

球体散乱音場の位相特性

広林 茂樹[†]木村 春彦[†]東山三樹夫^{††}

Phase Characteristics of Scattering Transfer Functions by a Sphere

Shigeki HIROBAYASHI[†], Haruhiko KIMURA[†], and Mikio TOHYAMA^{††}

あらまし 散乱体による散乱音場の研究は、頭部伝達関数の推定や室内伝達関数の変動予測などに重要である。特に R. Lyon は球体散乱音場伝達特性が、最小位相特性を有すると予測した。本論文では、剛球および軟球による散乱音場の位相特性を数値的に解析し、R. Lyon の予測を検証した。その結果、(1) 剛球散乱音場における散乱波は、球体前方では最小位相特性を有し後方では非最小位相信号であること、(2) 球体後方では遠方になるにつれ all-pass 成分が減少し、次第に最小位相特性に漸近すること、(3) 軟球の散乱波は観測点によらず最小位相特性を示すことを明らかにした。また、球体散乱波を全零モデルで近似し、散乱波の位相特性の変動を零点の軌跡によって解析した。反射波と回折波からなる散乱波は、球体後方では反射波に比べ回折波のエネルギーが大きく、観測点が球体前方へ移動するにつれて反射波のエネルギーが大きくなる。これによって、球体後方から前方になるにつれ複素周波数平面上で虚軸上の零点が非最小位相から最小位相に変化することがわかった。散乱波は低周波領域を除けば最小位相特性になり、球体散乱波の実測実験によっても確認された。

キーワード 音響信号処理、最小位相、散乱波、伝達関数

1. ま え が き

室内伝達関数の推定では、伝達関数の変動予測が重要である。室内伝達関数の変動要因には (1) 室内環境の変化、(2) 收音位置の違いによる変化、(3) 人間、散乱体、障害物による変動などがある。本論文では、室内に存在する散乱体の室内伝達関数に及ぼす影響を予測するため散乱波の特性を解析する。筆者らは最も単純な散乱体の例として、剛球および軟球に着目した。これまでに円柱や球体といった単純な散乱体の散乱波は、古典的な波動方程式によって導かれている [1]~[4]。しかし、散乱音場を予測するための位相特性を含む散乱音場伝達関数の解析表現ではいまだ解明されていない事柄が多いように思われる [5]~[9]。

最近、R. Lyon は球体による散乱音場の伝達特性が最小位相特性を有すると予測した [10]。スピーカとマイクロホンの位置が固定ならば直達波は一定である。従って、人の移動や散乱体に起因する伝達関数の変動

は散乱波による変動となる。散乱波が最小位相特性を有するならば、伝達関数の変動は振幅特性のみを推定することで予測できる。

本論文では、R. Lyon による予測を実証するために球体の散乱音場を波動方程式より解析し、解の性質を数値的に検討する。球体散乱波の特徴は、球体に共振現象が含まれない場合には、散乱伝達特性の零点分布を追跡すれば解明できる。筆者らは特に、剛球散乱音場では入射平面波に対し球体前方で散乱波は最小位相特性を有し、球体後方では遠方になるにつれ最小位相特性に漸近すること、更に軟球による散乱音場では散乱波が球体前方後方を問わず、最小位相特性を有することを、数値計算および実測実験より明らかにする。その結果、R. Lyon による予測を検証する。

2. 球体による散乱波の理論式

2.1 剛球による散乱波

図 1 に示す球体散乱音場において入射波を、

$$H_i(\omega)e^{i\omega t} = e^{-ikr \cos \theta} e^{i\omega t} \quad (1)$$

としたとき x 軸に対して軸対称性が成立するので、時間項を省略した入射平面波 $H_i(\omega)$ と外向き散乱波

[†] 金沢大学工学部, 金沢市

Faculty of Technology, Kanazawa University, Kanazawa-shi, 920 Japan

^{††} 工学院大学, 八王子市

Information Science and Engineering, Kogakuin University, Hachioji-shi, 192 Japan

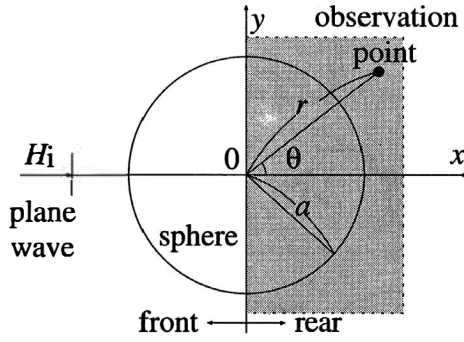


図1 球体散乱音場
Fig.1 Scattering field by a sphere.

$H_s(\omega)$ はそれぞれ,

$$H_i(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n (2n+1) P_n(\cos \theta) j_n(ka) \quad (2)$$

$$H_s(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n P_n(\cos \theta) h_n^{(2)}(kr) \quad (3)$$

で表される。ここで, c は音速 (m/s), $k = \omega/c$ (rad/m), $j_n(x)$ は第1種球 Bessel 関数, $P_n(x)$ は Legendre 関数, $h_n^{(2)}(x)$ は第2種球 Hankel 関数である。散乱音場において観測される信号 $H(\omega)$ は, 入射平面波と散乱波の両式の和

$$H(\omega) = H_i(\omega) + H_s(\omega) \quad (4)$$

によって表される。球体表面 $r = a$ で剛球の粒子速度が零となる境界条件

$$\frac{\partial}{\partial r} (H_i + H_s) \Big|_{r=a} = 0 \quad (5)$$

より, 式(3)は

$$H_s(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n (2n+1) P_n(\cos \theta) h_n^{(2)}(kr) \times \frac{j'_n(ka)}{h_n^{(2)'}(ka)} \quad (6)$$

となる。

2.2 軟球による散乱波

軟球による散乱音場も同様に軟球表面で音圧が零となる境界条件

$$(H_i + H_s) \Big|_{r=a} = 0 \quad (7)$$

から, 散乱波は,

$$H_s(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n (2n+1) P_n(\cos \theta) h_n^{(2)}(kr)$$

$$\times \frac{j_n(ka)}{h_n^{(2)}(ka)} \quad (8)$$

となる。

Morse は球体より十分遠方 ($r \rightarrow \infty$) で観測された散乱波の散乱断面積 Q を,

$$Q = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) a_n^2, \quad (\text{m}^2) \quad (9)$$

で近似している [3], [4]. 但し, a_n は式 (6), (8) の散乱波の位相項でそれぞれ,

$$a_n = \frac{j'_n(ka)}{h_n^{(2)'}(ka)}, \quad (\text{hard sphere}) \quad (10)$$

$$a_n = \frac{j_n(ka)}{h_n^{(2)}(ka)}, \quad (\text{soft sphere}) \quad (11)$$

となる [2]. 式 (9) は, 散乱波の位相特性から散乱断面積が求められていることを示す。このことから R. Lyon は, 球体より遠方で散乱波は最小位相特性を有すると予測した [10]. 本論文ではこれを数値的に実証する。

3. 球体による散乱波

本論文で述べる球体散乱波の解析は, 球体半径 $a=0.105$ m, 級数の打ち切り次数を最高 5000 とした数値計算による。式 (6) より 0~24 kHz の周波数帯域を 1025 個離散的にサンプリングし, 2048 点の FFT により散乱波の時間波形を求めた。平面波が球体中心を通過する時刻を時間原点 0 秒とした。図 2 は球体中心 O から観測距離 $r=0.50$ m の観測角度 θ (15 度ごと) における散乱波の周波数特性である。いずれも球体後方 ($0^\circ \leq \theta < 90^\circ$) に回り込むにつれ振幅特性に大きな谷が形成される。

図 3 は図 2 の散乱波周波数特性 $H_s(\omega)$ を時間領域に変換した時間波形 $h_s(t)$

$$h_s(t) = \mathcal{F}^{-1} H_s(\omega) \quad (12)$$

である。散乱波の第 1 波は球体からの反射波である。しかし, 平面波進行方向に対し, 球体の影に隠れる球体後方で観測領域の散乱波の第 1 波は直達波を打ち消す成分である。直達波を打ち消す成分の大きさは, 球体後方ほど大きくなり, 球体真後ろでは第 1 波は直達波の逆位相波形になる。球体後方で徐々に分離された波形は, 直達波を打ち消す成分と球体の回り込み現

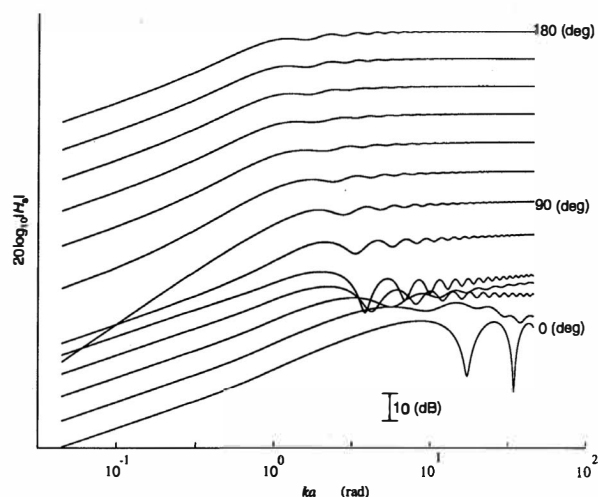


図2 散乱波の振幅特性

Fig. 2 Scattering wave transfer functions H_s as a function of frequency for selected value θ .

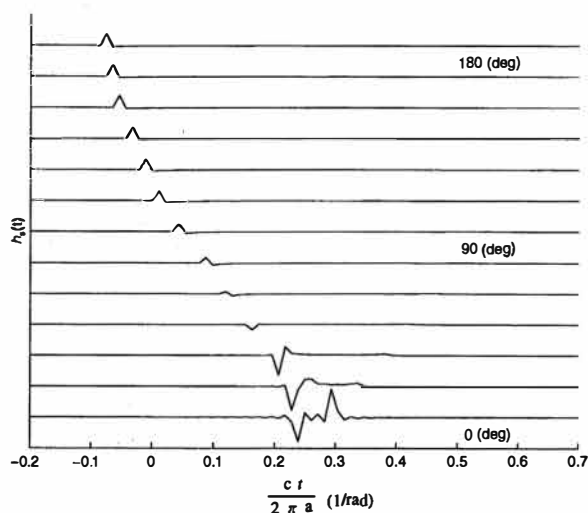


図3 散乱波の時間波形

Fig. 3 The scattering wave transfer functions h_s as a function of time for selected value θ .

象によって生じる成分であることが時間差より計算される。

図4(a), (b), (c), (d)はそれぞれ球体表面から0.5m離れた球体真後ろ(角度0度)の散乱波と振幅特性, 零点およびgroup delayである。前述したように直達波の到達時間に対し, 第2のパルスは剛球による回折波形であると推定される。直達波と解析波の到来時間間隔は図5の第1波①と第2波②の距離の差に対する時間遅れに等しい。図5の直達波と1次回折波の時間間隔は

$$T = \frac{\sqrt{r^2 - a^2} + a \sin^{-1}\left(\frac{a}{r}\right) - r}{c}, (\text{sec}) \quad (13)$$

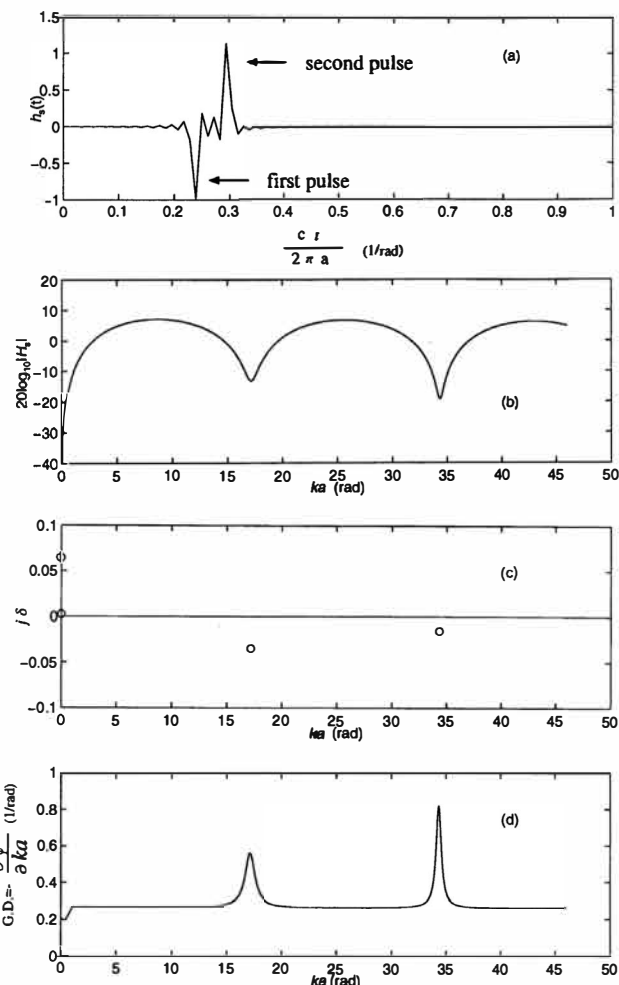


図4 球体真後ろにおける散乱波の零点分布

Fig. 4 Distribution of zeros of the scattering wave function for $\theta = 0^\circ$. (a) Waveform, (b) Magnitude, (c) Zeros, and (d) Group delay.

で与えられ, 複素周波数平面上ではこの時間間隔に対応した

$$0, \frac{1}{T}, \frac{2}{T}, \frac{3}{T}, \dots (\text{Hz}) \quad (14)$$

に零点が形成される。高周波領域の零点に比べ, 低周波領域の零ほど実周波数軸から離れた非最小位相の零点が存在する。零点およびgroup delayより, 球体真後ろでは0Hzの零点は最小位相, $1/T$ (Hz) 以降の零点は非最小位相である。

高周波領域の零点は, 低周波領域の零に比べ実周波数軸に対して接近しており, 散乱波を形成する上でより重要な成分となっている。これは直達波を打ち消す成分である第1波に対し, 第2波の回折波のエネルギーが大きくなることに起因する。但し, 0Hzにおける散乱波の零点は実軸周波数上と最小位相領域内(上半平面)に存在する。どのような散乱波でも直流成分

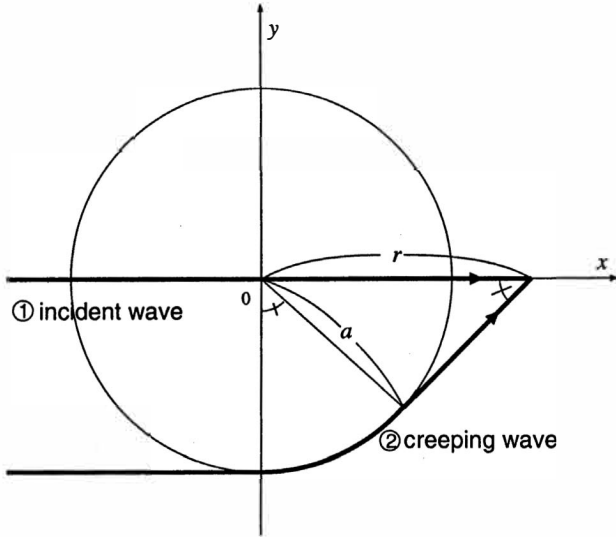


図5 直達波と回折波の波時間差要因

Fig.5 Time difference between the incident and creeping waves.

が0であるので、0 Hzの実周波数軸上の零点は常に存在する。

4. 散乱波の最小位相成分の評価

散乱波 $H_s(\omega)$ は、最小位相成分 $H_{\min}(\omega)$ と非最小位相成分 $H_{\text{ap}}(\omega)$ に分離して表すと、

$$\begin{aligned} H_s(\omega) &= H_{\text{ap}}(\omega)H_{\min}(\omega) \\ &= |H_{\min}(\omega)|e^{-j\{\theta_{\min}(\omega)+\theta_{\text{ap}}(\omega)\}}, \\ |H_{\text{ap}}(\omega)| &= 1 \end{aligned} \quad (15)$$

のように表される[9],[10]。図6、図7は散乱波の複素ケプストラム処理によって最小位相成分を抽出した例である。球体中心から観測点までの距離を1.5a cmとして、図6に球体前方 $\theta = 120^\circ$ 、図7に球体後方 $\theta = 60^\circ$ の各散乱波と最小位相成分を示す。図6の球体前方散乱波は最小位相成分と等しく、最小位相特性を有する。図7の後方散乱波は、最小位相成分では復元できず、最小位相ではない。

散乱波の最小位相特性を散乱波 $H_s(\omega)$ から抽出した。all-pass成分の δ -関数からのばらつきのエネルギーによって評価する。時間領域で all-pass成分は、散乱波が最小位相特性を有するならば遅延のみを含む大きさ1の δ -関数となり、非最小位相特性を有するならば位相遅れが発生することによって all-pass成分が δ -関数から変化する。散乱波より抽出された非最小位相成分とこの遅延を含む大きさ1のデルタ関数を引き

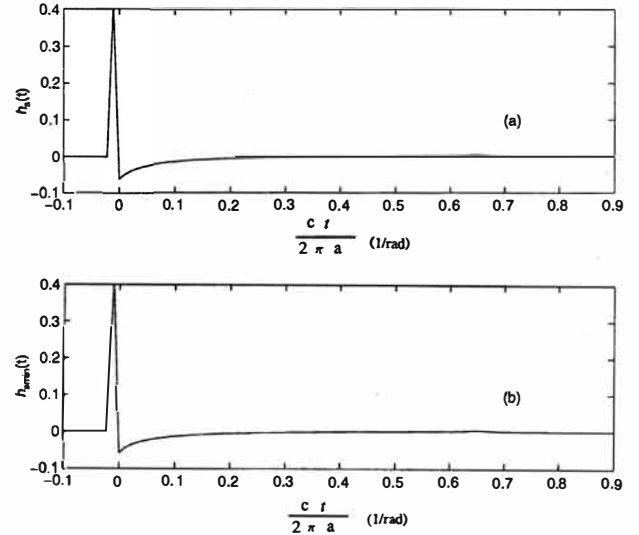


図6 前方散乱波の最小位相成分

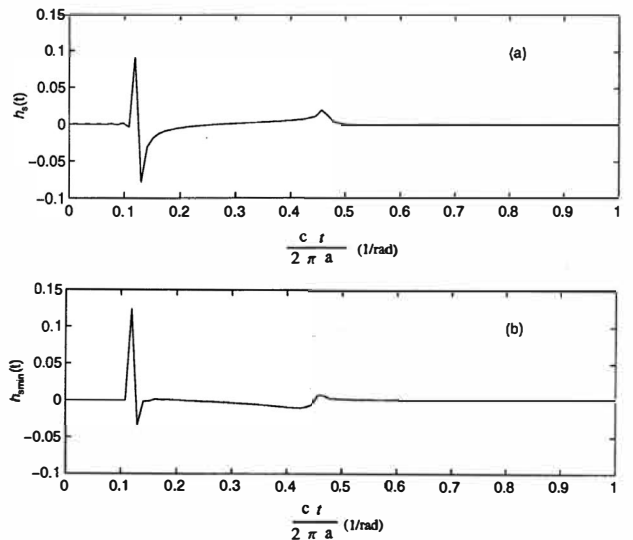
Fig.6 Minimum phase components of the scattering wave for $\theta = 120^\circ$. (a) Original waveform, (b) Minimum phase component.

図7 後方散乱波の最小位相成分

Fig.7 Minimum phase component of the scattering wave for $\theta = 60^\circ$. (a) Original waveform, (b) Minimum phase component.

去ったのち2乗積分することによって、位相特性の評価指標

$$\begin{aligned} \nu &= \min_{k=0,1,2,\dots,N} \left[\sum_{n=0}^N h_{\text{ap}}(n) - \delta(k) \right]^2, \\ \sum_{n=0}^N h_{\text{ap}}^2(n) &= \sum_{n=0}^N \delta^2(n) = 1 \end{aligned} \quad (16)$$

とする。この指標 ν は散乱波が最小位相信号である場

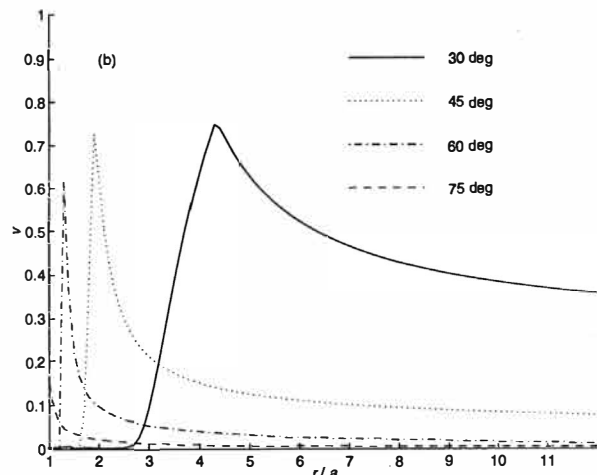
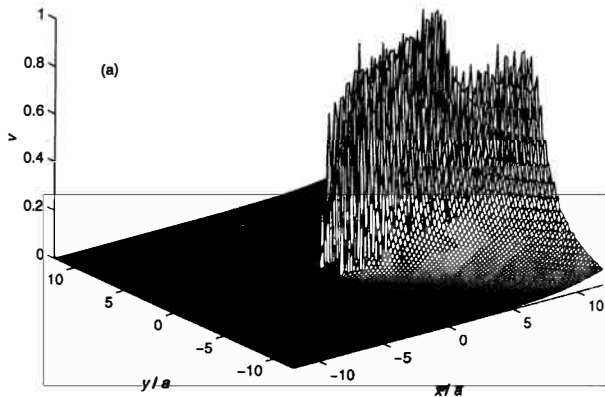


図8 剛球（半径 a ）近傍における散乱波の位相特性評価指標

Fig.8 Index ν of the all-pass components as a function of r for a hard sphere (radius a). (a) overview, (b) for selected values of θ .

合は零となり、一般に ν は $0 \leq \nu < 2$ となる。

図 8(a) は式 (16) による剛球散乱波の位相特性評価指標 ν を図示したものである。図 8(b) は、観測距離 r に対し角度 θ ごとに切り出して位相特性評価指標を図示した例である。散乱波は球体前方では最小位相信号 ($\nu = 0$) であり、球体後方でも球体中心より十分遠方になるにつれて、散乱波は最小位相特性を有する。図 9 は図 8 と同様に、軟球による散乱波の ν を示したものである。散乱音場の全域にて散乱波が最小位相特性を有する。

5. 散乱波周波数特性の零点

5.1 零点の振舞い

式 (6) 式 (8) の各散乱波を構成する特殊関数は級数展開できる。しかし、両式の分母のハンケル関数の導関数とハンケル関数の絶対値は変数 k について単調に

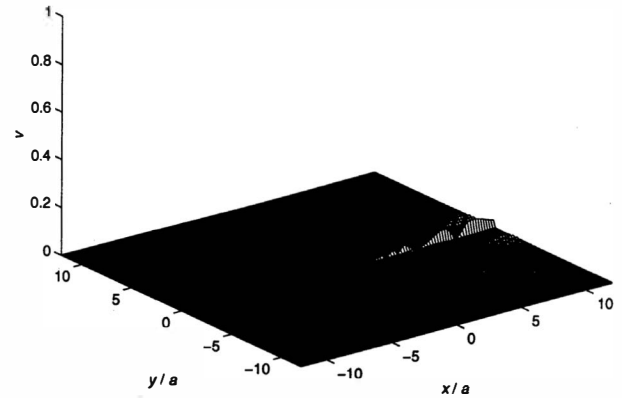


図9 軟球（半径 a ）近傍における散乱波の位相特性評価指標

Fig.9 Index ν of the all-pass as a function of r for a soft sphere (radius a).

減少し、 k の値が有限では両式は零をとらない。従って、分母の零点、すなわち散乱波の極は存在せず、散乱波は零点のみによって記述される。

そこで、散乱波の位相特性を解析するため、散乱波伝達関数の零点を複素平面上で解析する。零点は散乱波の伝達関数を零と置いたときの解である。

$$H_s(\omega) = H_s(z) = 0, z = e^{j\omega T}, T = 1/f_s \quad (17)$$

最小位相特性は、伝達関数のすべての零点が図 10 のように複素平面上 (s 平面) の上半平面に存在する。 $H_s(z)$ は z 変換である。本論文の数値計算は離散値を用いているので z 変換より、 $H_s(\omega)$ を求めた。零点分布は、散乱波の時間応答が収束している所を方形窓で切り取り、零点の数を 120 として計算した。図 11 は観測角度 θ が $0 \sim 10$ 度における散乱波の零点を 1 度ごとに重ねて描いた分布図である。上半平面が最小位相領域で、下半平面が非最小位相領域である。観測地点が球体真後ろ ($\theta = 0^\circ$) から上昇 ($\theta \rightarrow$ 増大) するにつれて零点の位置が複素周波数面内で上方向に移動する。また、高周波数領域になるほど、小さい角度の観測地点 ($\theta < 90^\circ$) で、非最小位相成分の零点が最小位相成分の零に変化する。従って、球体の影になる観測点において、直達波を打ち消す散乱波の第 1 波に比べて、第 2 波の回折波が大きくなることで、散乱波は非最小位相特性を有す。回折波は、球体真後ろで最大となる。

図 12 は図 11 と同様に観測角度 $20 \sim 100$ 度における散乱波の零点を 1 度ごとに重ねて描いた分布図である。 $ka > 1$ の帯域では主に散乱波の第 1 波と第 2 波の時間間隔に対応して零点が形成される。それぞれの

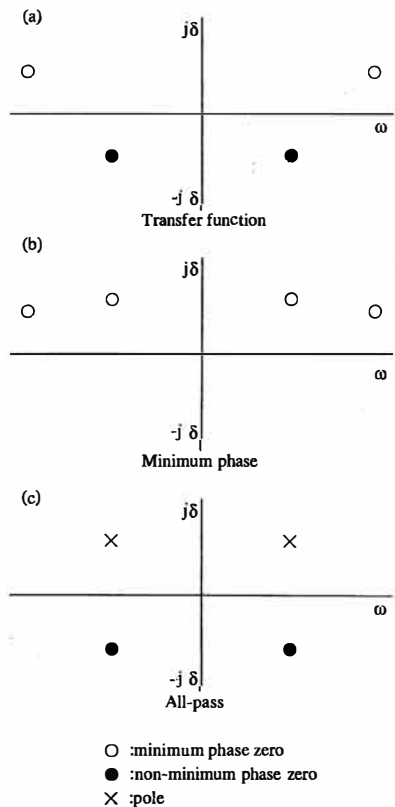


図10 伝達特性の最小位相系と非最小位相系
Fig.10 Decomposition of a transfer function into the minimum phase and the all-pass components.

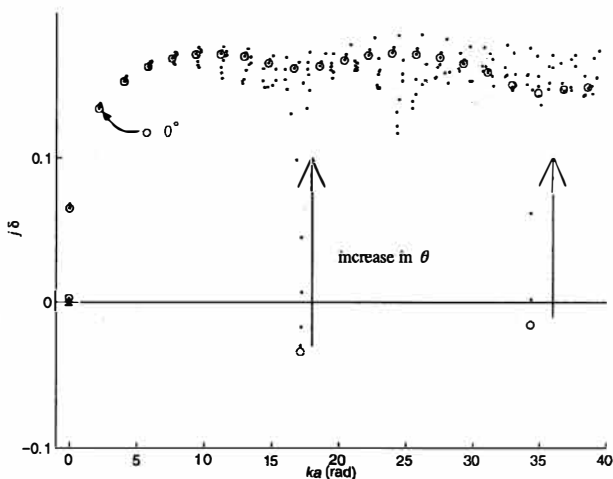


図11 [0, 10]度間における散乱波の零点軌跡
Fig.11 Locus of zeros of scattering wave functions for selected values θ between 0° and 10° .

零点の軌跡において、実周波数軸に最も接近する角度は、直達波を打ち消す成分が発生し始める角度に対応している。すなわち、球体前方から後方へと変化する過程において、零点は ka 軸に沿って、実周波数軸に接近する。その後、 ka 軸に沿って、実周波数軸から遠

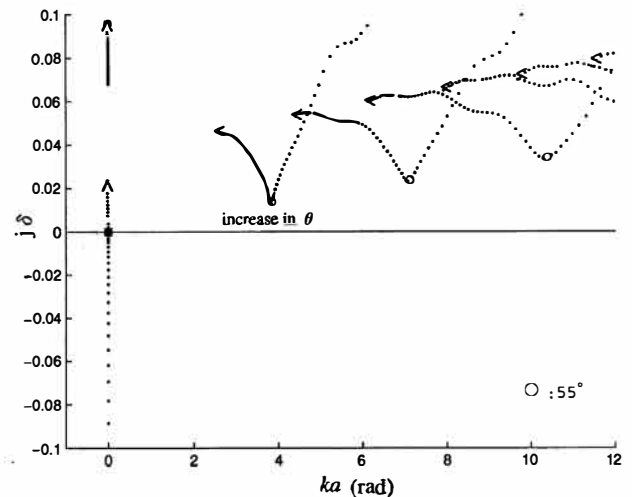


図12 [20, 100]度間における散乱波の零点軌跡
Fig.12 Locus of zeros of the scattering wave functions for selected value θ between 20° and 100° .

方へと移動する。

$ka < 1$ の帯域では虚軸上には二つの零点の移動が観測される。一つは、球体表面に回り込むにつれ、虚軸上の非最小位相零点が下半平面から上半平面（最小位相の零）に直線的に移動する。図12で0 Hzの零点が下半平面から上半平面に移る境界点は90度である。もう一方は、最小位相領域内で実周波数軸より遠方へと変化する。すなわち、虚軸上(0 Hz)には、実周波数軸上に固定された零点、非最小位相領域から最小位相領域に収束する零点、最小位相領域内で徐々に実周波数軸遠方へと移動する零点の三つが存在する。散乱波の非最小位相成分の発生はこの虚軸上の二つ目の零点の移動に起因する。

図13は θ が、80度から100度まで1度ごとに散乱波の(a) group delay および (b) 振幅特性で示す。虚軸上の零点の影響は、 $ka < 1$ の帯域に現れている。振幅特性では80度から90度になるにつれ二つ目の零点が実周波数軸に接近し0 Hzの谷が急しゅんになる。90度から100度間では零点が実周波数軸より離れ、滑らかになる。

5.2 零点生成のモデル

複素周波数平面虚軸上の零点生成過程を考察する。散乱波は s 平面の虚軸上には三つの零点を有する。第1の零点は散乱波の直流成分が0に起因する零点である。これは、観測点によらず存在する。第2は最小位相領域内で移動する零点である。第3は観測点が球体後方から前方へと変化するにつれ、非最小位相領域から最小位相領域へと移動する零点である。図14(a),

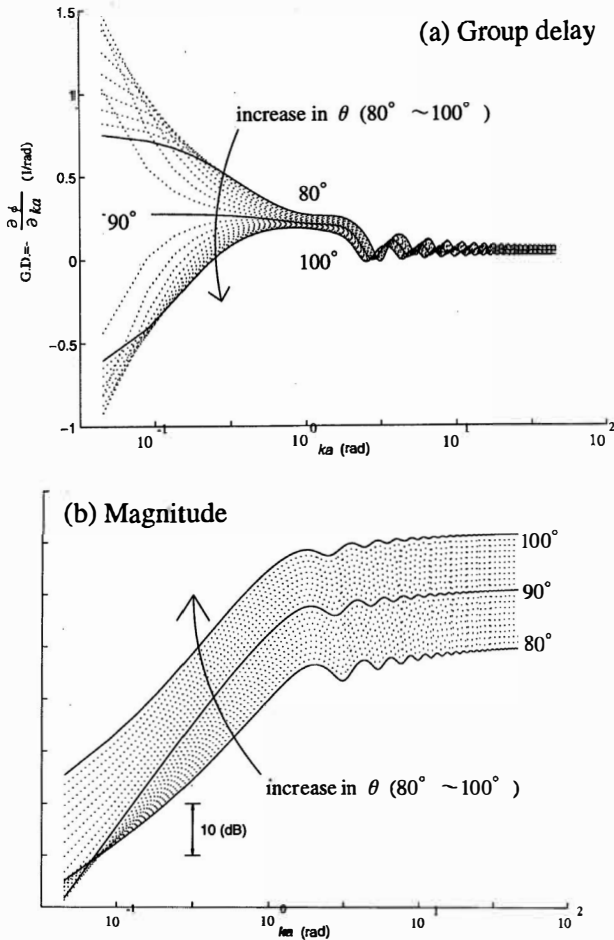


図 13 低周波領域における散乱波の群遅延と振幅特性
Fig. 13 Group delays and magnitudes of the scattering waves for a low frequency band. (a) Group delay and (b) Magnitude.

(b) に最小位相の零, 非最小位相の零の含む波形をそれぞれモデル化した。

図 14 の零点は,

$$\frac{1}{z^k} (h_0 z^k - h_k) = 0 \quad (18)$$

の解である。従って,

$$z^k = \frac{h_k}{h_0} \begin{cases} < 1, (|h_0| > |h_k|) \\ > 1, (|h_0| < |h_k|) \end{cases} \quad (19)$$

となる。

図 14 (a) の波形は複素周波数平面虚軸上で最小位相の零点を含み, 図 14 (b) の波形は複素周波数平面虚軸上で非最小位相の零点を含む。散乱波は, 第 1 波の反射波あるいは直達波を打ち消す成分と, 第 2 波の回折波に分離して考えられる。第 3 の零点は, 球体後方では回折波のエネルギーが第 1 波のエネルギーに比べ大きい球体後方では非最小位相となる。しかし, 観

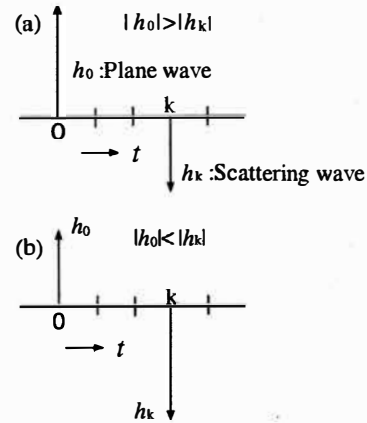


図 14 散乱波の虚軸上の零点を発生させるモデル
Fig. 14 Scattering wave models for zeros on the imaginary axis.

測点を次第に前方へ移動するにつれ散乱波のエネルギー比は次第に第 1 波の方が大きくなり, 境界点 (90 度) を境に零点は最小位相領域に移動する。

6. 球体散乱波の測定実験

6.1 散乱波の測定値と理論解の比較

上記数値検討を確認するため, 球体散乱音場を実測した。測定実験は無響室でボーリング球を用いて測定した。無響室は縦 6.0 m, 横 5.6 m, 高さ 6.2 m で, 周りに高さ 0.75 m のグラスウールのくさびが張り詰められている。剛球モデルのボーリング球は硬質プラスチック製の半径 10.75 cm の球を使用した。球体固定のため球体中央に 24 mm のタップドリルで治具穴を一つ開け, ボーリング球を三脚で固定した。スピーカは BOSE 社製 101MM 型, マイクロホン は ACO 社製 7013 型である。散乱インパルス応答の測定では, 測定基準信号として Time Stretched Pulse 信号 (TSP 信号) [12] を用い, スピーカから TSP 信号を放射させ, スピーカ-マイクロホン間の伝達特性をサンプリング周波数 $f_s = 48 \text{ kHz}$ によって收音した。

TSP 信号は周波数振幅特性が平たんで, インパルス信号による計測に比べ SN 比に優れている。TSP 信号の位相特性は周波数の 2 乗に比例し, 本実験ではこの比例係数を $10.9083 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^2$ とした。測定インパルス応答はこの TSP 信号による応答を 50 回同期加算して求め, 一つの観測点につき, 散乱体を置いたときのインパルス応答と散乱体を取り除いたときのインパルス応答を測定した。剛球を置いたときのインパルス応答は直達波 \hat{h}_i と散乱波 $\hat{h}_s(t)$ の和すなわち

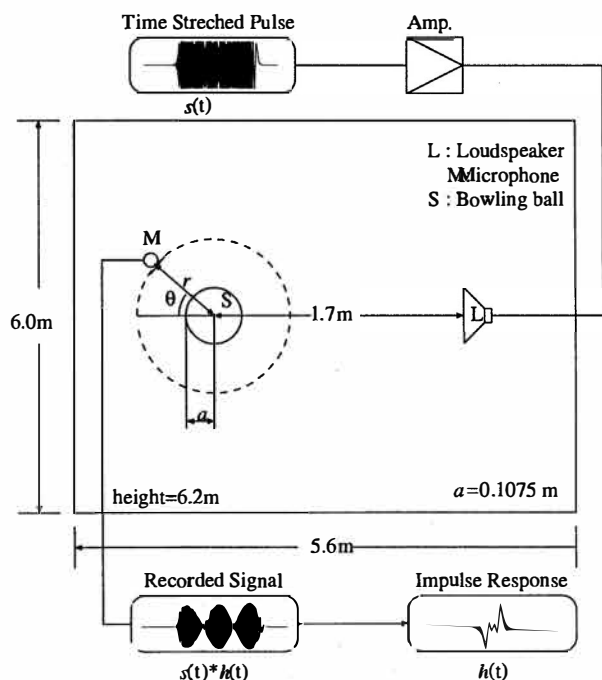


図 15 ボーリング球による実験系

Fig. 15 Experimental arrangement using a bowling ball as a hard sphere in an unechoic room.

観測波形 $\hat{h}(t)$, 剛球を取り除いたときの波形は直達波 $\hat{h}_i(t)$ と考えられるので, 測定実験より求められる散乱波は

$$\hat{h}_s(t) = \hat{h}(t) - \hat{h}_i(t) \quad (20)$$

である。しかし、これらのインパルス応答は、それぞれの自由空間における理論解に、スピーカ、マイクロホンのインパルス応答が畳み込まれたものとなる。

実験環境を図 15 に示す。スピーカ中心から球体中心までの距離を 1.7 m とし、球体表面からマイクロホンまでの距離をそれぞれ 5 cm, 10 cm, 15 cm, 20 cm の 4 通りとした。入射平面波進行方向と、球体中心からマイクロホン方向のなす角 θ を、球体後方 ($0^\circ \leq \theta < 90^\circ$) では 15° ごと、球体前方 ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) では 30° ごとにした。

図 16 は球体表面からマイクロホンまでの距離を 5 cm, 観測角度をそれぞれ (a) $\theta = 0^\circ$, (b) $\theta = 30^\circ$ としたときの散乱波の時間領域における比較例である。図 16 は式 (18) によって得られる測定散乱波 \hat{h}_s と, 理論解を $h_s(t)$, スピーカ, マイクロホンを含む実験系のインパルス応答を $\hat{h}_i(t)$ とした畳込み $h_s(t) * \hat{h}_i(t)$ 時間波形である。

図 17 (a), (b) はそれぞれ図 16 に対する周波数領域

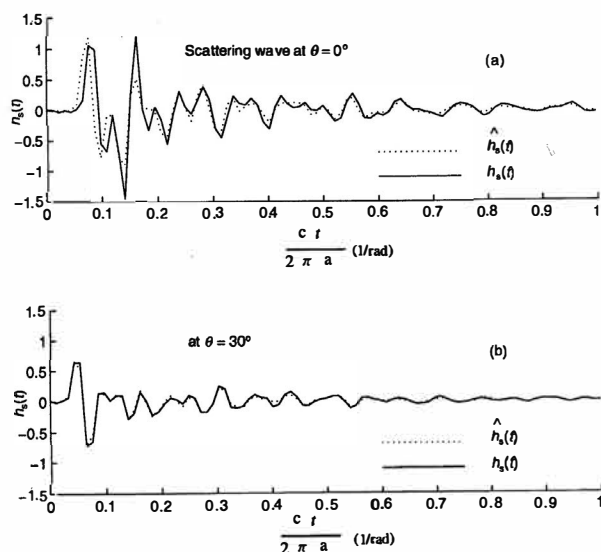


図 16 時間領域における散乱波の実測値と理論値の比較

Fig. 16 Measured scattering waves \hat{h}_s and theoretically estimated scattering waves h_s for (a) $\theta = 0^\circ$ and (b) $\theta = 30^\circ$.

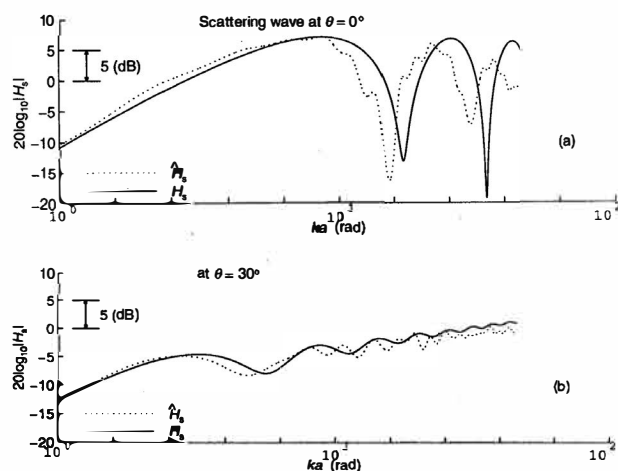


図 17 周波数領域における散乱波の実測値と理論値の比較

Fig.17 Measured scattering waves \hat{H}_s and theoretically estimated scattering waves H_s for (a) $\theta = 0^\circ$ and (b) $\theta = 30^\circ$.

における比較例である。点線は測定散乱波 $\hat{H}_s(\omega)$ を，実験系の伝達関数を $\hat{H}_i(\omega)$ として，理論散乱波を両者の除算 $\hat{H}_s(\omega)/\hat{H}_i(\omega)$ で近似した周波数振幅特性である。実線は式 (6) によって得られる理論散乱波 H_s である。時間領域，周波数領域とも測定散乱波は理論散乱波にほぼ一致していることがわかる。

6.2 測定散乱波の零点分布

図 18 は観測波から直達波を取り除いた測定散乱波の零点である。図 12 で示した理論解の零点軌跡を点線で図示し、30, 45, 75, 90 度の各散乱波の零点を○印で重ねて図示した。零点の分布において高周波数帯

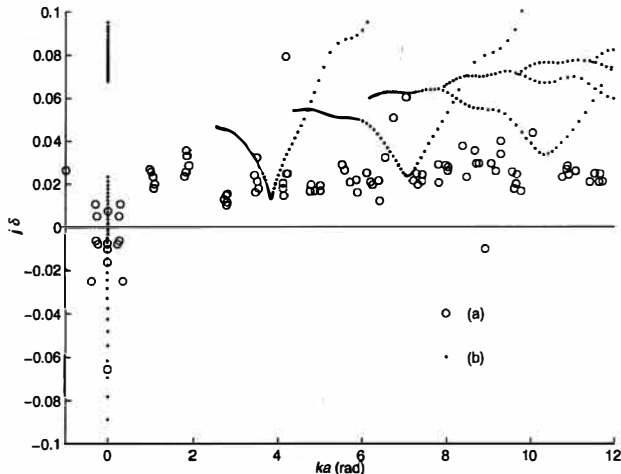


図 18 測定した後方散乱波の零点分布 (30~90 度, 15 度おき)

Fig.18 Distribution of zeros of measured scattering waves (30, 45, 60, 75, 90 deg), and Locus of zeros of theoretical scattering waves. (a) measured zero, (b) theoretical zero.

域では理論曲線からずれがあるものの、低周波数領域で測定解がほぼ理論曲線近辺に分布することがわかる。

7. む す び

本論文では頭部伝達関数や人の移動による室内伝達関数の変動を推定する基礎検討を目的として散乱体の位相特性を明らかにした。散乱音場の理論解の一例として、剛球、軟球による散乱音場解を波動方程式より求め、散乱体近傍の散乱波の位相特性を数値的に解析した。その結果、R. Lyon によって予測された散乱波の最小位相性について、軟球による散乱音場では散乱波が観測点によらず最小位相特性を有することを実証した。また、剛球による散乱波も入射平面波に対し球体前方では最小位相特性を有することがわかった。球体後方では、球体近傍で非最小位相信号となるが、遠方になるにつれ最小位相特性に漸近していることを示した。また、散乱波の非最小位相成分は複素周波数平面的虚軸 (0 Hz) に存在する零点が主要因であり、この零点は球体後方から球体前方で観測するほど虚軸上で非最小位相領域から最小位相領域に向かって移動することがわかった。これら剛球、軟球の両散乱音場の結果より、球体近傍の後方の一部を除いて、散乱波は低周波数域以外ではほぼ最小位相特性となる。これら球体散乱波の特性をボーリング球散乱波の実測によっても確認した。

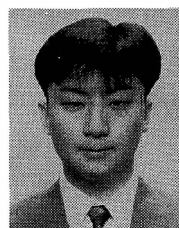
謝辞 球体散乱音場の位相特性に関する本研究の動

機づけと研究の枠組について御提案を頂いた、マサチューセッツ工科大学 R.H. Lyon 教授に厚くお礼申し上げる。また、測定実験でお手伝頂いた金沢大学松尾和明君、山崎雅和君に感謝致します。

文 献

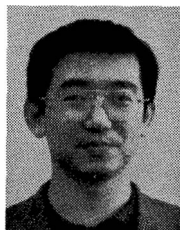
- [1] P.M. Morse, Vibration and Sound, pp.346-360, McGRAW-HILL BOOK, New York, 1948.
- [2] D.L. Sengupta, et al, Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes, pp.353-415, Hemisphere Publishing, New York, 1986.
- [3] P.M. Morse and H. Feshbach, Methods of Theoretical Physics, pp.1064-1106, McGRAW-HILL BOOK, New York, 1953.
- [4] 寺沢寛一, 自然科学者のための数学概論 (応用編), 岩波, 1960.
- [5] L. Flax, L.R. Dragonette, and H. Uberall, "Theory of elastic resonance excitation by sound scattering," J. Acoust. Soc. Am., vol.63, no.3, pp.723-731, March 1978.
- [6] G.C. Graunard and H. Uberall, "RST analysis of monostatic and bistatic acoustic echos from an elastic sphere," J. Acoust. Am., vol.73, no.1, pp.1-12, Jan. 1983.
- [7] D. Brill and G.C. Graunard, "Resonance theory of elastic sphere," J. Acoust. Am., vol.81 (1), pp.1-21, Jan. 1987.
- [8] P.D. Thorne, T.J. Brudner, and K.R. Waters, "Time-domain analysis of acoustic scattering by sphere," J. Acoust. Am., vol.95 (5), pp.2478-2487, May 1994.
- [9] G.C. Gaunard, H. Huang, and H.C. Strifors, "Acoustic scattering by a pair of spheres," J. Acoust. Am., vol.98 (1), July 1995.
- [10] M. Tohyama, R.H. Lyon, and T. Koike, "Reverberand phase in a room and zeros in the complex frequency plane," J. Acoust. Am., vol.89 (4), pp.1701-1707, April 1991.
- [11] M. Tohyama, R.H. Lyon, and T. Koike, "Pulse waveform recovery in a reverberant condition," J. Acoust. Am., vol.91 (5), pp.2805-2812, May 1992.
- [12] Y. Suzuki, F. Asano, and T. Sone, "On the simulation of a transfer function of an acoustic system (Part 2) (in Japanese)," J. Acoust. Soc. Japan, vol.45 (1), pp.45-50, Jan. 1989.

(平成 9 年 3 月 21 日受付, 6 月 9 日再受付)



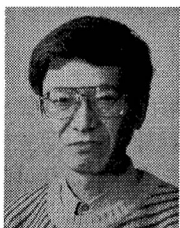
広林 茂樹 (正員)

1994 工学院大工学研究科修士課程了。
1995 同大学院博士課程中退。同年金沢大・工・助手。主として、室内音響、音響波動・振動論、音響信号処理、音場制御、流体伝達系のモデル化に関する研究に従事。電気学会、計測自動制御学会、日本音響学会、米国音響学会各会員。



木村 春彦 （正員）

1974 電機大・工・応用理化学卒。1979 東北大工学研究科博士（情報工学）課程了。同年富士通勤務。1980 金沢女子短大講師。1984 金沢大学経済学部助教授を経て、現在、同大学工学部電気情報工学科教授。その間、最適コード変換、プロダクションシステムの高速化の研究に従事（工博）。情報処理学会、人工知能学会各会員。



東山三樹夫 （正員）

1975 早大大学院博士課程了。同年電電公社（現、NNT）入社。以来、音響振動論、信号処理に関する研究に従事（工博）。1993 工学院大学電子工学科教授、現在に至る。日本音響学会、米国音響学会、IEEE 各会員。