

音響ホログラフィに関する研究*

(半球面ホログラムを用いる音響ホログラフィの基礎理論)

竹 田 博**
Hiroshi TAKEDA

Key Words: Acoustical Holography, Hemisphere Hologram, Identification of Noise Source, Resolution, Theory, Sound, Sound Radiation

1. ま え が き

騒音対策を行う場合、最も有効な方法は、騒音源に直接対策を行うことである。ところが、複数の騒音源が存在する場合には騒音源の同定が困難となり、音源対策を有効に行うことができなくなる。このため、音源対策を行う際には、騒音源が何であり、そのパワーレベル、周波数特性がどのようなものであるかといった騒音源の特性を明確にすることが必要である。

このような騒音源の特性のすべてを計測することはできないが、騒音発生部位を計測できる方法として、音響ホログラフィが考案され、歯車の音源探索に適用された結果、音響ホログラフィが音源対策を実行するうえでの有効な計測法であることが実証された⁽¹⁾。さらに、その後各種の音響ホログラフィ手法が考案され、有効な騒音対策が行われている⁽²⁾。しかし、梅沢らの方法では、主として、音圧計測面(ホログラム面)が平面であることから、音源の音響エネルギーをすべて計測することはできず、さらに、音源からホログラム面へ入射する音響エネルギー量が、音源とホログラム面の相対位置により異なるため、ホログラム面への入射エネルギー量が少ない端部にある音源の再生強度が小さくなり、分解能も低下するという問題がある。また、岡らの方法では、これに加えて再生式として Kirchhoff の回折積分を Fresnel 近似した近似式を用いていることから、近似が成立するように計測系を構成しなければならないため、分解能がより低下するという問題も生ずる。このため、佐藤らは、半無限空間に放射される音源からの放射エネルギーをすべて計測することができる、半球面上で音圧を計測する方法を提案した⁽³⁾。

この方法ではホログラム情報を厳密に計測できることから、分解能はかなり向上する。しかし、再生式が位相に重点をおいたものであるため、再生像の絶対的な強度は得られていないようである。

そこで、ここでは半球面上で音圧を計測してホログラム情報を得、得られたホログラム情報を球面波の逆伝ば法則を適用した新しい再生式により再生する音響ホログラフィ手法を提案する。2, 3章で示すように、本法により得られる再生像が以下のような特性をもつことを厳密に証明できることから、本法は、音源探索を目的とする場合には厳密な音響ホログラフィであると考えることができよう。

(1) 図1に示すように、本法を音源面(x - y 平面)上の任意の位置にある点音源に適用すると、音源の位置および音源の複素体積速度振幅が正確に再現でき、shift-invariant な再生像⁽⁴⁾が得られる。

(2) Rayleigh の評価を適用すれば、方位分解能が $\lambda/2$ (λ :波長)、距離分解能が λ で波長のみに依存

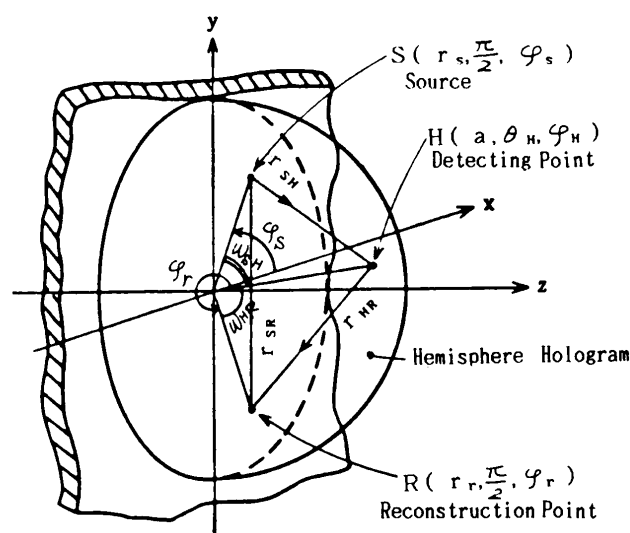


図1 本音響ホログラフィにおける計測・再生系

* 昭和59年10月17日 第62期全国大会講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和59年4月6日。

** 正員、三井造船(株)玉野研究所 (〒706 玉野市玉原3-16-1)。

する。

このため、本法は、騒音源探索法としては、分解能が高く、三次元再生が可能なため残響度の高い環境や、暗騒音の大きい環境での計測がより可能になるという特長と、shift-invariant な再生が可能なため、再生面上どこでも同一の像が得られるという特長をもつ。さらに、今後検討を要することではあるが、点音源の複素体積速度振幅を求められることから、音源のパワーレベルの算出、高調波成分に対する再生強度をベクトル的に加算することによる分解能の向上という可能性も考えられる。

2. 騒音源再生理論

ここでは、本法により音源が再生できることを、点音源を例にとり証明する（座標系は極座標を用いる）。図1に示すように、純音を放射する、複素体積速度振幅 $\dot{q}_s$ の無指向性点音源が無限大剛壁面 ($x-y$ 平面) 上

の点 $S(r_s, \pi/2, \varphi_s)$ に存在するとする。この時、半径 $a(a > r_s)$ の半球面上において騒音を計測し、この計測値を基にホログラフィの原理を適用して音源強度分布を推定することを考える。

この場合、ホログラム面上の点 $H(a, \theta_H, \varphi_H)$ での複素音圧振幅 $p(a, \theta_H, \varphi_H)$ は次式で表される [時間項 $\exp(-i2\pi ft)$ は省略する]。

$$p(a, \theta_H, \varphi_H) = -\frac{i\rho ck}{2\pi} \dot{q}_s \frac{\exp(ikr_{SH})}{r_{SH}} \quad \dots\dots (1)$$

ただし、 ρ : 媒質の密度、 c : 媒質中での音速、 k : 波数、 r_{SH} : 音源、受音点間の距離である。そこで、式(1)で表されるホログラム情報を、球面波の逆伝ば法則を適用する次式で再生すれば、再生面 ($x-y$ 平面) 内の複素体積速度振幅 $\dot{q}_R(r_R, \pi/2, \varphi_R)$ を求めることができ、音源強度分布の推定が可能になると考えられる (ただし、 r_{HR} は受音点と再生点の距離である)。

$$\dot{q}_R(r_R, \frac{\pi}{2}, \varphi_R) = -\frac{1}{i\rho ck} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} p(a, \theta_H, \varphi_H) \frac{\exp(-ikr_{HR})}{r_{HR}} a^2 \sin \theta_H d\theta_H d\varphi_H \quad \dots\dots (2)$$

実際に、式(2)により音源が再生できることは、以下のようにして証明することができる。

一般に、三次元空間中の任意の点 $P_1(r_1, \theta_1, \varphi_1)$ に点音源が存在するすると、任意の点 $P_2(r_2, \theta_2, \varphi_2)$ に形成される音場は、原点に中心を有する球面状波の重ね合せとして次のように表すことができる⁽⁵⁾。

$$\text{発散波: } ikh_0^{(1)}(kr) = \frac{\exp(ikr)}{r} = ik \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_<) h_m^{(1)}(kr_>) P_m(\cos \omega) \quad \dots\dots (3)$$

$$\text{収束波: } -ikh_0^{(2)}(kr) = \frac{\exp(-ikr)}{r} = -ik \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_<) h_m^{(2)}(kr_>) P_m(\cos \omega) \quad \dots\dots (4)$$

ただし、 $h_m^{(1)}$: m 次の第1種球 Hankel 関数、 $h_m^{(2)}$: m 次の第2種球 Hankel 関数、 j_m : m 次の第1種球ベッセル関数、 P_m : m 次の Legendre の多項式、 r : P_1, P_2 の距離、 $r_<$: r_1, r_2 のうち小さいほうの値、 $r_>$: r_1, r_2 のうち大きいほうの値、 ω : P_1, P_2 の各動径のなす角、 $\cos \omega = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ である。

そこで、音源点と受音点の動径のなす角を ω_{SH} 、受音点と再生点の動径のなす角を ω_{HR} として式(1)、(3)、(4)を式(2)に代入すれば、 $\dot{q}_R$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{q}_R(r_R, \frac{\pi}{2}, \varphi_R) = & \frac{k^2 a^2 \dot{q}_s}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left[\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_s) h_m^{(1)}(ka) P_m(\cos \omega_{SH}) \right] \\ & \times \left[\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) j_n(kr_R) h_n^{(2)}(ka) P_n(\cos \omega_{HR}) \right] \sin \theta_H d\theta_H d\varphi_H \quad \dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここで、自由空間の点 $S(r_s, \pi/2, \varphi_s)$ に無指向性点音源が存在し、それを囲む半径 a の球面上で音圧を計測する系を本計測系と比較すると、この系は $x-y$ 平面に関する対称性により本計測系と等価であることがわかる。そこで、 θ に関する積分範囲を $(0, \pi)$ にとり、さらに、Legendre の多項式を球面調和関数 Y_{mn}^a で展開すれば、式(5)は次のようになる⁽⁶⁾。

$$\begin{aligned} \dot{q}_R(r_R, \frac{\pi}{2}, \varphi_R) = & \frac{k^2 a^2 \dot{q}_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left[\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_s) h_m^{(1)}(ka) \sum_{l=0}^m \epsilon_l \frac{(m-l)!}{(m+l)!} \right. \\ & \times \left\{ Y_{ml}^1\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_s\right) Y_{ml}^1(\theta_H, \varphi_H) + Y_{ml}^{-1}\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_s\right) Y_{ml}^{-1}(\theta_H, \varphi_H) \right\} \left. \right] \left[\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) j_n(kr_R) \right. \\ & \times h_n^{(2)}(ka) \sum_{s=0}^n \epsilon_s \frac{(n-s)!}{(n+s)!} \left\{ Y_{ns}^1\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) Y_{ns}^1(\theta_H, \varphi_H) + Y_{ns}^{-1}\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) Y_{ns}^{-1}(\theta_H, \varphi_H) \right\} \left. \right] \\ & \times \sin \theta_H d\theta_H d\varphi_H \quad \dots\dots (6) \end{aligned}$$

ただし、 $\epsilon_l = 1$ ($l=0$)、 $\epsilon_l = 2$ ($l=1, 2, \dots$) である。さらに、球面調和関数の直交関係式⁽⁶⁾

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{ml}^s(\theta, \varphi) Y_{ns}^r(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{4\pi}{\epsilon_l(2m+1)} \frac{(m+l)!}{(m-l)!} \delta_{mn} \delta_{ls} \delta_{\sigma\tau} \dots (7)$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & (i \neq j) \\ 1 & (i = j) \end{cases}$$

を考慮すれば、式(6)は次のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{q}_R\left(r_R, \frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) &= k^2 a^2 \dot{q}_S \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_S) j_m(kr_R) h_m^{(1)}(ka) h_m^{(2)}(ka) \\ &\times \sum_{l=0}^m \epsilon_l \frac{(m-l)!}{(m+l)!} \left\{ Y_{ml}^1\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_S\right) Y_{ml}^1\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) + Y_{ml}^{-1}\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_S\right) Y_{ml}^{-1}\left(\frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) \right\} \\ &= k^2 a^2 \dot{q}_S \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_S) j_m(kr_R) h_m^{(1)}(ka) h_m^{(2)}(ka) P_m\{\cos(\varphi_S - \varphi_R)\} \end{aligned} \dots (8)$$

ここで、 $h_m^{(1)}(ka) h_m^{(2)}(ka)$ は

$$h_m^{(1)}(ka) h_m^{(2)}(ka) = \frac{1}{k^2 a^2} \left[\left\{ 1 - \frac{(m+2)!}{2!(m-2)! 2^2} \frac{1}{(ka)^2} + \dots \right\}^2 + \left\{ \frac{(m+1)!}{(m-1)! 2} \frac{1}{ka} - \dots \right\}^2 \right]$$

となるが⁽⁷⁾、 $1/(ka)$ の高次項は近接音場を表す項で、伝ばしない音圧を表すものである。したがって、ここで対象としている遠方音場を考える場合、上式は次のように表すことができる。

$$h_m^{(1)}(ka) h_m^{(2)}(ka) = 1/(ka)^2 \dots (9)$$

そこで、式(9)を式(8)に代入すれば、最終的に $\dot{q}_R$ は次のようになる⁽⁷⁾。

$$\dot{q}_R\left(r_R, \frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) = \dot{q}_S \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_S) j_m(kr_R) P_m\{\cos(\varphi_S - \varphi_R)\} = \dot{q}_S \frac{\sin(kr_{SR})}{kr_{SR}} \dots (10)$$

ただし、 r_{SR} は音源点 S と再生点 R の距離で、 $r_{SR} = \sqrt{r_S^2 + r_R^2 - 2r_S r_R \cos(\varphi_S - \varphi_R)}$ である。

ところで、式(10)中の $\sin(kr_{SR})/(kr_{SR})$ は周知のうちに、 $kr_{SR} \rightarrow 0$ で 1 になり、 kr_{SR} が大きくなるに従い振動的に減衰する関数である。したがって、音源点 ($r_{SR}=0$) では厳密に音源を再生すること、音源点以外では音源点から離れるに従い再生レベルが振動的に低下することがわかり、式(2)の再生式により音源が再生できることがわかる。さらに、音源点が x - y 平面内のどの位置にあっても再生される強度分布は同一であることもわかり、shift-invariant な再生が行われることがわかる。これは、球面波を放射する音源が形成する音場は、音源が原点にない場合でも式(3)、(4)で表されるように、原点に中心を有する球面状波の重ね合せとして表現できるためと考えられる。また、この関数は、レンズによるコヒーレントな点音源の結像に際して生ずる点広がり関数に一致することもわかる⁽⁸⁾。

なお、点音源群に対しては式(11)のような再生結果が得られることが容易にわかる。

$$\dot{q}_R\left(r_R, \frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) = \sum_{i=1}^n \dot{q}_{Si} \frac{\sin(kr_{S Ri})}{kr_{S Ri}} \dots (11)$$

ただし、 n は音源の数で、 $r_{S Ri}$ は i 番めの音源と再生点の距離である。

このように、点音源群を再生すると、点広がり関数を通して多数の点音源の影響を受け、点音源のある位置においても誤差が生じてくる。ただし、 $kr_{S Ri}$ が大き

い場合、すなわち、波長に比べて点音源同志が離れていれば正確に再生されることがわかる。このような誤差は、ホログラフィに内在する本質的な誤差である。このような誤差が実用上どのような影響を与えるかは今後検討すべきことである。

3. 分解能について

2章で示したように、本法で得られる点音源の再生像は、図2に示すような関数になるため、波長に比べて接近した音源は分離して再生されないことになる。このことから、どの程度離れた音源であれば分離して再生できるか、すなわち分解能がどのようになるかを検討する必要がある。音波の場合は、各点音源の位相の違いにより分解能も異なるため、分解能を簡単に表現することはできないが、ここでは、再生像の最大点と第1零点の間隔を分解能とする Rayleigh の評価に従い⁽⁸⁾、方位分解能 $R_A(x$ - y 平面内の分解能)、距離分解能 $R_R(z$ 方向の分解能) を導出する。

3・1 方位分解能 図1に示すように、 x - y 平面上に無指向性点音源があるとする。この時、再生される複素体積速度振幅 $\dot{q}_R$ は式(10)で与えられるため、再生強度 I_R は次のようになる。

$$I_R\left(r_R, \frac{\pi}{2}, \varphi_R\right) \propto |\dot{q}_R|^2 = |\dot{q}_S|^2 \frac{\sin^2(kr_{SR})}{(kr_{SR})^2} \dots (12)$$

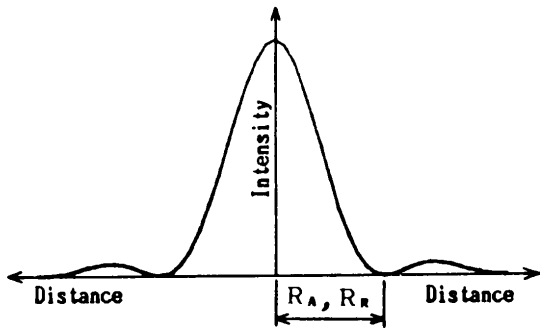


図 2 点音源の再生強度

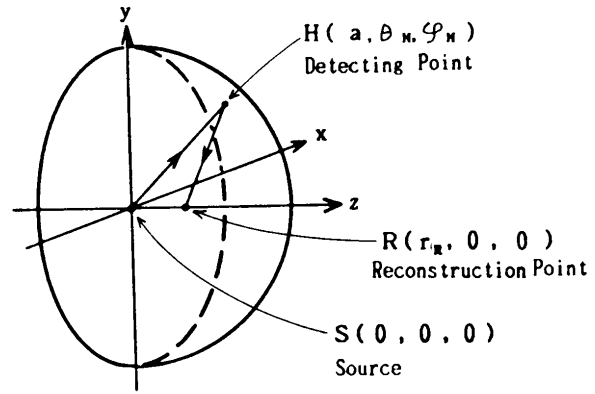


図 3 計測・再生系

したがって、方位分解能 R_A は次のようになる。

$$R_A = \lambda/2 \dots\dots\dots (13)$$

3.2 距離分解能 ここでは、簡単のため図 3 に示すように無指向性点音源が原点に存在し、 z 軸上の点 $(r_R, 0, 0)$ に再生する場合を考える。ここで、2 章で

示したように、音源が原点にある場合も原点にない場合も同様の結果を与えるため、この仮定により一般性を失うことはない。この仮定から、ホログラム面上での複素音圧振幅は式(14)のようになる。

$$p(a, \theta_H, \varphi_H) = \frac{-i\rho c k}{2\pi} \dot{q}_s \frac{\exp(ika)}{a} \dots\dots\dots (14)$$

上式を再生式(2)に代入すれば、再生点の複素体積速度振幅は次のようになる。

$$\dot{q}_R(r_R, 0, 0) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\dot{q}_s \exp(ika)}{2\pi a} \frac{\exp(-ikr_{HR})}{r_{HR}} a^2 \sin \theta_H d\theta_H d\varphi_H \dots\dots\dots (15)$$

$\cos \omega_{HR} = \cos \theta_H \cos 0 + \sin \theta_H \sin 0 \cos \varphi_H = \cos \theta_H$ を考慮して式(4)を代入すれば、上式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{q}_R(r_R, 0, 0) &= \frac{-ika\dot{q}_s \exp(ika)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_R) k_m^{(2)}(ka) P_m(\cos \theta_H) \sin \theta_H d\theta_H d\varphi_H \\ &= -ika\dot{q}_s e^{ika} \int_0^{\pi/2} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m(kr_R) h_m^{(2)}(ka) P_m(\cos \theta_H) \sin \theta_H d\theta_H \\ &= -ika\dot{q}_s e^{ika} \int_0^{\pi/2} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) \sqrt{\frac{\pi}{2kr_R}} J_{m+1/2}(kr_R) h_m^{(2)}(ka) P_m(\cos \theta_H) \sin \theta_H d\theta_H \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

ここで、遠方音場を対象としていることから、 $h_m^{(2)}(ka)$ は次のようになる⁽⁷⁾。

$$h_m^{(2)}(ka) = i^{m+1} \exp(-ika)/(ka) \dots\dots\dots (17)$$

これより、式(16)は次のようになる。

$$\dot{q}_R(r_R, 0, 0) = \dot{q}_s \sqrt{\frac{\pi}{2kr_R}} \int_0^{\pi/2} \sum_{m=0}^{\infty} i^m (2m+1) J_{m+1/2}(kr_R) P_m(\cos \theta_H) \sin \theta_H d\theta_H \dots\dots\dots (18)$$

ところで、

$$\sum_{m=0}^{\infty} i^m (2m+1) J_{m+1/2}(z) P_m(\cos \theta) = \sqrt{\frac{2z}{\pi}} e^{iz \cos \theta} \dots\dots\dots (19)$$

であるから⁽⁷⁾、式(18)は次のようになる。

$$\dot{q}_R(r_R, 0, 0) = \dot{q}_s \int_0^{\pi/2} e^{ikr_R \cos \theta_H} \sin \theta_H d\theta_H \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 $\cos \theta_H = x$ とおけば、上式は次のようになる。

$$\dot{q}_R(r_R, 0, 0) = \dot{q}_s \int_0^1 e^{ikr_R x} dx = \frac{\dot{q}_s}{ikr_R} (e^{ikr_R} - 1) \dots\dots\dots (21)$$

これより再生強度 I_R は次のようになる。

$$I_R(r_R, 0, 0) \propto |\dot{q}_R|^2 = \frac{|\dot{q}_s|^2}{k^2 r_R^2} (e^{ikr_R} - 1)(e^{-ikr_R} - 1) = \frac{2|\dot{q}_s|^2}{k^2 r_R^2} (1 - \cos kr_R) = |\dot{q}_s|^2 \frac{\sin^2(kr_R/2)}{(kr_R/2)^2} \dots\dots\dots (22)$$

したがって、式(12)と対比すれば、距離分解能 R_R は次のようになる。

$$R_R = \lambda \dots\dots\dots (23)$$

以上のように、本法の分解能は、方位分解能 $\lambda/2$ 、距離分解能 λ で、方位分解能が距離分解能より 2 倍精度が高い

ことがわかる。

3.3 他の方法との比較 ここでは、分解能に関する記述の詳しい文献(9)の記述を参考にする。文献(9)では、簡単のため、ホログラム平面を一次元とし、その長さを $2a$ とする。そして、ホログラム線分を点音源から $2a$ に比べて十分大きい距離 L の位置に設定する。このようにすると、方位分解能 R_A は次のようになる。

$$R_A = \lambda L / (2a) \quad \dots\dots\dots (24)$$

一方、距離分解能 R_R は、 $a^2/L \gg \lambda$ の時、次のようになる。

$$R_R = 8\lambda \{L / (2a)\}^2 \quad \dots\dots\dots (25)$$

また、 $a^2/L < 1.6\lambda$ の時には $L/2$ 以遠の距離範囲では、像の大きさはほぼ一様になり分解能は全くなくなる。

以上のことから、極限として $L/(2a)=1$ を考えた場合でも、本法が文献(9)で例示された方法に比べて、方位分解能は2倍分解能が高く、距離分解能は8倍分解能が高いことがわかる。

4. 実験装置および実験結果

ここでは、2, 3章で示した理論を確認するための点音源を用いた確認実験について述べる。

実験に使用した音響ホログラフィ装置は、計測装置とデータ処理装置で構成される。計測装置は、図4の右端にある装置で、音圧計測用マイクロホンアレイ、マイクロホンアレイの回転角検出部、駆動部から成る。マイクロホンアレイは、半円状に整形したアルミニウム管に固定し、アルミニウム管を回転させることにより半径0.57 mの半球面上を移動するようにした。

音圧計測位置は、 θ 方向、 φ 方向とも次式に示すような等分位置とした。

$$\left. \begin{aligned} \theta_i &= i\Delta\theta - \Delta\theta/2 \\ \Delta\theta &= 90^\circ/m \\ \varphi_i &= i\Delta\varphi - \Delta\varphi/2 \\ \Delta\varphi &= 360^\circ/n \\ (i &= 1, 2, \dots) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (26)$$

ただし、 m は θ 方向の分割数、 n は φ 方向の分割数である。

本実験においては、 θ 方向4分割、 φ 方向20分割し合計80点で音圧を計測した。また、基準マイクロホンは $\theta=0^\circ$ (回転軸上)に取付けた。マイクロホンはB&K 1/2 inch マイクロホン Type 4134を使用した。

データ処理は、FFT アナライザ(HP 5451 B)を用いて以下の手順で行った(図5)。最初、 $\varphi = \Delta\varphi/2$ の位置にマイクロホンアレイを移動、停止させる。各計測

用マイクロホンからの信号と基準マイクロホンからの信号との相関(クロスパワースペクトル)をFFT演算により求め、振幅補正を行い、各計測点での複素音圧振幅を求める。以下、駆動モーターによりマイクロホンアレイを回転させ、半球面上での複素音圧振幅を求め、磁気ディスクに記録する(ホログラム情報)。再生式により、再生平面での強度を算出し、図形出力する。

無指向性点音源は図4の左端に示すように、スピーカボックスに入れたドライバユニットの音響放射部に内径4 mm、長さ1 mの銅管を取付けたものを使用した。

図6に、パワーレベル(PWL) 72.0 dB、周波数1 kHzの純音を放射した場合の再生結果を示す。なお、以後理解を容易にするために、座標系は直角座標を用い、座標値の単位はmmとする。図6(a)は、点音源が原点にある場合の x - y 平面上の再生等レベル線図である。図6(a)は、 x 方向0.7 m、 y 方向0.7 mの正方形領域に再生したもので、レベル線は1 dBごとに引き、最大値から20 dB低位のレベルまでを示した。図6(b)に y 軸に沿っての再生強度の相対値を示す。図6(c)は y - z 平面上の等レベル線図である。図6(d)に z 軸に沿っての相対再生強度を示す。図6(e)は、同一の点音源が、点(0, 68, 0)に存在する場合の x - y 平面上の再生等レベル線図である。図6(f)に y 軸に沿っての相対強度を示す。

図6から以下のことがわかる。

(1) 再生 PWL の最大値は 71.8 dB で、 -0.2 dB の誤差で再生されている。

(2) x - y 平面上では、最大強度を示す位置は、 ± 3 mm 四方の中に入っており、音源点の位置が高精度で算出されている。

(3) y - z 平面上では最大強度を示す位置は(0, -4, 33)で、 z 方向での再生精度は良くない。こ

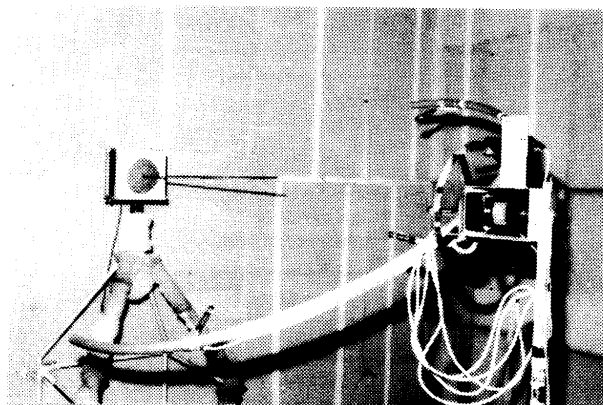


図4 実験装置

の誤差は、再生式における $1/r_{HR}$ 項が原因と考えられる。すなわち、ホログラム半球の半径が小さいため、位相項に加えて振幅項の寄与も無視できないためである。

(4) 図 6 (b) では、強度が最初に零になる点は $\lambda/2$ で理論と一致している。しかし、図 6 (d) では、(3) で述べた理由で方位方向一致していない。

(5) 再生強度は、 $\sin(kr_{SR})/(kr_{SR})$ に比例している (方位方向)。

(6) 音源が原点にある場合と、上方にある場合の等レベル線図を比較すると、主極および副極がほとんど一致しており、shift-invariant な再生像が得られている。

図 7 は、PWL 71.0 dB、周波数 3 kHz の純音を放射する点音源が原点にある場合の、 x - y 平面上での再生結果である。再生 PWL の最大値は 71.7 dB で誤差が小さく、再生位置の誤差も x 方向 +2 mm、 y 方向 -1.5 mm で小さい。1 kHz の結果と比較すると、再生像の広がり小さくなっており、分解能が向上していることがわかる (主極と第 1 副極が結合されているが、これは再生平面での分割数が少ないことによるもので、再生平面の寸法を小さくすれば、図 6 と同様に両極が分離した線図になることを確認している)。また、端部でレベルの大きい所があるが、これは計測点

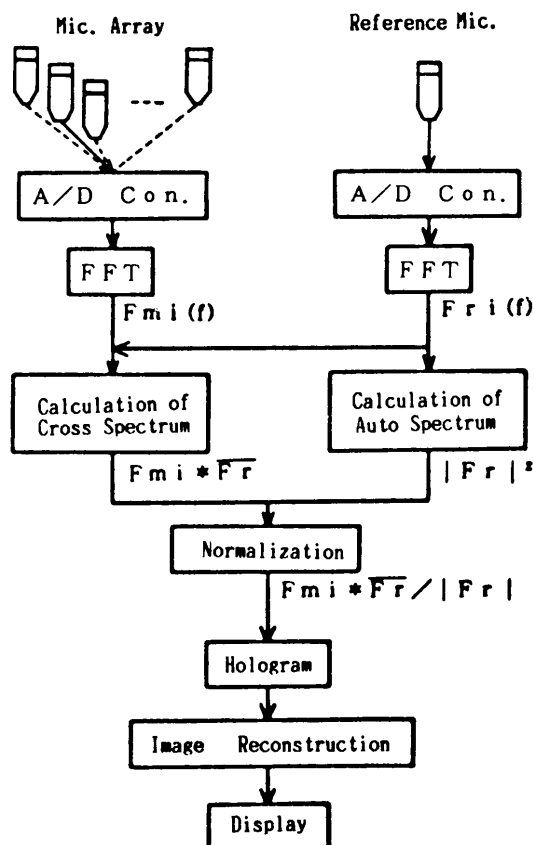
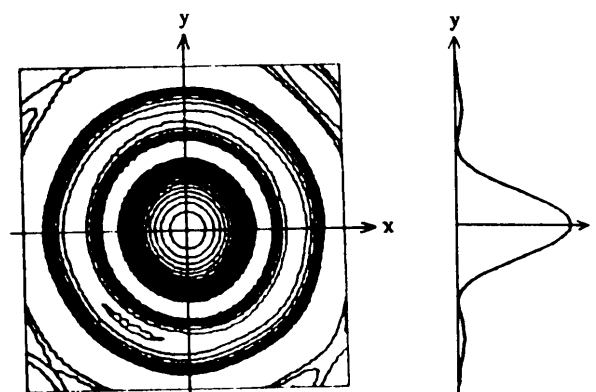
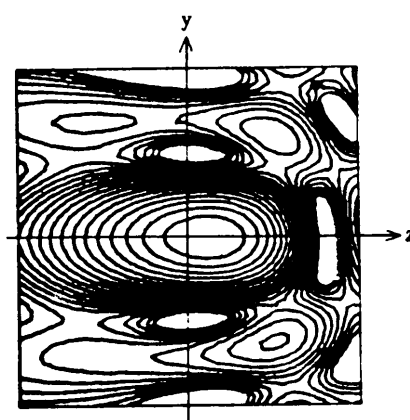


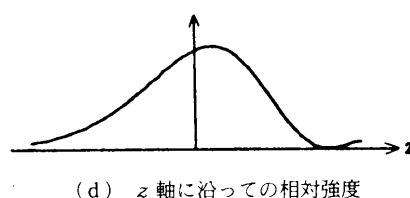
図 5 データ処理の流れ



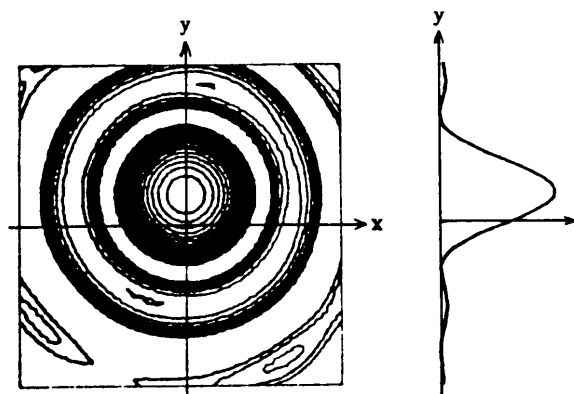
音源位置：原点
再生位置：(-0.5, -3.0)
(a) 等レベル線図 (単位: mm) (b) y 軸に沿っての相対強度



音源位置：原点
再生位置：(0, -4, 33)
(c) 等レベル線図 (単位: mm)



(d) z 軸に沿っての相対強度



音源位置：(0, 68, 0)
再生位置：(2.8, 67.2, 0)
(e) 等レベル線図 (単位: mm) (f) y 軸に沿っての相対強度

図 6 単一点音源再生結果 (周波数 1 kHz, 音源の PWL = 72 dB, 再生 PWL = 71.8 dB)

数が少ないために生じた誤差である。

図8に、2点音源の分離実験結果を、図9に同一条件下でのシミュレーション結果を示す。分離実験は、PWL 64.6 dB, 周波数 1 kHz の同相の純音を放射して行った。音源は各々 $(-140, 0, 0)$, $(140, 0, 0)$ の位置に置いた。図8(a)は x - y 平面上の再生等レベル線図である。図8(b)に x 軸に沿っての相対強度を示す。等レベル線図の様子は、実験結果とシミュレーション結果で比較的良く一致していることがわかる。実

験により再生位置は $(-164.5, 2.5, 0)$, $(172, 1, 0)$ で、シミュレーションによる再生位置は $(-168, 0, 0)$, $(168, 0, 0)$ である。音源位置に比べると、シミュレーションで 28 mm の誤差があるが、これは他方の音源の第1副極の影響を受けて位置が変化したものである。一方、実験値はシミュレーションと比較して、 ± 4 mm の誤差範囲に入っている。実験による再生 PWL は、64.1 dB および 63.9 dB で、音源に比べて各々 -0.5 , -0.7 dB の誤差になっているが、シミュレーションにおいては PWL が 63.7 dB であることから、シミュレーションと比較すると、各々 $+0.4$, $+0.2$ dB の誤差である。ところで、 $(-140, 0, 0)$ の位置にある音源のみから音を放射して行った実験では、再生位置 $(-137, -4, 0)$, PWL=65.0 dB で、正確な再生がなされており、音源どおしが 280 mm (約 0.82λ) 離れている場合は、分離して再生されはするものの、音源間の相互干渉が存在して正確に音源が再生されないことがわかる。これは音響ホログラフィ固有の誤差と言えよう。

5. ま と め

半球面上で音圧を計測し、球面波の逆伝ば法則を適用する新しい再生式を用いて騒音源を再生する音響ホログラフィについて述べた。

本法は、厳密な再生理論を持ち、再生像は shift-invariant で、方位分解能が $\lambda/2$, 距離分解能が λ と分解能が高い。さらに、単一点音源の場合、音源の複素体積速度振幅が正確に算出できるため、一般に音源の PWL の計測が可能となることも考えられ、今後検討を行う予定である。

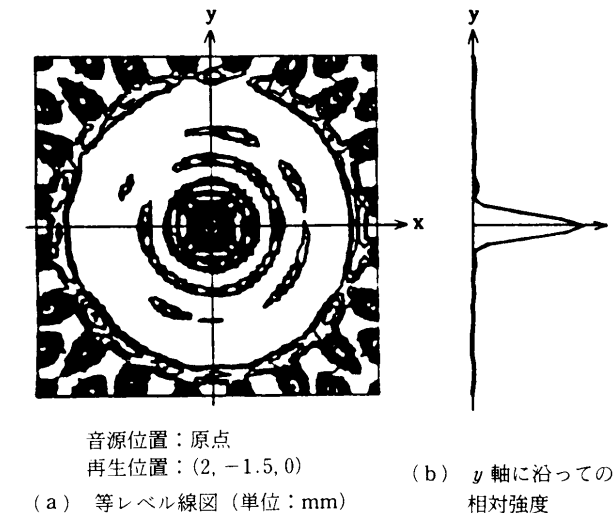


図7 単一点音源再生結果 (周波数 3 kHz, 音源の PWL = 71 dB, 再生 PWL = 71.7 dB)

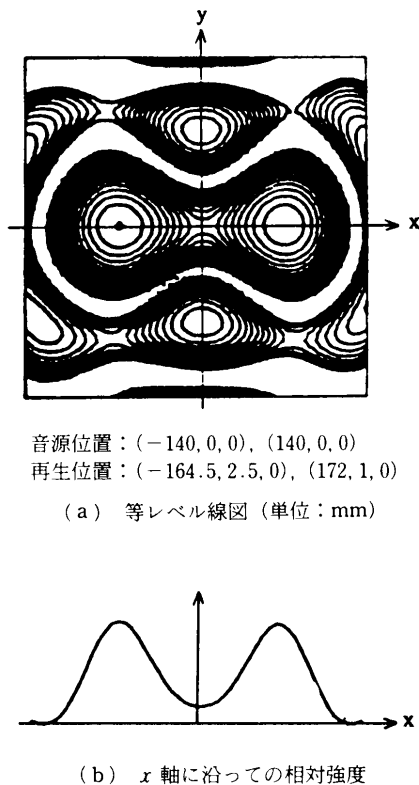


図8 2点音源再生結果 (周波数 1 kHz, 音源の PWL = 64.6 dB, 再生 PWL = 64.1 dB, 63.9 dB)

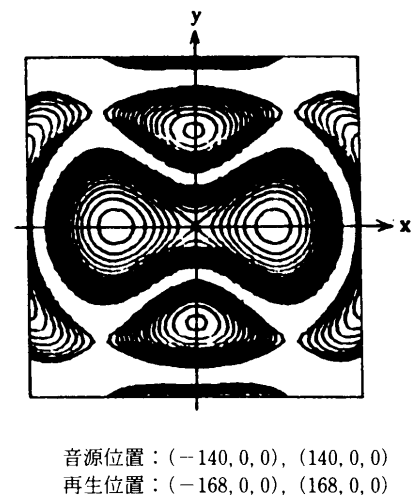


図9 2点音源のシミュレーションによる再生結果 (周波数 1 kHz, 音源の PWL = 64.6 dB, 再生 PWL = 63.7 dB, 単位：mm)

一方、点音源を用いた実験により、理論の妥当性を確認した。

文 献

- (1) 梅沢・ほか 名, 機講論, No. 750-9(昭52), 171.
- (2) 例えば, 岡・ほか 2 名, 日本音響学会講演論文集, (昭53), 1.

- (3) Sato, T., *Acoustical Holography*, 8 (1979), 187.
- (4) 例えば, 辻内編, 応用画像解析, (昭56), 7, 共立出版.
- (5) 大井, 球函数・円筒函数・超幾何函数, (昭51), 492, 生産技術センター.
- (6) Morse, ほか 1 名, *Theoretical Acoustics*, McGraw-Hill.
- (7) 森口・ほか 2 名, 数学公式III(昭48), 岩波書店.
- (8) 佐藤・ほか 1 名, 波動と映像, (昭47), 森北出版.
- (9) 奥島・ほか 2 名, 日本音響学会誌, 33-10(昭52), 515.

討 論

〔質問〕 北 條 春 夫・梅 澤 清 彦

(東京工業大学精密工学研究所)

(1) x - y 平面内で shift-invariant であるということは, 点音源がホログラム半球面を見込む立体角が, 音源の位置によらず一定であるからと考えてよい。また z 軸方向に音源位置がずれた場合に, 再生強度はどの程度変化するものかご教示いただきたい。

(2) ホログラム面が平面の場合, 広がりをもつ音源として有限長の直線音源を面に傾けて置くと, その両端部のみに像が再生されることがある(付1)。貴研究の方法ではこのような現象は起こらないか。

(3) ホログラム面が平面の場合, 反射音の多い環境下では, 観測面上で, サンプリング定理から $\lambda/2$ より細かい間隔で計測する必要がある。半球面上での測定ではこの条件を満足する必要はないのか。

〔回答〕 (1) 前半のご質問に関しては, 式との対応を考えた場合式(10)の下に記したような解釈が可能と思うが, 立体角が等しいためであると考えられることも可能と思う。

後半のご質問に関しては, 理論的な検討は行ってい

ないが, 付表1のような実験結果が得られている。

(2) 付表2に示す長さ20 cmで, 周波数8.5 kHzの純音を放射する線音源(5個の等レベル, 等位相の点音源群とした)に関して, 音源が y 軸上にある場合と, 中点を原点におき 40° 傾いている場合に対してシミュレーションを行った。 x - y 平面上に再生すると, 付図1に示すように, (a)では長さ20 cmの線音源が, (b)では原点の音源のみが再生され合理的な結果を与え, 本例に関するかぎり, ご質問のような現象は生じなかった。なお, 付図1は最大値から3 dB 低位のレベルまでを1 dB ごとに表示した等レベル線図である。

(3) 反射音の存在する環境下での実験を今後行う予定にしており, 計測点の間隔に関する検討はその際行う予定にしている。結論が得られれば, 報告させていただきます。

〔質問〕 中 野 光 雄 [いすゞ自動車(株)]

(1) 図6(a), (c)の再生精度に大差があるようである。本文中にその原因として $1/r_{HR}$ 項を挙げておられるが, 図6(a)と図6(c)で r_{HR} は異なると考えてよいのか。

(2) 貴論文の半球面ホログラフィ法は, エンジンのような音源で, 例えばその側壁面の音源探索を行う場合に, 近接平面上でホログラフィ計測をする手法より精度がよいのか。エンジンではなく形物体を球面

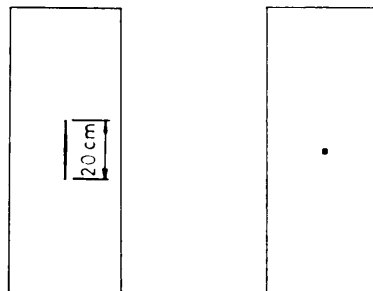
付表 1 再生レベルの変化

Position of the sound source (m) (z direction)	0.1	0.0	-0.1
PWL of the reconstructed image (dB)	73.4	71.8	70.1

付表 2 計算条件

Inclination of the sound source (deg)	0	40
Position of the sound source (m)	1 {0,0,1,0}	{0,0.077,-0.064}
	2 {0,0.05,0}	{0,0.038,-0.032}
	3 {0,0,0}	{0,0,0}
	4 {0,-0.05,0}	{0,-0.038,0.032}
	5 {0,-0.1,0}	{0,-0.077,0.064}
Radius of the hologram sphere (m)	1	1
Number of the measurement point	θ 10	10
	ϕ 80	80

(付1) Houjoh, H. and Umezawa, K., *Acoustics Letters*, 6-11(1983), 158.



(a) 傾き角 0°

(b) 傾き角 40°

付図 1 線音源再生結果

上で計測する場合、音源から遠くなり距離も方向によって変化し、コヒーレント性が低下すると思われるがこの点に関してご教示いただきたい。

(3) 音源周波数と r_{HR} は再生精度の観点から何らかの関係があるのか。

〔回答〕 (1) 本文中に述べたように、本法では方位分解能が $\lambda/2$ (λ : 波長)、距離分解能が λ になる。このことから、図 6 (a), (c) では分解能に差が生じている。本文中で、図 6 (c) で再生精度が良くないと表現しているのは、理論と比較した場合のことである。すなわち、図 6 (c) は y 軸に関して対称な図形になるべきところが対称になっていないことを言っている。そして、その原因として、実験においてはホログラム半球面の半径 a が小さいため、 $z > 0$ の範囲では計測点と再生点の距離 r_{HR} が小さく、 $z < 0$ の範囲では r_{HR} が大きく、かつその比が大きいために非対称になっていると述べている(シミュレーションにより、 a が大きくなるに従い最大値を与える点が原点に近づくことを確認している)。また、 r_{HR} は計測点の再生点が異なれば異なる値をとるので、図 6 (a), (c) の r_{HR} を簡単に比較することはできないが、図 6 (a) の場合 r_{HR} の変化量は小さいが、図 6 (c) の場合変化量が大いと言える。

(2) 前半のご質問の「精度」を「分解能」の意味と考えて回答する。近接平面上でホログラフィ計測する方法では分解能がどの程度になるかわからないが、騒音源の探査にあたっては、音源によって生ずる遠方における音圧を計測する必要があるので、far-field で計測する方法のほうが忠実な計測ができると考えている。

ご質問の後半部のコヒーレント性に関しては、音波はレーザ光のような波動に比較してコヒーレント性が良いため問題にならないと考えている。実際、文献(1), (2) では、音源から 1, 2 m 前後離れた平面上で音圧が計測されている。

(3) 関係はないと考えている。

〔質問〕 井戸川 徹〔筑波大学物理工学系〕

(1) ホログラムは干渉じまであると考えているが、半球面上の音圧は、どのような音波の干渉の結果なのか。あるいは、Reference Mic. の出力との相対位

相・振幅の意味なのか。理論式でご使用の諸量との関連はいかがか。

(2) 現実の問題に应用する場合、反射波の影響が問題と思うが、ここでの実験条件はその点にどのような考慮をされているのか、説明していただきたい。

〔回答〕 (1) ホログラムとは、波動の複素振幅(振幅, 位相)の空間的分布であると考えている。したがって、音波のように、マイクなどの振幅・位相を計測することができるコヒーレントな計測器が存在する波動に対しては、波動の干渉を利用することなく、直接、ホログラムを計測することが可能であり、一方、光のようにコヒーレントな計測器が存在しない波動に対しては、波動の干渉により位相を計測する、すなわち干渉じまを観測していると理解している⁽⁸⁾。すなわち、両方式は等価なものと考えている。

理論式との対応に関しては、式(1)がホログラムを示すものである。一方、計測においては図 5 に示した、 $F_{mi}\bar{F}_r/|F_r|$ が対応している。

(2) 本実験は、理論を確認するための実験であるため、反射波の影響が無視できる無響室内で行った。しかし、音響ホログラフィは反射波の影響が少ない計測法であり、通常の実験室のような環境においても適用可能であることが実証されており⁽¹⁾、実用的な計測法であると考えている。本法に対する反射波の影響度については今後検討する予定である。

〔質問〕 服部 秀三〔名古屋大学工学部〕

(1) この測定法は、マイクロホンアレイを用いるなどの方法で、時間的に変化する位置の音源の計測に適用できるとお考えか。

(2) 逆コンボリューションを用いて、計算上再生像の解像力を向上できるのか。

〔回答〕 (1) 計測に必要な数のマイクすべてを配列して同時に音圧計測を行えば、移動音源の音源探査は可能と思う。

(2) 本法の分解能は音源の放射する音波の波長に依存するので、帯域制限による分解能限界と考えることができる。このことから、逆コンボリューションによる分解能の向上はないと思う。しかし、超解像手法を適用すれば向上は可能と思われる。