



Title	光回折を用いた超音波映像法に関する研究
Author(s)	雜賀, 憲昭
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1792
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

光回折を用いた超音波映像法に関する研究

雜　賀　憲　昭

目 次

緒論	1
第1章 結像理論	6
§1.1 緒言	6
§1.2 超音波による光波の“ラン”回折	7
§1.3 散乱場のAngular Spectrum 表示法	9
§1.4 Bragg Imaging System の結像作用の表示	12
§1.5 結言	22
第2章 Bragg Imaging System の実験装置および分解能	23
§2.1 緒言	23
§2.2 Bragg Imaging System の実験装置の試作	23
§2.3 物体像の分解能	26
§2.4 分解能の理論的検討	28
§2.5 結言	34
第3章 シミュレーションによる画像特性の検討	36
§3.1 緒言	36
§3.2 振幅物体に関する画像特性	37
3.2.1 物体像の定量化のための実験装置	37
3.2.2 計算結果および検討	38
3.2.3 像のコントラスト	43
3.2.4 物体像の観察	44
§3.3 振幅位相物体に関する画像特性	47
3.3.1 計算方法	47

3.3.2	計算結果および検討	49
§ 3.4	結言	54
第 4 章	超解像結像系	56
§ 4.1	緒言	56
§ 4.2	Bragg Imaging Systemにおける超解像結像系の理論的表示	57
§ 4.3	実験装置	64
§ 4.4	実験結果と検討	67
§ 4.5	結言	73
第 5 章	電気的処理システムによる検出感度の向上	75
§ 5.1	緒言	75
§ 5.2	Bragg Imaging Systemで発生するノイズ	76
§ 5.3	ノイズ除去法	83
§ 5.4	実験装置	88
§ 5.5	電気的処理像とその検討	91
5.5.1	電気的フィルタリングによる画像の改良	92
5.5.2	ノイズ処理による画像の改良	93
§ 5.6	Bragg Imaging Systemの物体像の検出限界	98
§ 5.7	結言	108
総括		110
謝辞		114
参考文献		115

緒 著 論

医療診断・品質管理において、生体を切開することなく、あるいは試料を破損することなく、内部情報を把握していく要求が、度々生ずる。通常用いられる方法は、X線撮影による方法であり、X線が極めて短波長であるから、マクロな物体に対して回折効果が少なく透過力も強い側面に撮影法である。その反面、強の透過性を有するから、生体の諸器官、軟組織の映像は困難であり、さらに、被射体が人である場合、多量のX線撮影は、人身上に有害であるばかりではなく、干渉操作誤誤りでX線を浴びる場合が度々あり、危険を伴う。

こうした事情から、X線に代る手段として、音波の透過性に着目して、超音波映像法が注目されて来た。古くから知られている超音波映像法には、パルスエコー法があり、医療診断法にて利用されている。魚群探知等におけるソナーも、同様な原理による映像法である。この方法は、音波の振幅情報をのみを用いて映像法であり、ハヤシ等の直接像作用を有していない。低周波数域の音波を利用する、試料に対する音波の透過力を強化したり、詳細な物体情報を検出したりとすれば、被射体が生ずる散乱音波の回折効果が強く顕現され、鮮明な物体像は期待できる。さらに、パルスエコーア法において、物体像の画質、分解能は、音波検出器の大きさ、性能で決定される他、検出器の位置が、音波の回折効果、低減を防ぐために、散乱物体の側面に制約される。以上の問題を回避するため、音波映像の分野に、1948年 Gabor によって提唱されたホログラフの技術が導入され、1960年代後半から、超音波ホログラムとして、新しい分野を形成するに至った。この映像法では、パルスエコーア法に

おほく像形成が音波の干渉幅情報のみで行はれると異なり、音波の干渉幅位相情報と併へることから、結合像作成用と併し、物体の内部断面に対してフォーカス像として観察できる大きな特色を有する。さらに、音波の回折効果に伴う検出器の位置に開拓的制約を受けない。しかし、散乱音場の干渉幅位相情報を木口グラムにて記録するため、参照波音波が必要となり、これに、音波発生器、若しくは音場・検出器を、二次元的に走査して、木口グラムを作成する必要がある。音響木口グラムは、検出器が、像形成に必要な音波強度を得るためにある程度以上の検出面積と必要比、走査時の機械的誤設誤差等、精度上の問題があり、その再生像は劣化が著しい。したがて、超音波木口グラムによる結像系は、散乱音場の検出、記録手段の改良、開拓が重要であり、液体表面のリーフと用いた液面波木口グラム、圧電素子と用いた Ultrasonic Camera, Sokolov Tube, 液晶ディスプレイ等の開拓がなされて来た。しかし、多くの結像系では、散乱音場の木口グラム作成過程と、この再生における像形成が含まれる 2ステップの過程を必要とし、実時間で物体像が得られてない。1966年、Korpel は、超音波による光波の光回折と用いた映像法と提議した。この方法は、音波と光波の相互作用時に生起する光波のブランク回折を利用して映像法であるところから Bragg Imaging System (B.I.S. と略す) と称されている。この映像法の場合、木口グラムと用いた映像法と同等の結像作用を有し、実時間で動画や観察できる。B.I.S. の結像は特徴なく、実時間映像法である以外に、媒質内の散乱音波が物体の干渉幅位相情報を記録し、進行音波における搬送エネルギーと一体の木口グラムと見做され、特に音場・検出器を必要とせず、参照音波も不要で、前述の木口グラム結像法と異なる。この結果、形成される物体像は、木口グラム結像系で見られた、音場・検出器・走査・記録時に生ずる機械的誤設誤差による像の劣化と生ぜず、比較的、画質、分解能

とも良好である。しかし実用的観点から見れば、

(1) 音波による光波のアラック回折が比較的高周波域の音波に対して生起される現象であることから、物体および媒質内の音波の吸収効果が大きく、使用する物体に制限がある、

(2) 音波から光波への物体情報変換能率が低く、鮮明な遠近像を得るために、比較的強い音波を利用試料照射を行なう必要がある、等の問題点が指摘される。

本論文では、B.I.S.の結像系の特質に着目し、結像光学系と同様の概念を利用して結像座標系を設定し、結像作用と表す結像式を導出する。この式に基いて、従来、超音波映像の分野で全く顧みられなかった画像の解析、検討を行ない、物体像。画像に関する特性を調べる。更に、画像の改善を図るために、分解能の向上、電気的処理によるノイズ除去の試行を行つた。提示した問題点(1)、結像式に基づく解析、これらに対する解釈を示す。以下、各章の研究目的、内容について述べる。

第1章では、B.I.S.の結像の把握と目的の結像式を導出する。最初に、B.I.S.の結像作用に重要な、光波と音波の相互作用により生起されるアラック回折現象が光学的方位相格子と異なる根柢と謂ふ。光波の回折現象の記述に、三次元的な表示法が用いられて述べる。これため、結像式の導出は、Angular Spectrum表示法を利用して行ない、導いた表示式がレゾンス等による結像光学系の表示と同等であることを説明する。

第2章では、B.I.S.の分解能に関する実験を行ない、分解能の評価とをと。これと平行して、結像式を一般的に取り扱う座標系を設定し、結像の特質を調べ、角算術と試する。特に、B.I.S.は、ログラムの記録、再生系と具備している結像系であることを示し、結像作用に関して、光学要素を必要しないレン

スレスであることから、画像評価に対して考慮すべき分野を多く、結像式に基づいて理論的考察が有効であることを指摘する。

第3章では、B.I.S. を用いて得られる物体像を解析する立場から、画像の特徴を探る。結像式を利用して B.I.S. の物体像、シミュレーションを行ひ、光電検出を定量化した実験像と比較検討する。物体像について、強いコントラストを呈する部分が、音波に対する透過率。小さい物体の部分に対応するに限らず、物体内外の透過音波と物体外の直達音波の境界領域における位相の不連続、透過音波間の位相差においても、強いコントラストを生ずることを述べる。これ等の結果は、B.I.S. が物体情報に関する、ユニークな点であることに寄因する。

第4章では、光学像に比べて格段に分解能の低い B.I.S. の分解能向上を試みる。分解能は、照明光のレンズ開口径で決定されるので、開口径の拡大を図る立場から、超解像技術、導入を行なう。その過程で、光波と音波の相互作用により生起する回折光間の干渉によるホログラム作成法と提案し、超解像結像系の可能性を理論的に説明する。

第5章では、B.I.S. の応用的見地から、物体像の電気的処理システムによるアーティファクト、および検出感度の向上法を提案する。前述した如く、B.I.S. において投影される物体像は、透過音波等、伝音響伝力の音波に伝達される物体像の映像の場合、その結像光の強度は、弱く、アーティファクトは顕著に現れるところから、物体像の検出が困難となる。アーティファクト除去と同時に、像およびアーティファクトの空間周波数分布を求め、ホログラムとして電気的に入力されるに両者の時間周波数的位相離合の効果を利用し、電気的処理によるアーティファクト処理法を提案する。更に、B.I.S. により得られる通常の物体像の音響伝力とパラメータと検出感度と調べ、理論的に評価される S/N 比と対応させ、電気的処理

システムの有効性を指摘する。

第1章 結像理論

1.1 緒言

進行音波による光波の回折現象は、古くからシェリーン法等、音場の可視化法として用いられ、ホログラフが登場する以前から注目されてきた現象である。そのため、理論的解析も多くなされ、定性的には、光学的な位相格子による回折と同等に考えられてきた。しかし、それは、幾つかの点に於いて、光学的位相格子の回折と異なる。第一に、進行音波は、移動格子と看做され、回折光は、格子の移動速度に対応する Doppler-shift を受けている。次に、高周波域の音波と用いた場合、音波による光波の回折か、X線回折、電子線回折等の周知の Bragg 反射と類似する Bragg 回折と看做すことである。

高周波域の音波による光波の回折現象を利用して超音波映像法は、この理由から、通常、Bragg Imaging System (以後 B.I.S. と略す) と称される。その結像原理は、Korrel によって幾何光学的に示された。しかし、波動光学的效果を含む結像式、導出は、その後の研究に於ても、物体情報の搬送波が音波から光波に変換されること、情報変換過程で Bragg 回折現象を利用すること等、現象と表現するのに困難と極め、発表されている結像式は、煩雑な近似式で、單に結像原理に留まることに過ぎない。

これは、超音波像の像評価を行なう観点から、Angular Spectrum 法を用いて、波動效果を含む B.I.S. の結像式を導出した。その結果、第2章、第3章で検討する B.I.S. の画像特性の把握に貢献があるべき、次の効果を含む結像式の表現を得た。

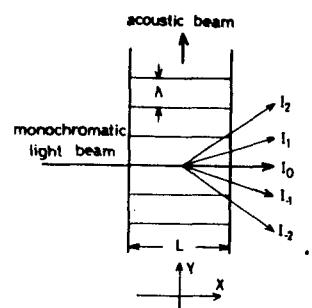
(1) 照明光学系のレンズ開口径の Numerical aperture は、散乱音波の回折制限と共に、結像に寄与する物体の空間周波数を制限する。

(2) 照明光は、レニス開口経により、その焦点面で広がりと有する。
理論式の導出過程で音波による光波の Bragg 回折が明らかにされ、Korrel
によると提示されて、B.I.S. の結像原理が確認される。

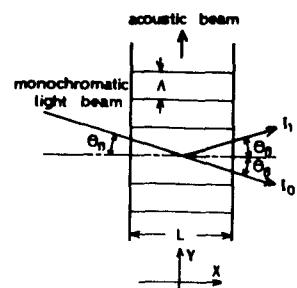
§1.2 超音波による光波の Bragg 回折

平面単色光と平面波音波の相互作用により
生起される回折は、Raman-Nath 回折と Bragg
回折に区別される。一般に、Raman-Nath 回折
は、 $2 \text{ MHz} > f > 10 \text{ MHz}$ の低周波域の音波に対して生じ、
Bragg 回折は、 $10 \text{ MHz} > f$ の高周波域の音波
で生じるとされる。前者から後者への移行は、
音波間波数によるのみならず、音波と光波の相
互作用領域にも依存する。

図(1-1)(a)は、Raman-Nath 回折の模様を
示す。図に示す座標系は、光波の伝播方向に X
軸、音波の伝播方向に Y 軸と選ぶ。光波と音波
の相互作用域の距離を L、音波長を λ とする。
Raman-Nath 回折に於けるは、進行音波が某
質内を伝播する間に生起された屈折率格子
と各格子面との回折によって光波は、その下の格子面
で回折点に光波と重置するなどしく伝播し、回折光間の干涉による強度の相
殺効果は生じない。換言すれば、相互作用域内に存在する音波による屈折率



(a) Raman-Nath 回折



(b) Bragg 回折

図(1-1)超音波による光波の
回折

ハ平面格子と看做される場合の回折現象であり、回折光波の時間周波数ハ変化することを除いて、光学格子の回折パラメータと同等である。一方、上下の格子間に回折する光波が重畠して同一な方向に伝播する場合、干渉による強度の相殺効果により、回折パターンは異なる。この場合、Raman-Nath回折で生じた高次の回次光うち、図(1-1)(b)に示す如く、1次回折光のみが現れ、高次の回折光は消失する。回折光の伝播方向と入射光の伝播方向の間に、Bragg条件が成立することから、音波による光波のBragg回折である。Bragg回折を生ずる条件は、入射光が音波面に対して垂直入射する時、1次回折光のY軸方向の伝播距離が音波-光相互作用(acousto-optic interaction)の領域 $|x| \leq \frac{L}{2}$ において、 $\frac{L}{2}$ 以上であるとして。

$$L \tan \theta_{\pm 1} \geq \frac{\lambda}{2}. \quad \dots \dots \quad (1-1)$$

で表わすことができる。 $\theta_{\pm 1}$ は、1次回折光の音波面に対する伝播方向と表され、垂直入射に対する回折条件から、 $\theta_{\pm 1} = \sin^{-1} \frac{\lambda}{K}$ で与えられ、入は光波の波長と表わす。式(1-1)は、 $\theta_{\pm 1} = \pm \sin^{-1} \frac{\lambda}{K} \ll 1$ を用いて

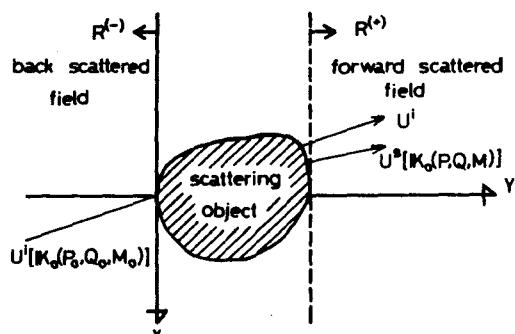
$$\frac{K^2 L}{K} \geq \pi, \quad \dots \dots \quad (1-2)$$

となる。ここで K, k は、矢々、音波、光波の波数ベクトルと表わし、 $\eta_L = \frac{K^2 L}{k}$ は、Raman-Nath回折から Bragg回折の移行と言呼ばれる回折パラメータである。 η_L は、音波周波数の2乗に比例する他、相互作用の距離に比例し、前述の理由から、Bragg回折現象は、光波に対する音波による屈折率格子が平面格子より本質的に格子として看做される場合の回折過程で生ずるものである。したがって、音波による光波の Bragg回折と 1次回折像表示には、三次元的

は取り扱いが必要であり、ここでは、Angular Spectrum 表示法と併せてより簡便な導出を行なう。

§1.3 散乱場の Angular Spectrum 表示法

前節で述べた如く、Bragg 回折現象を表現するため、E. WOLF により提案された散乱場を記述する三次元的表示法を紹介する。



図(1-2) の如く座標系を決定し、斜方投影図を平面草色波として考える。図(1-2) 散乱場の Angular Spectrum 表示
Uⁱ は、散乱体に対する照射波であり、伝播方向に関する方向余弦 $\epsilon_0(P_0, Q_0, M_0)$ と、波数ベクトル K_0 を用いて表され、
座標点 $R(X, Y, Z)$ における振幅は、

$$U^i(R) = U_0 \exp(j K_0 \cdot \epsilon_0 \cdot R), \quad \dots \quad (1-3)$$

と書ける。照射波が散乱体内を伝播して散乱される場合、散乱波は透過波に対して充分弱く、エネルギー的にはオルン近似に従つて弱い散乱過程であると仮定すると、座標点 $R(X, Y, Z)$ に現われる波の振幅は、透過波と散乱波であり

$$U(R) = U^i(R) + U^s(R), \quad \dots \quad (1-4)$$

と書ける。ここに $U^s(R)$ は、散乱体が発生する波、振幅を表す。 $U(R)$ は、外力が作用しない系であり、自由空間に対するマックスウェルの波动方程式が、次式を満たす。

$$\nabla^2 U(R) + K_0^2 n^2(R) U(R) = 0, \quad \dots \quad (1-5)$$

ここに、 $n(R)$ は、散乱体の媒質に対する屈折率分布と表され、散乱体以外の座標点で $n(R) = 1$ である。照射波と波动方程式を満足するから、 $(\nabla^2 + K_0^2) \times U^i(R) = 0$ であり、これを利用して、式(1-5)は、

$$(\nabla^2 + K_0^2) U^s(R) = F(R) U(R), \quad \dots \quad (1-6)$$

但し

$$F(R) = -K_0^2 \{ n(R) - 1 \} \quad \dots \quad (1-7)$$

とする。 $F(R)$ は、散乱体の屈折率分布と表現する。式(1-6)の解は $|U^s|^2 \ll |U|^2$ のときから、ボルン近似第一次項の形で述べば、次のように表わされる。

$$U^s(R) = -\frac{1}{4\pi} \int F(R') U_0 \exp(jK_0 \epsilon_0 R_0') G(|R-R'|) d^3 R'. \quad \dots \quad (1-8)$$

ここで $G(r) = \exp(jK_0 r/r)$ であり、 $R'(x', y', z')$ は、散乱体の座標であることを示す。 $G(r)$ が、球面波を表現するから、式(1-8)は、物体の回折振幅と記述する Fresnel-Kirchhoff 回折積分と等価である。この事実から、 $F(R')$ は、物体の複素振幅透過率であると考えられる。球面波 $G(|R-R'|)$ は、Weyl の平面波展開の公式と同一で、次のようく表わされる。

$$G(|R - R'|) = \frac{jK_0}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{Q} \exp\left\{jK_0[P(x-x') + Q|Y-Y'| + M(z-z')]\right\}$$

$$\times dP dM, \quad \cdots (1-9)$$

但し、波の伝播方向の方向余弦(P, Q, M)に関する式

$$Q = (1 - P^2 - M^2)^{\frac{1}{2}} \quad P^2 + M^2 \leq 1, \quad \cdots (1-10a)$$

$$= j(P^2 + M^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \quad P^2 + M^2 > 1, \quad \cdots (1-10b)$$

である。式(1-9)と式(1-8)に代入して、散乱波の振幅は、

$$U^s(R) = \iint_{-\infty}^{\infty} A^s(P, M; P_0, M_0) \exp[jK_0(PX + QY + MZ)] dP dM, \quad \cdots (1-11)$$

但し

$$A^s(P, M; P_0, M_0) = -\frac{jK_0}{8\pi^2 Q} \iint_{-\infty}^{\infty} F(R') U_i \exp[-jK_0(PX' + QY' + MZ')] \times d^3 R' \quad \cdots (1-12)$$

$$\times d^3 R' \quad \cdots (1-12)$$

である。 \pm の符号は、図(1-2)において、前方散乱の領域(R^+)と、後方散乱の領域(R^-)とで選ぶ。式(1-10a), (1-10b)で記述される散乱波は、 $P^2 + M^2 \leq 1$ の場合、物体から球面波が生ずることを示し、 $P^2 + M^2 > 1$ の場合、照射波の伝播方向に対して急激に減衰する evanescent wave の生成を意味する。式(1-11), (1-12)によると、 $A^s(P, M)$ は、積分変数に関して、物体の屈折率の分布関数 $F(R)$ のスペクトルであり、更に、散乱波 $U^s(R)$ と $A^s(P, M)$ と同様な関係にあることから、散乱波に対するこの表示法が、Angular Spectrum 法と呼ばれられる。特に、 $A^s(P, M)$ は、散乱体が生む散乱波の角度分布を表す。この表示法の利点は、三次元的な散乱過程が表現されることと、結像作成における余弦互換

1.1.3.2 結像作成を記述するとしてある。

3.1.4 Bragg Imaging System の結像作成の表示

Korrel によると Bragg Imaging System の幾何学的結像原理を Angular Spectrum 法と併せて説明し、波動効果を含む表現を得る。

水中に浸没した物体 $O(x; Y; Z)$ が平面波音波 S^i に照射される時生ずる散乱音波 S^s は、Angular Spectrum 法によつて次のように表わされる。

$$S^s(x; Y; Z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(p, M) \exp[jK(px + qY + Mz)] dp dM,$$

∴

$$A(p, M) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x'; Y'; Z') S^i(x'; Y'; Z') \exp[-jK(px' + qY' + Mz')] \\ \times dx' dy' dz', \quad \dots \quad (1-13)$$

但し

$$\begin{aligned} Q &= (1 - p^2 - M^2)^{\frac{1}{2}} & p^2 + M^2 \leq 1 \\ &= j(p^2 + M^2 - 1)^{\frac{1}{2}} & p^2 + M^2 > 1 \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad \dots \quad (1-14)$$

∴

(x, Y, Z) ; 散乱場における座標点、

$A(p, M)$; 散乱音波の角スペクトル、

(p, q, M) ; 散乱音波の方向余弦、

(x', Y', Z') ; 物体の座標点、

K : 音波の波数ベクトル。

B.I.S. の結像作用に関する構成要素、幾何学的説明図と図(1-3)を示す。

図(1-3)は、水中に浸された物体 O と音波 S^i を照射し、生ずる散乱音波 S^s と簡収束光波 E^i を照明して像形成が計られることを示し、音波系、照明光学系の座標系は、図中 x と y を決定する。

照射音波は、 y 軸に沿って伝播する平面波と同一、次式で表わされる。

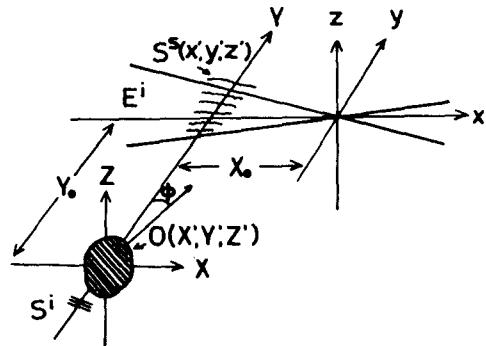
$$S^i(x, Y, Z) = \exp(jKY) \quad \dots \dots (1-15)$$

音波長 λ 比べ、比較的大きい物体 (small angle scatter) では散乱を考慮すると、 $|k| \approx |k'|$ あり、これを利用して式(1-14)、(1-15)と式(1-13)を代入して散乱波の振幅は、次のようになる。

$$S^s(x, Y, Z) = -\frac{jK}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(x', Y', Z') \exp(jKY') \exp[-jk' \{$$

$$P(x'-x) + Q(Y'-Y) + M(Z'-Z)\}] dx' dY' dz' dp dM \quad \dots \dots (1-16)$$

次に、照明光 E^i と散乱音波 S^s により構成される散乱音場で照明する場合、散乱音場が照明光 E^i に対して屈折率散乱体と作用するから、



図(1-3) Bragg Imaging System における座標系。 S^i = 照射音波、 S^s = 散乱音波、 E^i = 照明光。

式(1-16)は類似性を持つて、散乱光波 E^s は、次式で表わされる。

$$E^s(x, y, z) = -\frac{jK}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ S^s(x, y, z) E^i(z', y', z') \exp\{-jk[p(x'-x) + q(y'-y) + m(z'-z)]\} dx' dy' dz' dm \right\}, \quad \dots \dots (1-17)$$

註記

(p, q, m) ; 散乱光の方向余弦

(x', y', z') ; 音波と光波の相互作用領域

k ; 媒質中の光波の波数ベクトル。

照明光は、スパトラム表示を持つて、次式で表わされる。

$$E^i(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} B_o(q_o, m_o) \exp[jk(p_o x + q_o y + m_o z)] dq_o dm_o, \quad \dots \dots (1-18)$$

註記

$B_o(q_o, m_o)$; 入射光の角入射ベクトル

(p_o, q_o, m_o) ; 入射光の方向余弦。

照明光と(1-18)は、図(1-3)に示すとく、円筒レンズによる線状収束光が用いられ、その焦点の座標を $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ とする。 $B_o(q_o, m_o)$ は、 E^i のフーリエ変換であり、レンズの開口経が有限の大きさであることに伴う光ビームの広がり、および焦点に於いて、収束光心、玉車由と平行であることを考慮して

$$B_o(q_o, m_o) = \sin \frac{kd}{2} (q_o - q_B) \delta(m_o), \quad \dots \dots (1-19)$$

但し

$$\operatorname{sinc} t = \frac{\sin t}{t}, \quad \delta(t) = \begin{cases} 1 & t=0 \\ 0 & t \neq 0 \end{cases},$$

::: 15

2d: レンズの開口経

q_B; ブラック条件を満足する入射角の方向余弦。

式(1-19)15. 照明光の光軸が X 軸に対してブラック条件を満足する入射角で設
定された時の表式である。

(1-20) 照明光 E^i は、式(1-19)と同様 方向余弦 q_o が レンズ開口経に拘束され
ることから

$$E^i(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \epsilon(q_o - q_B) \operatorname{sinc} \frac{kd}{2}(q_o - q_B) \exp[jk(p_ox + q_oy)] dq_o, \quad \dots (1-20)$$

但し

$$\epsilon(q_o - q_B) = \begin{cases} 1 & |q_o - q_B| \leq \alpha \\ 0 & |q_o - q_B| > \alpha \end{cases} \quad \dots (1-21)$$

となる。::: 15. 線状収束光を有する単純レンズの開口数 (numerical aperture) を示す。式(1-20)15. 線状収束光の表示式があり、レンズの開口経上光束の広がりの大きさを表現する。図(1-3)から座標系 (X, Y, Z) と (x, y, z) との間に幾何光学的関係 $X = x + X_0, Y = y + Y_0, Z = z$ とおく。式(1-16), (1-20) 及び式(1-17)に代入す $\therefore x = z$ すなはち、散乱光の干渉幅 E^s は、次のようになる。

$$E^s(x, y, z) = -\frac{kK}{64\pi^4} \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int O(x', y', z') \exp[jk(Y' + pX_0 + qY_0)]$$

$$\begin{aligned}
 & x \in (q_0 - q_B) \sin \frac{k d}{2} (q_0 - q_B) \exp \left\{ -j k \left[(p x - \frac{k}{K} p z) + (Q Y - \right. \right. \\
 & \left. \left. \frac{k}{K} q y) + (M z - \frac{k}{K} m z) \right] \right\} dq_0 dp dm dP dM dx' dy' dz' \times \iiint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ \right. \\
 & \left. -j k \left[(p - p_0 - \frac{K}{k} P) x' + (q - q_0 - \frac{K}{k} Q) y' + (m - m_0 - \frac{K}{k} M) z' \right] \right\} dx' dy' dz' \\
 & \dots \quad (1-22)
 \end{aligned}$$

式(1-22)。第二項目の積分は、Acousto-Optical interaction の領域 $(x'; y'; z')$ は、光波長に比べて十分広範囲であると考へられるところから、つきのようになる。

$$\left. \begin{array}{l} p - p_0 = \frac{K}{k} P \\ q - q_0 = \frac{K}{k} Q \\ m - m_0 = \frac{K}{k} M \end{array} \right\} \quad \dots \quad (1-23)$$

式(1-23)は、Acousto-Optical interaction の弹性散乱であると仮定すると、ベクトル表示を用ひて

$$|k - k_0| = |k|, \quad |k_0| = |k| = k, \quad \dots \quad (1-24)$$

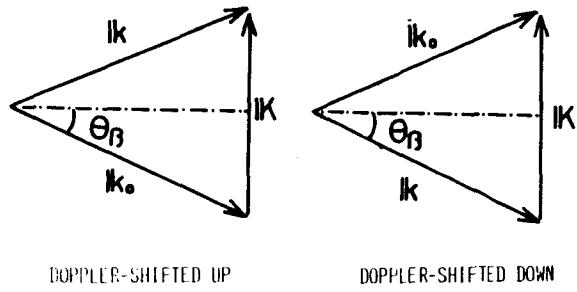
$\therefore k =$

$$|k_0| = k(p_0, q_0, m_0), \quad |k| = k(p, q, m), \quad |k| = K(P, Q, M),$$

となることである。

式(1-24)は Bragg condition である。散乱光波は、式(1-24)を満足する方向 (p, q, m) でのみ散乱されることがある。換言すれば、 $E^s(x, y, z)$ は、音波は第一次回折点で、1 次回折光の振幅を表わし、他の散乱光は生成されない。

式(1-15)は、射出音波 S^i は、簡単化のため $\exp(jKY)$ のみ考慮して、 S^i が正弦波状の進行波であるから、 $\exp(-jKY)$ の場合をも考慮して、



図(1-4) Bragg diffractionを示すベクトル

1L 図。 \mathbf{k}_o = 入射光の波数ベクトル, \mathbf{k} = 1次回折光の波数ベクトル, \mathbf{k}_s = 散乱音波の波数ベクトル。

二波の回折光が存在し、各光とも音波周波数と Doppler Shift を受けている。

図(1-4)は、式(1-24)の関係を示すベクトル図で、幾何学的関係から、光波と音波との間のブレーグ条件

$$\sin \theta_B = \frac{K}{2k}, \quad \dots \quad (1-25)$$

が得られる。ここで θ_B はブレーグ角である。

結像には、1次回折光 (up-shifted Bragg diffracted light) に着目して考えよ。

式(1-22)の方向余弦に関する積分は、方向余弦に関する条件 3 個、式(1-23)および $m_0=0$ の合計 7 個の独立な条件から、9 個の積分変数が独立な 2 個の積分変数 P, M に帰着される。物体が "small angle scatterer" あるという仮定から、 $|M| \ll 1$ とし、式(1-23)から、 P, Q を求めると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 + \frac{K}{k} P \approx \frac{K}{2k} P + Q \cos \theta_B \\ Q &= Q_0 + \frac{K}{k} Q \approx \frac{K}{2k} Q - P \cos \theta_B \\ m &= \frac{K}{k} M \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (1-26)$$

1次回折光の振幅 E_{+1}^s は、式(1-23), (1-26) で式(1-22) で λ は

$$\begin{aligned} E_{+1}^s(x, y, z) &= -\frac{KK}{64\pi^4} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(x', y', z') \epsilon(P) \sin\left(\frac{Kd}{2}P\right) \exp(jkY')x \\ &\quad \exp\left\{-jk\left[\frac{K}{K}P\left(\frac{K}{k}x' - \frac{K}{2k}x + Y \cos \theta_B - \frac{K}{2k}X_0 - Y_0 \cos \theta_B\right) + \frac{K}{K}Q\left(\frac{K}{k}Y' - X \cos \theta_B - \frac{K}{2k}Y + X_0 \cos \theta_B - \frac{K}{2k}Y_0\right) + M(z' - z)\right]\right\} dP dM dx' dy' dz', \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (1-27)$$

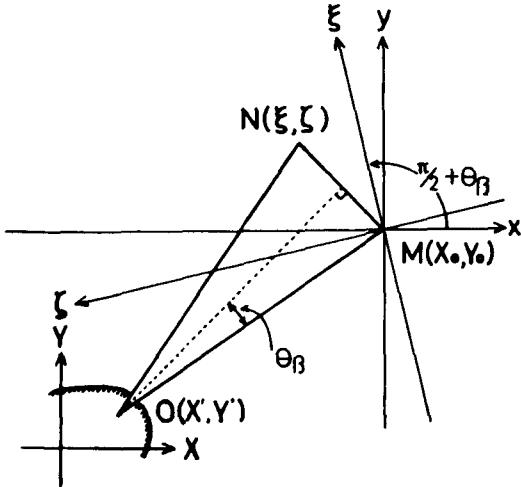
二二六

$$q_0 - q_B \approx P_0$$

つまり、式(1-27)の被積分項のうち、 $\epsilon(p)$
 $\sin(\frac{Kd}{2}P)$ は、夫々、照明光の開口角が
 結像に寄与する散乱波の角度制限と
 与える効果、照明光の焦点間ににおける
 一ムラ効果を表す。

二二七 例(1-5)によると、 (x, y) 軸の
 原点に關して正方形に、 $(\frac{\pi}{2} + \theta_B)$ rad

回転して新座標系 (ξ, ζ) と置かざと、座標変換はつきのようである。



図(1-5) Bragg Imaging System の座標系と結像原理。O = 物体点、M = 照明光の焦点、N = 結像点。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= (X_0 - X) \sin \theta_B + (Y - Y_0) \cos \theta_B \\ \zeta &= (X - X_0) \cos \theta_B + (Y - Y_0) \sin \theta_B \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \quad (1-28)$$

式(1-25), (1-26) および式(1-27)は、つきのように変換される。

$$\begin{aligned} E_{+1}^s(\xi, \zeta, z) &= -\frac{K}{64\pi^4} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(x', y') \epsilon(p) \sin\left(\frac{Kd}{2}P\right) \exp(jKx') \times \\ &\exp\left\{-jK[p(x' - x_0 + \frac{k}{K}\xi) + Q(y' - y_0 - \frac{k}{K}\zeta)]\right\} dp dx' dy' \\ &\iint_{-\infty}^{\infty} O(z) \exp[-jKM(z - z')] dM dz'. \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (1-29)$$

式(1-29)は、方向余弦 P, M は関して、完全に独立であるから、B.I.S. トランズ系の
 収差の制約から、一般に $P < \alpha < 0.2 \text{ radian}$ 以下になるとから、 P は 1.5°、近似的に

は独立と考えられる。レンズの開口径を考慮する場合、焦点(Perfect image point)は、式(1-29)の逆相項から

$$\left. \begin{array}{l} \xi = \frac{K}{k} (x_0 - x') \\ \zeta = -\frac{K}{k} (y_0 - y') \end{array} \right\}. \quad \dots \dots \quad (1-30)$$

となる。式(1-5)は、式(1-30)の幾何学的関係を示す。Tに垂直な軸方向に関する像の倍率变化(は生じない)を削除した。簡単な幾何学的関係から、 $\triangle OMN$ は、 $\angle MON = 2\theta_B$ を頂角とする二等辺三角形であることが容易に理解される。他の著者らが指摘した B.I.S. → Imaging Rule を説明する。式(1-30)は、散乱音場と木口アムとみなすと、これが再生条件にいたりならない。 $(T=K>2)$ 式(1-29)は、B.I.S. の結像に関する一様式となる。散乱音波および照明光波の波動効果を含む結像式である。

物体内の任意の断面に物体面($x'-y'$ 面)を設定すると、式(1-30)は、 ζ に対応する像面($\xi-z'$ 面)が定まる。特に、物体を $y'=0$ の薄い thin object とすると、式(1-29)は、 z 軸成分を削除し、方向余弦 $p = -\sin\phi$ とおく

$$E_{r1}^s(\xi, \zeta) = \frac{kK}{64\pi^4} \int_{-\infty}^{\infty} O(x', 0) dx' \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\sin\phi}{2\alpha}\right) \text{sinc}\left(\frac{kd}{\lambda} \sin\phi\right) \exp\left\{-jk\left[\sin\phi\left(x_0 - \frac{k}{K}\xi - x'\right)\right] d\right\} \sin\phi \}, \quad \dots \dots \quad (1-31)$$

となる。

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 1 & |t| < \frac{1}{2} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}, \quad \dots \dots \quad (1-32)$$

とする。式(1-31)は、B.I.S.の一次元的な結像と表され、物体像が第二項目の積分を装置関数と見なすときの物体関数の convolution integral による記述であることを示す。

さらに、結像特性を把握するため、物体像の空間周波数分布について言及する。そのため、関数 $g(\xi)$ の Fourier 変換 (F.T. と略す) を次式で定義する。

$$\hat{g}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi) \exp(-jv\xi) d\xi \quad \dots \dots \quad (1-33)$$

式(1-31)の F.T. は、変数変換 $u = (K/k)x_0 - \xi$, $v = k \sin \phi \xi$ によれば

$$\begin{aligned} \hat{E}_{+1}^s(\omega) &= C \int_{-\infty}^{\infty} O(x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} \hat{h}(\sin \phi') \exp(jKx' \sin \phi') d\{\sin \phi'\} \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-jk\mu(\sin \phi' - \sin \phi)] du \\ &= C' \hat{O}(\omega) \cdot \hat{h}\left(\frac{\omega}{K}\right), \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (1-34)$$

1目

$$\left. \begin{array}{l} \hat{h}(\omega) = \text{rect}\left(\frac{\omega}{2\alpha}\right) \text{sinc}\left(\frac{kd}{2}\omega\right) \\ \text{rect}(\omega) = \begin{cases} 1 & |\omega| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & |\omega| > \frac{1}{2} \end{cases} \end{array} \right\} \quad \dots \dots \quad (1-35)$$

となる。 $\therefore C, C'$ は定数であり、 ω は空間周波数を表す。 $\omega = K \sin \phi$ である。

式(1-34)から、 $\hat{h}(\omega/K)$ は、B.I.S. の transfer function となる。

分解能近傍で大きな物体像と複数の物体像を観察するため、音波周波数 15 MHz の場合にかけ、レンズ収差を考慮し経験的に適当と思われるレンズ開

口径 ($2d = 15 \text{ mm}$) ^{*} と $\pm 1\%$ の幅 ($2a = 1 \text{ mm}$)

平板物体に対する、物体開数のスベクトル

トド分布 $\hat{\delta}(\omega)$ と 装置開数のスベクトル分布

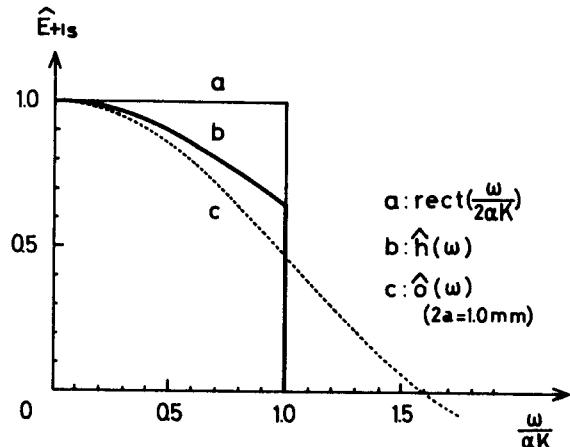
而して $\hat{h}(\omega)$ を求め、図(1-6)に示す。この図

から、結像は平板物体の最大空間周波数は、レンズ開口経で決定され、若干の

高域空間周波数成分が削除され度外視すれば、結像特性は、開口経 $1=2.3$

散乱音波の回折制限の効果が支配的であることが解かる。以下では、B.I.S. の結像式と、式(1-31)の代わりに、次式と

用いることとする。



図(1-6) Bragg Imaging System の伝達関数と物体スベクトル

$$E_{+1}^s(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} O(x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\sin \phi}{2a}\right) \exp\left\{-jk[\sin \phi(x_0 - \frac{k}{K}\xi - x')]\right\} \\ \times d\{\sin \phi\} \quad \dots \dots \quad (1-36)$$

同様に平板を用ひ、 (x, y) 軸の原点に、正方向に $\theta_S - \theta_B$ 回転した標準系

(ξ, ζ) 軸を設定する。すると、一次回折光による結像式は、次のようになる。

$$E_{-1}^s(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} O(x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\sin \phi}{2a}\right) \exp\left\{-jk[\sin \phi(x_0 + \frac{k}{K}\xi - x')]\right\} \\ \times d\{\sin \phi\} \quad \dots \dots \quad (1-37)$$

* 後章の実験においては、 $2d = 30 \text{ mm}$ と用いられるが、レンズ収差の影響を避けるため、 $2d = 15 \text{ mm}$ が適当と思われる。

式(1-36), (1-37)は、物体に音波を照射して得られる散乱音場の生成過程と、散乱音場を光波で照明して得られる像再生の過程の含み、音波から光波への信号変換 (= Bragg 回折) 用いる B.I.S. の結像式を表す。

§1.5 結言

音波による光波の Bragg 回折は、光学的な回折格子による光波の回折現象と異なり、音波の伝播により生成される媒質内の位相格子が、体積的（三次元的）な格子として作用する時の回折現象であると言葉べ、この現象を記述するために、三次元的な空間における Acousto-optical interaction の表示法が必要であることを述べた。この目的のために、散乱場に対する Angular Spectrum 表示を導入し、Bragg 回折を用いる B.I.S. の結像表示を計った。この表示法は、物理的である Fresnel-Kirchhoff の回折式と等価であり、方向余弦を用いて記述しているため、物体の各点から発せられる球面音波と照明光である円筒光波との相互作用により生ずる Bragg 回折の言述に有効であった。また、得られた結像式から、物体点と結像点の関係と明らかにし、Korpe1 が幾何学的に示した結像作用と確認した。特に、結像式には、照明光学系のレンズの N.A. / 円筒波の収束角に關係する散乱音波、回折制限と与え音波系の N.A. に変換されるとともに、光学レンズによる結像光学系の結像式と同様に、この結果は ψ と ψ_{point} spread function を用いた convolution integral の表現を得た。

しかし、この結像式は、音波長に対してある程度大きな物体の結像と前提となるため、音波長の近傍の大ささと原点の物体、あるいはそれ以下の物体の結像が把握できず、困難を伴うと考えられる。

第2章 Bragg Imaging System の実験装置 試作 分解能

§2.1 緒言

Bragg Imaging System の結像作用¹⁾は Korpel によってされ、その後の研究に Jense が、幾何光学 (ray optics) の手法と共に説明されています。この方法では、物体と像の幾何学的位置関係に対して、有意義な情報が得られるが、像の評価面にすれば、必ずしも有効ではない。Smith 等は、得られた像の分解能の評価と計算ために、幾何光学的結像作用に波動効果を考慮して評価式を示し、実験値と比較して相加良好に一致することと言及しています。

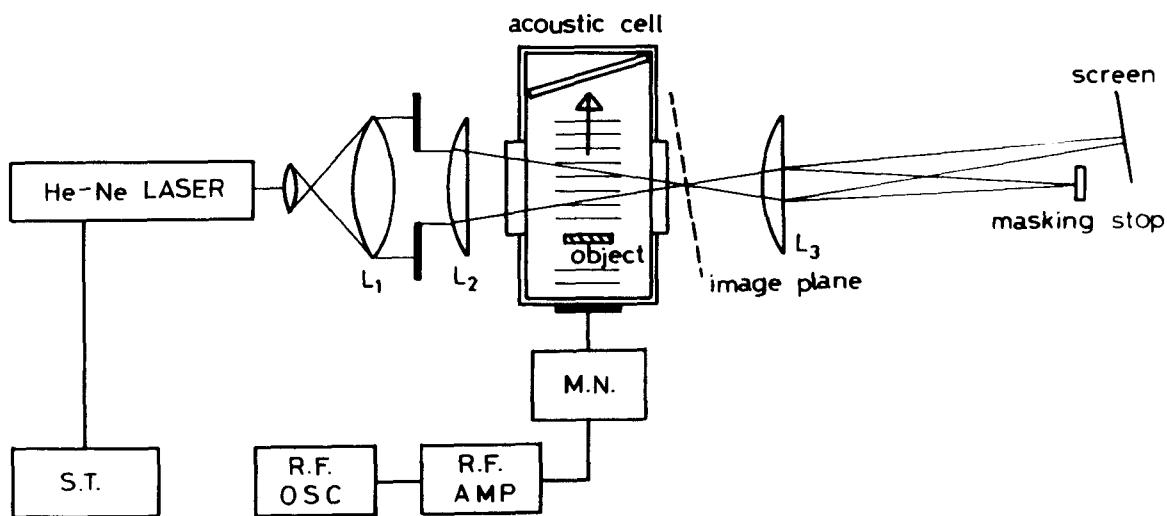
物体像の分解能²⁾は、レンズと同一の結像光学系の分解能の評価法、例えば Rayleigh criterion の関数の如く、物体情報を搬送する波の回折制限 (diffraction-limit) の効果を考慮して決定されるものと考らねる。

かかる観点から、B.I.S. の結像と記述するための座標系を導入し、第1章で示した結像式³⁾を利用して分解能の評価を図る。その過程で明確にされた結像の特質と、B.I.S. が、オプティカル系と同一の結像系と類似して、本ローラムの記録、像再生、機能と同様、参照波と併用しない実時間結像系であることを述べる。更に、分解能に関する実験を行ない、実験像と結像式と同一の評価式による分解能と比較して、B.I.S. の分解能を評価する。

§2.2 Bragg Imaging System の実験装置の試作

Bragg Imaging System の装置の構成を図(2-1)に示す。本装置は、第1章で述べた如く、音波発生系と照明光学系から構成される。

音波発生系では、発振器から得られる電気信号を増幅して圧電素子に印加して音波を発生させ、水と満たされた超音波槽内の物体に照射して散乱音場を生成する過程である。発振器の出力は、單一モードの正弦波で、Bragg回折を生ずる必要性から比較的高周波域の電気信号 15MHz と 30MHz を使用した。圧電素子は、サイズ $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ の X-cut, 5MHz 用の水晶で、奇数倍の高周波電気信号に対して使用することが可能である。水晶は、共振時に Q 値が高く、位相ダースが高いため映像に適当な音響出力を得るために、高電圧で励振する必要がある。そのため増幅回路を用い、これと水晶共振動子の接続は、10MHz 以上の高周波信号を用いる関係上、同調回路を要する。水晶共振動子に印加される電圧は、0Vp-p ~ 250Vp-p 迄連続的に変化できるように設計し、この結果、水中の音響出力は、0Watt ~ 4.5Watts



図(2-1) Bragg Imaging System の映像装置。

S.T. = スタビライザー, L_1 = コンバーランス ($f = 300\text{mm}$), L_2 = 照明光用

凹面レンズ ($f = 120\text{mm}$), L_3 = 扩大用凸面レンズ ($f = 88\text{mm}$)。

のレンジで可変される。電気信号の印加に伴なつて発生する音波は、单一モードの平面波で超音波槽内を伝播し物体を照射する。図(2-2)は、試作した超音波槽である。水晶振動子と照明光

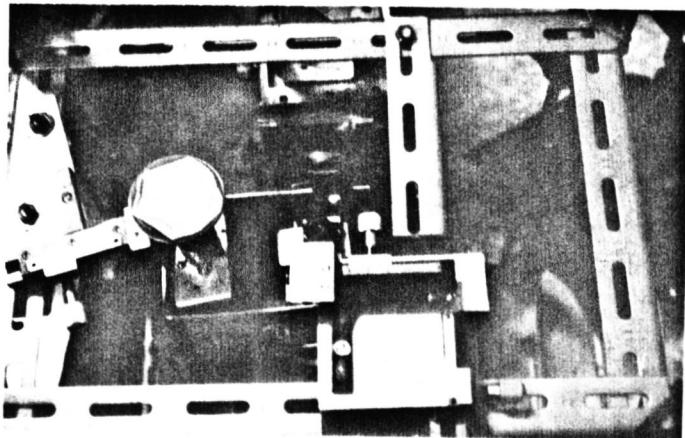
波間の距離は、約60mm

設計し、物間に物体が水没

して挿入される。この結果、物体と照射することにより生ずる散乱音場のうち、前方に散乱された音波の2つが虚像に重なつて見える。又超音波槽内には、進行音波の反射波等による像の劣化を防止するため、水晶振動子の反対側に、エム板を置き、音波の吸収を計る。

照明光学系は、照明光用の凹筒波の発生系と倍率補正用の拡大光学系とからなる。光源は、音波による光波の回折光が单一性スペクトルだけであるために単色光を必要とし、レーザービーム(出力1mW、波長 $\lambda_0 = 632.8\text{nm}$)を用いた。レーザーから発振される光波は、対物レンズで拡大され、コリメータレンズ L_1 ($f = 300\text{mm}$)に平行光に調整される。さらに凹筒レンズ L_2 ($f = 120\text{mm}$)を通して収束波となり、超音波槽内に生成された音場を照明する。

照明光の収束角は、スリットの開口経に則り調整され、開口経の大きさが式(1-36)、(1-37)のrect関数で示す散乱音波のdiffraction-limitを元に、レンズの収差による像の劣化を防ぐため、開口経のN.A.(=2d)は、 $2d < 0.2$ と満たす範囲で使用される。超音波槽内に光波を導入するウッドバーニングオイルキャップは、照明光の位相変化を考慮しないため、 $1/4$ 以上以下の面精度で製作されたものと同一。図(2-1)に示すように凹筒レンズも同等の精



図(2-2) 超音波槽

度内で製作されたものと用いた。

照明光波の光軸は、照射音波の波面(X軸)に対して Bragg 両入射角を約3°に設定した。この調整は、超音波槽全体が回転台上に装置されており、Acoustic Optic interaction が生ずる二次の二波の回折スベクトルのうち、所望の回折スベクトルの強度が最大となるように回転機構を調整して隨意に行なえる。

図(2-3)は、試作した Bragg Imaging System の装置の写真

である。音波にエリ回折された光波は、前章で示した如く、物体情報を搬送し、照明光の焦点近傍に物体像と形成する。物体像は、次節で示すように、実際の物体の実長の K/k 倍一次元的に収縮されており、1脚筒レンズで倍率の回復と言なり、カメラはスクリーン上に撮影される。



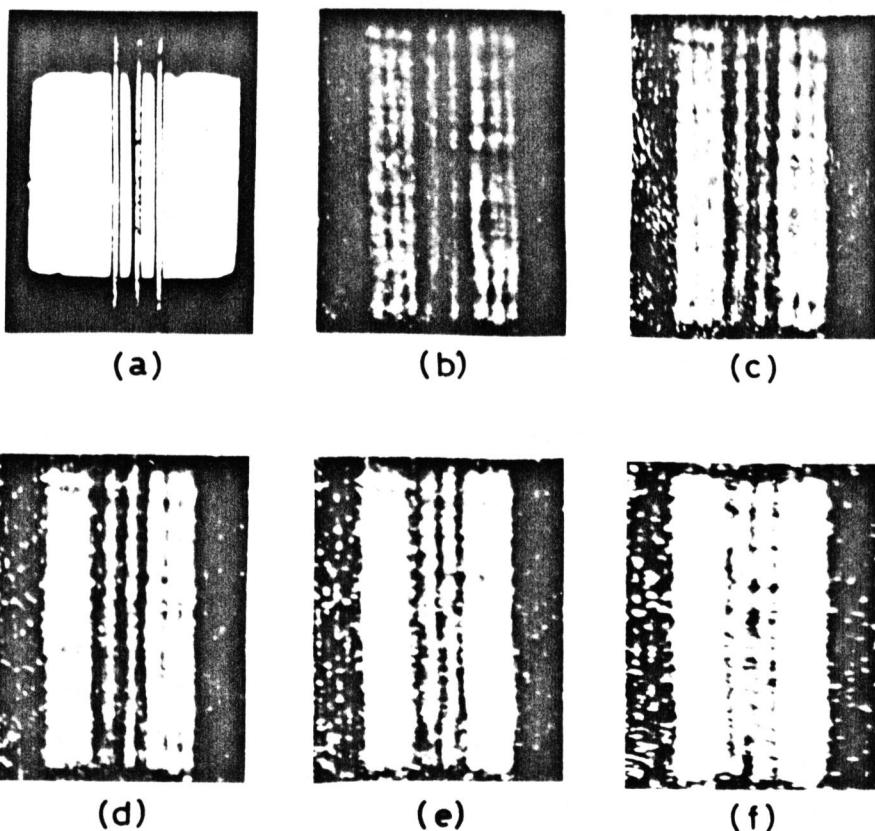
図(2-3) Bragg Imaging System
の映像装置

§2.3 物体像の分解能

通常、結像光学系の分解能は、結像用レンズの開口径および収差に依存する。B.J.S.においても、レンズの開口径が分解能を決定する大きな要因であることは、式(1-36)(1-37)から容易に理解される。

この理由から、B.I.S. の実験像と調べて分解能の開口径および音波周波数依存性を検討した。実験条件は、音波周波数 30MHz, 15MHz を用い、水晶振動子の印加電圧 1.5V, 各 150Vpp, 200Vpp を用いた。

図(2-4)は音波周波数 30MHz、結像光ビームの回折光を用い、開口径 ($L_1 = 2d$) を変化させて得られた実験像を示す。試料は、直徑 1.0mm のパイアル 1.5mm の間隔で配置したものである。各物体像は、(b) $2d = 15\text{ mm}$, (c) $2d = 10\text{ mm}$, (d) $2d = 7.5\text{ mm}$, (e) $2d = 5\text{ mm}$, (f) $2d = 2.5\text{ mm}$ と 1つずつ得られており、写真中の矢印形状の明るい部分が、水晶振動子から発せられる音波による一次回折光に対応する。この実験結果から、開口径の減少と共に、分解能が低下する様子が



図(2-4) 音波周波数 30MHz における 3 物体像のレンズ開口径依存性。物体は、1mm 中間のパイアル。各像は、レンズ開口径、(b) $2d = 15\text{ mm}$, (c) $2d = 10\text{ mm}$, (d) $2d = 7.5\text{ mm}$, (e) $2d = 5\text{ mm}$, (f) $2d = 2.5\text{ mm}$ と 1つずつ得られた。

窓元、各開口径に対する $1.0 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$ の分解能。

次に、開口径を 15 mm に固定して音波周波数に対する分解能の変化を調べてみる。

図(2-5) 音波周波数は 30 MHz と 15 MHz である。図(2-5) は実験結果を示す試

料である。(a), (c) が $1.0 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$ の窓元、(b), (d) が

$1.5 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$ の窓元であり、各物体像は、(a), (c)

が 15 MHz , (b), (d) が 30 MHz を用いて得られ

た。この結果より、画質、分解能は、高

い音波周波数を用いるほど向上することができる

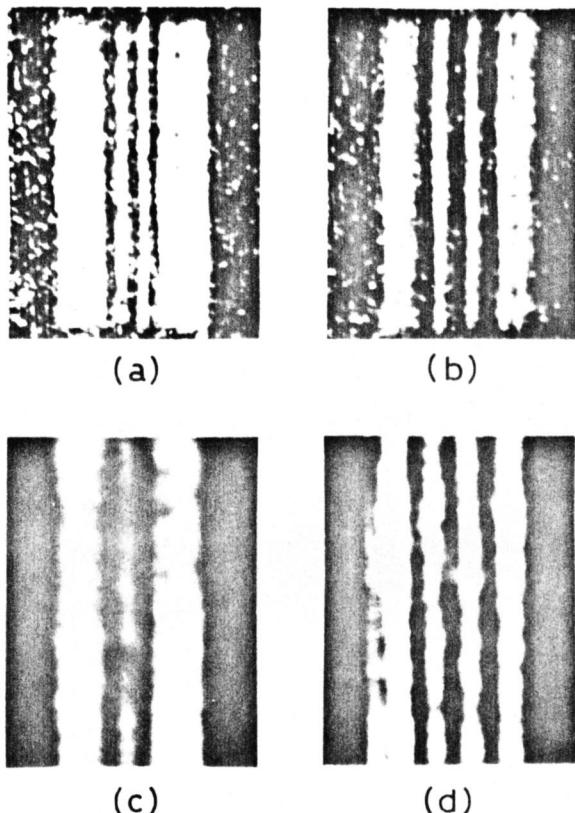
明らかである。音波周波数 15 MHz の物

体像に際して見れば、分解能は、 $1.0 \text{ mm} \sim$

1.5 mm の間にあると思われ、二つ目は、 15 MHz

。音波の水中の波長が約 0.1 mm であるから、

音波長の十数倍に匹敵する。このように、B.I.S. の分解能は、レンズの開口径と音波周波数に依存することが分かる。レンズの収差に関する(2-5)は、開口径 15 mm の N.A. $\approx 0.063 (= \alpha)$ であり、1 倍筒レンズの許容収差範囲 $2\alpha < 0.2$ 以降で使用され
る。この実験結果に対する収差の影響は少ないものと思われる。



図(2-5) 物体像の音波周波数依存性。
各物体像は、(a), (c) が直徑 1 mm の窓元、(b), (d) が直徑 1.5 mm の窓元である。(a), (b) は音波周波数 30 MHz , (c), (d) は音波周波数 15 MHz を用いて得られた。

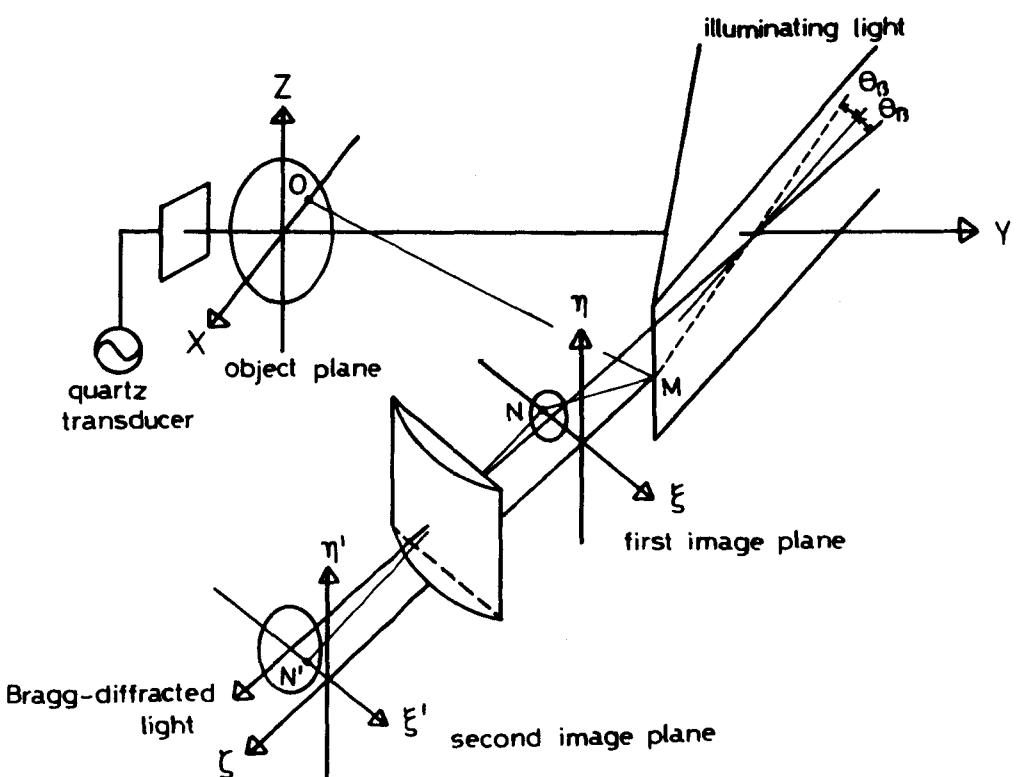
§2.4 分解能の理論的検討

前章で示された結像式と一般的に取り扱うため座標系を設定し、これを用いて

B.I.S.の結像の特色と問題について、さらに、分解能の理論的評価式を求める前節で得られた知識の確認を図る。

この目的ために、一次回折光による結像のみに着目し、図(2-6)に示す結像に関する座標系を導入する。各座標系は、次のように決定される。

照明光の光軸に対して波面が Bragg 条件を満たすように照射音波の伝播方向を設定し、Y 軸とする。Y 軸に垂直な物体面(X-Z)面の任意の断面を物体面に選ぶ。照明光の中心軸と同一平面内に X 軸とこれと直交する Z 軸とすれば、物体面は、(X-Z)面となる。(X-Z)面の原点 $(0, 0, 0)$ に対する像点は、空座標系(X, Y, Z)で表示すると、式(1-30)から一次回折光に対する、照明光の焦点 $M(X_0, Y_0, 0)$ が座標移動され点 $N(X_0 - \frac{K}{k}X_0, Y_0 + \frac{K}{k}Y_0, 0)$ となる。同様に、X 軸上の物体点の



図(2-6) Bragg Imaging System の結像に関する座標系。

各座標系は、物体面(X-Z)面、第一像面(Y-Z)面、第二像面(Y'-Z')面である。

の集合を考えると、 x_0 等の像点は $N(x_0 - \frac{K}{k}x_0, y_0 + \frac{K}{k}y_0, 0)$ を通過し、1回折光の光軸は垂直な軸上に形成される。像点の集合で生ずる座標軸とを軸とする。この軸は、 X 軸と $(\frac{\pi}{2} - \theta_0)$ radian 回転してあるのであり X 軸に対応する像面の座標である。この軸の原点は、照明光の焦点 M を通過し、1回折光の伝播方向と平行な座標軸との交点に達する。更に、 (δ, ζ) 軸に直交する座標軸を ζ 軸とすれば、物体面 $(X-Z)$ 面に対応する像面は、 $(\delta-\zeta)$ 面となる。こうして決定される像面を第一像面とすると、1回折光波の振幅分布は、 ζ 軸方向に関する座標点の移動を除いて、式(1-37)がそのまま適用できる。^{*} 実際には、物体像の検出は、1回レンズを用いて像の拡大が図られて投影される。この像面と第二像面と、座標系 (δ, ζ, η') で表す。倍率拡大用の1回レンズの収差は、照明光用レンズの開口経由でその収差の影響を避けるために狭く決定されるから無視され、像および分解能の評価には、第一像面で問題ではない。充分である。

图(2-6)に示す B.I.S. の結像系から、物体面から第一像面間の結像は、レンズを1回ずつに行はれることからなり。B.I.S. は、一般的の結像光学系と異なり、レンズ2枚の結像系である特徴と併せてひととおり理解される。結像の特色と問題について、 X 軸上の物体点 X_1, X_2 を考へ、その像点を求めると、式(1-30)から

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \frac{K}{k}(x_0 - x_1) \\ \xi_2 &= \frac{K}{k}(x_0 - x_2) \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \quad (2-1)$$

となる。物体点が相接近する時、二点間距離を $\Delta X (= x_1 - x_2)$ とすると、 ΔX の投影像における距離を $\Delta \xi$ は、式(2-1)から

* この軸は、图(1-5)で設定された軸と1回折光の光軸の正方向に、皆 y_0 に対して平行移動したものである。この方向に関する表式の変化は生じない。

$$\Delta \xi = \frac{K}{k} \Delta x \quad \dots \dots (2-2)$$

とする。残りの座標軸に関する同様に

$$\left. \begin{array}{l} \Delta \zeta = \frac{K}{k} \Delta Y \\ \Delta \eta = \Delta Z \end{array} \right\} \quad \dots \dots (2-3)$$

が得られる。式(2-2), (2-3)は、X軸, Y軸方向のスケールに関する像面の物理像は、 λ/k 倍収縮するとして示し、Z軸方向に関する(2-3)は、倍率変化を生じないことを示す。^{28), 29)}この効果は、ログラムの結像作用では既知の効果であり、ログラム作成時に用いる結像波の波長入射再生時にこれと異なる再生波の波長入射間に生ずる倍率 λ/k と同等である。B.I.S.において物体の振幅位相情報は、散乱音波に記録され、時間的に変動する搬送波と用ひことから、散乱音場と、光波に対するログラムと考えることができる。従つて B.I.S.は、音波ログラムの再生系と用いた実時間のレンズレス結像系であると言える。

次に、物体像の分解能と理論的に評価すため、図(2-6)に示した座標系と用い、物体像の空間周波数分布を調べる。

像面(2-2)側における物体像の複素振幅分布は、式(1-29), (1-37)か

ら

$$E_{-1}^s(\xi, \eta) = C \iint_{-\infty}^{\infty} O(x', z') H(\xi - x', \eta - z') dx' dz' \quad \dots \dots (2-4)$$

となる。

$$H(\xi, x'; \eta, z') = \iint_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{P}{2P_m}\right) \text{rect}\left(\frac{M}{2M_m}\right) \exp\left\{-jK[P(x_0 + \frac{k}{K}\xi - x') + M(\eta - z')]\right\} dp dM \quad \dots \dots (2-5)$$

$$\dots \dots (2-5)$$

と表わされる。ここで P_m, M_m は、照明光用レンズの矩形開口の方向余弦であり、 $P_m = \sin\alpha, M_m = \sin\beta$ である。式(2-5)の簡単な考察から、像の中心は Z 軸に沿って $Z=0$ の座標点から $-\frac{K}{k}X_0T$ 移動していることが分かり、式(2-6)に示す如くである。この事柄を考慮して、像の中心から変数を置き換え式(2-4)を次のようにアーリエ変換を施せば、次のようになる。

$$\begin{aligned}\hat{E}_1^s(u, v) &= \iint_{-\infty}^{\infty} E_1^s(\xi, \eta) \exp\left\{-j\left[u(x_0 + \frac{k}{K}\xi) + v(z - \eta)\right]\right\} \\ &\quad \times d\left\{x_0 + \frac{k}{K}\xi\right\} d\eta \\ &= \hat{O}(u, v) \cdot \hat{H}(u, v), \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (2-6)$$

但し

$$\hat{O}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x', z') \exp[-j(u x' + v z')] dx' dz', \quad \dots \dots \dots (2-7)$$

$$\hat{H}(u, v) = \text{rect}\left(\frac{u}{2kP_m}\right) \text{rect}\left(\frac{v}{2kM_m}\right). \quad \dots \dots \dots (2-8)$$

ここで、 (u, v) は、 (x, z) 方向に開拓空間周波数であり、 $u = KP, v = KM$ を表す。符号 \wedge は、アーリエ変換を示す。像形成に寄与する物体の最大空間周波数は、式(2-6)(2-8)から

$$u_m = KP_m, \quad v_m = KM_m \quad \dots \dots \dots (2-9)$$

とする。物体の周期性を仮定すると、任意の形状をもつ物体でも、アーリエ級数表示されることは周知である。物体自身の X 軸、 Z 軸方向に配置された周期物体 $\cos\left(\frac{2\pi X'}{\Delta X'}\right) \cos\left(\frac{2\pi Z'}{\Delta Z'}\right)$ を考へると、この物体の空間周波数分布は、式(2-7)から

$$\hat{O}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi X'}{\Delta X'}\right) \cos\left(\frac{2\pi Z'}{\Delta Z'}\right) \exp[-j(u x' + v z')] dx' dz'$$

$$= \frac{1}{4} [\delta(\frac{2\pi}{\Delta X'} - \mu) + \delta(\frac{2\pi}{\Delta X'} + \mu)] [\delta(\frac{2\pi}{\Delta Z'} - \nu) + \delta(\frac{2\pi}{\Delta Z'} + \nu)], \quad \dots \dots (2-10)$$

となる。したがて $\Delta X, \Delta Z$ の周期間隔を持つ周期物体の空間周波数は、正の領域で“ μ と ν ”

$$\mu = \frac{2\pi}{\Delta X'}, \quad \nu = \frac{2\pi}{\Delta Z'}, \quad \dots \dots (2-11)$$

となる。式(2-7)を利用して、物体面上の最大空間周波数に対応する周期物体の周期間隔 $\Delta X_m, \Delta Z_m$ は、

$$\frac{2\pi}{\Delta X_m} = K P_m, \quad \frac{2\pi}{\Delta Z_m} = K M_m, \quad \dots \dots (2-12)$$

となる。^{*30)} 電気通信理論における分解能の定義によれば、分解能は、物体像に現われる物体と構成する最大空間周波数の2倍の逆数であるから、式(2-12)を利用

$$\left. \begin{aligned} (\Delta X)_r &= \frac{\Delta X_m}{2} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \\ (\Delta Z)_r &= \frac{\Delta Z_m}{2} = \frac{\lambda}{2 \sin \beta} \end{aligned} \right\} . \quad \dots \dots (2-13)$$

ここに λ は分解能であることを示す。式(2-13)は、Smith 等が示した B.I.S. の分解能の評価式と一致する。式(2-13)から、分解能は音波周波数とレンズの開口径に依存するといふ分かり、前節の実験結果を説明することができます。

* 光学におけるコヒーレント結像系の分解能の評価は、像に含まれる物体の最大空間周波数 (cycles/mm) と呼ばれて行われることが多いが、超音波映像系では分解能が低く、物体面上の分解能は物体半幅で行なうのが通常である。

condition	$(\Delta X)_r$		$(\Delta Z)_r$	
	$\sin\alpha=0.063$	$2d=15mm$	$\sin\beta=0.71$	$2d=33mm$
sound frequency (sound wavelength)	15 MHz (0.1mm)	30 MHz (0.05mm)	15 MHz (0.1mm)	30 MHz (0.05mm)
theoretical value	0.8mm	0.4mm	0.07mm	0.03mm
experimental value	1.2mm	0.4mm	0.08mm	

図(2-7) Bragg Imaging Systemの分解能。

$(\Delta X)_r = X$ 軸方向の分解能, $(\Delta Z)_r = Z$ 軸方向の分解能。

図(2-7)に、式(2-13)を利用して計算された分解能の理論値と前節の実験で得られた実験結果をまとめます。この図から、X軸方向の分解能における15MHzの音波と併せて場合を除いて、理論値と実験値が良好に一致することが分かります。さらに、物体のX軸方向の分解能が、Z軸方向よりも約一桁悪くなることが分かります。これは、前に説明したように、X軸方向の物体情報をY軸方向の収縮を受け、この補償のために拡大光学系の高い倍率が必要となるところから、レンズの収差の影響を受け易く、その影響を防ぐため開口径が狭く制限されるためである。Z軸方向に関するY軸倍率の変化とともに生じる開口径を大きく設定するため微細な物体情報を映像化が可能である。特に、音波長以下の分解能が得られ、理解し難い現象と考えられる Smith 等より²⁵⁾ 方向に関するものに対応する実験的分解能を得ています。
しかし、X軸方向の結像が原理的に B.I.S. の画像の良否を決定するものであり、
この方向の画像は、より詳しく検討する必要があると思われ、次章で議論する。

§ 2.5 結言

B.I.S. がホログラフィーの原理に基づいて結像系であることを指摘し、物体から散乱する音波で構成される音場とホログラムとの関係は、実時間で像再生を行なう結像系であることを述べた。B.I.S. の場合、他の超音波ホログラムによる結像系に比べて、装置が簡単であり、参照音波を使用せず、レンズを使用しないレズレス結像系であることが、原理的に音場の乱れ、光学要素による像の劣化は少なく、理論的な考察が有効であると思われる。

ホログラフィー-シミュレーションシステムである特徴として、物体像は、物体側の X, Y 軸方向に対応する像面のうち、Y 軸に関する像の収縮と並び、ホログラフィーの結像倍率と同等の効果を生ずる。B.I.S. が三次元的な結像作用を示す物体の深さ方向の結像は、X 軸方向の結像に関する照明光の収束角を決定するレンズの開口数に依存し、一般に、焦点深度は深く、物体の奥行きに対する効果は少ない。

分解能に関しては、実験結果から、この音波間波数とレンズの開口径に依存することを明らかにし、この実験と確認するため、結像式を用いて物体像の空間間波数分布を調べ、分解能の評価式を求めた。理論的に導出した評価式から計算される分解能と実験結果の比較を行ない、両者が比較的良好に一致することを確認した。特に、分解能の評価式が、前章で導出した B.I.S. の結像式から得られるときは、B.I.S. における物理現象を把握し妥当であることを示し、それが像評価に関する意義があるものと思われる。

第3章 シミュレーションによる画像特性の検討

§3.1 緒言

従来、超音波映像の分野では、機械的誤差や、音波の照射から像形成までの介在する中間媒体の劣化要素。影響の結像式といつて具体的に評価式が像の理解に関する余り有效でないため、画像評価の研究は全く試みられていない。B.I.S.の場合、装置が簡単以前章において分解能の評価に結像式が有効であることを調べた。非破壊検査、医療診断等の応用を考慮した場合、得られる物体像から、正確な情報を抽出する。物体像に現われる現象とその理解についてとは、重要な問題となる。¹⁾像の評価や像形成に付随する現象の解釈が妥当であれば、劣化の原因と解明することができる。画像の改良、処理等の研究にも期待できることと思われる。

本章では、こうした立場から、B.I.S.の結像式に基づいて物体像²⁾シミュレーションを行ない、画像特性の把握を試みた。結像系は無収差であると仮定し、物体面工³⁾と軸方向に対する結像作用は、高い分解能を有するため無視し、B.I.S.の画像、否否を決定する劣化の著しいX軸方向の一次元の結像についてのみ調べた。

取り扱う物体は、最初、画像に関する基本的な知識を得るために、音波に対する不透明な物体（振幅物体）を考証した。計算結果は、実験像の光電検出を行ない、是量化された実験結果と対応させて、両者を比較により、知識を得た。実験は、測定結果の厳密性を保持するため、写真法⁴⁾と用いた。結像光を直接光電的に検出した。次に、超音波映像法では、重要なところと思われる一般的な、音波に対する半透明な物体（干渉幅位相物

体を考え、これに対するシミュレーションを行なう結果を得た。

§3.2 振幅物体に関する画像特性

結像式に基づいて形成される物体像に関する基礎的な考察を行なうために、物体は、照射音波が物体内部を通過しない場合について考える。物体は、薄い平板物体と仮定すると、物体関数は、物体幅を $2a$ とする

$$O(x') = \begin{cases} 1 & x' \leq a \\ 0 & x' > a \end{cases} \quad \dots \dots \dots (3-1)$$

となる。1次回折光で結像される物体像の強度分布は、式(1-36)から式(3-2)で与えられる。

$$\begin{aligned} I(\xi) &= |E_{+1}^{\xi}(x)|^2 \\ &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} O(x') H(\xi - x') dx' \right|^2, \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (3-2)$$

但し

$$H(\xi - x') = \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{P}{2P_m}\right) \exp\left\{-jk\left[p(x_0 - \frac{k}{K}\xi - x')\right]\right\} dp. \quad \dots \dots \dots (3-3)$$

計算方法は、数値計算を行ない、計算結果は、 K 倍拡大して、 x' 軸と ξ 軸とのスケールを合わせて実験像と比較検討した。

3.2.1. 物体像の定量化における実験装置

測定装置構成を図(3-1)に示す。使用音波は、音響出力 0.5 Watts/cm^2

音波周波数 $15\text{MHz}, 30\text{MHz}$

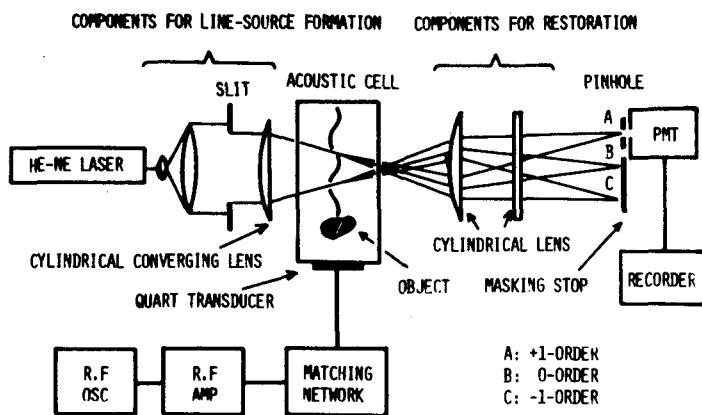
平面波で、水と満たした超音波槽内を伝播し、物体と照射する。照射音波および物体による散乱音波は、左端から伝播する線状収束光と相互作用し、音波周波数で Doppler shift が $\Delta f = \frac{2}{\lambda} v \cos \theta$ の回折光と生成する。

結像には、+1次回折光を用い、物体はアルミ反応堆積した。物体像は直接にアトマルティアライヤーで検知し、エニグマに入れて強度分布を測定した。像面では、零次光を中心とする媒質中(水中)の不純物による Rayleigh 散乱、Tyndall 散乱に起因する 1 次散乱が顕著に広がり、この混入を押さえため、音波槽と円筒レンズの側面に置き、零次光と信号光との分離を行った。小物体の測定は、円筒レンズの収差の影響を押さため、アトマルティアライヤーを固定し、物体と 10mm 間隔で離散的に移動させて行った。1 次散乱量に信号光の光電測定値は、1 次散乱量と測定値とした。

3.2.2. 計算結果の検討

式(3-2)、(3-3)に含まれる変数、音波周波数、レンズ開口径、物体幅とパラメータ等を変化させて得られるシミュレーション像(S.I.と田畠)と実験像(E.I.と略す)の比較を行ない画像特性の把握および劣化要因の検討を試みた。

図(3-2)は、音波周波数 15MHz 、幅 1mm の平板物体を中心に得られた物体像のスリット開口径($2d$)依存性を示すものである。S.I.とE.I.の両者共、開口径の増大に伴い分解能が向上することとし、物理的には、結像に寄与する散乱

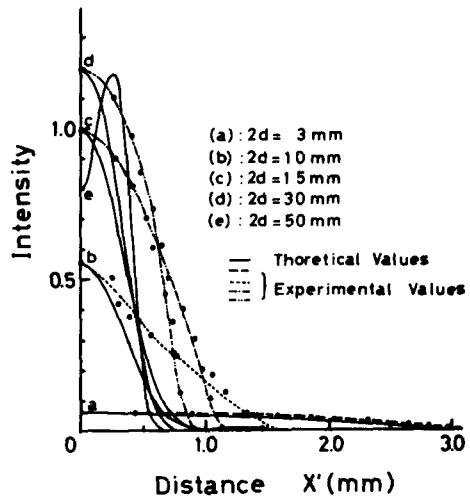


図(3-1) 実験装置の構成

音波が開口経の増大とともに増加することを裏付けている。収差を考慮に定めて適正開口経 ($2d = 15\text{ mm}$) の場合、S.I. と E.I. の像幅の比較を行なうと、後者は前者の約 1.7 倍の像幅を有し、実験像の劣化が著しい。この劣化は、開口経が減少する程著しく、像形成の立場から考へば、E.I. は S.I. におけるより像面との座標に対する勾配が緩やかであることから物体の高周波成分の情報が減少することによる現象であることが分かる。劣化の要因について

- (1) 障碍物: Acousto-Optic interaction area による影響、(2) 音波吸収による効果、
- (3) Acousto-Optic interaction における音響出力に対する回折光強度の linearity による効果等が考えられる。

これら等の劣化要因は、単独に影響を及ぼすものではなく複数の像の劣化を生ずるものと想われる。何故ならば、吸収について考へれば、水中の音波の吸収係数¹⁾は、15MHz で約 0.0569 (neper/cm), 30MHz で約 0.228 (neper/cm) であり、高周波音波であるから無視できない。しかし吸収効果は、全ての空間周波数に対して一様であるはずで、特に高域空間周波数成分が除外されるこではない。Acousto-Optic interaction area は開口も、その領域の大きさは、物体面の座標系の X 軸方向 \times Y 軸方向の方が広く、Z 軸方向では、1 到 2 理論値に対応して分解能が得られるところから、この効果は十分に考へられる。劣化要因 (3) は、結像式の基礎となる表示法、Angular Spectrum 法の散乱場に関する仮定、即ち、ボルツ近似に従う入射波と散



図(3-2) レンズ開口経をパラメータとする 15MHz におけるミクレーニョン像と実験像の比較。物体は、1mm 幅のアルミニウムと同一である。

乱波の仮定、 $|S^s|^2 \ll |S^i|^2$, $|E^s|^2 \ll |E^i|^2$ が成立しないような強い散乱音波あるいは回折光波が生起される時に生ずるものである。オルニ近似に従う散乱過程で生起される回折光の振幅は、式(1-36)から位相項を無視すれば

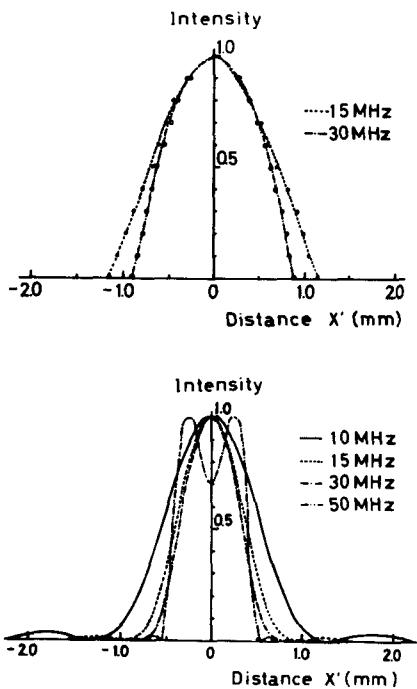
$$E_{+}^s \propto |E^i| |S^s| \propto |E^i| \cdot P_{ac} \quad \dots \dots \dots (3-4)$$

ただし、回折振幅は、媒質中の音響出力(P_{ac})の変化に対して linear に変化する。ところが、オルニ近似が成立しない程度強い回折光が生成される場合、回折振幅は、より厳密な Maxwell の運動方程式の解^{32), 33)}

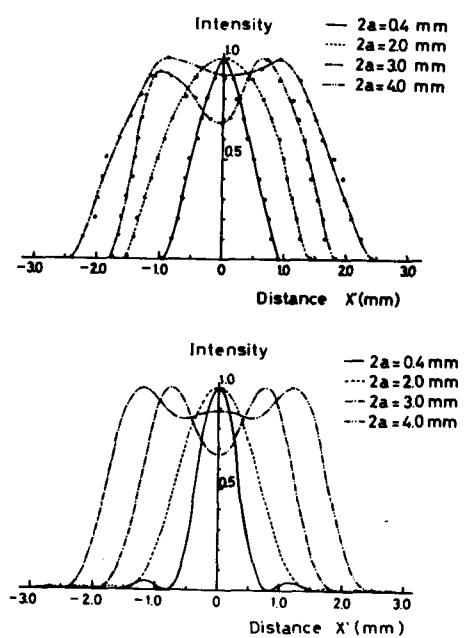
$$E_{+}^s \propto |E^i| \sin \sqrt{A \cdot P_{ac}} \quad \dots \dots \dots (3-5)$$

となる。 A は定数である。式(3-5)から、回折光の振幅は、音響出力に対して linear に変化しないことが分かる。さらに、式(3-5)において音響出力が弱い場合、この級数展開において第1次近似と式(3-4)が得られることが理解される。式(3-5)は、従う Acousto-Optic Interaction においては、オルニ近似に従う弱い散乱および回折過程で生ずる強い散乱音波に対して、強い音波強度に対応する回折光の強度が強調される結果を生ずる。換言すれば、音波から光波への強度の交換時のダイミックレンジの非線形性が呈され、弱い音響出力の領域では、強い音波と強調される結果を生ずる。散乱音場について考えると、散乱音波のエネルギー・角度分布(指向性)³⁴⁾は、物体(散乱体)が小さく、音波周波数が低い程大きくなり、散乱角の大きい散乱音波ほど、物体の高い空間周波数の情報を含んでいる。これ等の効果を考慮すれば、前述のように像の劣化は、散乱角の大きい散乱音波がエネルギー的に散乱角の小さい音波よりも多く、又伝播距離も長くなることから吸収の効果も大きく、ダイミックレンジの非線形性に則り物体の領域空間周波数成分が強調される効果に生ずると解釈される。

この現象は、次の図(3-4), 図(3-5)で明らかであると思われる。媒質中の音響出力に



図(3-3) 音波周波数をパラメータとするレンズ開口径15mmにおけるシミュレーション像と実験像の比較。物体は、1mm幅のアルミ板で、上図は実験像、下図はシミュレーション像を示す。



図(3-4) 物体幅をパラメータとするレンズ開口径15mm、音波周波数15MHzにおけるシミュレーション像と実験像との比較。上図と下図は、実験像とシミュレーション像を示す。

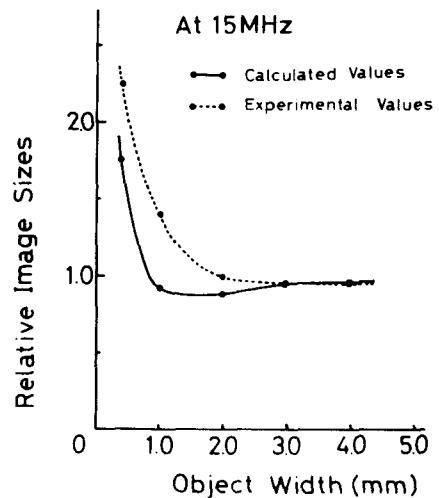
に対する回折光強度の関係は、第5章で議論する。

図(3-3)より、開口径 $2d = 15\text{mm}$ を用い、中高1mmのPILS板に対する像、音波周波数依存性と調べたものである。像と形成する物体の最大空間周波数は、式(2-9)より使用音波周波数の比で変化するが、像として得られる S.I. と E.I. の両者共、顕著な差はないといつよい。しかし詳しく述べて見ると、特性曲線の tail 部が異なる。後述の実験像では $15\text{MHz} \sim 30\text{MHz}$ の物体像では、前述した劣化要因の影響と考らねる結果、2-4.1像の sharpness が著しく異なることが分かる。

図(3-4)より、開口径15mm、音波周波数15MHzを用い、PILS板の物体幅を

変化で得られたものである。物体幅が大きくなるに伴い、S.I.とE.I.は良好な一致を示し、両者共、像の輪郭が強調されて edge sharpening effect を呈する。両者の一致は、装置の変化ではなく同一の結像系であるから結像に本質的な現象と言える。これは、物体幅の変化が散乱音波のエネルギーの角度分布を変化させ、大きな物体では散乱音波の指向性が鋭くなり、高域空間周波数と搬送音波の音響出力に対する非線形性の影響が緩和されるためであると解釈される。

図(3-5)は、音波周波数15MHzを用い、得られた像の最大強度の半値幅で Image size を定義し、物体幅の大ささと像の広がりの関係を調べたものである。Image size は、像幅と物体幅で大見格化してある。この結果から、3.0mm×3の物体(音波長の約30倍)において、計算値と実験値は極めて良好に合致し、Image size は、物体幅に対して等しい。3.0mm以下では、次第に不一致を呈し、更に1.0mm以下(音波長の数倍)において、急激に分化する。ここに於いて、物体幅が減少すれば散乱音波のエネルギー分布に開拓が指向性は鋭くなるので、前述した音波から光波への情報変換時に生ずるダイナミックレンジの非線形性による効果が明らかであると思われる。このように、B.L.S で得られる物体像は、レンズの開口経と音波周波数で画質が決定され、以外に、散乱音波の音響出力によっても画質が変化し、通常の光学結像系における現象とは異なる。



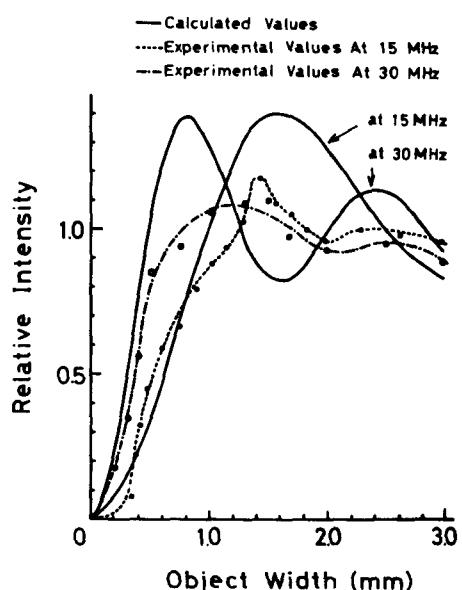
図(3-5) レンズ開口経15mm、音波周波数15MHzにおけるシミュレーション像と実験像の物体幅依存性。Image Sizeは、像幅(最大強度、半値幅)と物体幅で大見格化したものである。

3.2.3 像のコントラスト

前述の結果から音波長の10倍以下の物体幅に対しては、シミュレーション像と実験像の差異が著しいことが分かった。しかし後述の実験像では、これらの物体に対してある程度の強度を保持して像が得られる。図(3-6)は、音波周波数15MHzと30MHzを用い、像の中心における像の強度を示したものである。相対強度は、物体を挿入しない時のバイス強度の値で規格化している。この図から、大きな物体幅に移行するに伴い、15MHzで物体幅1.2mm、30MHzで0.7mm位で完全に強度が回復し、それ以上の物体幅では、Contrast ringingを生ずることが分かる。

1.0mm以下の小さな物体幅においては、実験値は、計算値に比較して、比較的急なスロープで立ち上がり（前述シミュレーション結果からは、並に物体・高域空間周波数が抑圧される効果から緩慢なスロープで立ち上がりと推定される）。この現象を物体・空間周波数（式(2-12)）から評価すれば、シミュレーション像に比較して実験像は、一見高域成分が強調されておりに見える。

しかし、この現象は、次節で述べる如く、照明光束の原因ではなく、物体と水の境界域における音波の不連続な位相によるものと解釈される。

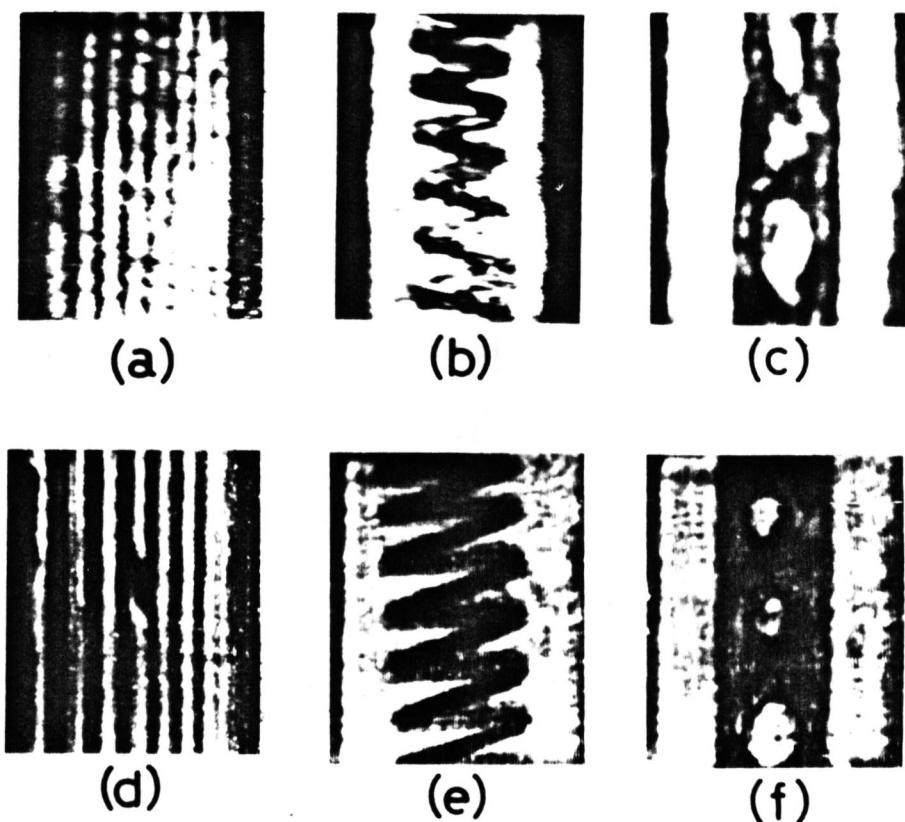


図(3-6)は像のコントラストの物体幅依存性。諸条件：関節条件13、レンズ開口径15mm、音波周波数15MHzと30MHzであり、像のコントラストは、物体挿入前のバイス強度で規格化し、像の中心で計算および測定されたものである。

3.2.4. 物体像の観察

シミュレーション結果と光電的に測定した実験結果と比較検討することにより得られたB.I.S.の画像特性を実験的に確認するために数種類の物体像と調べ、図(3-7)に示す。

結像には、オーディオとされる3条件、即ち媒質中の照射音波の音響功率約0.5 Watts/cm²、周波数15MHzと30MHzと用い、照明光導糸とし、レンズ開口径15mmを用いた。図中の(a),(d)は、直徑1.6mm, 1.0mm, 0.8mm, 0.6mm, 0.5mm, 0.25mm, 0.15mmの平行なワイヤーが非周期的に配列されたに物体の音波周波数がそれぞれ15



図(3-7) 物体像の観察。

試料は、(a)と(d)が1.6, 1.0, 0.8, 0.6, 0.5, 0.25, 0.15mmのワイヤーを非周期的に配列した格子；(b)と(e)直徑10mm, 1mmのスパン=7°；(c)と(f)幅8mm, 厚さ0.2mmのPVC板に直徑4mmと2.5mmの穴と肩孔を有するである。(a), (b), (c)は、音波周波数15MHzと用い、(d), (e), (f)は、30MHzと用いて得られた。

MHz, 30MHz に対する物体像である。15MHz と 30MHz の像と比較すると、前者は、アヤーの各中心部から減少する強度分布と共に、後者は、物体幅が増大するにつれ、輪郭と再現の模様を呈し、図(3-4)で示したシミュレーションによる結像特性を裏付けている。また、実験的分解能が約 1.2mm であるにもかかわらず、図(3-6)で示すように、より広い物体幅を有する試料に対する上に較的高いコントラストを保持して映像されることが窺える。(b), (e) の物体像は、三次元的な物体として直径 10mm, 1mm の穴を有して得られたものである。詳細に観察すれば、照射音波の伝播方向に垂直な直線が交差する二面で結像パターンが変化していくことが分かる。先述した如く、本システムは、ホログラフ-結像系と考えられる故に、三次元的結像が可能であり、物体内部断面の観察に対する有用性であると思われる。15MHz と 30MHz の場合、物体像と比較すると、後者は、分解能、画質が良好であるのに比べ、前者は、劣化が顕著であり、これも散乱音波の指向性に伴う効果が現われていると考えられる。しかし、音波から光波への情報変換時のダイナミックレンジの非線形性の効果は、一様の低周波フィルターとして作用する、レンズ収差等による影響と異なる。図(c), (f) は、幅 8mm 厚さ 0.2mm のアルミ板に 4mm と 2.5mm の穴と角柱物をに対する得られたものである。両周波数の像共、図(3-3)で説明した如く、物体の輪郭の強調効果 (edge sharpening effect) を呈している。特に (c)においては、アルミ板の透過像とすりこみ、物体端のコントラストが強調されている。

さらに、物体幅 8mm、厚さ 1mm の均質なアルミ板を用ひ、これを透過状態に設定して透過像を得、edge sharpening effect を調べた。

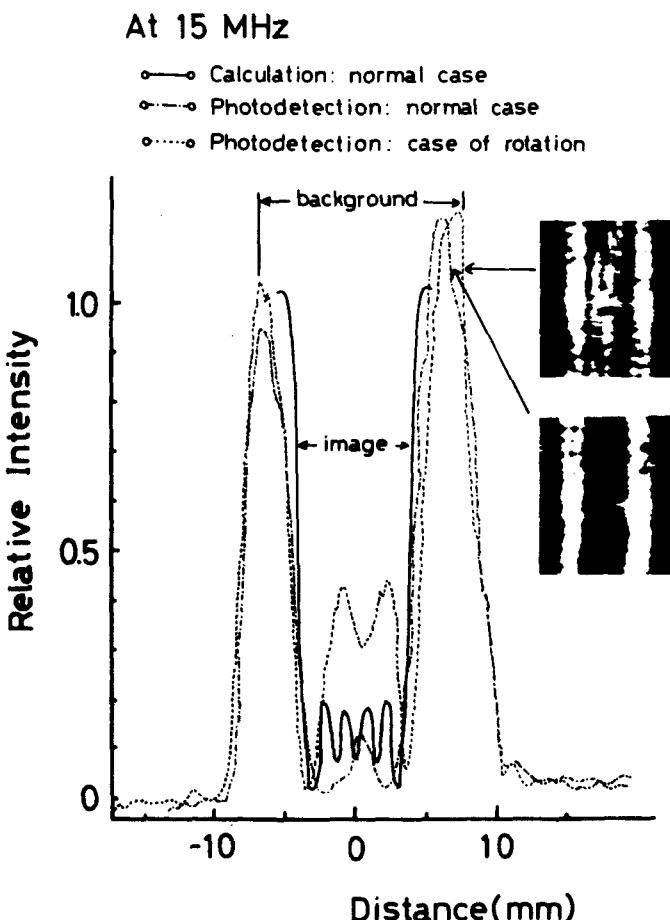
アルミ材料は、水との音響インピーダンスの関係から音圧反射率が高く、通常、照射音波が物体内部を伝播しない物体と考えられるが、音波の入射角を変化させた場合、物体内部に音波が伝播し得る。即ち、入射角を変化させたのが等価的にアルミ板の板厚を変化させることと同様で、板厚が音波の半波長の整数倍の点で透

透極大が存在し、この条件下で照射音波の強度と全と同じ強度で射
す透過音波が得られる。

このための操作は、照射音波の
方向を固定し、アルミ板をX軸(1
回(2-4)に示した座標系)と回
転軸(1に回転する)に沿って得ら
れ、図(3-8)に15MHzの音波を用
いて得られた結果を示す。

通常、透過音波が存在しない
場合、実験像と計算値は、比
較的良好に一致している。次に、アル
ミ板を僅かに回転し透過極大
を固定すれば、それに応じて透過
像が得られる。透過像の測定
値を調べれば、透過強度の計算
に対して物体端部の強度が増
加せず、全強度(peak-to-peak)¹²の強
度)、40%に達する強いコントラストを呈していることが分かる。透過音波が存在しない
場合、計算および実験結果から物体端部の強度は、全強度の20%以内で透過
音波が存在しても理論的には同様であるところから、この強い edge contrast は、
単に透過音波の強度のみの考慮では説明しない。

この原因は、物体内と伝播する音波が入射方向、材質中の波長、厚さで決
まる位相変化を生ずるから、物体通過後の透過音波と照射音波との間に生



図(3-8) Edge sharpening effectの測定。
試料は、幅8mm、厚1mmのアルミ板であり、物体
を回転することに射音波のアルミ板に対する透過率
が変化し、容易に透過像が得られた。

する物体端における位相の不整合によるものと考えられる。光学像において、エビーレット照明下で物体の位相分布を映像し得ること³⁵⁾、又、Laundry 等によつて、各物体断面における音場の位相分布が、物像面における回折光波の複素振幅中に保存される^{36); 37)}等が明らかにされている故に、工芸の原因が有力であると思われる。次節にてこの説明が専門家もおどりとシミュレーションにより明らかにする。

3.3 振幅位相物体に関する画像特性

前節では、比較的物体幅の大きい試料の物体像に於いて、音波が物体内部を透過し得る場合、その物体端では異常に高コントラストを呈することを実験的に確認した。超音波映像法においては、大抵の場合、透過像に観察するところはより一般的であり重要であると考えられる。

これは、透過像の特質から、特に edge sharpening effect に注目し、この現象を解析するため、物体は、照射音波が物体内部を通過後、物体外を伝播する音波に対して振幅と位相変化を生ずる物体（振幅位相物体）と看し、その像の計算機シミュレーションを行なつて。

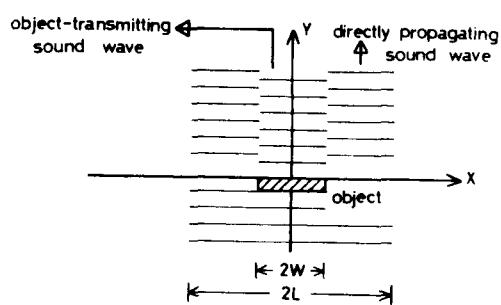
3.3.1. 計算方法

上述の効果は、B.I.S. やエビーレット結像系における、物体内部と伝播する透過音波による回折光と物体外を伝播する直進音波による回折光との間の位相差の結像特性への影響が問題となり、そのためシミュレーションは、後者を含めた物体面の考慮が必要である。図(3-9)に計算に用いたモデルを示す。物体内部を透過する際の音波の回折効果を無視するため、物体は、薄い平板物体を仮

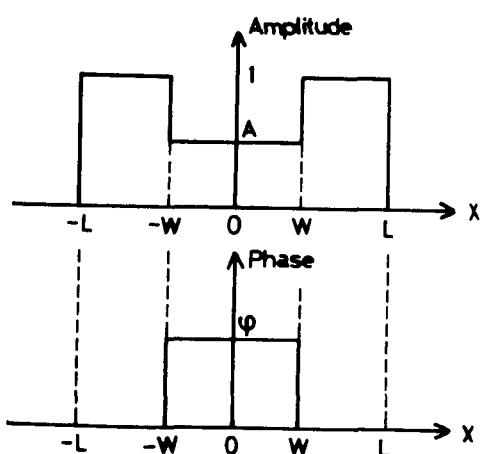
定面上、透過音波は、一様な干渉幅の減衰と位相変化のみを受ける。物体面の直線の面、即ち $Y=0$ に物体平面 [$(X-Z)$ 面] と離ぶと、物体間に於ける直進音波と透過音波により構成される音場の干渉幅位相分布は、照射音波の干渉幅で規格化すると図(3-10)に示す如きとなる。

これは水晶干渉動子の幅で $2L=18\text{mm}$, $2W$ は物体幅を示す。 δ モデルに対する、物体以外の直進音波領域を含めに物体関数 $O(X')$ は、物体の照射音波の強度に対する透過関数と $T(X')$ とすれば

$$\begin{aligned} O(X') &= [T(X')]^{\frac{1}{2}} \exp(j\varphi) = A e^{j\varphi} & |X'| \leq W \\ &= 1 & W < |X'| \leq L \\ &= 0 & \text{otherwise} \end{aligned} \quad \left. \right\} \dots\dots (3-5)$$



図(3-9) 計算に用いる干渉幅位相物体のモデル。 $2L$ = 水晶干渉動子の幅, $2W$ = 物体幅。



図(3-10) X 軸上の音場の干渉幅位相分布。 A = 音波の物体に対する干渉幅透過率, φ = 透過音波の直進音波に対する位相差 (radian)。

と表わされる。ここで $A (= T^{\frac{1}{2}})$ は干渉幅透過率を表し, $0 \leq A \leq 1$ を満たす定数, φ は位相変化を表し, $0 \leq \varphi < 2\pi$ を満たす定数である。

$A=1$, $\varphi=0$ の場合、物体は位相物体となり, $\varphi=0$ の場合、干渉幅物体である。

物体像の計算は、大型計算機を利用してさるため、高速フーリエ変換 (F.F.T.) によることで、サンプリング定理により有限領域の物体像のサンプル点数が確定され、像のスペクトラムを求め、これと逆変換して得る方法が有利である。したがって像のスペクトラム

分布は、式(2-6)から

$$\hat{E}_{+1}^s(\mu) = \hat{O}(\mu) \cdot \hat{H}(\mu) \quad \dots \dots \quad (3-6)$$

八

$$\hat{O}(\mu) = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} O(x') \exp(-j\mu x') dx' \right\} \dots (3-7)$$

$$\text{となる} \quad u = kp, \quad x = x_0 - \frac{k}{K} \xi \in \partial \Omega$$

物体像は、式(3-6)のフーリエ逆変換を施す

21-51

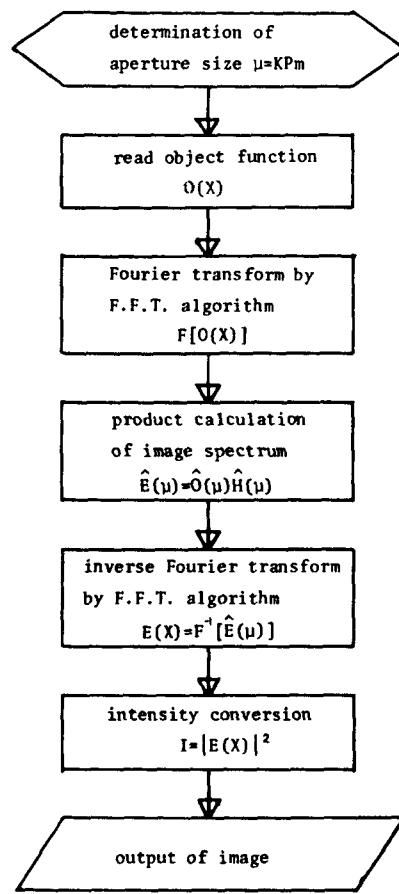
$$\left| \hat{E}_{+1}^s(x) \right|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}_{+1}^s(u) \exp(-jux) dx \right|^2 \quad \dots (3-8)$$

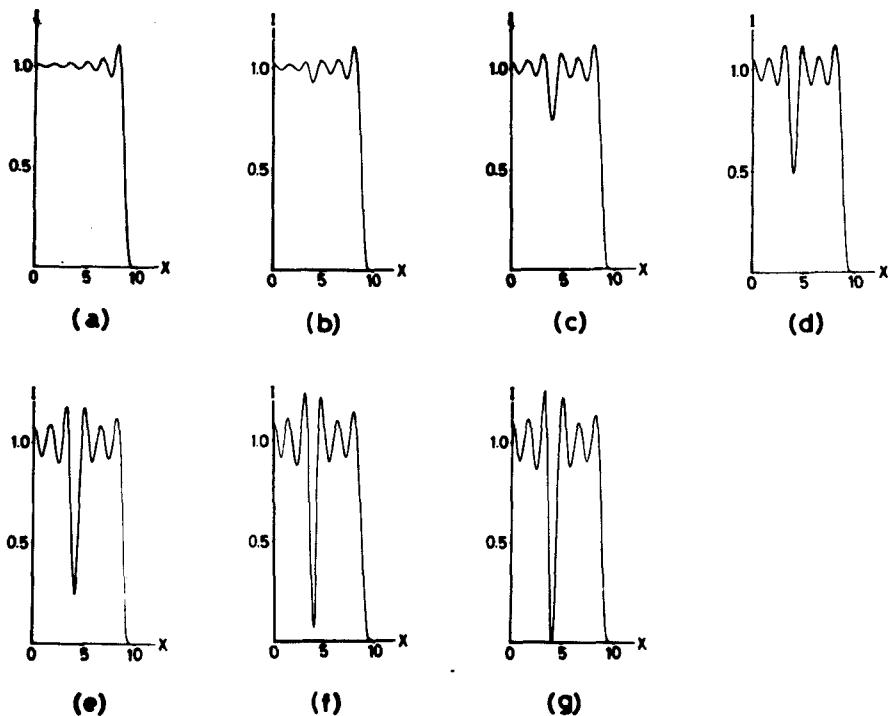
丁寧元氣丸

物体表面サンプル点数は、瞳闊数 $H(\mu)$ に33空間周波数の帯域制限から
 サンプル数は 1 度視野に 811, 15 MHz の音波長に約 0.1 mm をあたえ、サンプル間隔を 0.05
 mm に設定すると、X 軸を統一サンプル点数は 1024 である。このうち水晶振動子によるビー
 ム径 $2L = 18 \text{ mm}$ に対する 360 点割り合となる。図(3-11)は計算手順のフローチャートを示す。
 物体闊数として式(3-5)を利用すれば振幅位相物体と物体像が計算される。

3.3.2. 計算結果および検討

位相物体と振幅位相物体に対する音波周波数 15 MHz の μm^{-1} 1 次回折光





図(3-12)位相差とハーフターダとある位相物体のシミュレーション。

各結果は、幅8mmの位相物体($A=1.0$)に対する結像条件、レンズ

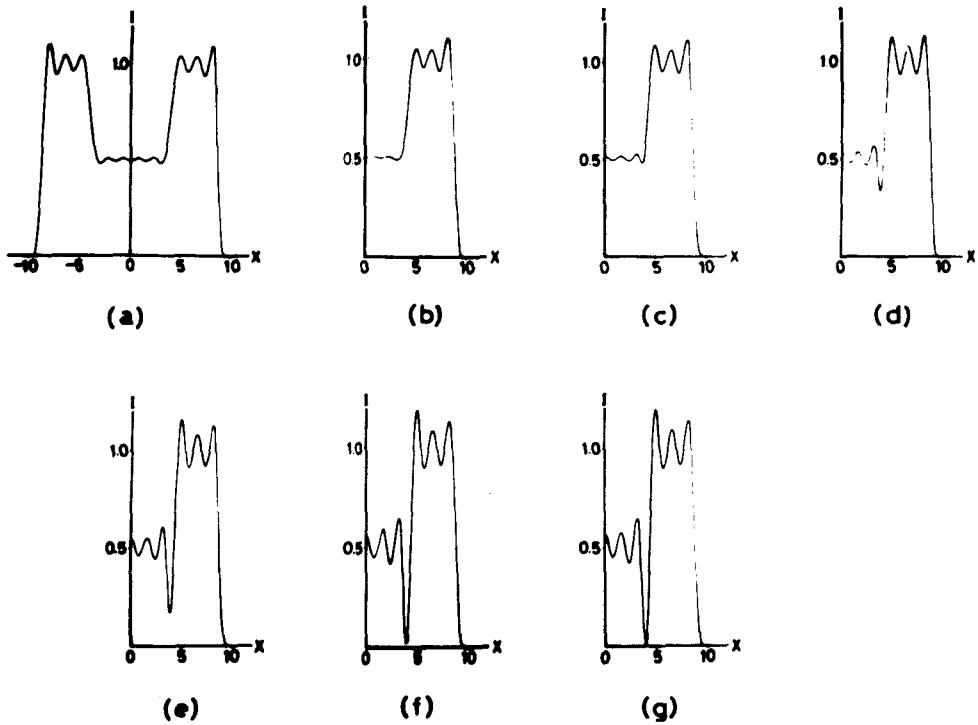
開口径15mm、音波間波数15MHzのもとで、位相差が、(a) $\varphi=0$, (b)

$\varphi=\pi/6$, (c) $\varphi=\pi/3$, (d) $\varphi=\pi/2$, (e) $\varphi=2\pi/3$, (f) $\varphi=5\pi/6$, (g) $\varphi=\pi$ として得られた。

図(3-12)は、開口径15mmをもつ場合、位相物体($A=1.0$)に対する位相差 φ とハーフターダとして得られたシミュレーション結果を示す。図中の横軸は、物体面と同一スケールに選ぶ。縦軸は、回折光の強度を表わし、物体幅は8mmである。

この図から、直進音波と物体を透過する音波との間の位相差がπに移行するに伴い、高コントラストを呈することが分かる。両者の位相差が音波長の半波長毎に時々コントラストの極大を示し、音波間の位相差のみで像が現われることが理解される。

ここにおいて音波間の位相差が物体像の強度分布と深く関係する要因であり、像評価の上で重要な要素であると考えられる。この具体例にて図(3-8)で示した透過極大の条件は、設定においてアルミ板の像を考えたことからで、位相差を考慮しない場合、理



図(3-13)位相差とハーフメータとすす振幅位相物体のシミュレーション。

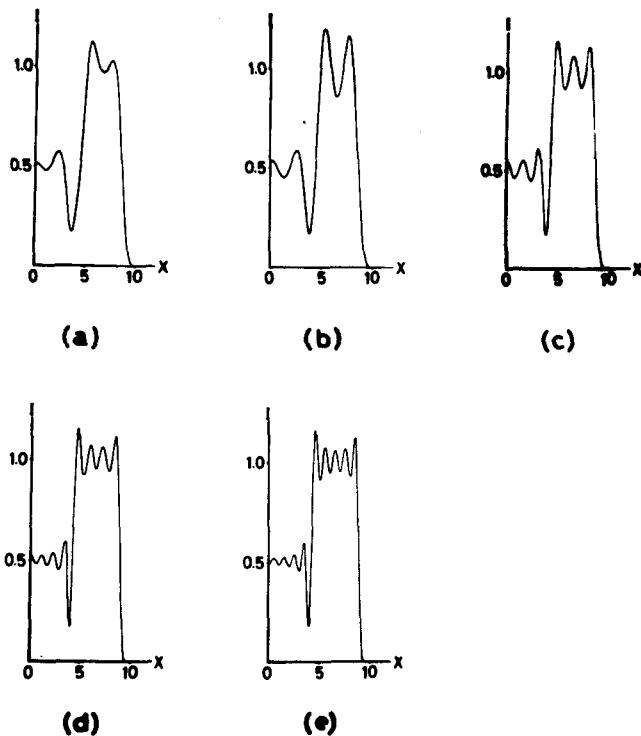
各結果は、幅8mmの振幅位相物体($A = \frac{1}{12}$)に対して、図(3-12)と

同様な結像条件のもとで、位相差が (a) $\varphi = 0$, (b) $\varphi = \pi/6$, (c) $\varphi = \pi/3$,
(d) $\varphi = \pi/2$, (e) $\varphi = 2\pi/3$, (f) $\varphi = 5\pi/6$, (g) $\varphi = \pi$ を用いて得られた。

論的予測し得ながらにハーフメータの回折強度に対する約40%の強度を有する物体端のコントラストは、位相差 $\varphi = \pi/2$ の近傍で容易に実現されることが理解される。

図(3-13)は、開口経15mmを用いた場合の振幅位相物体($A = \frac{1}{12}$)に対する位相差 φ ハーフメータとして得られたシミュレーション結果を示す。物体幅は8mmであり $\varphi = 0$ の場合、振幅物体像であり、 $\varphi \neq 0$ の場合、振幅位相物体となる。

位相差が増大して振幅物体から振幅位相物体に移行するに伴い、像のリフレクタの振幅変化を生じ、画像に差異が生ずることが分かる。又、物体末端では、強度コントラストを示す edge sharpening effect が明らかである。これ等のシミュレーション結果によれば、edge sharpening effect は、開口経が一定の条件下で直進光波と透



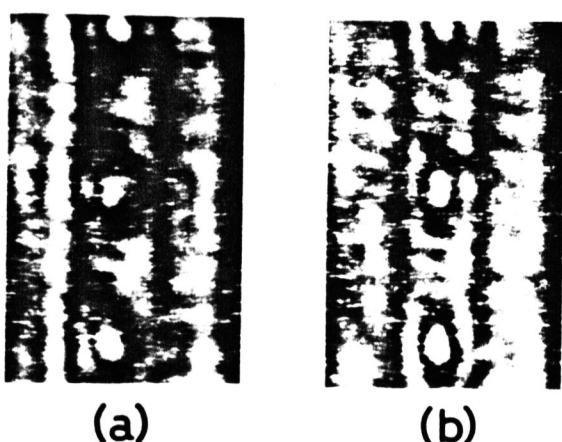
図(3-14)振幅位相物体($A=0.5, \varphi=2\pi/3$)の物体像
に見られる edge sharpening effect の開口径依存性。
各結果は、中幅 $2W=8\text{mm}$ の振幅位相物体に於て、各像
条件、音波間波数 15MHz のもとで、開口径が、(a) $2d=7.5$
 mm 、(b) $2d=10\text{mm}$ 、(c) $2d=15\text{mm}$ 、(d) $2d=20\text{mm}$ 、(e) $2d=$
 25mm を用いて得られた。

通常波との間の位相差が半波長よりも大きくなるとエッジを呈すことが分かる。レ
ンズ物体端における強度分布の広がりは全般に変化せず、開口径の大きさに關係はないと
考へられる。

次にこの効果の開口径による変化を調べるために振幅位相物体($A=\frac{1}{\sqrt{2}}, \varphi=2\pi/3$)
に対する開口径 $2d$ をパラメータとした時の物体像のシミュレーションを行なった。図(3-14)は、
物体中幅 8mm の物体に対する計算結果である。この図から、開口径が増大する(分
解能が低下する)に伴ない、物体端部のコントラストは尖鋭になることが分かる。一方、物
体端部のコントラストは、開口径に依存せざる一定である。即ち、edge sharpening effect は、
音波間の位相差により生ずるものとし、その強度分布の広がりは位相差に無関係で

あり、レンズ開口径による帯域制限の効果が強くこれが明らかにわかる。この事実から、位相物体の結果も帯域制限の効果に従うものであり、ここで得られた edge sharpening effect の知見は、仮定されたに物体が、図(3-10)に示した如く位相に関する矢印形状であり、位相成分がアーリエ級数展開された場合、無限次の空間周波数を用ると仮定されたに物体に対する分解能である。位相物体構成は空間周波数が有限であるが、又は不規則な空間周波数分布である場合、位相物体の画像は異常に効果を生ずる。³⁸⁾しかし重要なことは、edge sharpening effect が、位相差によく生成されるコヒーレント結像系の特徴である。³⁹⁾見かけ上分解能が何よりもごとくに複雑さより分解能の向上とは無関係である。⁴⁰⁾

図(3-15)は、音波周波数 15MHz を用い、開口径 7.5mm と 15mm に対するアルミ平板の物体像を示す。アルミ板は、厚さ 1mm、物体幅 8mm、穴の直径 3mm であり、適当な回転操作により透過極大の条件に設定すれば、透過率 $T=1$ の物体像が得られる。位相物体として考へることはできる。図中の(a)と(b)を比較すると、開口径の増大に伴なつて、物体端のコントラストが尖銳になることが分かり、上述の結論を裏付ける。ここで取り扱う



図(3-15)透過像における開口径変化による edge sharpening effect。物体は、厚さ 1mm、3mm の穴を有するアルミ板である。各像は、開口径が (a) $d = 7.5\text{ mm}$, (b) $d = 15\text{ mm}$ で得られた。

ではシミュレーションモデルでは、物体端におけるコントラストと調べるためにも、ここでみたが、物体内部において、屈折率が異なる分布を持つ場合、その境界域の映像に対する、ここで取り扱いと同等に edge sharpening effect を生ずる。

§3.4 結 言

第2章で導いたに B.I.S. の結像式に基づいて分化の著しい物体面の X 軸方向の結像に着目し、一次元物体の計算を行ない、画像特性の把握を試みた。

シミュレーションは、音波が物体内部を通過し得ない平板幅物体と透過音波が存在し、像形成に寄与する平板幅位相物体に分離して考えた。平板幅物体の場合、シミュレーション像と光電検出することにより定量化と共に実験像と比較検討し、次の事柄が明らかになつた。

(1) 結像は、主として照明光学系のレンズ・開口比及び使用する音波周波数に依存し、開口径の拡大に伴ない良好な画像が得られ、音波周波数が 30MHz の結像の場合、理論的に予測される像と実験像は良好に一致する。音波周波数 15MHz のレンズの収差の影響を阻止するオーディマトは開口径と用いた結像の場合、物体幅が異なる物体のシミュレーション像と実験像と比較すると、音波長の 10 倍以内の幅と物体に対して、後者は前者よりかなり分化している。音波長の 10 倍から 30 倍までの幅と物体では、両者は大体一致を呈し、物体幅が 30 倍以上の場合は、良好な一致を示す。このように現象は、装置的には同一であるが、装置関数は不变であり、通常の結像光学系では見られない上であるが、小さな物体では、散乱音波のエネルギーの角度分布が広がり、高周波の物体の空間情報を含む音波は、大きな散乱角で散乱され、他の周波成分のエネルギー的に他のところへ音波から光波への情報変換時、音波強度の変換能率の非線形効果のために生ずると考えられる。

(2) 比較的大きい物体幅と有する物体の像は、結像光学系におけるビームズーム現象のこととし、その輪郭部の強調が edge sharpening effect とよばれる。入射音波が物体内部を伝播する透過像の場合、特に物体端のエントラストが

強調され、この効果は、単に物体内部を透過する音波の振幅成分の結像⁽²⁾と説明され、位相成分の考慮も必要であると考えられた。

次に、(2)で述べられた現象を解釈するため、照射音波が物体内部を通過する振幅と位相の変化と生ずる振幅位相物体の結像⁽²⁾を元、シミュレーションを行った。その結果、次の事柄が明らかになった。

- (3) Edge sharpening effectは、振幅位相物体(位相物体と含め)に特徴的な現象⁽³⁾であり、直進音波と透過音波との間の位相差によく生ずる。物体端のコントラストは、開口径に無関係で位相差のみに依存し、両者の位相差が音波長の半波長に近づくにつれ、強度コントラストを呈する。
- (4) Edge sharpening effectを示す物体端の強度分布は、位相差に關係せず、レンズの開口径のみに依存する。開口径の拡大に伴ない、物体端の強度分布は、尖銳的分布と示すが、そのエッジの変化は生じない。

今日、超音波映像法は、X線に替わる医療診断法として活用されつつある。特に^{41)～44)} B.I.S.は、第2章⁽²⁾で示した如き高周波音波の映像に対して有効であると言えれば、吸收の大きい試料には不利であると考られる。しかし、やむを得ない試料の映像の場合⁽²⁾、(3)、(4)で得られた知見から、物体の音波の照射方向を整え、透過強度の極大条件を使用すれば、容易に透過像が得られ、その像が、度々強度 edge sharpening と呈するところから見かけ上鮮銳な像が呈され、より印象的であると考えられる。

第4章 超解像結像系

§4.1 緒言

従来の超音波エコグラフによる結像系の分解能は、機械的精度、装置の性能に依存し、理論的に評価するとか困難である⁴⁵⁾。一般性を欠くことから、通常、実験値で示される。

Bragg Imaging Systemは、装置が簡単である他、(1)音場の検出器を必要としない、(2)結像作用にレンズを使用しない、(3)参照波を必要としない、等の特徴を有し、これらの利点から像形成時の劣化要因が少なくて画像が良好である。この結果、結像式に基づく分解能の理論的評価が有効であることは、既に述べたところである。分解能は、レンズの開口径による物体の空間周波数の情報と搬送超音波の回折制限 (diffraction-limit)⁴⁶⁾の効果から決定され、物体間の相異は直交座標軸で異なる。従々分解能と直交座標軸の結像は、やむと直交する座標軸の結像に対して、開口径が狭いことから分解能が約1行悪く、画像の良否を決定すると言明した。B.I.S.の非破壊検査、医療診断等の応用上考慮した場合、前者の分解能向上による画像の改善が望まれる。分解能の向上と同一手法として、レンズの開口径を拡大することが考えられるが、拡大光学系のレンズの収差が像を劣化させ、開口径を広く選ばない。

そこで、本章では、B.I.S.に結像光学系における合成開口法を利用して超解像結像法の導入を試み、一次元的な分解能の向上と因る^{47), 48)}。この方法の結像は、一定の開口径でより多くの束では開口制限をうけて取り込まれない物体の高域の空間周波数の情報を多対ロジムとして記録し、再生像で等価的に開口径の拡大⁴⁹⁾に像を実現するものである。合成開口法の導入が有効であるためのB.I.S.の結像に関する条件として

- (1) 音波発生系、光学再生系の構成要素の移動が光軸と結像点の変化と生じる結像点、常に同一の結像式を記述できること、
- (2) 対象とする座標軸方向の結像に関する、結像光に phase aberration の影響がないこと、
- (3) 結像に寄与しない開口制限に対する物体の高周波情報を取り除くこと、映像可能であること、

が満足される。条件(1)、(3)は、本章の理論的考察と実験結果はより明らかにする。条件(2)は、Boy 等の研究により対象とする座標軸の結像に伴う位相差がレンズ開口径の N.A. (2α) が $2\alpha < 2$ の範囲内で使用される時、 10^{-5} radian \times 下記⁴⁸⁾ 以上から保證されると考えられる。また、第3章で説明した分化要因、例によると音波吸収効果と音波強度、変換能率の非線形効果は無視する。本章で述べた B.I.S. の超解像系は、以上の実現手段が光学プログラムであり、物体情報を音波で伝達される B.I.S. の特質に合致すると考えられる。

4.2 Bragg Imaging System における超解像結像系の理論的表示

B.I.S. の結像に関する Angular Spectrum 法の仮定、即ち物体は、音波長の数倍以上であり、散乱音波のエネルギー分布は、大半に於いて前方に分布する forward scattering である。散乱過程は、入射音波の強度に対して弱い散乱波の weak scattering の仮定に従うものとする。⁴⁹⁾

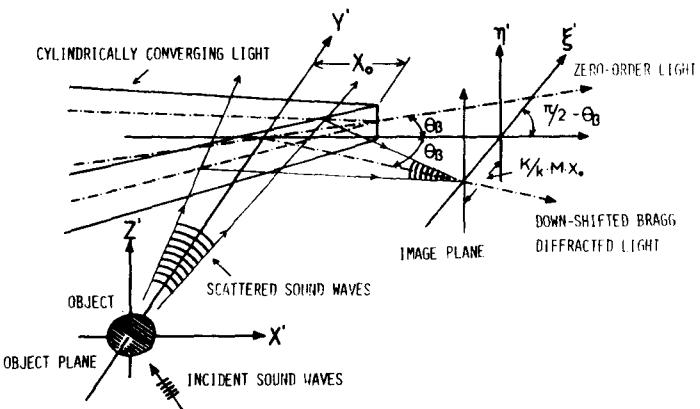
図(4-1)に示す座標系 [図(2-4)と同じ座標系であらわし説明と略す] において、

* 依然に存在しても結像光の位相差を生ずる性格のものはないので、像形成には無視できると思われる。

物体を斜方向から伝播する平面
音波に照射する場合、生ずる散
乱音波と照明光が相互作用
して生じる一次回折光に物体
像の変化を調べる。

物体像の検出面を、拡大
光学系の倍率を M とする ($\xi = \eta'$)
面 [図(2-4) の下の第2像面]

である。X 軸上に結像光の振幅分布は、式(1-37)から次式で与えられる。²¹⁾



図(4-1) Bragg Imaging System の座標系

$$E_1^s(\xi') = C_s \exp[-j(\omega - \Omega)t] \int_{-\infty}^{\infty} O(x') \exp(jKp_0 x') \cdot H(\xi' - x') dx' \quad \dots \quad (4-1)$$

但し、 H は、装置関数であり

$$H(\xi'; x') = \int_{-\infty}^{\infty} R(p) \exp[-jKp(x_0 - x' + \frac{k\xi'}{KM})] dp, \quad \dots \quad (4-2)$$

$$R(p) = \text{rect}\left(\frac{p}{2p_m}\right).$$

$R(p)$ は、レンズの瞳関数を表わし、 C_s は、Acousto-Optic interaction の効率(一定値)、 x_0 は、照明光の焦点、 p_0 は、 P 軸に沿う照射音波と散乱音波の方向余弦、 p_m は、開口角の大きさを決める最大角の方向余弦を表す。且、 K は ω, k は、天、音波と光波の時間的周期波数と波数ベクトルを表す。

斜方向の照射音波と用いてここの物体像の座標に関する、物体の中心を考え、
これは対称点である。即、式(4-2) の指数部 $\exp[-jKp(x_0 - x' + \frac{k\xi'}{KM})]$ を零と置く。

$x' = 0$ のとき $\xi'_0 = -(\frac{kp}{kM}) M x_0 + p_0$, p_0 に関する式である。即ち、結像点は、音波の照射方向に依存せず一定であり、Y 軸に沿って伝播する照射音波の場合と同一の座標点である。しかし、検出される物体像の画質は異なると考えられる。これと調べるために式(4-1)のアーリエ変換を施し、物体像の空間周波数分布を求めよう。式(3-8)を行なうとき、アーリエ変換に関する空間周波数 $\mu = kp$ に留めれば、 λ の逆変換が物体面の X 軸と同等のスケールで表示されてしまうので、逆変換が λ' 軸で表示されるために、式(4-2)の指數部を次のように変形する。

$$kp(x_0 - x' + \frac{k\xi'}{kM}) = \frac{kp}{M} (\xi' + \xi_0 - \frac{kx'}{k}) \quad \dots \dots \dots (4-4)$$

さておき、空間周波数に対する変数を $M' = \frac{kp}{M}$ とすればよろしい。結像の中心座標 ξ_0 を考慮して、 λ' 軸に関する物体像のスペクトル E_1^s は、式(4-1)～式(4-4)を利用

112

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^s(\mu') &= C_s \int_{-\infty}^{\infty} E_1^s(\xi' + \xi_0) \exp[-j\mu'(\xi' + \xi_0)] \delta(\xi' + \xi_0) \\ &= C_s \hat{\delta}(kp - kp_0) R(kp) \delta(kp - \frac{km\mu'}{k}) \\ &= C_s \hat{\delta}\left(\frac{km\mu'}{k} - kp_0\right) R\left(\frac{km\mu'}{k}\right) \quad \dots \dots \dots (4-5) \end{aligned}$$

113

$$\delta(t) = \begin{cases} 1 & t=0 \\ 0 & t \neq 0 \end{cases} \quad \dots \dots \dots (4-6)$$

となる。拡大光学系の倍率は、 λ' 軸に現れる物体像が、物体の実長に等しいから

に調整した場合、 $M = \frac{1}{K}$ である。この条件下式(4-5)は、

$$\hat{E}_{-1}^s(\mu) = C_s \hat{\delta}(\mu - KP_0) R(\mu), \quad \dots \dots \dots (4-7)$$

となる。ここで定数 C_s は、 μ に変換される。式(4-7)は、斜方向の照射音波を用いて得られる物体像の空間周波数分布を表現する。この式から、物体像を構成する物体の空間周波数成分は、瞳関数 $R(\mu)$ により、 $-KP_m$ から KP_m の帯域内に制限され、物体外へ外れると、周波数領域において、照射音波の化粧角に対応する空間周波数 KP_0 にて移動することが分かる。この知見から、音波の物体に対する照射方向を変化させれば、光学軸、光学要素を移動させることなく、物体の任意の空間周波数帯域による結像が可能であることが分かる。この際には重要な点は、前述の結像点の移動が、原理的に生じないことである。

従つて、もし瞳関数に依存する周波数帯域以外の物体の高い空間周波数の情報を取り込み、結像に寄与するならば、分解能の向上が計られると言えらる。この概念に基づく結像法は、合成開口法と呼ばれるアンテナの口径で帯域制限を受けた多信電波の像の回復に活用されており、光学レズームの結像法は、超解像法といい近年開発されている。

B.I.S.における超解像率を実現するため、斜方向の音波の物体照射により生ずる物体の低周波、中間周波、高周波帯域成分の空間情報を物体像を作成し、これ等の振幅位相分布をエコーレット検出し、カソードアーマーに記録する必要がある。この要請は、光学プログラム機能を利用せずにかぎらず、原理的には、光学的な超解像結像率と同じである。

B.I.S.における結像光の音波周波数はミリ波フーリエシフトを3倍する回折光であるから、プログラム作成のための参照光は、結像光とエコーレットの光波

$$E_{-1}^r(\xi' + \xi_0) = Cr \exp\{-j[(\omega - \omega_0)t + kpr(\xi' + \xi_0)]\}, \quad \dots \dots (4-8)$$

と用ひることにする。ここに Cr は、参照波の強度に関する定数、 pr は、像面の ξ 軸にに対する参照波の方位余弦を示す。式(4-8)は、平面波音波と平面波光波との相互作用により生ずる一次回折光を表現したもので、非線形な位相項を含まない。⁵⁰⁾

この参照光と結像光とを像面で記録すれば、通常の光学ログラムと同様に、イメージログラムが作成される。ログラムの true-image 項と自由度可变

$$\begin{aligned} F_H(\xi' + \xi_0) &= E_{-1}^s(\xi' + \xi_0) E_{-1}^r(\xi' + \xi_0) \\ &= Cr E_{-1}^s(\xi' + \xi_0) \exp[-j k pr(\xi' + \xi_0)], \quad \dots \dots (4-9) \end{aligned}$$

となる。ログラムのスペクトルは、式(4-9)の両辺の Fourier 変換を施し、式(4-7)と同様

$$\begin{aligned} \hat{F}_H(u) &= Cr \hat{E}_{-1}^s(u + kpr) \\ &= CsCr \hat{O}[u + k(pr - \frac{K P_0}{k})] \cdot R(u + kpr), \quad \dots \dots (4-10) \end{aligned}$$

となる。式(4-10)は、式(4-7)と比較することにより、イメージログラムのスペクトルが、空間周波数の領域において、物体像のスペクトルを干渉縮約する空間周波数 kpr だけ移動して得られることが示す。さらに、ログラムに含まれる物体スペクトル $\hat{O}(u)$ は、周波数領域で、照射音波と参照光波の伝播方向の変化に対応して移動することが分かる。ここで、面波の伝播方向、 P_0 と pr の変化に対する常に、物体

スベオトランの移動を禁ずる条件、 $P_r - (K_R) P_0 = \text{constant}$ の関係が成り立つと仮定する。この条件下で、瞳闊数 $R(u)$ のみが移動し、両波の伝播方向を適当に変化させることにより、瞳闊数だけを任意な空間周波数に設定できる。従って、瞳闊数、空間周波数帯域が連続的に配置されるときに両波の伝播方向を変化させ得られる各ゾーンログラムと同一ファイルに記録し、多重露光ログラムを作成するならば、その再生像は、開口経の拡大によって結像系で得られた物体像と同一の像である。この結像原理は、多重露光ログラムを構成する各ゾーンログラムの再生像の結像点が移動しない原理と物体の累積的空间周波数と記録した再生光波の干涉性を利用してものである。

瞳闊数 $R(u)$ が周波数領域で連続的に配置されるための照射音波と参照光波の方向余弦 P_0 と P_r に関する条件は、次のようになる。

$$KP_{0\ell}^n = -(n-1)KP_m + 2(\ell-1)KP_m, \quad \dots \dots (4-11a)$$

$$KP_r^n = (n+2)KP_m + KP_{0\ell}, \quad \dots \dots (4-11b)$$

$$(n=1, 2, 3, \dots; \ell=1, 2, 3, \dots, n).$$

ここで n は、多重露光ログラムを構成するゾーンログラム数、 ℓ は、個々空間周波数領域から決定されるゾーンログラムの作成順序を表す。式(4-11a)は、 n 個のゾーンログラムの空間周波数帯域が零次光の空間周波数帯域と重疊するように連続的に配置される条件を表す。式(4-11b)は、各ゾーンログラム内に含まれた物体スベオトランの空間周波数領域における移動を禁ずる条件である。

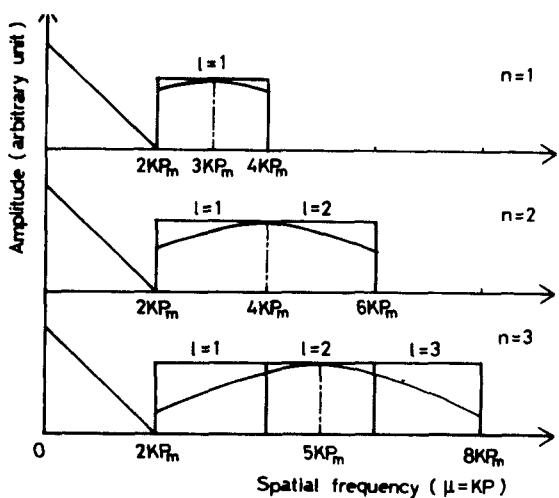
N 個のゾーンログラムの空間周波数分布は、B.I.S. ガエヒート分布であることから、ゾーンログラムの複素干渉幅分布のスリエ変換の結果として記述され、式(4-11a),

式(4-11b)と式(4-10)を代入して

$$\hat{F}_H^N(\mu) = \sum_{l=1}^n \hat{F}_{Hl}$$

$$= C_s C_r \hat{O} [\mu + (n+1) K P_m] \cdot \sum_{l=1}^n R [\mu + (2l+1) K P_m], \dots \quad (4-12)$$

である。 C_s と C_r は、B.I.S.の分解能が低いときに、照射音波と参照光波の伝播方向、変化が小さく、各フレーム間で一定値であると近似した。式(4-12)と式(4-7)と比較すると、多重露光フレームの帯域制限を与える瞳開数が露光回数倍拡大され、物体スケルトンの高さ空間周波数成分が結像に寄与することが理解される。図(4-2)は、n重露光フレームのスペクトル分布と零次光の帯域を考慮した式(4-12)に従つて示したものである。この図から、本方法による結像系が超解像結像系比の機能を有することが明らかである。



図(4-2) ホログラムの多重記録に伴う再生像の空間周波数帯域の拡大。

n = ホログラムの露光数, l = ホログラムの作成順序。

したがって、式(4-12)は、各フレーム間の時間的な位相差による視覚効率を考慮している。照射音波と参照光波の伝播方向が変化させて得られる各フレームでは、音波の伝播距離と参照光の光路長の変化は、結像光と参照光の間の時間的な位相差が異なる。時間的な位相差は、ホログラムの干涉、高さ空間的な移動エネルギー換算すれば、干涉、高さ移動量がホログラムの位相差を記録している。

各ログラン間で異なる位相と重ねた多重露光ログランの再生像は各ログランの結像光の干涉効果から、物体像と異なり pseudo-image を生ずる。

このため、更に厳密な取り扱いが必要であり、各ログラン間の位相差を補正しなければならない。本方法で生ずる時間的な位相項³⁷⁾を全く考慮すれば、式(4-12)は、

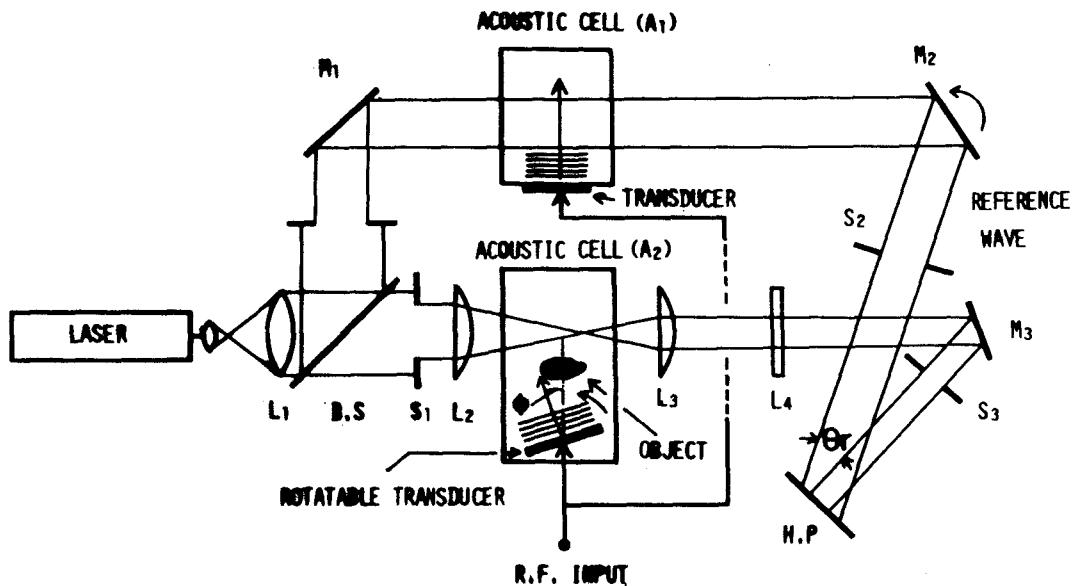
$$\hat{F}_H^n(u) = C_S C_r \hat{O}[u + (n+2)KP_m] \cdot \sum_{\ell=1}^n \exp(-\psi_\ell) \cdot R[u + (2\ell+1)KP_m], \quad \dots \dots (4-13)$$

ただし

$$\psi_\ell = \psi_{er} + \psi_{es}, \quad 0 \leq \psi_\ell < 2\pi, \quad \dots \dots (4-14)$$

となる。ここに ψ_{er} は、 ℓ 番目のログランにおける位相、 $\psi_{er} + \psi_{es}$ は、 ℓ 番目のログランにおける音波系と光学系で生起される位相を表わす。各位相項は、ログランの干涉、高の周期性から、0から 2π までの値であり、座標系に依存しない。 ψ_{er} には干渉高の移動量は、 ℓ の空間周波数 k_{pr} が音波像の空間周波数帯域内で決定される性格³⁸⁾がある。例えば、 $n=3, \ell=39$ 時、式(4-11a)(4-11b)より、 $KP_m/2\pi = 1 \text{ cycle/mm}$ 、空間周波数に対する $k_{pr}^3 = 7 \text{ cycles/mm}$ となるから、主として ψ_{er} が影響する。このことから、 ψ_{er} を変化させることにより、各ログラン間の位相項の補正を行なうことができる。何故ならば、 ψ_{es} は、水晶振動子と Acousto-Optic interaction 領域との距離にに対する音波長の比で与えられ、この距離と音波の $1/10$ の精度で制御されるから、 $T/5$ radian の精度で設定できるためである。この操作により、位相項 ψ_ℓ は、各ログラン間で一定に保たれ、位相差による再生像の劣化が阻止できる。

§4.3 実験装置



図(4-3) ホログラム作成光学系。

B.S = ビームスプリッタ, L₁ = コリメータレンズ ($f = 300\text{ mm}$), L₂ = 照明光用レンズ ($f = 120\text{ mm}$), L₃ = 倍率補正用レンズ ($f = 88\text{ mm}$), L₄ = 倍率補正用レンズ ($f = 1200\text{ mm}$), S₁ = 散乱音波の回折制限用絞り, M₁ = ミラー, M₂ = 回転ミラー, S₂ & S₃ = 零次光ストップ, H.P = ホログラム面。

前節で述べられた如く、超解像系の装置は、主として、一次回折光間の干渉を利用して、音波像のホログラム作成系であり、図(4-3)に装置の構成を示す。ホログラム作成にため、二台の超音波槽を使用し、(A₁)と参照光用、(A₂)と結像光用として用いた。便用に、電気信号は、15MHzの正弦波で水晶振動子の厚さに依存する固有振固波数。周波数差の影響を防ぐため、同一信号を整合回路に通すことで安定化し、水晶振動子に印加した。各水晶振動子から発せられる音波は、15MHzの周波数である。安定化電源の励振電圧を調整することにより、励振電力と0~1.2wattsのレンジで変化させ、ホログラム作成時の回強光の強度を最適化していく。

ホログラム作成光学系は、B.I.S.と参照波発生系と並列に配置して干渉系である。図(4-3)に示した光学系において、下側の光学系は、通常、B.I.S.である。各光学要素は、S₁: 散乱音波の回折制限と写込み絞り, L₁: コリメータレンズ ($f = 300\text{ mm}$), L₂: 円筒レンズ

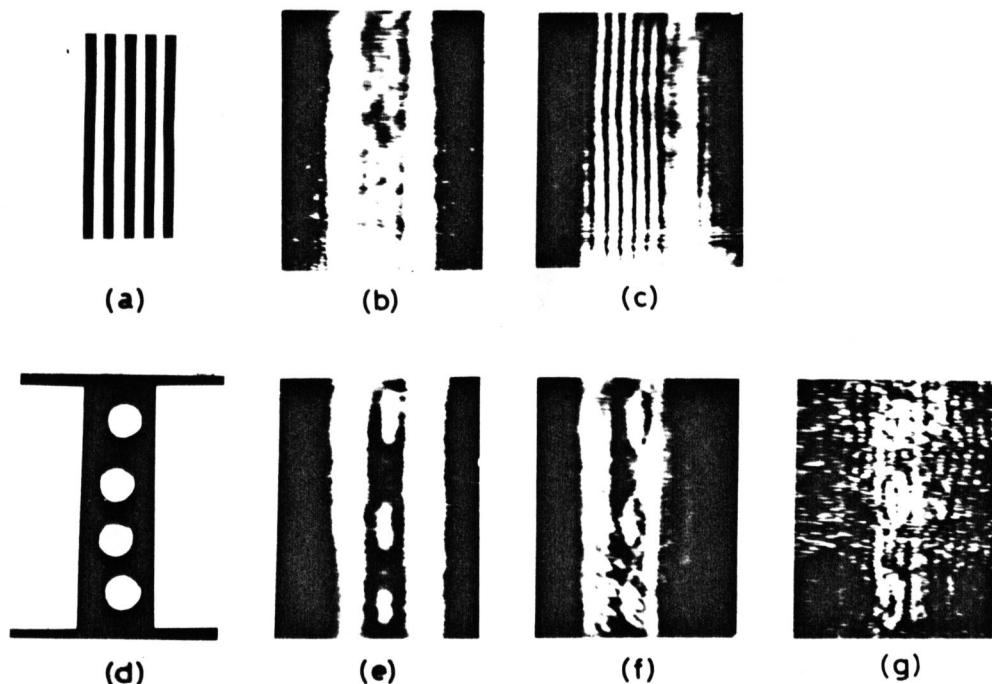
($f=120\text{mm}$), L_3 : 倍率補正用レンズ ($f=88\text{mm}$), L_4 : 倍率補正用レンズ ($f=1200\text{mm}$)である。物体本は、超音波槽 (A_2) 内に水没され、回転可能な水晶振動子と調整して得られる斜方角の平面波音波で照射される。生ずる物体像は、物化鏡前面に対応して物体の低周波、中間周波、高周波帯域の周波数による像が得られ、前節で用いた位置に従い拡大倍率 $M = \frac{f}{K}$ の補正がなされたログラム面 H.P. に投影される。参照光は、左端から伝播する平面波光波と超音波槽 (A_1) 内を伝播する平面波音波との相互作用により生じる平面波の一次回折光を利用す。このようにして得られた結像光と参照光は、互いにエビュートであり、直達光とスリット S_2 と S_3 を除き、ログラム面 H.P. で写真フィルム (Agfa Gevaert 社製 10E75A) に記録され、ログラムが作成された。

多重露光ログラムは、同一フィルム上に照射音波の伝播方向および参照光の像面への入射角を変化させて得られたログラムを重ねて記録することにより得られた。両者の方向の調整は、超音波槽 (A_2) に水没された水晶振動子の Z 軸 [図 (4-1) 参照] と中心車輪と IT 1 回転あたりミラー M_2 の Z 軸を中心とした回転で行う。水晶振動子の回転角は、式 (4-11a), (4-11b) に基づき、 $0 \sim \pm 1.4 \times 10^{-3} \text{ radian}$, ミラーの回転角は、 $0 \sim 1 \times 10^{-3} \text{ radian}$ であり、ミラーの回転角は微小角である。ミラーの回転精度は、約 $1/60$ 分 ($\pm 5.0 \times 10^{-6} \text{ radian}$) であり、参照光の方向の設定に必要な精度と保持される。時間的位相項の調整は、超音波槽 (A_2) 上に装備した水晶振動子の摺動機構により、水晶振動子と Y 軸 [図 (4-1) 参照] 方向に約 0.01 mm (音波長の約 $1/10$) の精度で移動することでより行なわれた。補正法は、光路ベンチに設置された拡大レンズでログラムの干涉線と観察し、物体像の中心と常に対称な干涉線を生ずるように調整した。このようにして方法で作成した多重ログラムは、通常の再生光学系で再生し、実験結果を得た。

§4.4 実験結果と検討

前記のとく B.I.S. の結像における音波の回折制限の効果が存在し、レンズ開口径の空間周波数の帯域制限による物体スペクトルの低周波領域から高周波領域への結像による、物体像の画質の変化を調べた。

物体が斜方向から伝播する音波で照射された場合、物体像は、人眼又アリーテーを使用した結像系、像と類似に効果を呈すると考えられる。この現象を確認するために、図(4-4)に音波周波数 15MHz、レンズの開口数 N.A.=0.055 を用い、照射音波の方向を変化させて得られた物体像を示す。試料は、(a)が



図(4-4) 照射音波の物体に対する入射角(P_0)の変化に伴う像形成。(a)=試料(格子, 1 cycle/mm), (d)=試料(幅 5mm, 直径 3mm, 六角形孔洞), (b)と(e)=通常の物体像($P_0=0$), (c)と(f)=物体像($P_0=0.75 \text{ kPa}$), (g)=物体像($P_0=1.25 \text{ kPa}$)。

直径 $\phi = 1\text{ mm}$ のワイヤーを 1 mm 間隔で並列にした周期物体と、(d)が幅 5 mm $\phi = 3\text{ mm}$ の穴を開いたアルミ板である。物体像 (b) と (e) は、Y 軸と直角な面内に水晶振動子を配置することで得られた通常の物体像である。像 (b) において、5 本のワイヤーが分解され、ワイヤーの周期で決まる物体スペクトルの空間周波数 1 cycle/mm が、開口経のカットオフ周波数より高いことが分かる。次に、水晶振動子を 0.75 Pm 回転すると、物体スペクトルは、空間周波数領域で 0.75 K Pm 以下移動し、この結果、生じた物体像は、(c) と (f) である。物体像 (c) において、5 本のワイヤーが分解されて映像となり、物体のスペクトルがレンズ開口の空間周波数の帯域内に移動したこととする。物体像 (f) では、物体端においてエッジを生じ、ハイパスフィルターの結像と類似した効果を見出すことができる。更に、散乱音波の回折限と平行角度 $\approx 1.25\text{ Pm}$ の回転を施すと、ハーフグラド平面波音波による回折光は、両者の間で Bragg 条件が成立しないため消失し、 0.25 K Pm 以下の物体の低い空間周波数も除かれた物体像 (g) が得られる。(g) において、物体の輪郭部の半分が結像され、高周波成分のみによって形成された物体像であることが分かる。ここで散乱音波の回折限と $\approx 1.25\text{ Pm}$ の散乱角で構成された高い空間周波数の情報と搬送音波が結像に充分な音波強度を保持していることが分かり、この成分と結像に取り込む超解像結像系の有効性が確認される。実験結果から得られた別の知見として、B.I.S. におけるレンズ開口経による空間周波数領域の帯域が、理論的に決定される帯域とほぼ一致することが明らかにわかる。

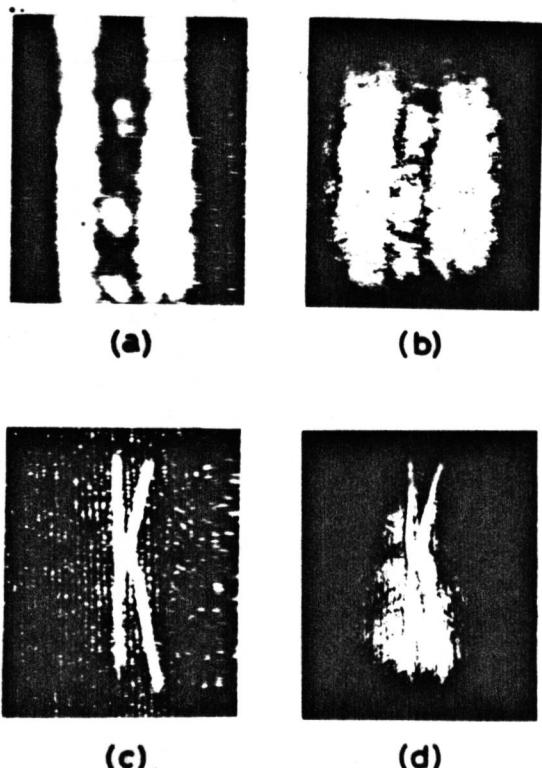
次に、超解像結像法の手段であるホログラムが有効に作成されることが確認されたため、結像光と参照光の干涉性と調べた。

図 (4-5) は、両者の干渉パターンであり、後に示す多層ホログラムスペクトラル分布における零次光成分と合成された開口の占有する帯域を分離するのに充分な干渉

縦の空間周波数 80 cycles/mm である。この図における干涉縞が鮮明であることから、結像光と参照光の干渉性が良好であることが分かる。さらに、その配列の平行性から両波における位相差は少ないとされる。

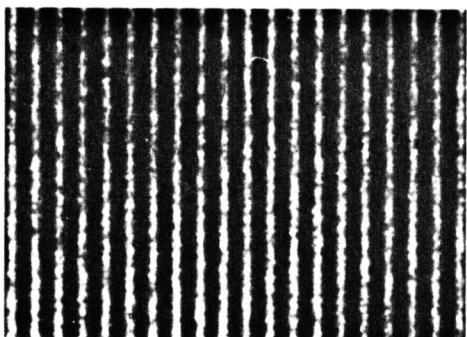
次に試料に対する物体像と求め同一の

結像条件のもとで作成された B.I.S. ホログラムからの再生像と比較し、後者に対する忠実性を検討した。図(4-6)は、その実験結果を示す。通常の物体像(a)と



図(4-6) ホログラムの再生像。

各物体像は、(a)通常の物体像、(b)ホログラムの再生像；(c)通常の物体像、(d)不ロゴラムの再生像である。



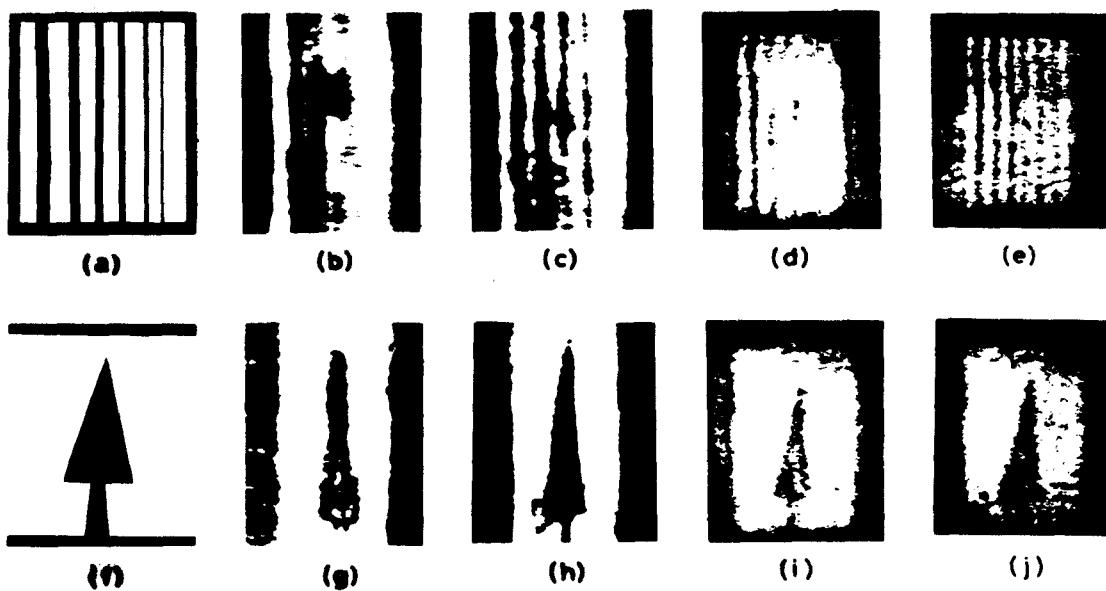
図(4-5)結像光と参照光の干涉パターン。干涉縞の空間周波数は 80 cycles/mm である。

ホログラムの再生像(b)と比較すると、(b)は(a)に対して分化なしに再生され、商業されてホログラム作成系の有用性が指摘できる。それ故に B.I.S. の結像光と一次回折光である平面波参照波で作成されるホログラムは、通常の光学ホログラムと同等に扱うことができる。更に、両波の干渉性を利用して、Winter が提案したピノールフィルターを付加することなく像のヘッブゲランジ化を減らすことができる。何故ならば、ヘッブゲランジ化の大部分は、物体情報の搬送光波と異なる時間周波数を有する搬送光波で伝達され、1 イメージ情報を記録

すと参照光との干渉縞は、両者の時間周波数で変動するため、ホログラム作成時の時間的平均化で消去される。この効果と、文字Kの内部を除いて照射音波と通さない物体（アルミ板に文字Kを抜いた試料）を利用して確認認めた。通常の物体像（c）において著見難いほど顕著ではバッファントライズが、その再生像（c）において文字の近隣と除いて消去されていくことが分かる。この効果は、物体像の検出感度の向上および低コントラスト撮影における物体像の情報収集を抽出する場合に有効であると思われる。

上述の事柄を確認認めた上で、式(4-11a), (4-11b)により決定された照射音波の方向余弦 P_0 と参照光波の方向余弦 P_1 を変化させて得られたイメージホログラムと同一フレーム上に多重露光にて多重露光ホログラムを作成し、その再生像と通常の物体像と比較して超解像法による一次元的な分解能の向上効果を調べた。

図(4-7)は、実験結果を示したものである。試料は、(a)が $1.6, 1.0, 0.8, 0.6, 0.5,$ 0.25 mm の幅と肩幅の平板およびワイヤーを非周期的に配列したものと、(f)が底辺 6.0 mm で高さ 12.0 mm の三角形形状のアルミ板である。比較する他のものとの像 (b) と (g) は、レンズの開口数 $N.A. = 0.041$ を用いて得られて通常の物体像であり、この場合、理論的分解能は、式(2-13)から約 1.6 mm である。さらに、像 (c) と (h) は、(b) と (g) の 2 倍の開口径 $N.A. = 0.083$ を用いて得た通常の物体像である。この場合、B.L.S. の適正と考えられる開口径 ($= d = 15\text{ mm}$) であり、前述した如く、理論的分解能 0.8 mm に対して実験的分解能 1.2 mm である。比較すれば、再生像 (d) と (i) は、 $N.A. = 0.041$ を用い、照射音波と参照光波の伝播方向を変化させて得られた 2 倍露光ホログラムに由り得られた。この場合、原理的に合成された開口径は、(c) と (h) におけるレンズ開口径と同一となる。像 (b) と (g) と比較すると (d) と (i) は、像全体に渡って明瞭化されており、分解能の向上が明らかである。像 (c) と (h) に対する画質については、ないと思われるが、試料の細部、特に三角形の頂部において類似している。(像 (e) と (j)) は、 $N.A. = 0.041$ を用いて得られた 3 倍露光ホログラムの再生像である。



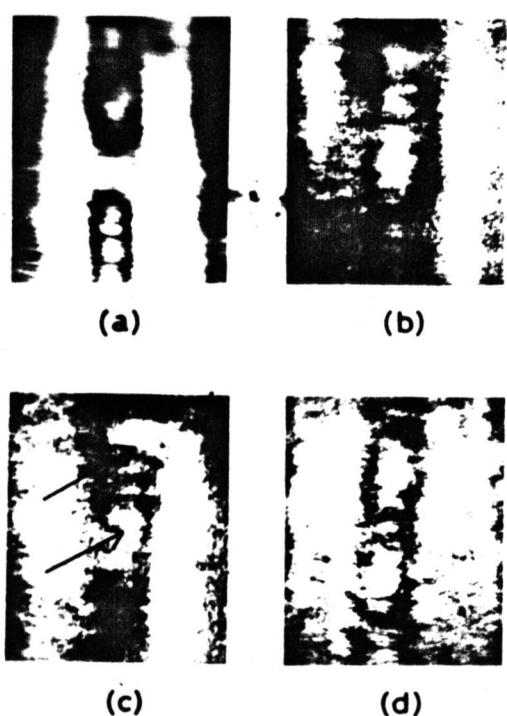
図(4-6)多重露光ホログラムの再生像における分解能に関する観察。

試料は、(a)=格子(幅1.6, 1.0, 0.8, 0.6, 0.5, 0.25 mm)と(f)=アルミ板(底辺6.0 mm, 高さ12 mm)である。各物体像は、結像条件、音波周波数15 MHz、そしてレンズの開口数が異なり、夫々、(b)と(g)=通常の物体像(N.A.=0.041), (c)と(h)=通常の物体像(N.A.=0.083), (d)と(i)=2重露光ホログラムの再生像(N.A.=0.041), (e)と(j)=3重露光ホログラムの再生像(N.A.=0.041)である。

図(j)において、試料の1.6, 1.0, 0.8 mmの格子が分解されており、更に物体幅の小さい格子も検出される。像(j)では、(h)と(i)に比べ三角形、輪郭が明瞭化され、物体の高域空間周波数成分の情報が結像に寄与したことことが分かる。この結果から、超解像系と構成可能なB.I.S.で得られる以上の物体像における理論的分解能1.6 mm(実験的分解能2.4 mm)から、実験的分解能が0.8 mmに向上したことが結論される。Smith等は、B.I.S.における分解能の評価を行ない、分解能の下限を音波長の10倍、即ち1.0 mmと推定して報告しているが、超解像系を利用すれば音波長の数倍の分解能が得られることが分かる。3回以上の多重露光ホログラムを作成し、更に物体の高周波成分を記録すれば

一層の分解能の何倍が計られるものと思われる。しかしながら、像(d)では見難さぬ如く、格子の平行性と歪曲現象が見られる。この現象は、回折光の強度が弱く、木口グラムの作成時間が一回の露光時間に約20秒要し、2重露光木口グラムでは、その約2倍の時間と要すことはから、2重露光木口グラムの作成時間内で媒質中(水中)に発生する音波吸収による温度上昇に伴なう不規則な水流、局所的な屈折率分布によると考えられる。

更に、本方法を用い物体細部構造の検出を行なうことができる。



図(4-7)多重露光木口グラムの再生像における微細構造の観察。試料は、幅4mm、2mmの穴を有するアルミ板で、各物体像は、結像条件、音波周波数15MHzのとしてレンズ開口数N.A.が異なり。又、(a)=通常の物体像(N.A.=0.028)、(b)=2重露光木口グラムの再生像(N.A.=0.028)、(c)=3重露光木口グラムの再生像(N.A.=0.028)、(d)=木口グラムの再生像(N.A.=0.055)である。

物1本は、4mmのアルミ板に2mmの穴を有する試料を用い、実験結果を図(4-8)に示す。物体像(a)、(b)と(d)は、2.2ズームの開口数N.A.=0.028を用いて得たものであり、(d)は、N.A.=0.055を用いて得たものである。通常の物体像(a)では、理論的分解能が3.6mmである故に、穴の形状は認められない。像(b)は、2重露光木口グラムの再生像であり、アルミ板の輪郭部が明瞭化されているが、穴の形状は、明確には認められない。像(c)は、3重露光木口グラムの再生像であり、穴印で示した如く、穴の形状と認めることができる。像(d)は、単に木口グラムの再生像と多重木口グラムの再生像と画質を検討するため示したもの。この場合のレンズの開口数は、再生像(b)と等しいある。像(b)+(c)と像

(d)と比較すれば、前者は、複雑さ、分解能と画質において劣っていると思われる。このような多層露光プログラムの再生像の劣化は、4.2で述べた各プログラムの帯域の移動操作、位相差の補正が不完全であるために生じる者とし、常に生じ性格のものでないが、再生像の確実性のため、改良すべき問題点である。しかし光学的な超解像系の技術に比べ、B.I.S.の場合、帯域幅、位相も音波領域のスケールで決定されるから、機械的な設定誤差に対する困難性は、大幅に緩和される。

§ 4.5 結 言

B.I.S. に導入と言試みた超解像結像系の原理は、多層露光プログラムと構成技術として、プログラムに記録された各空間周波数帯域内の物体情報の合成に関する原理であり、プログラムの再生過程における結像光間の干涉効果を利用してある。

多層露光プログラムの再生像の良否を決定する要因として、各プログラム作成時の結像光と参照光の強度が一定であること、および各プログラム間に生じる時間的位相差の補正が重要であると考えられる。前者は、主として、使用されるフィルムの OTF (optical transfer function) と露光時間に依存する以外に、参照波の像面に対する斜入射による強度変化にも依存する。本章で示す B.I.S. の超解像結像系は、各プログラムの強度と位相差の補正に関して、次の理由から、原理的に精度の上がり、再生像の劣化が比較的小ないと考えられる。即ち、

- (1) B.I.S. の物体像の分解能が他のものに比べて、露光プログラムの干涉系の空間周波数が低く、レズ。開口径に対応した帯域幅と与えられた空間周波数が低く、帯域の設定が可視的に行われる、比較的容易である。
- (2) 多層露光プログラム作成時の参照光の伝播方向の変化が、微小角であるから、

像面に各プログラムにおける参照光の強度変化は少ない。

(3) プログラム作成時、結像光、光軸および結像用光学要素の移動が不要であり、よって、レンズの収差等、光学的に生ずる位相歪の影響を考慮する必要がない。これ等の特質に反して、本結像法では、B.I.S.の実時間映像の特質を又如きせし不利と目する。しかし、従来の超音波映像の分野における各種の結像法と本結像式に基づく像の解析や物理的研究が遂行されていながら、B.I.S.において、十次回折光によるプログラムを作成し、超解像技術と導入していくことは、意義があると思われる。

第5章 電気的処理システムによる検出感度の向上

5.1 緒言

近年、超音波映像法の分野において、音波の物体に対する透過性の問題が重要視され、研究がなされている。Bragg Imaging Systemによる映像の得る下限の音響出力は、約 10^{-4} watts/cm²と推定される。

通常、B.I.S.の結像には17~310 MHz以上の高周波域の音波で物体を照射して結像する場合、生物試料等、音波の吸収が著しい試料では、透過像は得難い。例えれば、生物試料に損傷なしに使用し得る音響出力 $1 \text{ watt}/\text{cm}^2$ ⁴³⁾ と、音波の吸收係数 $2/3 \text{ dB}/\text{cm}^2$ (15 MHz 音波に対する値)、厚さ約30 cmの生体を透過後の音響出力は、 10^{-4} watts/cm²となり照射音波に対して約40 dB減衰し、殆ど映像が得られない。超音波映像法の本来の目的である物体内部の映像を得るために、中間周波数領域(1~10 MHz)の音波を利用するなどすると、音波の媒質中の吸収係数は、15 MHz周波数の2乗の逆比で低減されるため、像の検出は、容易に行なえる。しかし、第2章で示した如く分解能が低下し、数十 mmオーダーとなり実用的でない。更に、B.I.S.が“anamorphic imaging system”であることから、像の一次元方向に開いた音波長は依存する像の収縮と生じ、物体像と可視的に観察するにあたって、拡大光学系が長い光路長と交差する装置上の問題点を生ずる。このことは主に、比較的高い周波数域の音波を利用して検出感度の向上と同時に妥当と考えられる。

Smith等は、撮像管を用いた物体像の検出法を用い、 2×10^{-9} watts/cm²の音響出力の検出が可能であることを報告している。⁴³⁾しかし実際的には、結像に付随するノイズ、例えれば、零次光の混入によるノイズ、スベックルノイズ、光波と音波の相互作用による Brillouin

scattering⁵²⁾に寄因するノイズが現われ、弱い音響圧力による像の検出は、ノイズと強度間の結果となり困難である。ノイズの除去法としては、ノイズ成分が結像光と異なる時間周波数を特⁵³⁾つことを利用して Holographic Recording 法が提案されているが、この方法では、B.I.S. の実時間結像の利点を損じ、像の強度の増幅が計られない。

筆者は、この欠点を除きながら音響圧力の映像と可能にするため、像と電気信号に変換してノイズ処理を行なう方法を考案した。

本章では、像面上に現われるノイズ成分の大部分が零次光と同一の時間周波数を持つ光波に干涉されることが実験的に確認されし、ノイズの周波数と回折光(結像光)の時間周波数の差異を利用して、ノイズと分離、除去し、ノイズを含まない物体情報の上で映像表示できる電気的処理システムと実験結果について述べる。次に、像面上に現われる零次光成分と結像光の強度を算定し、従来の B.I.S. で得られる物体像の S/N 比を求め、本方法で達成し得る S/N 比および音響圧力の検出感度の改良並びにその応用として生物試料に対する有効性について述べる。

§5.2 Bragg Imaging System で発生するノイズ

B.I.S. の結像系は、第2章に指摘した様に、光学ホログラムの記録、再生過程と具備し、かつ実時間で物体像と投影する。即ち、機能的には、Holographic imaging system であり、物体と音波を照射すると同時に生ずる散乱音場は、物体の散乱干渉幅と記録し、かく音波周波数が変動する搬送波を用ひてから本ホログラムと交差される。像再生は、媒質中、散乱音場とレーザー光を照明することにより行われ、この過程で物体像には、多量のノイズが生ずる。

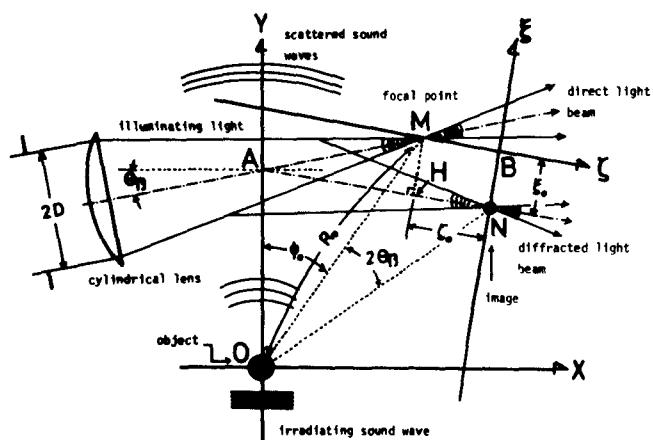
周知の如く、フィルムに記録された光学ホログラムの再生像においては、フィルム粒子

(35), 341~58)

クラシックな位相分布によりスペクトラル/1ズと生ずる。B.I.S.においても、单一モードの照明光(レーザー光)が、媒質(水)内、物体情報以外の Tyndall 現象による非常な位相変化が、不純物等により散乱を受け、光学干渉図と類似してスペクトラル/1ズを生ずる。 $2\theta_B/1\text{ズ}$ は、その生成過程を考えれば、照明光の時間周波数と同一若しくは粒子流程度の媒質の移動(Tyndall 散乱)に対応する Doppler-shift¹¹⁾を受けないので、照明光と同じ時間周波数を持つ搬送波で伝達されると考えられる。従って、1ズ光は、結像光が超音波の波数ペルルに對応して周波数変化を受けていた時に、これと時間周波数的に異なる。像面工で観察される 1ズパターン。その結果を考へると、1ズの発生が、干渉図と考へる音波と光波の相互作用域(Acousto-Optic interaction area)であるため、物体面にオーバスをもつ像面において out of focus である。

像面上の 1ズパターンの特性と言簡便ため、図(5-1)に結像光と零次光の幾何学的関係を示す。第二章で示した結像に関する座標系に従い、音波の伝播方向に Y 軸を選

び、物体面に Y 軸と直交する X、Z 軸で作られた平面を物体面とする。これに対する像面は、零次光の焦点 M から平行光と平行になる。移動して点 B の像面の原点で、平行光の中心線に垂直に Z 軸、平行に Y 軸と決定され、座標系 (ξ, η, ζ) で表わされる。



図(5-1) Bragg Imaging System の幾何学的関係。

各点は、 $O(0, 0, 0)$ = 物体面の原点、 $B(0, 0, 0)$ = 像面の原点、 $M(X_0, Y_0, 0)$ = 照明光の焦点、 $N(\xi_0, 0, 0)$ = O 点に対する像の中心点である。△OMNにおいて、結像原理式(1-30)から、 $\overline{MO} = \overline{NO}$ 、 $\angle MON = 2\theta_B$ の関係が成立する。

このよろは座標系の設定から、物体面の中心 $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$ に対応する像の中心は $(\xi_0, 0, 0)$ である。零次光の焦点

$M(X_0, Y_0)$ と像の中心 $N(\xi_0, \eta_0)$ との距離は $\sqrt{\xi_0^2 + \eta_0^2}$ となる。 ξ_0 と η_0 は、B.I.S. の結像原理と図(5-1)の幾何学的関係及び媒質中の音波と光波の波数ベトル K から得られる

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= (\frac{K}{k}) X_0 \\ \eta_0 &= (\frac{K}{k}) Y_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5-1)$$

となる。式(5-1)を用いて、線分 MN は、 $MN = (\frac{K}{k}) \sqrt{X_0^2 + Y_0^2}$ となる。30 MHz 以下の音波と用いて結像に及ぼす $(\frac{K}{k}) \lesssim 10^{-2}$ であるから、この値は小さく、 N 点は、 M 点の近傍に位置することが分かる。像の実行き(う軸)方向に関する具体的な評価すれば、本システムで使用する諸定数、即ち水中の音波長 $\lambda = 0.1 \text{ mm}$ 、レーザー光の波長 $\lambda_0 = 6.33 \times 10^{-4} \text{ mm}$ 、 $X_0 = 50 \text{ mm}$ 、 $Y_0 = 20 \text{ mm}$ を用いて、 $\xi_0 = 9.7 \times 10^{-2} \text{ mm}$ となる。光学的な観察点から円筒レンズの焦点深度 Δz を調べれば、これは、円筒レンズの開口経 $2D$ と焦点距離 f から、 $|\Delta z| \leq 2\lambda_0 \left(\frac{f}{2D}\right)^2$ で与えられ、レンズのオーティマムな開口経 $d = 0.063$ 、 $f = 120 \text{ mm}$ とすると、 $|\Delta z| = 1.7 \times 10^{-1} \text{ mm}$ となる。この結果、15 MHz の音波と用いて結像の場合、レンズ収差の混入と防ぐ大きさの開口経では、 $|\xi_0| < |\Delta z|$ となり、像面が零次光の焦点深度内に位置することが分かる。この事柄から、 $\xi_0 = 0$ と近似して光学的な問題を生じないと考えられ、像面の原点が零次光の焦点に一致すると看做すこととする。

座標系に関する上述の近似と併せて、Y 軸上に分布する 1 次元源 $A_N(Y)$ の結像を考える。この 1 次元源に起因する像面上のスペクトラルバンドの半幅(位相分散)は、²⁶⁾ 座標系について、 $\cos \theta_B = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_B} = \sqrt{1 - (\frac{K}{k})^2} \approx 1$ 故 Y 軸 // ξ 軸と考えると。

$$E_N(\xi) = \frac{E_0 \exp[-j \frac{k \xi^2}{2x_0}]}{j \lambda x_0} \left(\frac{f}{x_0} \right) \int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) P\left(\frac{Yf}{x_0}\right) \exp\left[-j \frac{2\pi \xi Y}{\lambda x_0}\right] dY, \dots\dots\dots (5-2)$$

ここで E_0 は、照明光のコリメート時の強度、 P はレンズの開口歓数を表す。像面での不規則性は、式(5-2)から、1次光源の分布のフーリエ変換におけることが分かる。強度にして検出されるノイズパワーナンスは、従ってレンズ開口が極めて大きめと看做すと、

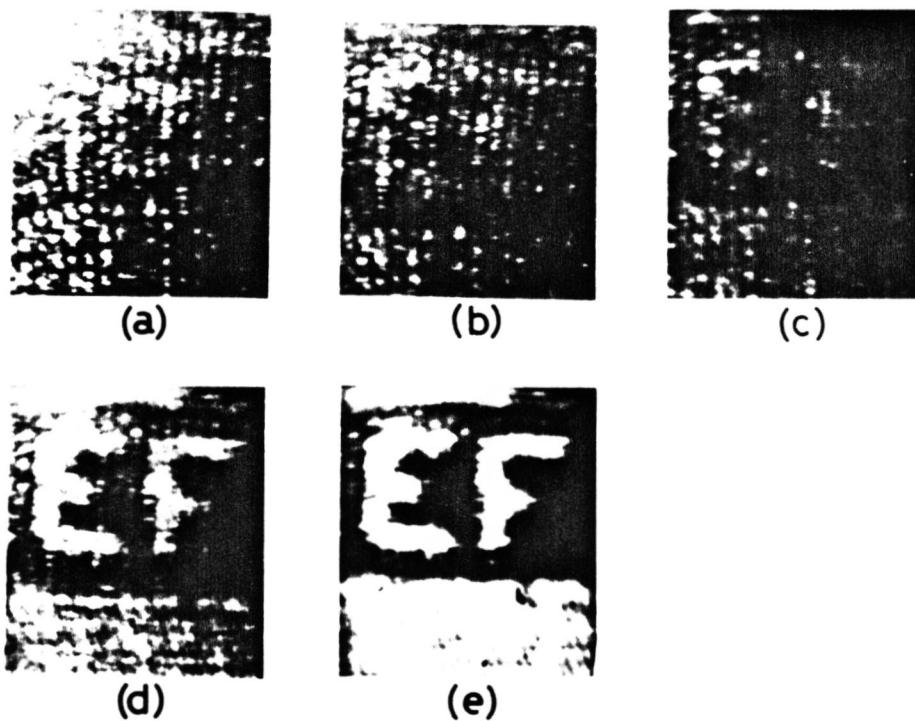
$$\begin{aligned} |E_N(\xi)|^2 &= \text{const} \left| \int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) \exp(-j \frac{2\pi \xi Y}{\lambda x_0}) dY \right|^2 \\ &= \text{const} \iint_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y) \exp[-j \frac{2\pi}{\lambda x_0} \xi (Y-Y')] dY dY' \\ &= \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y-Y') dY \right] \exp[-j \frac{2\pi \xi Y''}{\lambda x_0}] dY'' \\ &= \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{A_N A_N}(Y'') \exp[-j \frac{2\pi \xi Y''}{\lambda x_0}] dY'', \quad \dots \dots (5-3) \end{aligned}$$

但し

$$Y'' = Y - Y',$$

$$\Phi_{A_N A_N}(Y'') = \int_{-\infty}^{\infty} A_N(Y) A_N^*(Y-Y'') dY, \quad \dots \dots (5-4)$$

となる。 $\Phi_{A_N A_N}$ は、1次光源の自己相關関数であり、像面に現われるノイズパワーナンスは、光源のパワースペクトル分布であることが解かる。このスペクトラルノイズの他、実際には、照明光の開口絞りの Fraunhofer diffraction pattern が像面に現われ、前述した如くその直近付近からある程度の強度を保持して観察される。これ等のノイズは、レンズ開口径を拡大すれば原理的に低減できるが、拡大光学系の収差の影響を押さえたため、開口径を制限する事から無視できず、像の検出性を防げる大きな要因となる。



図(5-2) 物体像と水晶振動子の励振電力依存性。

各像は、励振電力が: (a) $P_{el} = 0$ watt, (b) $P_{el} = 0.13$ watts,
(c) $P_{el} = 0.26$ watts, (d) $P_{el} = 0.53$ watts, (e) $P_{el} = 1.2$ watts
において得られた。

先に解析、T: 1次元 \rightarrow 2次元 \rightarrow 3次元の特性を確立し、B.I.S.で得られる物体像の検出性を調べるために、図(5-2)に、水晶振動子の励振電力 P_{el} を変化させて得られた物体像を示す。試料は、ゴム板に文字 E/F を印刷したもので、物体照射時に同時に音波の励振電力と、水晶の印加電圧を変える。各、(a) $V_{ee} = 0$ Vpp ($P_{el} = 0$ watt), (b) $V_{ee} = 50$ Vpp ($P_{el} = 0.13$ W), (c) $V_{ee} = 70$ Vpp ($P_{el} = 0.26$ W), (d) $V_{ee} = 100$ Vpp ($P_{el} = 0.53$ W), (e) $V_{ee} = 150$ Vpp ($P_{el} = 1.2$ W) である。

音波の存在しない場合、即ち (a)において、像面で観測されるのは、図中の紙と高に対応するレンズ開口経による Fraunhofer diffraction pattern (以後 F.D.P.と略す) とスベーチルハーフーンであることが分かる。1次元源の空間分布は、一般にガウス分布に従うと考えられる。したがて像面上の1次元の強度分布は、先に言ったように1次元源のパワースペクトルであるから、ガウス状に分布することになり、左端から右端へ移行するにつれ、減少すること

が分かる。詳細に観察すれば、スペクタルパターン F.D.P. に重畠され、これにより変調されていることから、両者は multiplicative である。像 (b), (c), (d), (e) は、媒質中に音波が存在する場合で、照射音波、音響出力の増大に伴う、生物体像の出現過程を示す。音響出力の増大により、像の検出が容易となることは明らかであるが、生体試料の損傷を考えて励振電力の上限を $P_{\text{el}} = 1.2 \text{ watt}$ と定め、映像に有効な励振電圧の範囲は、60 Vpp から 150 Vpp であることが分かる。この事柄から、11ズーム物体像の検出性を防ぐ、11ズーム强度は、励振電力約 190 mWatts ($V_{\text{el}} = 60 \text{ Vpp}$) で、発生音波による回折光の強度とはほぼ等しい。したがって、190 mWatts 以下の强度を有する透過音波により結像される生物体像においては、11ズーム强度の方が強くなり、一般に音波に対する透過率の低い試料の内部断面の映像は困難である。しかし、像 (b), (c), (d), (e) を観察すれば、バッタランドの 11ズームパターンは、音波強度の増加に対して殆ど影響されず、音波と励振下以前のパターンに類似することが分かる。したがって、音波の励振電力の $\sim 1.5 \text{ watts}$ の領域で発生する音波の映像に関する新たに 11ズームの影響は、無視でき、その結果、像の検出感度と劣化される 11ズーム零次光成分に寄因する 11ズームを考慮すればよいと考えられる。

更に、図(5-2)の 11ズームパターンと詳細に観察すれば、個々のスペクタル/11ズームの水平方向の直徑下、F.D.P. の 1 サイクルの距離差が短くないことが分かる。この実験的事柄から、F.D.P. の周期は、B.I.S. の分解能に關係する量とすると推測される。これと記入式に $S_0 = 0$ と近似して決定される像面 (5.2) の F.D.P. の複素干渉幅分布 E_F を求めると、 $\cos \theta_B \approx 1$ の近似と同一で次のようになる。

$$|E_F(\xi)|^2 = \left| \frac{\pi D E_0}{\lambda_0 f} \left[\sin \left(\frac{k D \xi}{f} \right) / \left(\frac{k D \xi}{f} \right) \right] \right|^2. \quad \dots \dots \dots (5-5)$$

ここで D は、照明光のエリメート時の開口経を表わす。

式(5-5)より、F.D.P. の 1 カイフルの距離は、

$$\Delta \xi_N = \frac{\pi}{k \sin \alpha} , \quad \dots \dots \dots (5-6)$$

となる。式(5-1)に示しておいた車両と X 車両の間のスケールの変換は、結像倍率 (K_f) を用いて、次のようになる。

$$\Delta x_N = \left(\frac{k}{K_f} \right) \Delta \xi_N = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} . \quad \dots \dots \dots (5-7)$$

式(5-7)は、第 2 章において B.I.S. の分解能の評価式 [式(2-13)] と同じである。この事柄から、像面での F.D.P. の周期と測定すれば、映像された物体像の分解能と結像には、開口経の大きさと直ちに知ることができる。F.D.P. と空間周波数との間に解釈すれば、レンズの開口経に制限される像の最大空間周波数が $\frac{1}{\Delta \xi_i} = \frac{\pi \sin \alpha}{\lambda}$ であるから、式(5-6)で示す零次光の最大空間周波数との間に

$$\frac{1}{\Delta \xi_N} = 2 \left(\frac{1}{\Delta \xi_i} \right) , \quad \dots \dots \dots (5-8)$$

開口像が成り立ち、光学プログラムの再生像における零次光成分の空間周波数帯域と同等の結果が得られる。

以上を要約すれば、F.D.P. の周期成分が零次光成分の 1 カイフルの最大空間周波数と互いにスペックルサイズ成分の空間周波数分布は、この帯域内に存在することが明らかになる。

§5.3 11スの除去法

前節の実験結果で示した如く、回折光の強度は、励振電力が比較的強い場合でも強く、物体像には零次光成分に寄因する11ス(以後11ス成分と看做す)が混入し、その検出性を困難にするものである。しかし、結像光とヒーレット参照波を重ね合わせて記録し、これと電気的に入力して映像LTの場合、前述した如く11ス成分と結像成分(回折光成分)との時間周波数が異なることから、結像成分の4πが安定な干涉線と生じ、この干渉線で振幅変調エレメント信号成分を帯域フィルターにおいて抽出すれば、11ス成分と分離できる。

像面(ξ, η)に形成される物体像と11スが $m(\frac{1}{\mu})$ 倍(物体面に対する結像系の全倍率 m)の拡大光学系で新像面(ξ', η') [図(2-4)参照]に投影する場合、両者の振幅分布は、

$$U(\xi') = E_1(\xi') \exp[j(\omega - \Omega)t] + E_N(\xi') \exp(j\omega t), \dots \quad (5-9)$$

で表わされる。ここに E_1 は、一次回折光に搬送される像の振幅、 E_N は、零次光で搬送される全ての11ス振幅を示し、 ω と Ω は、光波と音波の角周波数である。結像光とヒーレット平面波回折光と参照波との間の11ス参照波の振幅分布は、

$$U_r(\xi') = E_R \exp[j(\omega - \Omega)t + k_0 \xi' \sin \theta + \psi], \dots \dots \dots \quad (5-10)$$

で表わされる。ここに E_R と ψ は、参照光の強度と結像光に対する位相と表わす定数であり、 θ は、参照波の伝播方向から ζ 軸に對する入射角である。参照波と

重ね合せて記録すると、像面 (ξ', η') 上の強度分布は、

$$\begin{aligned}
 F_H(\xi') &= |U(\xi') + U_r(\xi')|^2 \\
 &= |E_i(\xi')|^2 + |E_n(\xi')|^2 + |E_r|^2 + 2E_i E_n \cos \varphi t + 2E_n E_r \cos \\
 &\quad (\varphi t - k_0 \xi' \sin \theta + \psi) + 2E_i E_r \cos(k_0 \xi' \sin \theta + \psi), \dots \dots (5-11)
 \end{aligned}$$

となる。式(5-11)は、時間的周波数、表現と無視にすれば、光学干渉図と表わし、第6項は、干渉図のイメージ項に対応する。この過程では、各項は、空間的に重複して存在しない。しかし、干涉図において、第6項は、1つと含む他の干涉項と時間周波数的に異なっていく。

像面での強度パターンとビデコンにより電気的に検出する場合、式(5-11)の空間情報は、電気的に走査されて一次元の時間信号に変換される。走査後の強度パターンの電気信号は、ビデコンの水平掃引速度と v とすると、 $\xi = vt$ の関係と同一である。

$$F_E(t) = |E_i(t)|^2 + |E_n(t)|^2 + |E_r|^2 + 2E_i E_n \cos \varphi t + 2E_n E_r \cos(\omega_s t - \psi) + 2E_i E_r \cos(\omega_s t + \psi), \dots \dots (5-12)$$

但し

$$v = \frac{\ell}{t_s}, \quad \omega_s = k_0 v \sin \theta = \frac{\omega c \ell}{t_s}, \dots \dots (5-13)$$

となる。式(5-12)の各項は、式(5-11)の各項に対応する電気信号とし、(1)は、ビデコン

管面エの水平走直距離度, t_0 は, 水平リテスターの掃引時間, w_s/π は, 干渉縫の掃引周波数, w_c/π は, 軸エの干涉縫の空間周波数である。第6項の映像成分 $E_i E_r$ は, 1次と含まない物体情報と電気的反射波 $\cos(w_s t + \phi)$ を伝達することを示す。式(5-13)の関係式から, w_c を変化させれば, w_s が変化するから, この項は, 他の1次と含む干渉項およびバイアス項と時間周波数的に分離できる。しかし, ビジョンの有効帯域に制約があり, TAE用ビジョンの場合, 4MHzであるから, $E_i E_r$ の時間周波数帯域は, この帯域内に存在し, 他の項と off-set であるように設定すればよい。

一般に, 超音波像は, 光学像に較べ格段に分解能が低いことから, 物体像の映像には同一帯域幅も狭い。したがて, w_s は, 低周波数帯域に存在すると言えられるから, $\Delta L \gg w_s$ と看做せば, 干渉項 $E_i E_u$ と $E_u E_r$ は, 音波周波数($=\pi/\Delta L$)の近傍の時間周波数に帯域を有し, この結果, $E_i E_r$ は, バイアス項となる程度 $T=1T$ を考慮すればよい。

式(5-12)の各項の時間周波数帯域は, 物体像を形成する物体の最大空間周波数から決定され, (象面(5, 2))における物体像の空間周波数と, これに対する電気信号の時間周波数の関係式は, 次のように導出されるところである。ビジョン管面上[象面(5, 2)エ]に, N 個配列された白黒周期パターンを考える。このパターンの空間周波数は,

$$\frac{1}{\Delta \xi'} = \frac{N}{2L}, \quad \dots \dots \dots \quad (5-14)$$

であり, この時, 像の分解能は, $\ell/n = 2\Delta \xi'$ である。この周期パターンとビジョンで電気的に検出する場合, 水平走直して得られる電気信号の時間的周波数は,

$$w_E = \frac{N}{2t_s} , \quad \dots \dots \quad (5-15)$$

とす。物体像の空間周波数と像、電気的走査により生ずる時間周波数との間の関係式は、式(5-14)を式(5-15)に代入して

$$w_E = \frac{1}{t_s} \left(\frac{l}{\Delta \xi'} \right) , \quad \dots \dots \quad (5-16)$$

とす。この関係式から、有効帯域 $w = 4 \text{ MHz}$ を用ひビデオを用いた visual system の入力像の解像限界は、 $l = 10 \text{ mm}$, $t_s = 53.3 \text{ usec/raster} \approx 19 \text{ usec}$, $\frac{1}{\Delta \xi'} = 21.3 \text{ cycles/mm}$ である。又、CRT 表示像の分解能は、回路的に生ずるノイズからいへば式(5-14)から、 426 cycles/mm となる。

以上の事柄を用ひて、物体像とビデオにより電気的に検出する場合、式(5-12)の各項の電気信号の時間周波数分布と言ふべし。ビデオ管面の像面(ξ', η')における物体像の最大空間周波数は、像面(ξ', η')上で物体像の周期 $\frac{1}{\Delta \xi_I} = \frac{\sin \alpha}{\lambda}$ であるから、拡大光率系の倍率 $m(K)$ を用ひて

$$\frac{1}{\Delta \xi_I} = \frac{K}{m} \left(\frac{1}{\Delta \xi_x} \right) = \frac{\sin \alpha}{m \lambda} , \quad \dots \dots \quad (5-17)$$

となり、これは、式(5-12)の $E_x(\xi')$ の最大空間周波数である。同様に、式(5-12)のベイアス項の像面(ξ', η')における最大空間周波数は、式(5-8)を用ひて

$$\frac{1}{\Delta \xi_N} = \frac{K}{m} \left(\frac{1}{\Delta \xi_N} \right) = \frac{2 \sin \alpha}{m \lambda} , \quad \dots \dots \quad (5-18)$$

となり、 $|E_N(\xi')|^2$ の最大空間周波数である。式(5-17), (5-18)を式(5-16)に代入すれば、

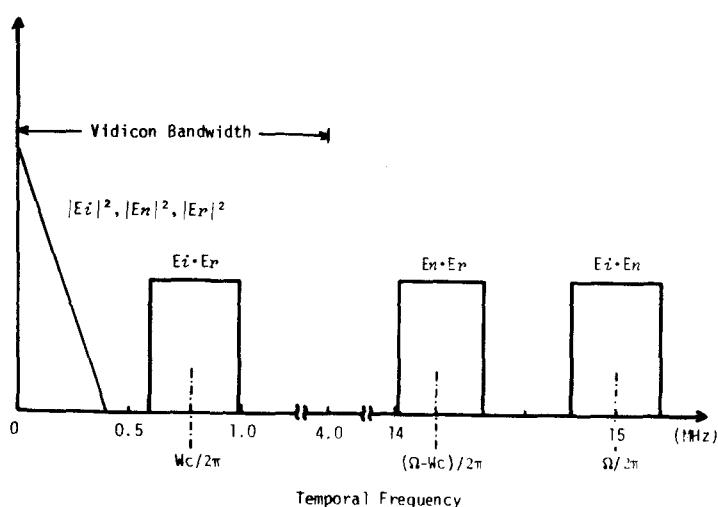
電気信号に変換され式(5-12)各項の時間周波数領域における帯域幅が決定される。式(5-12)の時間項 $E_i \cdot E_r$ の空間周波数領域におけるベイアス項と分離され、連続的に配置される時、 $E_i \cdot E_r$ の帯域の中心周波数は、式(5-16)、(5-17)、(5-18)となる。

$$\omega_{ir} = \frac{3}{\lambda_s} \cdot \frac{\ell \sin \alpha}{m \Lambda}, \quad \dots \dots \dots \quad (5-19)$$

となる。(ただし $E_i \cdot E_r$ の一般送波 $\cos(\omega st + \varphi)$ の時間周波数 ω_s は、 $\omega_s \geq 2\pi \omega_{ir}$ の条件を満足する場合、 $E_i \cdot E_r$ は、時間周波数的ベイアス項と分離できる。この条件を満足する車輪上に作用する干涉線の空間周波数は、式(5-13)となる。

$$\omega_c \geq 6\pi \left(\frac{\sin \alpha}{m \Lambda} \right) \quad \dots \dots \dots \quad (5-20)$$

となる。具体的には、式(5-20)を満たす干涉線の最小空間周波数を求めると、結果は以下のようだ。 $m = 1/4$ 、 $\Lambda = 0.098 \text{ mm}$ 、 $\sin \alpha = 0.031$ となると、 $\omega_c / 2\pi = 3.8 \text{ cycles/mm}$



図(5-3) 電気的走査により生ずる干渉線の時間的入出力分布。走査時間は $63.5 \mu\text{sec/raster}$ である。

よろこび。この値は、ビデオの解像限界 21.3 cycles/mm に対する充分性。本方法における像の分解能の低下は生じない。電気スケーリング特性を考慮して、干涉線の空間周波数を $\omega_c / 2\pi = 4.0 \text{ cycles/mm}$ に設定すれば、時間周波数は、 $\omega_c / 2\pi = 750 \text{ kHz}$ となる。

この結果、映像成分 $E_i E_r$ の時間周波数帯域は、式(5-16), (5-17)より $520 \text{ kHz} \sim 980 \text{ kHz}$ となり。一方、バイアス項のカットオフ周波数は、 $W_b = (\frac{2}{3}) W_{ir} \approx 17 \text{ kHz}$, $W_b = 470 \text{ kHz}$ となる。以上、他の干渉項も含めに計算結果から、式(5-12)の各項のスペクトル分布は、図(5-3)に示すようになり。 $|E_i|$ を含まない映像成分 $E_i E_r$ が、 $|E_i|$ を含む成分と時間周波数的に分離されることが分かる。このように、TV用ビュンにおいて Fast scanning detection による像の検出を行なう場合でも、像の分解能の低下を防ぐためによく充分使用できる。

電気的处理は、フィルターを用いて搬送波 $\cos(\omega st + \phi)$ で伝送される映像成分 $E_i E_r$ のみを抽出し、検波回路を通じて搬送波を除去すれば、ログラムの再生像に类似して $E_i E_r$ が再生される。更に、2 素回路と用いて $|E_r|^2$ の強度に変換した後、CRT 上に表示すれば、所望の映像信号 $|E_r|^2$ の物体像を得ることができる。この様にして、前節において言及べて、F.D.P. とスペクトラル/ $|E_i|$ の除去が可能となり、 $|E_i|$ を含まない映像信号 $|E_r|^2$ の画像表示が行なえる。

3.5.4 実験装置

実験に関する光学系は図(5-4)に示す。光学系は、B.I.S. に参照波発生系並列に付加する Mach-Zeunder 型 Interferometer によって居り、上側の光路より超音波槽は、参照波発生用であり、下側の光学系は、通常の B.I.S. である。レーザー ($\lambda_0 = 6.33 \times 10^{-4} \text{ mm}$, 2.41 mW) から発せられる光ビームは、対物レンズ、エリマレンズ L_1 ($f = 300 \text{ mm}$) を通じて平行光となり、ビームスプリッタにて結像光用光波と参照光用光波に分れる。下側の光路と伝播する平行光は、スリット S_{22} , N.A. = 0.031 と 2.5 センチメートル幅に制限され、1.7 管レンズ L_2 ($f = 120 \text{ mm}$) で線状収束光となり、超音波槽内の音場の照明光として用いられる。超

音波木槽大は、水を満たし、物

体が浸してある。

物体の照射に用ひる音波

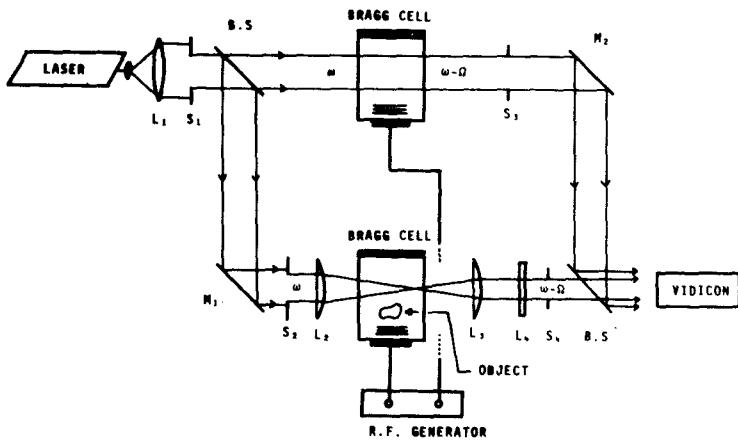
は、発振器からの電気信号、

周波数 $\frac{S_1}{2\pi} = 15 \text{ MHz}$ の正

弦波と増幅して、X-cutのK

品(18 mm × 18 mm)にFP加以て

発生する平面波音波である。



図(5-4) ホログラムの作成光学系

水晶振動子の励起振電力 P_{ee} は、0~1.5 watts で、連続的に走らし、水晶振動子の電圧波形をシンクロスコープで計測し、共振時の水晶のアドミッタンス定数を用いて、各印加電圧に対する励起振電力が求まる。

物体照射後の音波の干渉と照明光との相互作用の過程は、第一章に示した如く、結像光と一次回折光を用いた。Bragg回折と満足する音波の伝播方向の設定は、二台の超音波木槽が別々の回転台上に装置されるから、容易に行なうことができる。物体像は、物実長 m (k/k) 倍縮少され、レンズ L_2 の焦点の近傍に結像される。次に円筒レンズ L_3 により、 $m (\frac{k}{k})$ 倍の拡大がなされ、物体の実長の $1/4$ 倍 ($m = 1/4$) で第二の像面(ビジョン管面上)に結像された。円筒レンズ L_4 は、これと垂直な方向の倍率補正レンズとして像の縦横の倍率のバランスを設定する。

一方上側の光路と伝播する平行光は、超音波木槽内と伝播する平面波音波により Bragg回折されて参照波を発生する。参照波は、結像光とビームマッチであり、一樣な干渉分布と有ることの必要性から、結像用音波と同一の電気信号を分配し、增幅して得られる平面波音波による一次回折光を用いた。参照光は、ミラー M_2 のビジョン管面に対する入射角と調整して、結像光と共に記録され、ハロはホログラムと形成する。

図(5-5)は、得られたホログラムとビジョンで電気的に入れし、電気信号に変換された不透明

システムからノイズ処理を行なう。

CRT上に映像表示する電気

処理系のブロック図である。

ビデオコンタクト規格は、管面上、

縦引距離 10mm、水平掃引

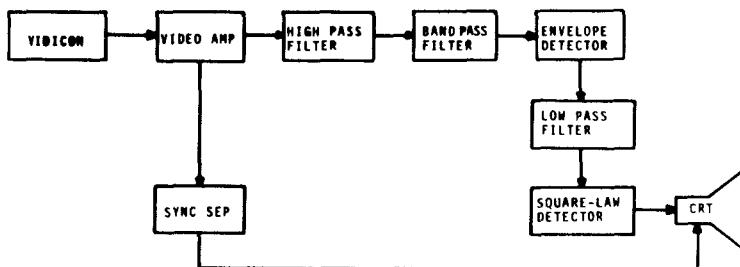
時間 $63.5 \mu\text{sec}/\text{raster}$

(縦線消去時間含む)、す

直掃引時間 $1/30 \text{ sec/frame}$ であり、性能は、有効帯域幅 4MHz、解像度 426 cycles/frame である。ビデオコンタクト出力された不規則な映像信号は約 $1.2 \text{ V}_{\text{pp}}$ で、干渉高の成分は $0.2 \text{ V}_{\text{pp}}$ の信号で、特に音波強度が弱い場合、数ミリ V_{pp} の本体である。

そのため、CRTの同期信号は、Amp を介して別に取出し、映像信号のみ最大 40 dB 増幅する。VIDEO AMP の働きは、同期信号を含まない映像信号のみで干渉高の成分はゲインコントロール回路により約 3 V_{pp} に調整され、增幅器に入力される。增幅器は、二段の増幅器を用い、高域フィルターと帯域フィルターと連絡する。ノイズ成分に対する結像光成分が弱い場合、即ち音波の強度が小さい場合、信号を增幅せばノイズ成分が大きくなり後の処理に影響するので、ノイズ成分の時間周波数は、図(5-3)に示した如く低周波成分に在り 0.02 。最初高域フィルターでノイズ成分のゲインを低下を計る。次に中心周波数 750 kHz 、周波数帯域 $\pm 250 \text{ kHz}$ に設計され、帯域フィルターでノイズを含まない映像成分 $E = Er \cos(\omega t + \phi)$ を除去する。

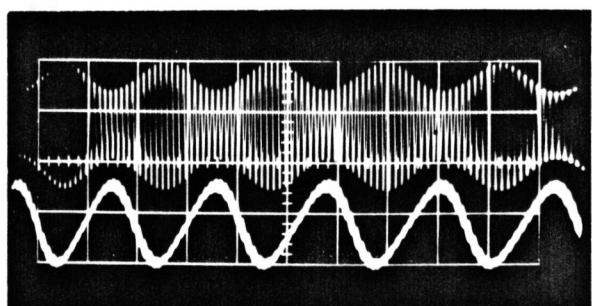
更に、画像に不規則な搬送波 $\cos(\omega t + \phi)$ を除去するため、包絡線検波を施す。試作した電子的フィルターと検波回路の機能を調べるために、図(5-6)に、 900 kHz の搬送波と 50 kHz の正弦波を調節した電子的シミュレーション信号をフィルターに入力し、検波回路の出力信号を示す。電気信号は、半振幅 13 V_{pp} 、半振幅変調電圧 3 V_{pp} あり、検波後の出力は $0.7 \text{ V}_{\text{pp}}$ となる。この結果から、映像成分は、搬送波の除去と共に



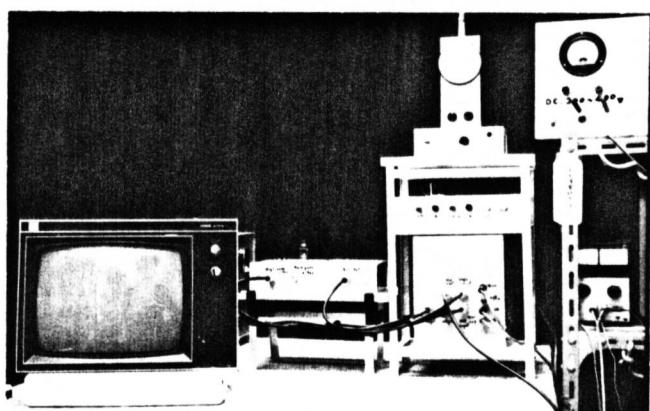
図(5-5) ノイズ除去のための電子的処理システムのブロック図。

周波信号に変換されることが分かる。
検波後の映像信号は、フィルタリングにより生ずる高周波成分のノイズを除去するため、低域フィルタリングと施行す。フィルタリング後の信号は、画像に関する干渉幅情報をもつてゐるから、2束回路における強度に変換してCRTに表示し、所望の物体像が得られる。

図(5-7)に試作システムの電気的処理システムの写真を示す。この装置において、表示像との光学像に対する忠実性、特に干渉幅に対するリニアリティは、ビジョン、アニア、CRTの特性に依存し、試作した装置では、特にリニアリティの補正是行っていない。



図(5-6) 電気的シミュレーション信号による包絡線検波。上の波形は、フィルターに入力する電気信号で、水平、垂直方向スケールは、 100 kHz/div , 5 V/div である。下の波形は、検波された信号で、 100 kHz/div , 0.5 V/div である。



図(5-7) 電気的処理システム

§5.5 電気的処理像とその検討

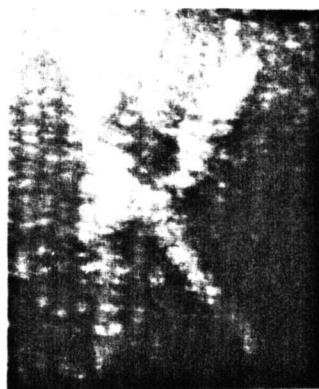
前節で示した光学系及び電気的処理システムにおいて、像面上に混入するノイズ成分の除去を行ない、S/N比の改善および像の検出感度の向上を試めた。

5.5.1 電気的フィルタリングによる画像の改良

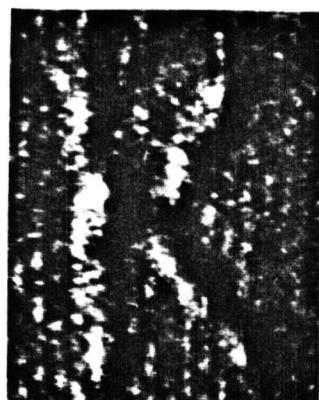
図(5-2)において水晶共振器子の励振電力を表すと通常のB.I.S.の映像は得る下限の電力は、約 0.19 watts であると言明した。しかし他の音響出力による回折光でも、11

次成分の大半が位相波帶域に分布する。信号と電気的に增幅し、適当なフィルタリングを施せば、映像可能である。

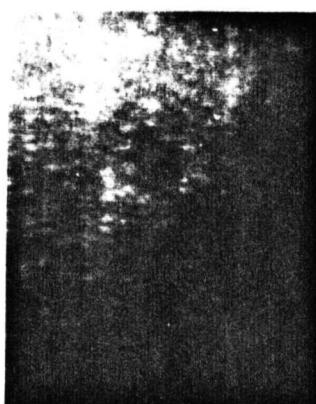
図(5-8)に、通常の物体像のCRT表示画像と、フィルタリングによって得られた物体



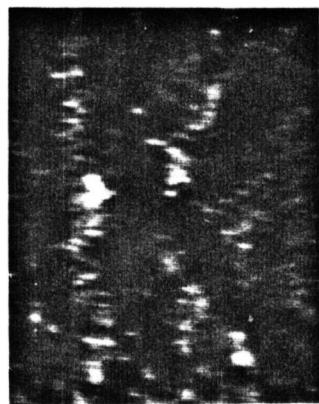
(a)



(b)



(c)



(d)

図(5-8)電気的フィルタリングによる画像の改良。
各物体像は、(a)=励振電力 $P_{el} = 0.64 \text{ watts}$ を用いて得られた通常の物体像；(b)=(a)のハイパスフィルタリング(カットオフ周波数 100 kHz)後の処理像；(c)=励振電力 $P_{el} = 0.26 \text{ watts}$ を用いて得られた通常の物体像；(d)=(c)のハイパスフィルタリング(周波数帯域 $100 \text{ kHz} \sim 300 \text{ kHz}$)後の処理像である。

カットオフ周波数が 10^4 Hz から $\sim 1.6 \times 10^6 \text{ Hz}$ までディスクリートに変化である。

(a)は、音波周波数 15 MHz の物体像である。(b)は、(a)

更さらに高域フィルタリングを施すことにより得られた物体像である。フィルターのカットオフ空間周波数 ($1/\omega_5$)_c は、像の最大空間周波数 ($1/\omega_{205}$)_m の $1/8$ の像と構成する空間周波数帯域のうち、低周波側の $1/8$ の帯域の情報を除かれている。そのため、モード像は、高域空間周波数成分により像が形成され、微分型フィルターに類似した特性を呈する。その結果、強度分布の変化に対する強度コントラストを呈し、ノイズを伴うた画像を示す。(b)は、(a)と比較すると、奥行きが感ぜられ検知され易くなるが、高周波成分のノイズも強調されていふことが分かる。

(c)は、同一物体に対して、所用振幅電力 $P_{el} = 0.26$ watts を用いて得た物体像である。この付近の励振電力を用いることにより像の検知が困難である。(d)は、(c)の帯域フィルタリングを施して得たモード像である。フィルターの低周波側のカットオフ空間周波数 ($1/\omega_5$)_c = $1/8$ × ($1/\omega_5$)_m、高周波側では、($1/\omega_5$)_c = $5/8$ ($1/\omega_5$)_m である。全空間周波数帯域の $1/2$ を用いて像が形成されている。(d)と(c)と比較すると、信号の増幅作用によりモード像の検出感度が向上していることが分かる。画質に関する(b)における文字周辺に現われた微細な斑点が、高域空間周波数成分が除去されたことにより消去されていることが分かる。重要な事柄は、(a), (b), (c)で見られた F.D.P. の急従高が消去され、この急従高の空間周波数が像の強度に対する最大空間周波数 ($1/\omega_{205}$)_m に対応することと裏付けている。

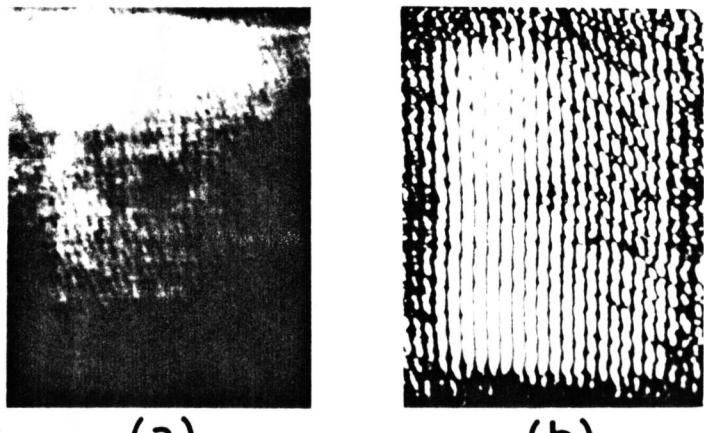
このように、物体像とビジョンを用いて電気的に入力し、單に電気的な信号の増幅とフィルタリングによって、像の検出感度は、何よりも高められ、微分型フィルターを用いれば、ノイズも強調し、帯域フィルターによる像の忠実性を劣化させ、両者共、分解能の低下を来たすので、目的に応じて有効であるが、画質、分解能に難点が指摘される。

5.5.2 ノイズ処理による画像の改良

前節述べたフィルタリングの2つの場合の難点を除くため、モロブームを作成し、5.3で述べた原理による電気的処理を施し、11次成分の除去を行った。

以下に示す全ての実験結果は、結像条件、音波周波数15

MHz、レンズの開口数 N.A. = 0.031(理論的分解能 1.6 mm)において得たものである。

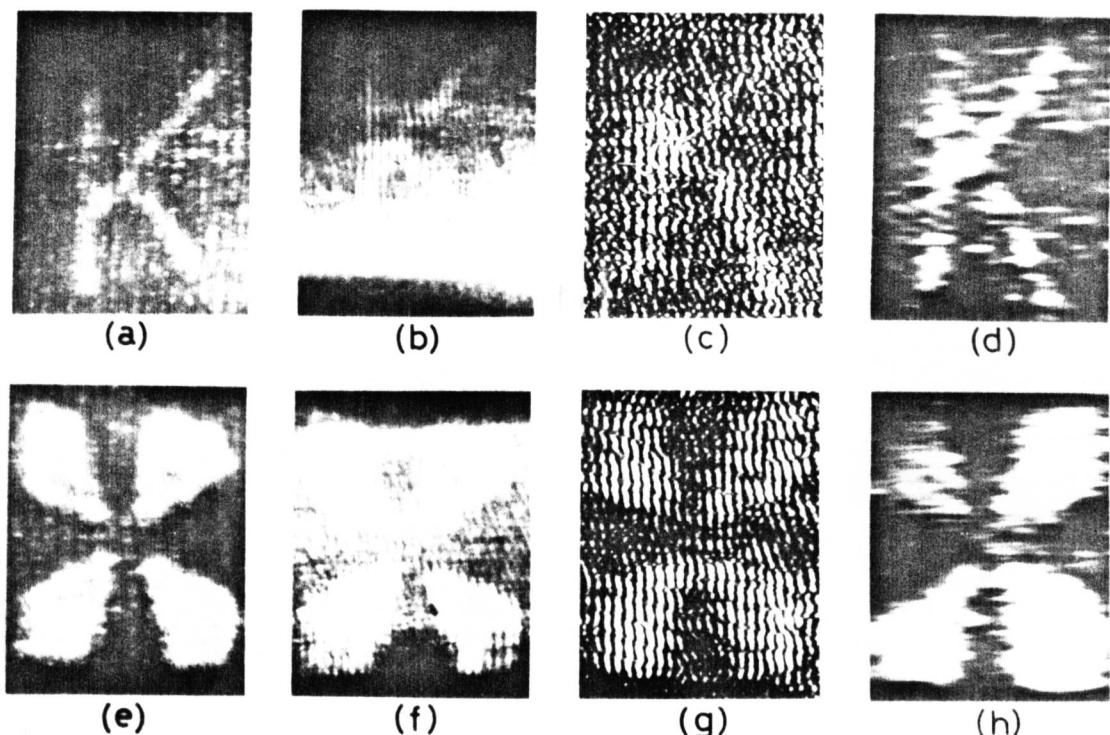


図(5-9) 結像光と参照光の干涉パターンのフィルタリング。
各写真は、(a)が 4.7 cycles/mm の干涉パターン(ビジュンから直接 CRT 表示まで)と (b)が (a)をバンドパスフィルタリング後の中間像である。

図(5-9)は、11次除去に用いたフィルターの有効性を確認するため、(a)結像光と参照光の干渉パターンと(b)フィルタリング後のモニターパターンを示す。(a)は、結像用水晶振動子の励振電力 $P_{el} = 0.26 \text{ Watts}$ 、参照光用励振電力 $P_{ee} = 0.05 \text{ Watts}$ において得たはる十次回折光間の干渉、高い写真であり、両者の電力が弱いため、干渉線の visibility は低い。しかし電気的な増幅とフィルタリングを施すことにより鮮明化されている。干涉線の空間周波数 $w_c/2\pi$ は、両回折光の干涉部の距離(紙面の横方向)が 45 mm (= 水晶の大きさ × 倍率) であり、この距離内に干涉線 1 本あたりから $w_c/2\pi = 4.7 \text{ cycles/mm}$ となり、式(5-20)の条件を満足し干渉線のモロブームを作成には充分である。

図(5-10)は、励振電力 $P_{el} = 0.53 \text{ Watts}$ において得た物体像の 11 次処理像、各電気的処理過程におけるモニタ像を示す。物体は、11 次処理の効果を調べるためにゴム板に文字 K を抜き出した試料とフィルタリングによる分解能への影響を調べるためにジーメンスターを抜き出したゴム板の試料を用いた。

(a) と (e) は、処理前の物体像の CRT 表示像であり、バソグラフにて幾次光成分に



図(5-10) 物体像の電気的処理におけるノイズ処理過程。

各物体像は、(a)と(e)=通常の物体像(ビジョンから直接モニター);
 (b)と(f)=(a)と(e)のイメージホログラム(ビジョンから直接モニター);(c)と
 (g)=バンドパスフィルタリング後のイメージホログラム(フィルターから直接モニター);
 (d)と(h)=ノイズ除去像(フィルター、包括線検波、ローパスフィルタリング、
 2乗回路を通じてモニター)である。

寄因するノイズが顕著に現われている。物体のスケールは、元々ではないが水平方向の分解能
 が 1.6 mm であることから、式(5-7)で示す如く、F.D.P. の高間の距離 ΔX_N が $\Delta X_N = 1.6$
 mmであるから、直ちに理解される。(b)と(f)は、(a)と(e)のホログラムモニター像である。
 参照光の強度が比較的強いことから、像および干涉条縞の visibility は低く、ビジョン
 の伝送圧における両者の信号は、相対的に低くなる。ここで参照波の強度を強
 くすれば、ノイズの強度分布の変化に対する影響と抑圧すためである。(c)と(g)は、
 (b)と(f)を伝送圧に増幅し、フィルタリングを施して直接にCRTに表示したものである。
 (a)と(e)に見られる如く、F.D.P. が除去され、干涉条縞の時間周波数で伝送される。

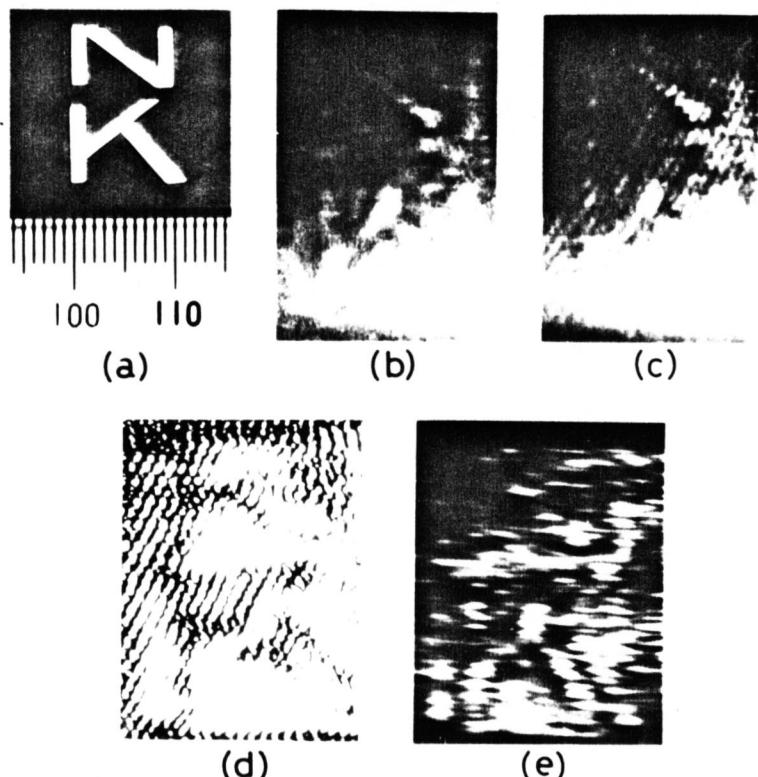
映像成分のみが強調されている。この過程で電気的増幅率を何エタボは可成り、微弱光に搬送される物体本像を検出しえる。しかし実際的には、参照光に干結像光と同様にノイズ成分が含まれており、結像光に混入するノイズ成分を置き換ることにより新たにノイズを発生する。29/1ス下限[12]、フィルターの帯域が500kHzから1MHzの帯域幅であるから、フィルタリング後、バンドパスフィルターに類似してペターンを示しているが、次で述べる如く、最終的な物理像には、原理的に影響しない。(d)と(h)または(c)と(g)に検波回路、1st域フィルター、2nd回路と並んで物理像を行なうに最終的な物理像である。(d)と(h)において、(a)と(e)で見られるF.D.P.は完全に消去されないことが分かる。5.2において述べた如く、F.D.P.の周期が零次光成分に寄因するノイズの最大空間周波数を与えることより、零次光に付随するスペックルノイズの空間周波数は、この帯域内に存在することから、スペックルノイズは、F.D.P.の消去と共に自動的に除去される。(d)と(h)においても、スペックルノイズは見出されず、この効果が明らかである。

又(c)と(g)で現われたノイズは、周波数帯域が約500kHz～1MHzで映像となるものであり、次段の1st域フィルターが、約500kHz以上の高周波成分を除去するので原理的に映像ではない。(d)と(h)において現われていない。

このように、本方法により、ノイズが除去され、電気的干結像の検出および信号の増幅作用を利用することにより、像の検出感度の何エタボが計られることが分かる。最終的な物理像において、図(5-7)で現われた各フィルタリングに伴なう現象と呈され分解能の低下も着見察されないことが、本試作装置におけるフィルターの帯域の設定は、有効であると考えられる。

しかし物理像において像の劣化が見出される。これは、倍率補正用の拡大光学系が長い光路長を要するところから、光学系が干渉動に強く干涉高さ不安定で、これために生ずる。これと説明するため電気的物理像で考えれば、検波段までの情報は、像に関する干渉幅位相情報を $E = Erws(wst + \phi)$ であり、干涉高さが微動

ね:により位相が変化する。各線検波段で搬送周波数 W_s が、映像成分の最大空間周波数に対して高くなれば、位相は、映像成分 E の位置と移動させ、その結果として検波後のローパスフィルタで像の劣化を生ずる。したがって、この場合は、干涉光学系の振動を防止する以外に、干涉系高い搬送周波数 W_s を高い周波数に設定することにより、位相の位置の移動が抑えられるから原理的に改善される。



図(5-11) 電気的処理によるエコラスト像の検出
各写真は、(a)=試料(フィルムベース)、(b)=被処理像、(c)=生物体像の木口材、(d)=フィルタリング後の木口材、(e)=処理像である。

図(5-11)は、フィルムベースに文字 N.K. を挿入した試料の各々
処理過程におけるモード像である。

フィルム材料は、水
の音響伝播速度に比
較的に類似すこしお
から、音波の透過率が
高く、他のエコラスト物
体と区別される。

(b)は、水晶振動子
の励起振電力 P_{ee} =
1.2 watts と 1 kHz 得
た生物体像である。

* 第3章で説明した如く、直進音波に対する材料の膜厚で決まる透過音波の位相変化量によると生物体像の端部、エコラストは変化し、高いコントラストと呈れる場合もある。

アリム材料は、音波に対する透過率を1と近似できることから、位相物体と看做され、透過音波の位相成分が結像される。(b)は、通常の物体像で、第3章で説いた如く、物体端でのコントラストを生ずる。観察するコントラストは、照射音波の強度が強いにも拘らず弱く、画質に關して、図(5-8)の(a), (b)と異なっていることが分かる。(c)は、木ガムモニター像であり、直進音波と透過音波との間の位相差を正確認るために、斜方向からの参照波と同一干涉継の配向を変化させて。干涉継→直線性の歪み、文字域(直進音波の伝播域)アリムベース域(透過音波の位相域)の間に位相変化を確認することができる。(d)は、電気的增幅とアリムゲートを施した後の一モニター像で、干涉継に複数送入する映像成分のみが強調されている。(e)は、最終の処理像で前述した効化要因影響が、顕著であるが、通常、物体像(b)と比較すると、文字域に於ける明瞭化されており、像の検出感度の向上が計られてゐることが分かる。

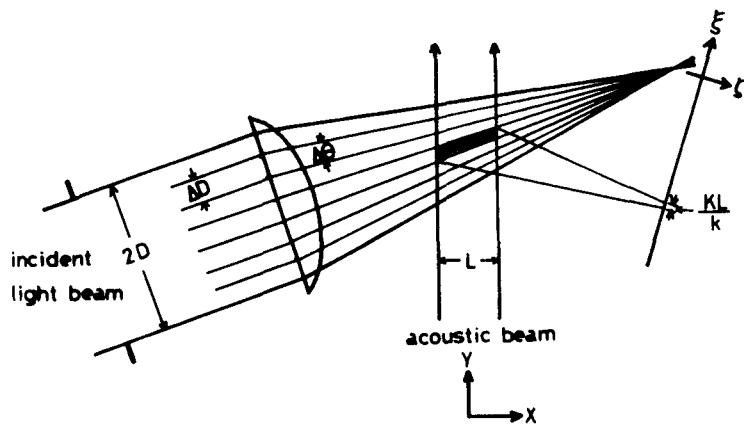
このように、著者が試作した電気的処理によるCRT visual systemは、物体と動画像とを観察でき、スクリーン又はカメラで直接観察する場合に較べて検出性に優れ、電気的処理を施すことにより、1億分の1秒で計測し、微弱光の物体像でも映像を得る。又に、他のコントラスト像の検出感度を向上し計測、生物組織等の生体内の密度変化の少ない試料等の映像に有効であるものと思われる。

§5.6 Bragg Imaging Systemの物体像の検出限界

§5.21において如く、B.I.S.の映像を得る音響出力の下限は、水晶振動子の励振電力 P_{osc} 約 190 mWatts であり、この制限は、主として、零次光成分から発生するF.D.P. およびスペクトラルノイズに寄因する。この事柄を理論的に考察すため、結像光と零次光の強度を平均化し、物体像の音響出力に対する比率を求めると、

この目的のために、結像に關する
すなはち標準系の像面は、(5-7)
面を考える。

像面工の物体像における
 S/N と式を定義する
3.



$$\delta = \frac{\langle |E_z|^2 \rangle}{\langle |E_n|^2 \rangle},$$

図(5-12)Bragg Imaging Systemにおいて照明光
と平面波音波との相互作用により生ずる Bragg 回折

..... (5-21)

ここで E_z と E_n は、夫々、像とノイズの干渉幅を表わし、 $\langle \cdot \rangle$ は空間平均であることを示す。
物体像が完全なコントラスト ($=1$) を示す場合、結像光の干渉幅 E_z は、バックグラウンドの回
折光の強度に等しいことから、バックグラウンドの回折干渉幅に還元して考えることができる。ベ
ンガラードの回折干渉幅は、照明光 (2) 用いる円筒光波と水晶振動子から発せられる平
面波音波との相互作用により生ずる Bragg 回折光で、その定量的な評価は、円筒
光波の表現に難点があり、一概に困難である。⁽⁹⁾

そのため、図(5-12)に示すように、照明光である円筒光波を微小角 $\Delta\theta$ で分割し、分
割された光波 (分割光と略す) と平面波音波との相互作用により生ずる回折光の和
であるバックグラウンドの回折干渉幅を考える。各分割光は、円筒波の束角が $\Delta\theta$ に差
の影響を除くために小さく設定されることがから、分割数で比例的に平行性を示す。特
特に $\Delta\theta > 10^\circ$ の時、音波との相互作用域 ($|x| \leq r_2$) 内で、近似的に平行光と看
做し得る。このモデルにおいて、各分割光の音波による回折干渉幅は、平面波音波-
平面波光波の相互作用による既知の回折角と用いて表現することができます。表す
本題で平行光に近い分割光で構成される円筒波光波の平面波音波による

回折光の強度は、波の入射方向に関する座標表示を省略して、

$$|E_D(\xi)|^2 = \left| \sum_{i=1}^{\tau} \text{rect}\left(\frac{\xi - \xi_0 - \frac{i\Delta D - D}{\cos 2\theta_B}}{\Delta D} \right) \cdot \frac{E_0}{\tau \sqrt{\Delta D}} \cdot \exp(j\phi_i) \times \right. \\ \left. \sin\left(\frac{kL \Delta n}{2n \cos \theta_i} \right) \cdot \text{sinc}\left[\frac{1}{2} KL (\theta_i - \theta_B) \right] \right|^2, \quad \dots \dots \quad (5-22)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, \tau,$$

但し

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 1 & |t| < \frac{1}{2} \\ 0 & \text{otherwise}, \end{cases} \quad \text{sinc}(t) = \frac{\sin t}{t},$$

である。ここで、 E_0^2 は、図(5-12)に示すレンズ開口経路内に一様に分布する入射光波の全エネルギー、 ΔD と ϕ_i と θ_i は、天々、 i 番目の分割光の開口経、位相、入射角である。 n と Δn は、天々、媒質の屈折率、照射音波による媒質の屈折率変化を示す。

式(5-22)内の sinc 関数は、分割光が構成される円筒波の回折光、入射角依存性を表わし、入射方向が Bragg 角 θ_B と満足する方向から離れるほど伴ない、回折光の強度が急激に減少することを示す。回折を生ずる入射光の角度幅 $\Delta\theta'$ 、sinc 関数の値が半分に減少する角度幅と看做せば、 $\Delta\theta'$ は、式(5-22)と同一

$$\Delta\theta' = \frac{2\pi}{KL} = \frac{\lambda}{L}, \quad \dots \dots \quad (5-23)$$

となる。円筒波の収束角 2α ($2\alpha < 0.2$) に対して、 $\Delta\theta'$ は、一般に $\Delta\theta' / 2\alpha < 1/10$ を満足する。従って、モデルに利用する微小分割角 $\Delta\theta$ と、 $\Delta\theta = \Delta\theta'$ に設定すれば、円筒光波の回

折光は、唯一の分割光にだけ生ずる1回折光だけで表わされ、隣の分割光束による影響はない。この設定のもとで、分割個数は、式(5-23)を用いて

$$\tau = \frac{2\alpha}{\Delta\theta} = \frac{2\alpha L}{\Lambda}, \quad \dots \dots \dots \quad (5-24)$$

となる。式(5-24)の分割個数I.I.B.I.S.の分解能 $(\Delta X)_r = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$ [式(2-13)]と併せて
いれば、 $T = \frac{1}{(\Delta X)_r}$ で示され、分解能に關係する量である。式(5-22)は、1回の反射の回
折光が、唯一の分割光であることと、おおむね $\theta_i \approx \theta_R \approx 0$ 、 $\pm D = \pm \Delta D$ の間で次のよきに
なる。

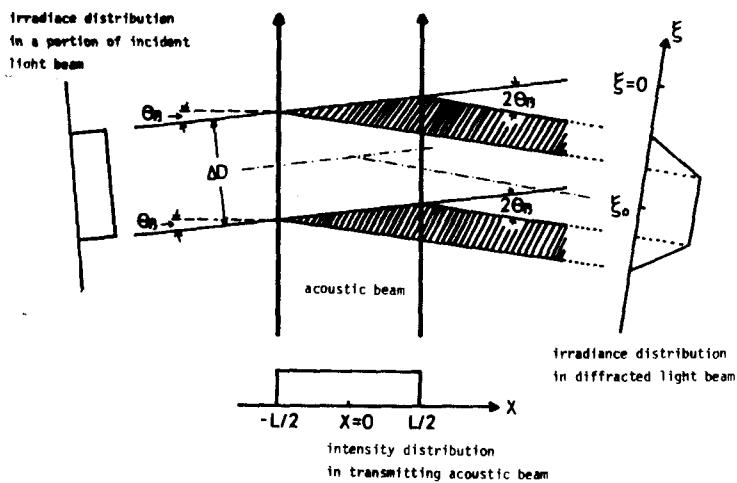
$$|E_D(\xi)|^2 = \text{rect}\left(\frac{\xi - \xi_0}{2\Delta D}\right)\left(\frac{1}{2\alpha_L}\right)\left(\frac{F_0^2}{2D}\right)\left[\sin^2\left(\frac{kL\alpha n}{2n}\right)\right] \quad \dots \quad (5-25)$$

ここで rect 関数は、1個の分割光のセミ径を示す。式(5-25)は、円筒波光波の回折光の強度が同一開口経と同一平凹波光波の回折光の強度より、係数 $\frac{1}{2\pi L} T$ で弱いことと示し、物理的には、Bragg 条件を近似的に満足する入射角の光波のみが回折されることを表現する。水晶振動子と励振に発生する音波の音響出力に対する表現は、 $\frac{kL \sin \theta}{h}$ つまりえられ、入射光が音場と伝播する距離の相互作用域が一定値 L であることを意味する。しかし、円筒波 ψ 等価的に唯一の分割光で近似され、狭いセミ径を有する入射光の回折過程における回折光の強度分布は、式(5-25)と異なり、Y 軸の座標点に関する相互作用域の距離 a が異なることから一様な分布を示さない。

図(5-13)に相互作用域を考慮した、一様な強度分布と相殺分割光の平面波音波による回折光の強度分布を図示す。斜線部内に回折される光波は、相互作用域の長さがY軸に沿って $1=1-1$ 変化するため、回折光の強度分布は、 $\frac{1}{1+1}$

軸に平行な台形状分布を示す。
得られた回折光の強度分布
は、分割光のビーム径 ΔD が
音波ビーム幅 L に対して、
 $\Delta D \geq 2L \sin \theta_B$ を満足する
場合(1); $\Delta D < 2L \sin \theta_B$ の場
合、回折光の強度分布は異
なる。

図(5-13)を利用して、軸に
平行な回折直後の回折光
波の強度分布は、



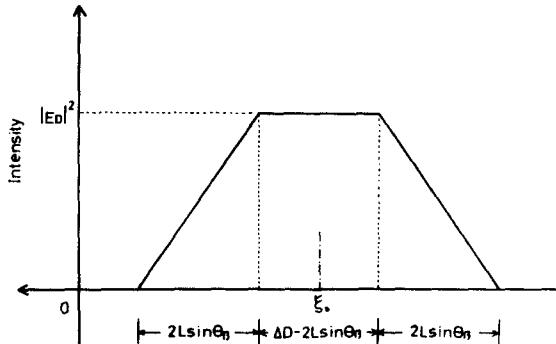
図(5-13) uniform光ビームとuniform音波ビームの相互作用により生起される Bragg回折

$$\left. \begin{aligned} |E'_D(\xi)|^2 &= \frac{|E_D|^2}{2L \sin \theta_B} \left(L \sin \theta_B - \xi + \xi_0 + \frac{\Delta D}{2} \right) \left| \xi - \xi_0 - \frac{\Delta D}{2} \right| \leq L \sin \theta_B \\ &= |E_D|^2 \quad \left| \xi - \xi_0 \right| \leq \frac{\Delta D}{2} - L \sin \theta_B \\ &= \frac{|E_D|^2}{2L \sin \theta_B} \left(L \sin \theta_B + \xi - \xi_0 + \frac{\Delta D}{2} \right) \left| \xi - \xi_0 + \frac{\Delta D}{2} \right| \leq L \sin \theta_B \\ &= 0 \quad \text{otherwise} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (5-26)$$

となる。図(5-14)に、式(5-26)で示した回折光の強度分布を示す。回折光波は、
図(5-10)に示したごとく、 $\xi_0 = 0$ と近似され、零次光の焦点近傍に位置する像面
[(3-2)面]上に音波ビーム像を形成する。この像は、他の音波ビーム幅 L が結像
(倍率 K_R 倍縮小された像であるから、像幅 L は、

$$\delta L = \left(\frac{K}{k} \right) u, \quad \dots \dots (5-27)$$

である。したがって像面上の音波ビーム像の平均強度は、式(5-25)と式(5-26)を代入し、式(5-27)を用いて次のようになります。



(图(5-14)) 分割光の Bragg 回折直後の
主束方向の强度分布

$$\begin{aligned} \langle |E_z|^2 \rangle &= \frac{1}{\delta L} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta D}{2} + L \sin \theta_B} |E_0(\xi)|^2 d\xi \\ &= \left(\frac{f A^3}{2 \alpha \lambda L^3} \right) \cdot \left(\frac{E_0^2}{2 D} \right) \cdot \sin \left(\frac{k L \Delta n}{2 n} \right), \quad \dots \dots (5-28) \end{aligned}$$

媒質中の屈折率変位 Δn は、音波の伝播に伴う δD 、音波ビームの全音響出力 (total acoustic power) P_{AC} との間に次の関係が成立する。
 $60^{\circ} \sim 62^{\circ}$

$$\Delta n = - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{F \cdot \left(\frac{P_{AC}}{H L} \right)}, \quad \dots \dots (5-29)$$

但し

$$F = \frac{P^2 n^6}{\rho V_{ac}^3}, \quad \dots \dots (5-30)$$

ここで F は、Figure of Merit と呼ばれる定数、回折效率と呼ばれる媒質の固有定数 (単位 sec^3/g) であり、又々、 P は媒質の光弹性定数、 ρ 媒質の密度、 V_{ac} 媒質中の音速、 HL は、進行音波ビームの断面積を表す。水晶振動子の歯力と電力 P_{ac} (Watts) と音響出力 P_{AC} (Watts/cm^2) の関係は、媒質中の音波吸収によるエネルギー損失無視すると

$$P_{ac} = \chi_{ae} \left(\frac{P_{ee}}{HL} \right) = \left(\frac{P_{ac}}{HL} \right) \times 10^{-7}, \quad \dots \dots \dots (5-31)$$

である。ここに χ_{ae} は、異なった媒質間の接面で生ずる反射音波のエネルギー損失、および水晶振動子の変換効率を考慮した、水晶と媒質間の電気音響変換能率である。音波ビーム像の平均強度は、式(5-29)、(5-31)と式(5-28)に代入し、入射光の強度を単位として表わすと、

$$\left\langle \left| \frac{E_z}{E_0} \right|^2 \right\rangle = \left| \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{n_f}{\alpha L}} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\chi_{ae} \cdot F \cdot P_{ee} \times 10^7}{HL}} \right|^2 \quad \dots \dots \dots (5-32)$$

となる。式(5-32)は、励振電圧に対する音波ビーム像の強度を表わし、像の強度が励振電圧(他、音波長)の3乗に比例して増加すること述べている。したがて、B.I.S.における高周波域の音波と同一の結像は、音波周波数の3乗に比例して弱くなることから、像の検出感度の視点で不利である。媒質中(水中)の音波の音響出力に対する像の強度の具体的な評価式は、水の諸定数 $p = 0.31$, $\rho = 1.00 (\text{g/cm}^3)$, $V_{ac} = 1.50 \times 10^7 (\text{cm/sec})$, $n = 1.33 \pm 1.11$, $F = 160 \times 10^{18} (\text{sec}^3/\text{g})$ とする。この値と光学系の諸定数を用いて、 $\left\langle |E_z/E_0|^2 \right\rangle \approx 4.5 P_{ac}$ となる。この式から、音響出力 $P_{ac} = 100 \text{ mWatts/cm}^2$ の音波で結像する場合、結像光の強度は入射光の強度より約2dB 弱く、1倍率補正の計算に像の検出面(全倍率 $m = 1/4$)では、入射光の強度より約20dB 低下して强度であることが明らかである。

次に像面[(3-2)面]に現われる1次強度の評価と図3。5.2で説明した如く、像面工に現われる1次は、主として、零次光に相当するF.D.P.とスペクル(1次)であり、取り扱いの便宜上、両者の1次強度の平均値が前者の平均値とはほぼ等しいと仮定することとする。前者のみを考慮する。

一次元のF.D.P.の強度分布は、矩形開口(開口径: $2D_v \times 2D_h$)の一次元スリット換

から導出される。図(5-1)に示す結像系において、ニス元のF.D.P.は、エリートメント=照明光の矩形開口のニス元アーリエ変換によって表わされ、 $\xi_0 = 0$ の近似で像面でのF.D.P.分布ルギー分布は、次のようになる。

$$|E_N(\xi, \eta)|^2 = \frac{(4D_v D_u)^2}{\lambda_0 f^2} \cdot \left(\frac{E_0}{2D}\right)^2 \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_u \xi}{f}\right) \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_v \eta}{f}\right) \dots (5-33)$$

エネルギーは開口ニス元アーリエ変換から一次元アーリエ変換の導出と、エネルギー保存の観点から、一方(1方向)に回折される光波、エネルギー総和が入射光のビーム径 $2D_v$ と同一距離内に一様に分布することを利用して行なうことができる。この事柄と同様にニス元のF.D.P.の平均強度は、像面において、回折光(結像光)の場合と同じ領域(5-3) $|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}$ を考慮すれば、次のように表わすことができる。

$$\langle |E_N|^2 \rangle = \frac{1}{2D_v \delta L} \int d\xi \int_{-\infty}^{\infty} |E_N(\xi, \eta)|^2 d\eta \quad (5-34)$$

$$|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}$$

式(5-34)はおのおの、1方向のエネルギー分布に関する積分式、式(5-33)と併用

$$\frac{1}{2D_v} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2\left(\frac{k_0 D_u \eta}{f}\right) d\eta = \frac{\lambda_0 f}{4D_v^2}, \quad (5-35)$$

となる。式(5-33)のF.D.P.の3方向分布は、積分領域 $|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}$ の中心座標における

$\frac{k_0 D_u \xi_0}{f} \gg 1$, $\xi_0 \gg \frac{\delta L}{2}$ 下満足するところから、非周期成分による強度変化は滑らかである。

(a) 元、この領域におおむね、F.D.P.の非周期成分は定数と看做され、F.D.P.は、正弦関数分布を呈する。この事柄と同様に、式(5-34)の3方向のエネルギー分布に関する積分は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta L} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}} \sin^2 \left(\frac{k_0 D_h \xi}{f} \right) d\xi &\simeq \frac{f^2}{k^2 D_h^2 \xi_0^2 \delta L} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \frac{\delta L}{2}} \sin^2 \left(\frac{k_0 D_h \xi}{f} \right) d\xi \\ &= \frac{\lambda_0^2 f^2}{8 \pi^2 D_h^2 \xi_0^2}, \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (5-36)$$

となる。したがって、F.D.P. の平均強度は、式(5-1), (5-33), (5-35), (5-36) と式(5-34)を代入し、入射光の強度を単位として表わせば、次のように表す。

$$\left\langle \left| \frac{E_N}{E_0} \right|^2 \right\rangle = \frac{n^2 \lambda_0 f}{2 \pi^2 X_0^2} \left(\frac{\Lambda}{\lambda_0} \right)^2. \quad \dots \dots \dots (5-37)$$

B.I.S.における式(5-21)と意義をもつ S/N とは、式(5-32), (5-37) と同一である。

$$\gamma = \frac{\pi^4 X_0^2 \chi_{ae} F}{n \lambda_0^2 L} \cdot \left(\frac{\Lambda}{2\alpha} \right) \left(\frac{P_{ee}}{H_L} \right) \times 10^7, \quad \dots \dots \dots (5-38)$$

となる。この式と、媒質中の音響伝力を利用して表わせば

$$\gamma = \frac{\pi^4 X_0^2 F}{n \lambda_0^2 L} \cdot \left(\frac{\Lambda}{2\alpha} \right) \cdot P_{ac} \times 10^7, \quad \dots \dots \dots (5-39)$$

となる。両式から、B.I.S.における物体像の S/N には、水晶振動子の励振振幅力(音響出力)の増大に伴なつて向上し、高周波数域の音波を用いた結像等、分解能 ($\Lambda/2\alpha$) が高くなる場合劣化する。ビーム結合/像系において、ノルム粒子等で生ずるスペックル/ノイズの開

口径の拡大により減少するところが知られていたが、式³⁵⁾

(5-30)は、この結果を示す結果である。B.I.S.の場合、回折光の強度が、式(5-28)と同様に、音波周波数に強く依存するためである。

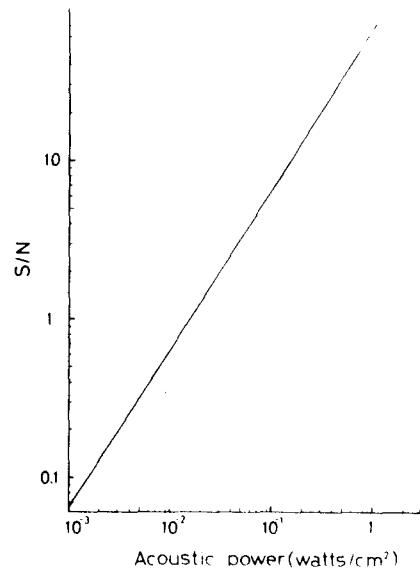
S/N_{EC} と具体的に評価するため、前出の結果に關する定数と媒質(水)の定数を用い、照明光の焦点を $X_0 = 50 \text{ mm}$ に設定する。式(5-38)

(5-39)より、 $\gamma \approx 20 X_{ae} P_{ee}$, $\delta \approx 65 P_{ac} r_d^2$

より評価式から、 $X_{ae} = 1.9$ の場合、11ズーム强度と等しい回折光 ($\gamma = 1$) を生ずる効率電力は、 $P_{ee} = 4.9 \text{ mWatts}$ となり、水晶振動子の印加電圧で示すと、 $V_e = 30.2 \text{ V}_{pp}$ と計算される。実用上の水晶振動子の水に対する電気音響変換能率 $X_{ae} = 1/4$ の場合、 $\gamma = 1$ を与える効率電力は、 $P_{ee} = 19.4 \text{ mWatts}$, $V_e = 60 \text{ V}_{pp}$ と計算される。5.2で調べた実験結果、 $P_{ee} = 19.0 \text{ mWatts}$, $V_e = 60 \text{ V}_{pp}$ に対して良好な結果を得ている。この事柄から、回折光の導出に付いたモデルと評価式、導出の過程で用いた粗い仮定の妥当性が分かる。

図(5-15)は、B.I.S.における物体像の S/N_{EC} と音響出力とパラメータと式(5-15)の計算結果を示す。図(5-15)から、 $\gamma = 1$ と与えられた零次光の F.D.P. の等価音響出力は、 $P_{ac} = 15 \text{ mWatts/cm}^2$ であることが分かる。更に、通常の B.I.S. において得られる音響出力は、 $10^{-3} \text{ Watts/cm}^2 = 3.2 \times 10^{-3} \text{ mWatts/cm}^2$ であることが結論される。

更に、結像光の検出を防げる 11ズーム、本章で説明した以外の 11ズーム、例えれば Acousto-Optic interaction に付随する Brillouin 散乱による 11ズーム、震波回路素子、量子雑音等、発生があり、これ等の影響が考えられるが、両 11ズームの定量的な値は、等価音響出力で示すと、 $2 \times 10^{-9} \text{ Watts/cm}^2$ 程度である。従って、本章で提案した方法と干渉測定は、零次光成分の



図(5-15) Bragg Imaging System における物体像の S/N_{EC} ($X_{ae} = 1.9$ の場合)。

1/100除去され、更に 10^{-5} watts/cm² 未満の音響出力に対するダメージランジンジ回復及び検出感度の向上が計られるものと思われます。

§ 5.7 結言

医療診断や非破壊検査等の実用的見地から、B.I.S.における物体像の電気的
物理 $I = \frac{1}{2} S/N$ 改善、検出感度の向上と言ふべきだ。従来の像の検出手段であるカメラ、スリット-
ニードル、撮像管による CRT visual system を導入すれば、B.I.S. の難点である、微弱な光
に拘束される物体像の検出性が、緩和される。しかし、低音響出力の音波による回折光
は、入射光の強度に対して著しく弱く、ノイズの混入がある場合、検出感度が何よりも、1/
100強調する結果となり無意味である。

本章では、物体像と観察することにより、生体に損傷を及ぼさない watt/cm²以下の音響出力領域の音波と用いて結像する。発生する11ズは、主として、零次光成分の回折散乱現象による Fraunhofer diffraction patternとスペクトラル/11ズであることを説明した。この11ズに着目して、零次光成分が結像光成分とその搬送光波の時間周波数において異なる B.I.S. の特質を利用して、後者と同じ周波数を持つ参照波と座標プログラムを作成し、これを電気的に入力し、電気的処理による除去法を考察し、装置の試作を行った。電気的処理システムによる像処理は、11ズ除去の他、信号の增幅を行なうことで像の検出性の向上が計られた。画像と実時間で表示不可能である。しかし、装置面では、プログラム作成光学系が振動に弱く、干涉窓の変動が像の劣化を生じ充分な成果が見られなかった。更に、B.I.S.における物体像の検出感度を調べるために、回折光(結像光)と11ズの強度を理論的に評価し、S/N比の考察を行った。その結果、B.I.S.における映像し得る音響出力は、零次光成分の11ズの混入により、

10^{-3} watts/cm² 程度に制限されることが解かる。

したがて、本章で示すような電気的アナログ処理は、重要なと考へられ、その特徴として次のような事柄が挙げられる。

(1) 実時間で画像表示が行える。

(2) 微分、積分等の信号処理が簡単である。

(3) TV用モニタシステムの解像限界は、本章で計算された結果から 21.3 cycles/mm であり、超音波画像の解像限界が 2 cycles/mm 程度であるから、画質分解能を低下することなく運用され、実際に試作できる。

(4) 光学像の倍率の拡大が計算で表されるところ、倍率の収縮と生ずる超音波像に効果がある。

(5) 電気的制御回路により像のコントラスト調整が直観に行え、ダイナミックレンジと拡大率を上げできる。

今後、CRT visual system の導入は、超音波画像の画像表示に欠かせない手段であると思われる。今日、実用化された液面波プロセッサーによる超音波映像法、Ultrasonic Camera 等にみるシステムでも、音波の反射、吸収の著しい物体に対する像の検出感度は低く、X線透視像の特色に匹敵するに至っていない。B.I.S. に関する問題は、検出感度の問題ではなく、分解能の問題と交錯し、高い周波数領域の音波を利用して結像すれば、検出感度は向上する反面、分解能が低下する両者は相反する。分解能が高く、かつ高い感度で物体像を得るために、上記の高い高い音波周波数により結像系と構成する方の有効性は、感度の向上に際しては、電気的アナログ処理、大型計算機によるデジタル処理で改良が計らねると思われる。

緒念 括

本論文の主旨は、Korpelによって提案された Bragg Imaging System と波動光学的に取り扱い、結像作用の理解と画像の解析を試みたものである。最初に、音波による光波の Bragg 回折の現象と概説し、Angular Spectrum 法を利用して波動的な回折効果を含む Bragg Imaging System の結像式の導出を行なった。

次に、B.I.S. を用いて物体内部の構造と観察する場合、得られた物体像を正しく解釈するため、分解能、画像特性と確認において必要がある。こうして易から結像式に基づいて像の分解能と調べた。画像に関する音波像は、通常透過像と観察されるから、光学における位相物体の結像に近い。このため音波が透過しない物体（振幅物体）に対して物体像のシミュレーションを行なった。基礎的な知識を得た上で音波が透過し得る物体（振幅位相物体）のシミュレーションを行なった。画像特性に関する知識を得た。

更に、医療診断、非破壊検査等、応用的立場から、分解能の向上と計算ために、B.I.S. の超解像技術の導入を試みた。この技術は、B.I.S. の結像性の特質に合致するものであることを指摘し、回折光間の干涉により作られるログスムの提案とその再生像について、画質、分解能の向上と検討した。

最後に、他の超音波映像法に較べ B.I.S. の難点である像の検出感度の改善を試みた。実験結果の考察から、物体像は、11ズームによって検出性が防げられ、11ズームを除去することにより検出性が向上し、結像光と 11ズームは無相関である（搬送波の時間周波数と結像像に同じ）が分かった。この事柄を基にして、11ズーム処理と検出感度の向上と計る電気的処理システムを考案した。

以下、各章に於いて得られた知識をまとめ記す。

第1章においては

- (1) Woffleによって提案された Angular Spectrum 表示法を利用して Bragg Imaging System の結像式を導出し、Korpel が幾何光学的に示した結像原理と確認した。
- (2) 得られた結像式に、照明光のレンズ開口が散乱音波の回折制限と干涉波動効果と考慮し、結像特性の把握に必要な表示を与えた。

第2章においては

- (3) 分解能に関する実験を行ない、分解能が結像に用いる音波周波数と照明光のレンズ開口径に依存することを石塚認めた。
- (4) 結像式に基づいて分解能の理論的評価式を得た。この式から計算された理論的分解能と実験値を比較して、評価式の妥当性を確認した。

第3章においては

結像式に基づいて物体像のシミュレーションを行ない、画像特性の把握を試みた。シミュレーション結果と光電検出することにより定量化した実験結果と比較検討し、次のようないくつかの知見を得た。

物体が音波と直さない半幅物体の場合

- (5) 画像の良否は、主として音波周波数と照明光のレンズ開口径に決定される。 30MHz の音波と用いた結像の場合、シミュレーション結果と実験結果は、良好に一致するが 15MHz の音波に用いた結像の場合、特に物体半幅が小さい場合、散乱音波の指向性に起因するとと思われる像の劣化を呈する。

(6) 物体端のコントラストが強調され edge sharpening effect と呈し、光学像と類似した画像と示す。

物体が音波と直角に位置する場合

(7) 光電検出するときに至る実験結果を定量化し、その結果から、物体端のコントラストが極端に強調されて edge sharpening effect の生ずることを見出した。この効果は、物体内部と直角に音波と物体外を伝播する直進音波との位相差により生ずることが、シミュレーションにより明らかとなり、両者の位相差が π に近づくに伴ない、強いコントラストを呈する。

(8) Edge sharpening effect における強度分布の変化は、位相差に限りなく近づくレンズの開口径のみに依存する。レンズの開口径の増大に伴ない、物体端の強度分布は、シヤードによるか、そのコントラストの強さに対する変化には生じない。

第4章における

B.I.S. の分解能向上の試みについて、光学的超解像技術の導入と計った。この目的のため、B.I.S. の超解像結像法と実現する物理論的な表式を導出した。その過程で、光学的な方法と異なり、光軸の移動しない方式を見出した。ホログラムの作成法として、B.I.S. の結像光と平面波音波による平面波回折光により作成されるホログラムと採用し、その再生像において分化がないことを実験的に石隆認めた。得られた実験結果から。

(9) B.I.S. における分解能が通常、音波長の 10 倍以上であるのに較べ、超解像結像系を構成すれば、音波長の数倍以内の分解能が得られることが石隆認した。

(10) 画像(再生像)の良否を決定する要因として、多重露光ホログラムと構

成するホログラム間の位相差の補正が重要であると考えられる。

第5章にみるは

B.I.S.の像面に現れるノイズを検討し、物特性と空間周波数分布と明らかにして。これに基づいて、電気的アロゲン理によるノイズ除去法と提案し、解析的に示した。解析結果から、電気的処理システムを試作し、ノイズ除去と物体像の検出感度の改良を試みた。提案した方法の有効性と通常のB.I.S.で得られる物体像の検出感度を評価するため、S/N比の計算を行なった。

以下得られた結果および方式に関する特徴は、

- (1) 1Watt/cm^2 以下の音響伝力領域の音波と同一に結像の場合、物体像には零次光成分にエッジ搬送されるレニス開口経のFraunhofer diffraction patternとせ某質中の不純物や散乱によって生ずるスペクルノイズが顯著である。これ等のノイズは、結像光(回折光)と時間周波数的特性に異なり、結像光とコヒーレントな参照波でホログラムを作成し、これを電気的に入力し、走査して検出すれば、時間周波数領域の異常点から、結像成分とノイズ成分が分離できることを示す。
- (2) 電気的処理システムにより、ノイズに埋もれた微弱光による物体像を検知することができる。実時間で画像表示が行なえた。低コントラスト物体像の検出に関するも、像と明瞭化することで、像の検出感度が向上か評価された。
- (3) 通常のB.I.S.によて得られる物体像におけるS/N比と、理論的に評価した。この結果、B.I.S.によて検知し得るせ某質中の音波の音響伝力は、約 $10^{-3} \text{ watts/cm}^2$ であることを石屋認し、電気的処理システムの有効性を指摘した。

謝　　辞

本研究は、大阪大学工学部金木研究室において行なつたものである。
終りに至るまで、終始懇切なる御指導と御鞭撻と賜易わりまた大阪大学
工学部教授 金木達朗先生、ならびに、研究の細部にわたる御討論と御
激励と賜易わりまた一岡芳樹助教授、梅野正隆講師、横関俊
介助手に対して衷心より感謝の意を表します。
また、実験装置の試作、実験を行なう過程で御助力頂いた、近藤光治
氏、中川俊三浩氏、松平雅道氏、上坂辰男氏、ならびに、金木研究室の方々
に厚く御礼申し上げます。

參 考 文 獻

- 1) 実吉範一：超音波技術便覧（日刊工業 1970）
- 2) W. M. Brown and L. J. Porcello: IEEE Spectrum 6 (1969) 52.
- 3) D. Gabor: Nature 161 (1948) 777.
- 4) R. K. Mueller and N. K. Sheridan: Appl. Phys. Letters 13 (1968) 22.
- 5) R. K. Mueller, E. Maron, and D. Fritzler: Appl. Opt. 8 (1969) 1537.
- 6) A. F. Metherell, S. Spinak, and E. J. Pisa: Appl. Opt. 8 (1969) 1543.
- 7) A. Korpel: Appl. Phys. Letters 9 (1966) 425.
- 8) C. S. Tsai and H. V. Hance: J. Acoust. Soc. Amer. 42 (1967) 1345.
- 9) H. V. Hance, J. K. Parks, and C. S. Tsai: J. Appl. Phys. 38 (1967) 1981.
- 10) J. Landry, J. Powers, and G. Wade: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 186.
- 11) E. David: Phys. Zeits 38 (1937) 587.
- 12) G. Willard: J. Acoust. Soc. Amer. 21 (1949) 201.
- 13) A. Korpel: IEEE Trans., Su-15 (1968) 153.
- 14) W. H. Carter: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 1366.
- 15) F. D. Martin, L. Adler, and M. A. Breazeale: J. Appl. Phys 4 (1972) 1480.
- 16) J. R. Shewell and E. Wolf: J. Opt. Soc. Amer. 58 (1968) 1596.
- 17) G. C. Sherman: J. Opt. Soc. Amer. 59 (1969) 697.
- 18) E. Wolf: Optics commun. 1 (1969) 153.
- 19) W. H. Carter: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 306.
- 20) W. H. Carter and Pin-Chin Ho: Appl. Opt. 13 (1974) 162.
- 21) 松尾 順一・鈴木：応用物理 44 (1975) 483.
- 22) M. Born and E. Wolf: *Principle of Optics* (pergamon Press New York 1975)
- 23) H. Weyl: Ann. Physik 60 (1919) 481.
- 24) C. S. Tsai and H. V. Hance: J. Acoust. Soc. Amer. 48 (1970) 1110.

- 25) R. A. Smith, G. Wade, J. Powers, and J. Landry: *J. Acoust. Soc. Amer.* 49 (1971) 1062.
- 26) J. W. Goodman: *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill Book Co., New York 1968).
- 27) J. Powers, R. Smith, and G. Wade: in *Acoustical Holography* (A. F. Metherell, Ed. Plenum Co., New York 1971) vol.3.
- 28) D. Gabor: *Proc. Roy. Soc. (London)* A197 (1949) 454.
- 29) D. Gabor: *Proc. Phys. Soc.* B64 (1951) 449.
- 30) S. Goldman: *Frequency Analysis Modulation and Noise* (McGraw-Hill Book Co., New York 1948)
- 31) D. C. Winter: *Appl. Phys. Letters* 22 (1973) 151.
- 32) V. N. Mahajan and J. D. Gaskill: *J. Opt. Soc. Amer.* 64 (1974) 561A.
- 33) V. N. Mahajan: *J. Opt. Soc. Amer.* 65 (1975) 271.
- 34) P. M. Morse and K. U. Ingard: *The theoretical Acoustics* (McGraw-Hill Book Co., New York 1968).
- 35) H. Enloe: *Bell Syst. Tech. J.*, 46 (1967) 1479.
- 36) J. Landry, J. Powers, and G. Wade: *J. Acoust. Soc. Amer.* (1971) 1593.
- 37) J. Landry, J. Powers, and G. Wade: *J. Appl. Phys.* 43 (1972) 2502.
- 38) Y. Ichioka, K. Yamamoto, and T. Suzuki: *J. Opt. Soc. Amer.* 65 (1975) 892.
- 39) P. S. Considine: *J. Opt. Soc. Amer.* 56 (1966) 1001.
- 40) 久保田光: 液勧光学 (岩波書店)
- 41) A. F. Metherell, H. M. A. El-Sum, and L. Larmore: *Acoustical Holography* (Plenum Co., New York 1969) vol.1
- 42) A. F. Metherell and L. Larmore: *Acoustical Holography* (Plenum Co., New York 1970) vol.2.
- 43) A. F. Metherell: *Acoustical Holography* (Plenum Co., New York 1971) vol.3.

- 44) G. Wade: *Acoustical Holography* (Plenum Co., New York 1972) vol.4.
- 45) R. K. Mueller: Proc. IEEE. 59 (1971) 1319.
- 46) N. Saiga, T. Nakagawa, and T. Suzuki: Japan J. Appl. Phys. (in press).
- 47) M. Ueda and T. Sato: J. Opt. Soc. Amer. 61 (1971) 418.
- 48) M. Ueda, T. Sato, and M. Kondo: Optica Acta 20 (1973) 403.
- 49) L. S. Taylor and E. N. Hernandez: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 314.
- 50) H. Stark, F. B. Tuteur, and M. Sayar: Appl. Opt. 10 (1971) 2728.
- 51) A. Korpel, L. W. Kessler, and M. Ahmed: J. Acoust. Soc. Amer. 51 (1972) 1582.
- 52) G. Benedek and T. Greytak: Proc. IEEE. 53 (1965) 1623.
- 53) 雜誌. 鈴木: 応用物理 (投稿中).
- 54) I. Goldfisher: J. Opt. Soc. Amer. 55 (1965) 247.
- 55) S. Lowenthal and H. Arsenault: J. Opt. Soc. Amer. 60 (1970) 1478.
- 56) D. Gabor: IBM J. Res. Develop. (1970) 509.
- 57) R. F. Van Ligton: Appl. Opt. 12 (1973) 255.
- 58) Y. Ichioka: J. Opt. Soc. Amer. 64 (1974) 919.
- 59) C. F. Quate, C. D. W. Wilkinson, and D. K. Winslow: Proc. IEEE. 53 (1965) 1604.
- 60) D. A. Pinnow, L. G. Van uitert, A. W. Warner, and W. A. Bonner: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 83.
- 61) Dan Maydan: IEEE. J. Quantum Electronics QE-6 (1970) 15.
- 62) D. A. Pinnow: IEEE. J. Quantum Electronics QE-6 (1970) 223.