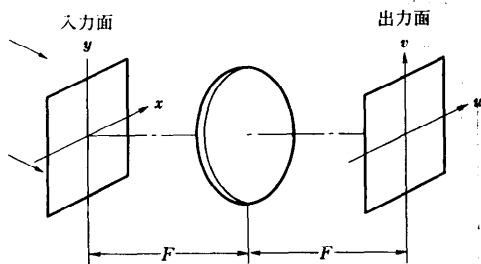


図-20 ホログラムを用いた座標変換

じて回折方向の異なる微小格子をならべることにより実現され、計算機ホログラムで作るのが最も容易である。図-20において (x, y) 面から (u, v) 面への写像を

$$u = g(x, y), \quad v = h(x, y) \quad (29)$$

とする。このとき、次のような位相分布 ϕ を与える計算機ホログラムを作ればよい。

$$\frac{\lambda F}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial x} = g(x, y), \quad \frac{\lambda F}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial y} = h(x, y) \quad (30)$$

この解が存在するのは、 g と h が解析関数 $f(z)(z = x + iy)$ の実部と虚部になっているときである。このホログラムと振幅フィルタを重ねれば任意の応答を有するシステムを作ることができる。しかしこの方法は、入射光を微小な回折格子で曲げる原理に基づいているので、分解能はあまり上げられない。スケールの変換、スキャナへの応用例もある。

座標変換フィルタによって極座標を直交座標に変換したり、あるいは対数スケールへの変換を行ってからマッチト・フィルタリングするとそれぞれ回転あるいは倍率によらないパターン認識が実現できる。

9. むすび

光波の空間伝搬特性を利用した並列光演算の基本原理と応用について述べた。関連技術として画像の符号化、変調、非線形処理があるが紙数の都合で触れることができなかった。また半導体発光素子、音響光学素子、固体撮像素子などのオプトエレクトロニック素子を導入した並列処理システムも数多く報告されているがそれらについても割愛した。しかし光学処理の基礎は光波の伝搬特性を上手に活かすことにあり、その点に対するイメージが多少なりとも捉えられたことを願っている。

参考文献

- 1) Born, M. and Wolf, E.: Principles of Optics, 4th ed., Pergamon, London, pp.370 (1970).
- 2) Goodman, J. W.: Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, San Francisco (1968).
- 3) 辻内順平, 村田和美 (編): 光学情報処理, 朝倉書店, 東京 (1974).
- 4) Lee, S. H.(ed.): Optical Information Processing, Topics in Applied Physics Vol. 48, Springer, Berlin (1981).
- 5) Yamaguchi, I.: Opt. Acta, Vol. 28, No. 10, pp.1359-1376 (1981).
- 6) Hariharan, P.: Optical Holography, Cambridge University, Cambridge (1984).
- 7) Lee, W-H.: Computer-generated holograms: techniques and applications, in Progress in Optics Vol. 16 (ed. E. Wolf), North-Holland, Amsterdam, pp.119 (1978).
- 8) Casasent, D. (ed.): Optical Data Processing, Topics in Applied Physics Vol. 23, Springer, Berlin (1978).
- 9) Stark, H.(ed.): Applications of Optical Fourier Transforms, Academic, New York (1982).
- 10) 精機学会 (編): 光技術応用システム, 昭晃堂, 東京, pp.110 (1983).
- 11) 山口一郎: 計測と制御, Vol. 21, No. 9, pp. 881-890 (1982).
- 12) Erf, R. K. (ed.): Holographic Nondestructive Testing, Academic, New York (1974).
- 13) Nisenson, P. and Sprague, R. A.: Appl. Opt., Vol. 14, No. 11, pp. 2602-2606 (1975).
- 14) Loiseaux, B., Illiaquer, G. and Huignard, J. P.: Opt. Engin., Vol. 24, No. 1, pp.144-149 (1985).
- 15) Ausherman, D. A.: Opt. Engin., Vol. 19, No. 2, pp.157-167 (1980).
- 16) Cederquist, J. and Lee, S. H.: J. Opt. Soc. Am., Vol. 70, No. 8, pp. 944-953(1980).
- 17) Lee, S. H.: Opt. Engin., Vol. 24, No. 1, pp. 41-47 (1985).
- 18) Ferrano, G. and Häusler, G.: Opt. Engin., Vol. 19, No. 4, pp. 442-451 (1980).
- 19) Häusler, G. and Streibl, N.: Opt. Acta, Vol. 30, No. 2, pp.171-187 (1983).
- 20) Casasent, D. and Psaltis, D.: Deformation invariant, space-variant optical pattern recognition, in Progress in Optics Vol. 16 (ed. E. Wolf), North-Holland, Amsterdam, pp.289 (1978).
- 21) Cederquist, J. and Tai, A. M.: Appl. Opt. Vol. 23, No. 18, pp. 3099-3104 (1984).

(昭和60年6月25日受付)