多角柱および円柱周囲の回折音場*

西田 公至**, 吉田 有宏***

Diffraction Sound Fields around a Polygonal Cylinder
and a Circular Cylinder

Kohshi NISHIDA and Yuhiro YOSHIDA

An approximate expression for multiple-edge diffraction of sound around a polygonal cylinder is derived based on Pierce's approximate solution for sound diffracted by a single wedge barrier. This expression is actually applied to the computation of the diffraction field around a hexagonal cylinder, which is also obtained experimentally through a sound visualization method using three color-light-emitting diodes. The hexagonal cylinder model used in this experiment has a circular aperture on its side surface and a speaker inside. A circular cylinder model is also used. It is, moreover, investigated whether the diffraction field around a circular cylinder may be estimated using the hexagonal cylinder inscribed in it or not. It is shown that the computed results agree well the visualized ones and that the diffraction field around a circular cylinder can be approximately estimated using the hexagonal cylinder inscribed in it.

Key Words: Sound, Measurement, Computation, Multiple-Edge Diffraction, Diffraction Field, Polygonal Cylinder, Hexagonal Cylinder, Circular Cylinder

1. 緒 言

騒音予測を行う場合に、その対象領域に存在する種々の障害物による音波の反射や回折の影響を波動性を考慮して予測計算することができれば、精度のよい騒音予測が可能になると考えられる。しかし、そのような騒音予測計算を行うことは困難な場合が多い。実際には、障害物による音のしゃへい効果や空気による吸収減衰などを考慮し、音の波動性を無視したエネルギー拡散の式を基礎とする予測計算が、主として行われている⁽¹⁾。このような場合にも、また波動性を考慮した予測計算を行う場合にも、個々の障害物による音の反射や回折の影響を十分に把握しておくことが重要である。実際の障害物は、一般に複雑な構造をしており、しかも内部に騒音源を持ち、構造物そのものが外部に対して騒音源になっている場合が多い。しかし、騒音予測計算を行う際に、これらの障害物は角柱または円柱状の構造物としてモデル化しうる場合が多い。一方、機械構造の振動による音の放射を解析的に求める場合に、その構造を平板で構成される平板要素モデルとし

て表し、Huygens-Rayleighの積分⁽²⁾を適用している例もみられるが、この計算では回折の影響が無視されるため、よい結果は期待できないと考えられる。一般的な形状の物体による回折の影響を求めることは困難であるが、多角柱のような平板要素から成る構造物の場合には、Pierceの近似式⁽³⁾⁽⁴⁾を応用することが可能であると考えられる。この近似式は、厚さを持った半無限障壁による、音波の回折を表したものである。

本研究では、Pierceの近似式に基づき、音波が複数のエッジを持つ障壁の周囲で、次々と回折するときの多重回折波を表す近似式を誘導し、正六角柱モデルを用いて、その周囲の回折音場を計算によって求め、音場の可視化法⁽⁵⁾による測定結果との比較検討を行う。さらに、円柱による回折音場を実験によって求め、六角柱周囲の検討結果と比較することにより、円柱による回折音場をそれに内接する六角柱を用いて近似する方法の有効性についても検討する。

2. 多重回折波の近似式

多角柱の各側面に沿って伝搬する音波は各稜(エッジ)に到達するごとに回折する。本章では、このように数回の回折過程を経た多重回折波を表す近似式を誘導する。この誘導に際しては、Pierceによって提示され

* 昭和61年12月2日 第942回講演会において講演、原稿受付 昭和61年5月26日。

** 正員、室蘭工業大学(〒050 室蘭市水元町27-1)。

*** 学生員、室蘭工業大学大学院。

た、厚さを持つ半無限障壁による一重回折波の近似式を基礎としている。そこで、はじめに Pierce の近似式について説明し、次に、それをもとに二重回折波の近似式を誘導する過程を詳細に述べる。最後に、このような誘導過程を反復して適用することによって得られる、一般的な多重回折波の近似式を示す。

2.1 一重回折波 図1に示すように、単一のエッジEを持つ半無限障壁に点音源から球面波が入射した場合、一重回折波 p^d について説明する。ここではエッジのくさび部での外角を β とする。また座標系としてはエッジを z 軸とする円筒座標系を考え、音源と観測点の位置をエッジEについて (r_s, θ_s, z_s) および (r_p, θ, z) のように表す。

Pierce の近似式では、

$$kr_s \gg 1, kr_p \gg 1 \dots\dots\dots (1)$$

なる条件を満足する場合、観測点での一重回折波の音圧 p^d は、点音源Sの複素音圧振幅を $\hat{S}$ として、式(2)のように表される⁽⁴⁾。 k は波長定数で $k=2\pi/\lambda$ と定義される。 λ は波長を表す。

$$p^d = \hat{S} \frac{e^{ikL}}{L} e^{i\pi/4} \frac{1}{\sqrt{2}} \times \sum_{+,-} \left[\frac{\sin \nu\pi \cdot A_p(\Gamma \cdot M_\nu(\theta \pm \theta_s))}{\{1 - \cos \nu\pi \cdot \cos \nu(\theta \pm \theta_s)\}^{1/2}} \right] \dots\dots\dots (2)$$

ここで $A_D(x), M_\nu(\theta)$ はそれぞれ次のような関数により表される。

図1 一重回折波

図2 二重回折波

図3 n 重回折波

$$A_D(x) = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u^2}}{(\pi/2)^{1/2} x - e^{-i\pi/4} u} du = \text{sgn}(x) \{f(|x|) - ig(|x|)\} \dots\dots\dots (3)$$

$\text{sgn}(x)$ は $x \geq 0$ に対して $+1$, $x < 0$ に対して -1 の値をとる。 $f(x), g(x)$ は補助フレネル関数であり、本研究では数値計算に適した表式として $0 \leq x \leq \infty$ の範囲で成り立つ、次のような近似式⁽⁶⁾を用いて計算を行う。

$$\left. \begin{aligned} f(x) &= \frac{1+0.926x}{2+1.792x+3.104x^2} \\ g(x) &= \frac{1}{2+4.142x+3.492x^2+6.670x^3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

式(4)の両式は $0 \leq x \leq \infty$ の範囲で、その誤差 $\epsilon(x)$ が $|\epsilon(x)| \leq 2 \times 10^{-3}$ となる近似式である。

$$M_\nu(\theta) = \frac{\cos \nu\pi - \cos \nu\theta}{\nu(1 - \cos \nu\pi \cdot \cos \nu\theta)^{1/2}} \dots\dots\dots (5)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} L &= \sqrt{(r_s + r_p)^2 + (z - z_s)^2} \\ \Gamma &= \sqrt{\frac{kr_s r_p}{\pi L}}, \quad \nu = \frac{\pi}{\beta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

である。

式(2)は条件式(1)のもとでくさび角、すなわち $(2\pi - \beta)$ の値が零から π の範囲内に存在する回折音場に有効な近似式である。

2.2 多重回折波

2.2.1 二重回折波 本項では、一重回折波の近似式を用いて二重回折波の近似式を誘導する過程について説明する。

図2に示すような2個のエッジ E_1, E_2 を持つ半無限障壁による二重回折波について考える。音源Sから E_1 に入射した直接波は回折を起こし、 E_1 から一重回折波 p^d が放射される。この一重回折波がさらに E_2 に到達すると、 E_2 から二重回折波 p^d_2 が放射される。観測点Pではこの二重回折波が観測されることになる。このような2個のエッジによる二重回折波は、次のような考え方に基づいて求めることができる。

まず E_2 上での一重回折波による音圧を、式(2)に $\theta = \beta_1, r_p = w_{12}$ を代入することにより求める。この音圧は点音源Sからの球面波が E_1 で回折し、 E_2 へ伝わ

ったものであるが、これを E_1 上の仮想の点音源 S' からの直接波によるものであると考える。その結果 S' の複素音圧振幅 $\hat{S}'$ は $\hat{S}$ を用いて表される。得られた $\hat{S}'$ と式 (2) を用いることにより、 p_{12}^d は $\hat{S}$ を用いて次のように表される。ただしこのとき $\theta_s=0, \theta=\theta_2, \beta=\beta_2, r_s=w_{12}, r_p=r_{2p}$ である。また r_{s1}, w_{12}, r_{2p} はそれぞれ、

$$kr_{s1} \gg 1, kw_{12} \gg 1, kr_{2p} \gg 1 \quad \dots\dots\dots (7)$$

を満足するものとする。

$$p_{12}^d = \hat{S} \frac{e^{ikL_2}}{L_2} e^{i\pi/2} \frac{2w_{12}R}{(r_{s1}+w_{12})(w_{12}+r_{2p})} \times \frac{\sin \nu_1 \pi \cdot A_D(\Gamma_{s12} \cdot M_{\nu_1}(\theta_{s1}))}{(1+\cos \nu_1 \pi \cdot \cos \nu_1 \theta_{s1})^{1/2}} \frac{\sin \nu_2 \pi \cdot A_D(\Gamma_{12p} \cdot M_{\nu_2}(\theta_2))}{(1-\cos \nu_2 \pi \cdot \cos \nu_2 \theta_2)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで $M_{\nu_j}(\theta)$ は次のような関数により表される。

$$M_{\nu_j}(\theta) = \frac{\cos \nu_j \pi \pm \cos \nu_j \theta}{\nu_j (1 \pm \cos \nu_j \pi \cdot \cos \nu_j \theta)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、式 (9) において、 $j=1$ の場合正の符号を用い、 $j \geq 2$ の場合負の符号を用いる。また、 $\nu_j = \pi/\beta_j$ である。さらに式 (8) で用いているその他の諸量は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} R &= r_{s1} + w_{12} + r_{2p} \\ L_2 &= \sqrt{R^2 + (z - z_s)^2} \\ L_{s12} &= L_2(r_{s1} + w_{12})/R, \quad L_{12p} = L_2(w_{12} + r_{2p})/R \\ \Gamma_{s12} &= \sqrt{\frac{kr_{s1}w_{12}}{\pi L_{s12}}}, \quad \Gamma_{12p} = \sqrt{\frac{kw_{12}r_{2p}}{\pi L_{12p}}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

式 (8) は条件式 (7) のもとで、 E_1, E_2 のくさび角が零から π の範囲内に存在する回折音場に有効な近似式である。

2・2・2 多重回折波 前項ではエッジのくさび上に仮想の点音源を考え、一重回折波の近似式を二度用いることにより、二重回折波の近似式の誘導を行った。このような誘導過程を順次反復して用いることにより、一般的な多重回折波の近似式を求めることができる。本研究では図 3 に示すような、 n 個のエッジ $E_j (1 \leq j \leq n)$ を持つ、半無限障壁による n 重回折波について考える。条件式 (11) が成り立つとき、観測点での n 重回折波 $p_{12 \dots n}^d (n \geq 2)$ は式 (12) のように表すことができる。

$$kr_{s1} \gg 1, kw_{j+1} \gg 1, kr_{np} \gg 1 \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$p_{12 \dots n}^d = \hat{S} \frac{e^{ikL_n}}{L_n} e^{in\pi/4} \frac{w_{12}R}{(r_{s1}+w_{12})(w_{n-1,n}+r_{np})} \prod_{j=1}^{n-2} \frac{w_{j+1,j+2}}{(w_{j,j+1}+w_{j+1,j+2})} \times \frac{\sqrt{2} \sin \nu_1 \pi \cdot A_D(\Gamma_{s12} \cdot M_{\nu_1})}{(1+\cos \nu_1 \pi \cdot \cos \nu_1 \theta_{s1})^{1/2}} \frac{\sqrt{2} \sin \nu_n \pi \cdot A_D(\Gamma_{n-1,n,p} \cdot M_{\nu_n})}{(1-\cos \nu_n \pi \cdot \cos \nu_n \theta_n)^{1/2}} \prod_{j=1}^{n-2} \frac{\sqrt{2} \sin \nu_{j+1} \pi \cdot A_D(\Gamma_{j,j+1,j+2} \cdot M_{\nu_{j+1}})}{(1+\cos \nu_{j+1} \pi)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで M_{ν_j} は、式 (9) を用いて次のように表される。

$$M_{\nu_1} = M_{\nu_1}(\theta_{s1}), \quad M_{\nu_j} = M_{\nu_j}(\beta_j) (2 \leq j \leq n-1), \quad M_{\nu_n} = M_{\nu_n}(\theta_n) \quad \dots\dots\dots (13)$$

さらに、式 (12) で用いているその他の諸量は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} R &= r_{s1} + r_{np} + \sum_{j=1}^{n-1} w_{j,j+1} \\ L_n &= \sqrt{R^2 + (z - z_s)^2} \quad L_{s12} = L_n(r_{s1} + w_{12})/R \\ L_{j,j+1,j+2} &= L_n(w_{j,j+1} + w_{j+1,j+2})/R \\ L_{n-1,n,p} &= L_n(w_{n-1,n} + r_{np})/R \\ \Gamma_{s12} &= \sqrt{\frac{kr_{s1}w_{12}}{\pi L_{s12}}} \\ \Gamma_{j,j+1,j+2} &= \sqrt{\frac{kw_{j,j+1}w_{j+1,j+2}}{\pi L_{j,j+1,j+2}}} \\ \Gamma_{n-1,n,p} &= \sqrt{\frac{kw_{n-1,n}r_{np}}{\pi L_{n-1,n,p}}} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

ただし、 $1 \leq j \leq n-2$

式 (12) は条件式 (11) のもとで、 $E_j (1 \leq j \leq n)$ のくさび角が零から π の範囲内に存在する回折音場に有効な近似式である。

また式 (12) は、この式の回折の影響を表す項を $F_{12 \dots n}^d$ とおくと、次のように表すことができる。

$$p_{12 \dots n}^d = \hat{S} \frac{e^{ikL_n}}{L_n} F_{12 \dots n}^d \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで L_n は音源から観測点まで、 n 重回折した音波の伝搬距離である。式 (15) から明らかなように、多重回折波の近似式は、点音源から L_n だけ離れた観測点での直接波による音圧の式に、係数 $F_{12 \dots n}^d$ を乗じた

形となっている。係数 $F_{12...n}$ は直接波に対する回折の影響を表す係数で、障害物の形状寸法、障害物に対する音源と観測点の位置および音波の周波数などに依存する。しかしその値は常に1より小さく、回折を重ねるごとに減少する。音圧が1回の回折で減少する割合は、上述したように多くの要因が関係しているため、一般的に示すことは困難である。しかし、本研究に用いた後述の六角柱モデルに関しては以下のようなことがいえる。すなわち、エッジから十分離れた観測点での音圧は、1600 Hz の場合、1回の回折により1/5 から1/10程度まで減少することが式(12)によって示される。さらに高周波の6300 Hz の場合には、1回の回折で減少する割合がやや大きくなるが、概略的には1600 Hz の場合とほぼ同様の割合で減少するものとみなすことができる。

3. 実験方法

3.1 六角柱および円柱モデル 回折音場の実験に用いる六角柱および円柱モデルを図4に示す。図4(a)に示すように、六角柱モデルは高さ1200 mm、一辺300 mmの正六角柱で、板厚30 mmの合板構造となっている。その内部にはスピーカ音源が設置されている。六角柱モデルの一つの側面の中心に直径20 mmの円孔を設け、そこから放射される音によりモデル周囲に形成される音場を測定対象とする。また図4(b)に示すように、円柱モデルは鋼板を六角柱モデルに外接するように取付けた構造となっている。スピーカ入力としては、1 Wの1/3オクターブバンドノイズを用いている。実験に際しては、これらのモデルはターンテーブル上に設けられた支持台に、防振ゴムを介して設置される。

3.2 音圧レベル分布の測定 計算結果と比較するために、モデル側面に設けた円孔の中心を通る水平面内の音圧レベル(SPL)分布の測定を行う。音圧レベル分布を詳細に、しかも短時間で測定する方法として、本研究では音場の自動可視化法を用いている。すなわち、3色(赤、緑、黄)の発光ダイオード(LED)を取付けた走査マイクロホンにより、音圧レベルを自動的に連続測定し、5 dBの音圧レベル間隔ごとに3色の発光ダイオードを順次反復点減させ、音圧レベル分布を光の軌跡としてカラーフィルム上に記録する。このような原理に基づいて試作した音場の自動可視化装置は、LED式音圧レベル表示装置、マイクロホン自動走査装置および撮影装置によって構成されている。なお、六角柱周囲の音圧レベル分布の可視化測定では、測定平面全体を6等分し、また円柱の場合には8等分し、

それぞれの領域ごとに測定を行う。またこれらの実験はすべて簡易無響室において行う。

4. 実験結果および考察

4.1 六角柱周囲の回折音場 図5に、円孔の中心を通る水平面内における音圧レベル分布の可視化測定結果と計算結果を示す。図5(a)および(b)は、それぞれ中心周波数が1600 Hzと6300 Hzの1/3オクターブバンドノイズによる場合である。円孔からの放射音は、1600 Hzの場合には、放射面の近傍でほぼ半球面状に放射されるが、周波数の高い6300 Hzになると円孔の放射指向性とその軸線方向で強くなる傾向を示す。このため、音圧レベル分布の計算では、1600 Hzの場合には、円孔中心に1個の点音源があるものと仮定し、6300 Hzの場合には円孔の放射指向性を考慮するために、円孔の面積を中心部と周辺部とで9等分し、それぞれの図心に同じ強さの点音源が分布しているものと仮定した。多重回折波の式(12)による計算では周波数として中心周波数を用い、四重以上の回折波の影響を小さいものとして省略している。また、円孔中心の軸線上100 mmの点での音圧レベルの測定値を参照値として用いている。この結果から明らかにように、いずれの場合にも放射面前方の領域と側面領域では、計算結果と測定結果とがかなりよく一致しており、周波数が高くなると回折の影響が小さくなる様

(a) 六角柱モデル

(b) 円柱モデル

図4 六角柱および円柱モデル

子がよく表されている。背面領域の可視化結果では他の領域と比較して、等音圧レベルの境界が明りょうではなく、3色の発光ダイオードの点滅がかなり頻繁に起こっている様子がうかがえる。このことは、音圧レベルの変化が激しいことを示しており、計算結果からかなり複雑な音圧レベル分布となることがわかる。この場合でも、背面近傍の音圧レベルはいずれの周波数に対しても、計算結果と測定結果とがよく一致しており、放射面近傍に比べて約40 dB程度減少することがわかる。ここで、式(12)による近似計算に際しての条件式(11)について検討しておく。1600 Hzの場合には $kr_{s1}=4.4$, $kw_{j,j+1}=8.9$ となり、6300 Hzの場合には $kr_{s1}=17.5$, $kw_{j,j+1}=34.9$ となる。したがっていずれの場合にも条件 $kr_{s1} \gg 1$, $kw_{j,j+1} \gg 1$ を満足しているとみてよい。なお、周波数など種々の条件を変えた検討結果から、これらの条件はいずれも2よりも大きければ十分である結果を得ている。また、観測点とエ

ッジとの距離 r_{np} に関する条件 $kr_{np} \gg 1$ が成り立つためには、1600 Hzおよび6300 Hzそれぞれの場合に対して、 $r_{np} \gg 3.4$ cm, $r_{np} \gg 0.9$ cmと計算される。したがって、各エッジ近傍の領域ではこの条件が成立しないことになる。しかし、図5の結果から明らかなように、このような領域の存在はほとんど問題にならないとみてよい。

4.2 円柱周囲の回折音場 円柱を六角柱で近似することにより、円柱周囲の回折音場を予測する方法を検討するために、六角柱に外接する円柱周囲の音圧レベル分布の可視化測定を行った。図6に可視化測定した結果を示す。図6(a)および(b)はそれぞれ、中心周波数1600 Hz, 6300 Hzの1/3オクターブバンドノイズによる場合である。図5に示した六角柱周囲の可視化結果と比較すると、1600 Hzの場合にはかなりよい対応がみられる。6300 Hzの場合には、75 dBの等音圧レベル線にみられるように多少の相違が存在

(a) 中心周波数1600 Hzの1/3オクターブバンドノイズ

(b) 中心周波数6300 Hzの1/3オクターブバンドノイズ

図5 六角柱周囲の音圧レベル分布の可視化測定結果と計算結果の比較

(a) 中心周波数 1 600 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズ

(b) 中心周波数 6 300 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズ

図 6 円柱周囲の音圧レベル分布の可視化測定結果

するが、全体的な傾向としてはほぼ対応しているといえることができよう。したがって、図 5 および図 6 に示した結果から考えて、円柱側面にある音源により形成される円柱周囲の回折音場は、内接六角柱を用いて、その概略の傾向を計算により予測することが可能であると考えられる。この場合、周波数が低いほど六角柱による近似度がよい結果が得られる。内接多角柱として、六角柱よりも八角柱を用いればさらによい近似が得られるものと期待される。そこで、円柱に内接する正八角柱を用いて計算した回折音場の一例を図 7 に示す。この計算では四重までの回折波を考慮に入れている。図 5 (a) の計算結果との比較から明らかなように、八角柱による計算結果は図 6 (a) に示した可視化結果と、さらによく一致することがわかる。

5. 結 言

半無限障壁による回折波を表す Pierce の近似式をもとに、音波が多角柱回りに回折を重ねるときの多重回折波の近似式を誘導した。この近似式を用いて六角柱による回折音場の予測計算を行い、音場の可視化法による測定結果との比較検討を行った。さらに、円柱を多角柱で近似することにより、円柱による回折音場を予測する計算方法について、その可能性を検討した。結果を要約すれば次のとおりである。

(1) 誘導した多重回折波の近似式を用いて、有限長の六角柱周囲の回折音場を計算した結果は可視化測定結果とよく一致する。この近似式は、実際の有限長をもつ多角柱に対して適用できる有効な式であるといえる。

(2) 可視化測定結果の比較から、円柱による回折音場をそれに内接する六角柱による回折音場によって、近似的に把握できることがわかった。このことか

周波数 1 600 Hz

図 7 八角柱周囲の音圧レベル分布の計算結果

ら、円柱による回折音場を内接六角柱を用いて、近似的に予測計算することが可能であるといえる。この場合、周波数が低いほど近似度がよくなる。

(3) 円柱を多角柱で近似する場合、八角柱を用いると六角柱の場合よりさらに近似度が向上する。しかし、この場合には、少なくとも四重回折波までを考慮に入れて計算する必要がある。

文 献

- (1) 井川, 機誌, 80-708 (昭 52), 1161.
- (2) Skudrzyk, E., *The Fundation of Acoustics*, (1971), 594, Springer-Verlag, Wien & New York.
- (3) Pierce, A. D., *J. Acoust. Soc. Am.*, 55-5, (1974), 941.
- (4) Pierce, A. D., *Acoustics*, (1981), 491, McGraw-Hill.
- (5) 西田・丸山, 機論, 51-461, C, (昭 60), 223.
- (6) Abramowitz, M. and Stegun, I. A., *Hand Book of Mathematical Functions*, (1972), 302, Dover.

討 論

〔質問〕 水野 恵一郎

〔(株)ブリヂストン研究開発本部〕

現象の複雑な回折音場解析にアプローチされていることに対して敬意を表している。

理論解析と実験値とを音圧分布で比較検討されているが、回折音場の形成は音波、すなわち、波動現象特有の現象に起因していると考えられる。従って、音圧分布のみならず、音波の波面、つまり、等位相面の分布も重要であると思われる。背面領域の音圧レベルの変化が激しいことは、この位相状態が、かなり、複雑な状態になっているとも考えられる。この位相状態の、理論および実験からのアプローチについての考えをお伺いしたい。

〔回答〕 ご質問の内容は直接本論文の論点に関したのではないが、一つの考えを述べさせて頂く。本論文で誘導している多重回折波の式は音波の波動性を

考慮したものであり、位相情報を含んだ、エッジによる任意の多重回折波を個別に計算しうるものである。等位相面すなわち、波面は音波の波長および音源からの伝搬距離によるから、提示した多重回折波の式を用いて、特定周波数の任意の回折波の波面を求めることは可能である。また、実験からのアプローチとしては、純音を用いたスピーカ音源を対象とするならば、波面の可視化測定が可能である。すなわち、スピーカへの入力信号を分岐させ参照信号として用い、走査マイクロホンの出力信号との位相差を測定する。その出力電圧をマイクロホンに取り付けた光源（ネオンランプ使用）の光の強弱に変換するかまたは、出力電圧をある基準レベルを境として、光の点滅状態（LED 使用）に変換する。このようにして、マイクロホンとともに移動する光源が描く光跡をフィルム上に記録することにより、等位相面を可視化することができる。