

博士論文

パラメトリックスピーカを用いた
材料の吸音特性の測定法に関する研究

菅原 彬子

Nomenclature

第 1 章

α	吸音率
Z	音響インピーダンス
ρ	空気密度
c	空気中の音速
r_p	音圧反射係数

第 2 章

k	波数
ρ	空気の密度
c	空気中の音速
x_i	受音点位置 ($i = 1, 2$)
p_i	受音点 x_i での音圧 ($i = 1, 2$)
x_M	受音点位置 x_1, x_2 の中点
p_M	中点 x_M での音圧
v_M	中点 x_M での粒子速度
H_{12}	受音点 x_1, x_2 間の伝達関数
r_p	音圧反射係数
α	吸音率
Z_S	材料の表面インピーダンス
Z_M	中点 x_M でのインピーダンス
ω	音波の角周波数
d	試料表面から x_M までの距離
d_r	受音点位置 x_1, x_2 間の距離
p_0	入射波の初期振幅
r_i	音源 S から受音点 x_i までの距離 ($i = 1, 2$)
r'_i	仮想音源 S' から受音点 x_i までの距離 ($i = 1, 2$)
R	音源-試料間距離
h	Garai の反射法 [1] における受音点-試料間距離
T_W	時間窓長
r_a	音波の試料への入射範囲 (active surface)
θ	音波の入射角
$Z_{S\theta}$	入射角 θ での試料の表面インピーダンス
z	空間座標 (音軸方向)
r	空間座標 (径方向)
t	時刻
t'	遅れ時間

η	ずり粘性
ζ	体積粘性
κ	熱伝導係数
c_v	定積比熱
c_p	定圧比熱
b	媒質の散逸性を表す係数 ($= \zeta + 4\eta/3 + \kappa(1/c_v - 1/c_p)$)
∇_{\perp}^2	音軸に垂直な径方向面内の 2 次元ラプラシアン
R_d	レイリー長
λ	波長
α	空気中の吸収係数
x_S	衝撃波形成距離
τ	無次元 KZK 方程式における時刻
\bar{p}	無次元 KZK 方程式における音圧
σ	円柱座標系の空間座標 (音軸方向, 無次元)
ξ	円柱座標系の空間座標 (径方向, 無次元)
$\bar{\nabla}_{\perp}^2$	円柱座標系の径方向面内の 2 次元ラプラシアン (無次元)
τ_p	変形ビーム方程式における時刻 (無次元)
T	変形ビーム方程式における音圧 (無次元)
u	変形ビーム方程式における円柱座標系の空間座標 (径方向, 無次元)
ω_m	1 次波の中心角周波数
R_{dm}	1 次波の中心周波数に対するレイリー長
x_{Sm}	1 次波の中心周波数に対する衝撃波形成距離
α_m	1 次波の中心周波数に対する吸収係数
$F_i(u)$	音源の分布関数 ($i = 1, 2$)
$\Delta\sigma$	音軸方向の空間離散幅
Δu	径方向の空間離散幅

第 3 章

p	音圧
k	波数
t	時刻
z	空間座標 (音軸方向)
ρ	空気の密度
c	空気中の音速
ω_i	1 次波の角周波数 ($i=1,2, \omega_1 > \omega_2$)
f_i	1 次波の周波数 ($i=1,2, f_1 > f_2$)
k_i	1 次波の波数 ($i=1,2$)

p_i	1 次波音圧 ($i=1,2$)
p_{0i}	1 次波の初期音圧振幅 ($i=1,2$)
α_i	1 次波の吸収係数 ($i=1,2$)
p_{\pm}	2 次波音圧
β	非線形パラメータ
ω_s	和音の角周波数 ($= \omega_1 + \omega_2$)
k_s	和音の波数 ($= k_1 + k_2$)
ω_d	差音の角周波数 ($= \omega_1 - \omega_2$)
k_d	差音の波数 ($= k_1 - k_2$)
e_k	運動エネルギー密度 ($= \rho v \cdot v/2$)
e_p	位置エネルギー密度 ($= p^2/(2\rho c^2)$)
L	ラグランジアン ($= e_k - e_p$)
s	単位時間・単位体積あたりの質量湧き出し量
a	音源半径
r	空間座標 (径方向)
σ	円柱座標系の空間座標 (音軸方向, 無次元)
u	変形ビーム方程式における円柱座標系の空間座標 (径方向, 無次元)
$\Delta\sigma$	音軸方向の空間離散幅
Δu	径方向の空間離散幅
α_m	1 次波の中心周波数に対する吸収係数
γ	比熱比

第 4 章

f_c	フォノン結晶のバンドギャップの中心周波数
a	フォノン結晶の構造体周期
d	フォノン結晶の構造体直径
β	フォノン結晶への音波入射角度

第 5 章

ρ	空気の密度
c	空気中の音速
p	音圧
ω	角周波数
k	波数
x_i	受信点位置 ($i = 1,2$)
p_i	受信点での音圧 ($i = 1,2$)
x_M	受信点位置 x_1, x_2 の中点
p_M	中点 x_M での音圧

v_M	中点 x_M での粒子速度
$p^{(n)}$	p の n 階微分
Z_e	中点 x_M でのインピーダンスの推定値
ω	音の角周波数
d_r	受音点位置 x_1, x_2 間の距離
e	基準化近似誤差
R	音源-試料間距離
h	受音点 x_2 -試料間距離

第 6 章

x_i	受音点位置 ($i=1,2$)
p_i	受音点での音圧 ($i=1,2$)
ϕ	音源信号の位相反転駆動の放射角度
θ	音波の入射角度
R	音源-試料間距離
ρ	空気の密度
α_θ	入射角 θ のときの吸音率
$Z_{S\theta}$	入射角 θ のときの材料の表面インピーダンス

付録 A

S	ピストン音源の面積
V	ピストン音源の振動速度
V_0	ピストン音源の振動振幅
ω	振動の角周波数
r	原点 O から受音点 RP までの距離
r'	分布音源の任意の音源点 z から受音点 RP までの距離
θ	原点 O からみて音軸と受音点 RP のなす角度
Q	体積速度
R_d	レイリー長 ($= \pi a^2/2$)
$D_A(\theta)$	ピストン音源の指向性関数
θ_{HP}	-3 dB 指向角
l	縦型アレイ音源のアレイ長
σ_Q	単位長あたりの体積速度
$D(\theta)$	縦型アレイ音源の指向性関数

目次

Nomenclature	ii
第 1 章 序論	1
1.1 研究背景と目的	2
1.2 本論文の構成	6
第 2 章 既往研究	9
2.1 吸音特性の測定法に関する既往研究	10
2.1.1 垂直入射吸音特性の測定法	10
2.1.2 斜入射吸音特性の測定法	13
2.2 パラメトリックスピーカに関する既往研究	14
2.2.1 パラメトリックスピーカに関する基本事項	14
2.2.2 非線形数値解析に関する基本事項	15
第 3 章 パラメトリックスピーカの音源特性に関する検討	20
3.1 第 3 章の目的	21
3.2 パラメトリックスピーカの再生原理	21
3.2.1 パラメトリックアレイ現象	21
3.2.2 再生システム	23
3.3 音源特性に関する理論的検討	24
3.3.1 解析条件	27
3.3.2 結果と考察	27
3.4 音源信号に関する検討	30
3.4.1 Swept-sine 信号の作成	30
3.5 擬音の影響に関する検討	32
3.5.1 無指向性マイクロホンを用いた差音の計測	33
3.6 本章のまとめ	34
第 4 章 擬音の低減手法に関する実験的検討	37
4.1 第 4 章の目的	38
4.2 フォノニック結晶による擬音の低減	38
4.2.1 フィルタ特性の計測	39
4.3 音源信号の位相反転駆動による擬音の低減	41
4.4 擬音の低減効果の確認	42
4.4.1 差音の周波数特性の計測	42
4.4.2 音源信号の位相反転駆動時の音圧の横方向分布の計測	43
4.5 パラメトリックスピーカの基本特性の計測	46
4.5.1 放射指向特性の計測	47

4.5.2	距離減衰特性の計測	51
4.6	本章のまとめ	54
第 5 章	多孔質材料の垂直入射吸音特性の計測	56
5.1	第 5 章の目的	57
5.2	実験条件の設定	57
5.3	無響室での実験	58
5.3.1	実験手順	58
5.3.2	分析手順	62
5.3.3	リファレンスデータの計測	64
5.3.4	実験結果と考察	65
5.4	現場実験	71
5.4.1	実験手順	71
5.4.2	実験結果と考察	74
5.5	本章のまとめ	80
第 6 章	多孔質材料の斜入射吸音特性の計測	88
6.1	第 6 章の目的	89
6.2	音源信号の位相反転駆動における零点の拡張に関する検討	89
6.2.1	音圧の横方向分布の計測	91
6.2.2	距離減衰特性の計測	93
6.3	無響室での実験	94
6.3.1	実験手順	94
6.3.2	リファレンスデータの計測	96
6.3.3	実験結果と考察	98
6.4	現場実験	99
6.4.1	実験手順	99
6.4.2	実験結果と考察	101
6.5	本章のまとめ	108
第 7 章	総括	154
7.1	本研究の成果	155
7.2	今後の課題	157
付録		158
付録 A	音源の指向性に関する基本事項	159
A.I	ピストン音源の特性	160

A.II 縦型アレイ音源の特性	161
参考文献	164

第 1 章

序論

1.1 研究背景と目的

身の回りを取り巻く音環境は、空気や熱、臭い等と並んで人々の生活や健康に影響を与える重要な環境要因のひとつである。そのため、人々が快適に過ごせるよう室の使用目的に応じて適切な音響設計をする必要がある。例えば、不特定多数の人々が利用する公共空間や、講義室、会議室などでは音声は明瞭に伝達されるように、また、コンサートホール等では楽音が室全体に均質に、心地よく響くよう音響設計がされる。室内における音声や楽音の伝達だけでなく、屋外から侵入した外部騒音を遮断する遮音性能や、室内外で発生した環境騒音を適切に吸音し、静かな室内環境を保つことも、音響設計の重要な目的である。室内に存在する音をいかに吸音するかという問題は、上に列挙したような室内での”静穏な環境”、”心地よい響き”、”聞き取りやすさ”、これら全てに密接に関与する。したがって、適切な吸音設計を行い、室の目的に応じた適切な音環境を形成するには、建築材料の吸音特性を正確に把握し、適切に配置することが重要である。

材料の吸音特性はその入射条件によって大きく 3 つにわけられる。測定対象とする材料の法線方向から入射する垂直入射 (図 1.1(a))、斜め方向から入射する斜入射 (図 1.1(b))、全ての方向からランダムに入射する乱入射 (図 1.1(c)) である。室内音響設計では取り扱いが容易なために拡散音場が仮定されることが多く、このような場合には建築材料に対し全方向からランダムに音波が入射すると仮定されるため乱入射吸音特性が必要となる。実務的には JIS で規格化されている残響室法吸音率 [2] を用いるのが一般的である。一方で、各入射条件に対する吸音特性それ自体が必要となる場合も多くある。例えば材料開発や品質管理には、材料としての最も基本的な性能である垂直入射吸音特性が用いられる。また道路の路面舗装や防音壁のように入射角がおおよそ特定できるような場面での吸音設計をする場合には斜入射吸音特性が必要となる。このように各入射条件の吸音特性は必要に応じて様々な用途で用いられる重要な性能であり、そのデータの整備のためにも簡便かつ汎用性の高い測定法が求められている。

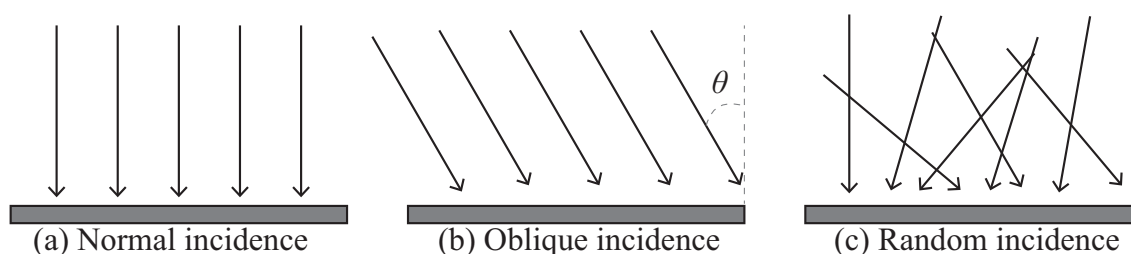


図 1.1: Incident conditions

材料の吸音特性は、一般にその表面での音響インピーダンスや吸音率で定義される。吸音率はその名の通り、入射波エネルギーに対して材料が吸音するエネルギーの比のことであり、媒質である空気と材料の特性インピーダンスの比から求められる。空気の密

度を ρ 、音速を c とする。自由音場で空気中から材料に平面波が入射すると仮定し、空気と材料の特性インピーダンスをそれぞれ ρc 、 Z とすれば、音圧反射係数 r_p は

$$r_p = \left| \frac{Z/\rho c - 1}{Z/\rho c + 1} \right|^2 \quad (1.1)$$

吸音率 α は

$$\alpha = 1 - |r_p|^2 = 1 - \left| \frac{Z/\rho c - 1}{Z/\rho c + 1} \right|^2 \quad (1.2)$$

で求められる。

通常、吸音特性を理論的に求める際には、周囲の環境による影響を除外して材料そのものの特性だけを考えるため、自由音場で無限大の試料に無限幅の平面波が入射することを仮定する。しかし、現実にはこの音響的条件を再現することは不可能であり、有限サイズの試料や実験室を用いなければならず、試料の端部回折や周囲からの反射といった不要な音波との干渉による計測誤差が生じることになる。したがって、吸音特性の測定を行う際にはこのような不要な音波を低減し、上記の理想的な音響条件を再現するための工夫をしなければならないという点が大きな課題となる。

吸音特性の測定法としては大きく 3 種類に分けられる。専用の機材を用いて小試料を計測する方法、残響室や無響室のような実験室で自由音場・拡散音場を仮定する測定法、実際の使用状態 (現場) に施工された材料を計測する方法である。表 1.1 に示すように、このような不要な音波の影響を回避し、上記の音響的条件を満たした計測を行うため、これまで種々の測定法が提案されてきた。例えば、専用の機材を用いて小試料を計測する手法として、垂直入射吸音特性の計測では音響管を用いた手法が ISO で規格化されており、簡便かつ精度の良い測定法として現在に至るまで広く用いられている [3, 4]。音響管法は管の一端にスピーカを、他端に試料を設置し、管内の音場を計測することで試料の垂直入射吸音特性を求める測定法であるが、測定対象とする音波の波長より小さい径の管を使用することで管内の音波が平面波となる。また、斜入射吸音特性の測定法として、小試料を薄型チャンバーで計測する手法が、近年、佐久間らにより提案されている [5]。ただし、音響管や薄型チャンバーを用いたこれらの手法では、小試料を用いるがゆえに切断精度や支持条件に起因する計測誤差が生じる点や試料の背後構造が実条件と乖離するという点が問題となる。そのため、無響室で自由音場を仮定して垂直・斜入射吸音特性の計測を行う手法や、現場測定法も提案されており [1, 6–14]、近年では音響機器メーカーからそれらに準じた測定システムが製品として販売されているものもある (B&K 社、Microflown 社等)。無響室での垂直入射吸音特性の測定法としては、試料との距離をある程度離してマイクロホンを 1 つ設置し、音源からの直接音と試料からの反射音を時間的に分離する Garai の反射法 [1] や、試料近傍に設置した 2 つのマイクロホン間の伝達関数から試料の表面インピーダンスを求める Allard らが提案した手法 [6] がよく知られている。また、斜入射吸音特性の

測定法としては、垂直入射と同様試料近傍に設置した 2 つのマイクロホンの伝達関数からインピーダンスを求める Allard らの 2 マイクロホン法 [8]、入射角と反射角が等しいとして、剛壁のみを設置した場合のインパルス応答の反射成分と試料を設置した場合の反射成分のエネルギー比から吸音率を求める Kimura らの手法 [13] のほか、空間フーリエ変換を利用して音波を平面波要素に分解することで音圧反射係数を求める Tamura らの手法なども知られている [14]。ただし、無響室での計測では、試料端部からの回折との干渉により計測誤差を生じるという問題があり、これをできるだけ低減するために測定対象周波数に応じて音源、試料、受音点の配置に幾何的な制約が必要である。Kimura らは論文中で斜入射吸音特性を計測する際に要する最小の試料サイズについて検討しており、剛壁と音源の距離を 3 m とした場合に必要な試料サイズは 16 m² 程度であり、その条件で $\theta=45$ 度まで計測可能であると述べている。材料の吸音特性は実験室実験で得られるような材料自体の特性だけでなく施工条件にも左右されるため、実際の使用状況での計測を行う現場もまた重要である。現場測定法の中には、道路の路面の吸音特性を計測する手法として JIS D 8301 [15] に定められている手法のように現場測定用の音響管 (ISO 13472-2 [16] に準拠) を用いた測定法もあるが、多くは無響室と同様の測定法が用いられる [7,11]。ただし、現場実験は周壁からの反射の影響を受けるため無響室での実験よりさらに困難である。特に、斜入射吸音特性の計測は回折や周壁からの反射の影響を受けやすい。表 1.1 に示す測定法をはじめとして斜入射吸音特性の測定法はこれまでいくつか提案されてきているが、その困難さ故に標準化された測定法は未だ確立されておらず、ほとんどデータが存在していないのが現状である。ゆえに、斜入射吸音特性を計測できる簡便かつ汎用性の高い測定法が望まれている。乱入射吸音特性の測定法としては、先述のように残響室法吸音率が JIS A 1409 に規格化されているほか、現場測定法として EA-noise 法が Takahashi らにより提案されている [17]。この方法はアンビエントノイズを音源として用いる手法であり、2 マイクロホン法やマイクロホンと粒子速度センサが一体となった p-u センサ [9] を適用した実験的検討がなされている [17,18]。

ここまでで、吸音特性の測定法に関する現状をまとめ、各入射条件の吸音特性は必要に応じて様々な用途で用いられる重要な性能であり、そのデータの整備のためにも簡便かつ汎用性の高い測定法が求められていると述べた。本論文ではこのうち垂直・斜入射吸音特性に着目し、不要な音波による計測誤差を低減し、無響室・現場双方で用いることのできる材料の吸音特性の測定法を提案することを目的に研究を行う。本論文ではそのアプローチとして音源の指向性に着目し、超指向性スピーカを音源として用いることを考える。

1960 年にその理論が Westervelt により発表されたパラメトリックアレイ現象 [19] を応用した超指向性スピーカとして、1983 年に Yoneyama らにより提案された [20] パラメトリックスピーカは、非常に高音圧な超音波を音源信号として用い、その非線

表 1.1: Using purposes and measurement methods of absorption properties

		垂直入射	斜入射	乱入射
使用目的		材料の研究開発・品質管理	道路の路面舗装, 防音壁の設計等	室内音響設計における吸音率
実験室 実験	小試料 + 専用の機材	音響管法(JIS A1405-1,2)[3,4]	薄型チャンバーによる測定法[5]	-
	実験室(無響室・残響室)	2マイクロホン法[6], 反射法[1], p-uセンサによる測定法[9]	2マイクロホン法[8], パルス法[13], 空間フーリエ変換による測定法[14]	残響室法(JIS A1409)[2]
現場実験		2マイクロホン法[7], マイクロホンアレイ法[10], JIS D8301[15]	反射法[11]	EA-noise法[17,18]

形性を利用して可聴音をビーム状に放射することができる。これを音源として用いることで、材料に音波を局所的に入射し、不要な回折や反射の影響を低減した計測ができると期待される。

パラメトリックスピーカの初期の研究は水中音響が中心であり、近年空気中での応用研究も進み既製品として販売されるようになった。しかし研究としては主に音声伝達を目的としたものが多く、建築材料の計測に用いられた例はほとんどない。そのため、計測に用いる上での注意点が不明であり、まずこれを把握した上で計測への応用可能性を検討する必要がある。

以上を踏まえ、本研究では以下の 2 つの目的を柱として研究を行う。

1. パラメトリックスピーカを計測に用いる上で解決すべき課題や適用範囲を明確にするため、音源の基本特性を把握する。
2. 無響室及び現場における材料の吸音特性の計測へのパラメトリックスピーカの応用可能性を探る。

本研究で不要な反射や回折の影響を低減した測定法を提案できれば、幾何的な制約を緩和して適用範囲を拡げることができるため、簡便かつ汎用性の高い測定法として有益なツールとなると期待される。また、パラメトリックスピーカの指向性は実験室・現場双方で有効であると考えられる。実験室・現場双方での計測が可能となれば、施工条件による材料特性の変化を知ることができるという点で室内音響設計において有益である。さらに、簡便で汎用性の高い現場測定法は、施工後の室で生じる音響障害

などの問題を解決する一助となると考えられる他、計測した境界条件を数値解析等の境界条件として適用することもできる。

1.2 本論文の構成

本論文は全 7 章から構成されている。

第 1 章では本研究の背景と目的について述べる。

第 2 章では既往研究について記述する。本論文は、簡便かつ汎用性の高い材料の吸音特性の測定法を提案するためのアプローチとして音源を超指向性スピーカとすることを考えるが、ベースとなる測定原理は従来法に準拠する。そこで、第 2.1 節では第 1.1 節で述べた様々な吸音特性の測定法のうち、本論文に関連する吸音特性の測定法をまとめる。また、本論文で音源として用いるパラメトリックスピーカや、第 3 章での理論的検討に用いる非線形波動方程式に関する基礎事項及び既往研究を第 2.2 節に簡潔にまとめる。

第 3 章、第 4 章ではパラメトリックスピーカを材料の吸音特性の計測に応用するための予備検討として、本研究で用いるパラメトリックスピーカの音源特性を検討し、非線形性に起因する課題や適用条件について整理する。

まず、第 3 章ではパラメトリックスピーカの再生原理をまとめる。そして材料の計測に用いるための予備検討として、その基本性能を把握するため数値解析を通して音源特性に関する理論的検討を行った結果や、パラメトリックスピーカを用いる上で解決すべき大きな課題となる”擬音”と呼ばれる現象について述べる。擬音とは、音源信号として用いる高音圧な超音波が物体に入射する際に生じる非線形的な局所歪である。マイクロホンに入射する際にはこれが振動面を揺らし、計測誤差の要因となる。パラメトリックスピーカを計測に用いるためには擬音が計測に与える影響を把握し、これを低減する必要がある。そこで、第 3 章では生成される可聴音の計測を通して、擬音に起因する計測誤差を実験的に検討した。

第 4 章では、第 3 章で検討した擬音による計測誤差を低減するために用いる 2 つの手法の概要、およびそれらの効果に関する実験的な検討を行った結果について述べる。一つはフォノンニック結晶による構造的な制御、もう一つは音源の駆動方式を工夫する手法である。フォノンニック結晶は結晶構造をもつバンドギャップフィルタである。Ji らは 2016 年に数値解析及び実験による検討を行い、パラメトリックスピーカから放射する直接音について擬音の低減が可能であることを示した [21]。本研究においても擬音の原因となる超音波を受音点の手前で低減することができれば、擬音の影響なく材料の計測を行うことができると期待された。そこで、その適用可能性を検討するため、彼らの手法を参考にフォノンニック結晶を作成した。ふたつめの音源の駆動方式

の工夫とは、円形開口パラメトリックスピーカの素子群を内側と外側の 2 つのグループにわけ、位相を反転した信号を放射することで音軸上で擬音の原因となる超音波をキャンセルさせるという鎌倉らの手法 [22] を応用したものである。これにより音軸上では擬音の影響を受けずに可聴音の計測を行うことができると期待される。本論文では彼らの手法を基に、矩形開口パラメトリックスピーカの素子群を左右のグループに分け、音源信号の位相反転駆動を行うことにした。第 4 章ではこれら 2 つの手法について擬音の低減効果を確認するべく実験的検討を行ったのち、第 5 章以降の材料の計測に応用するための注意点等を確認するため、これらの手法を適用した上でのパラメトリックスピーカの音源特性を実験的に検討した。

第 5 章、第 6 章では、これまでの基礎検討を踏まえ、パラメトリックスピーカを材料の計測に用いて、その応用可能性を実験的に検討した。

第 5 章では、多孔質材料の垂直入射吸音特性に着目し、無響室及び現場で 2 マイクロホン法を用いた実験的検討を行った。まず無響室での計測では、擬音が材料の吸音特性の計測に与える影響を確認し、2 つの擬音の低減手法により計測精度が向上することを確認した。また、第 4 章で計測した放射指向特性の結果をもとに、本論文の条件における測定可能周波数と試料サイズとの関係を確認するため、試料サイズに関する考察も行った。次に、現場実験を行い、同様の実験配置で従来の線形的なラウドスピーカを用いて行った結果と比較して試料の端部回折や周壁からの反射といった不要な音波の影響に関する検討を行った。

第 6 章では、無響室および現場で多孔質材料の斜入射吸音特性を 2 マイクロホン法により計測した実験的検討について述べる。研究背景で述べたように斜入射の計測は不要な反射や回折の影響が大きい。パラメトリックスピーカの狭指向性はこの影響を低減し入射角が大きい場合でも計測ができると期待されたため、その応用可能性を探るための検討を行った。ここで解決すべき課題として、第 4 章で述べたように音源信号の位相反転駆動で超音波が低減される零点とよばれる領域が非常に狭いという点がある。斜入射の計測では 2 つのマイクロホンを零点の範囲内におさめることが困難であると予想されたため、音源信号の放射角度を調整することで零点を拡張する手法を用いることにした。本節ではまずこの手法について述べ、第 4 章と同様の基礎検討を行い、その効果を確認した。次に、無響室・現場で多孔質材料の斜入射吸音特性を計測し、従来法と比較することで不要な反射や回折による影響について実験的検討を行った。

第 7 章は総括である。本論文で得られた成果及び今後の課題について述べる。

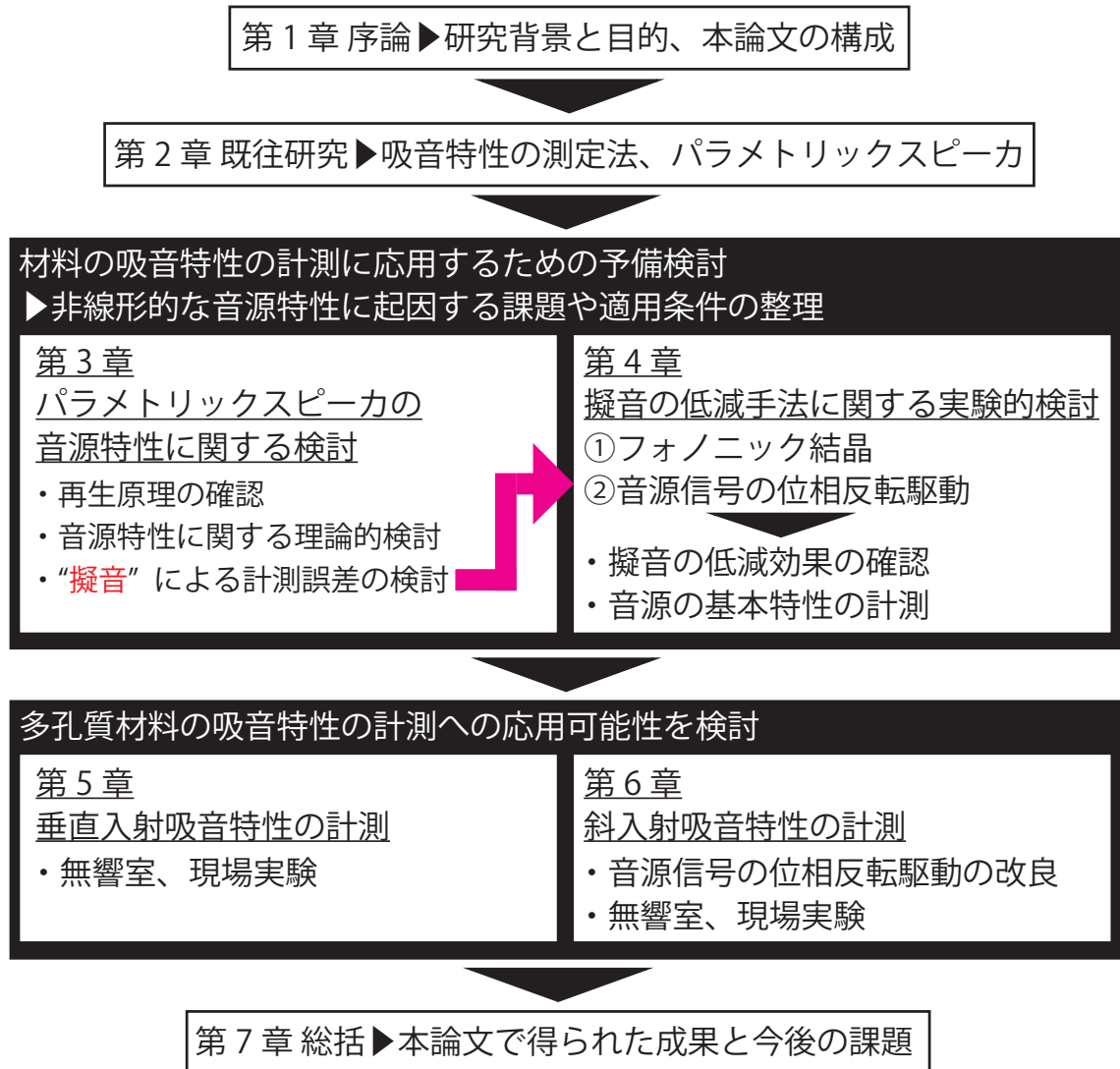


図 1.2: Organization of this thesis

第 2 章

既往研究

2.1 吸音特性の測定法に関する既往研究

本論文の目的は音源を超指向性スピーカとした方法を新たな測定法として提案することであるが、ベースとなる測定原理はこれまで提案されてきた手法に従う。そこで、第 1 章 1.1 節にまとめた既往の吸音特性の測定法のうち、本節では本論文に関連する測定法を既往研究としてまとめる。

2.1.1 垂直入射吸音特性の測定法

■ Allard らによる 2 マイクロホン法 [6, 7]

Allard らによる 2 マイクロホン法は Chung による音響管を用いた伝達関数法 [23] をベースとした無響室での垂直入射吸音特性の測定法である。この方法では振幅、位相情報を含む複素インピーダンス及び複素音圧反射係数、吸音率を求めることができ、現在もよく知られた測定法である。幾何的な制約として、Allard らは試料サイズの有限性の影響をできるだけ受けないう 2 つのマイクロホンを試料から 10 mm 以下の近傍とするよう論文中で述べている。図 2.1 のように 2 つのマイクロホンを試料近傍の位置 x_1 、 x_2 に設置し、それぞれの位置での音圧を p_1 、 p_2 とすると、マイクロホン間の中点 x_M での音圧 p_M 、粒子速度 v_M は次式で近似できる。

$$\begin{aligned} p_M &\approx \frac{p_1 + p_2}{2} \\ v_M &\approx \frac{p_2 - p_1}{j\omega\rho d_r} \end{aligned} \quad (2.1)$$

ただし、 ω は音波の角周波数、 d_r は受音点間距離である。 p_1 と p_2 の伝達関数 $H_{12}(\omega)$ を

$$H_{12}(\omega) = p_1/p_2 \quad (2.2)$$

とすれば、中点 x_M でのインピーダンスは次式で表せる。

$$\begin{aligned} Z_M &= \frac{p_M}{v_M} \\ &= j\omega\rho d_r \frac{p_1 + p_2}{2(p_2 - p_1)} \\ &= j\omega\rho d_r \frac{1 + H_{12}(\omega)}{2(1 - H_{12}(\omega))} \end{aligned} \quad (2.3)$$

空気中の特性インピーダンスは ρc であるから、表面インピーダンス Z_S は試料表面と中点 x_M の距離 d を用いて次式で表される。

$$Z_S = \rho c \frac{Z_M - j\rho c \tan\left(\frac{\omega d}{c}\right)}{\rho c - jZ_M \tan\left(\frac{\omega d}{c}\right)} \quad (2.4)$$

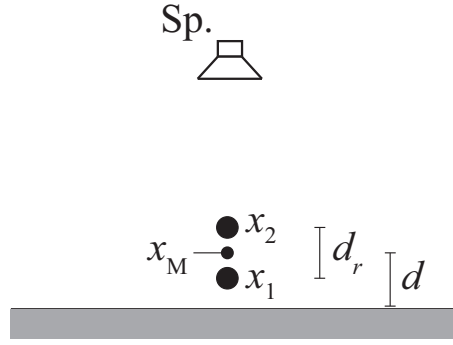


図 2.1: Arrangement of two microphone method

上記の手法は平面波入射を仮定しており、Allard らは 2 m 以上で 500 Hz 以上の音を計測する場合にこの仮定が成り立つとしている [7]。しかし現場計測を行う場合などでは、周壁からの反射といった不要な音波の影響を防ぐために音源と試料の距離をできるだけ近づけなければならず、平面波仮定が成り立たない。このようなケースでは球面波として処理をする必要がある。球面波仮定に関しては Rudnik [24]、Nobile と Hayek [25] らをはじめ多くの研究者らが取り組んできた。Allard らは Nobile と Hayek の理論を基に、音源と試料の距離が上記の条件を満たさない近距離での計測において、以下の手順で球面波仮定を行い、表面インピーダンス及び吸音率を求める手法を提案した [7]。

図 2.2 に示すように音源 S、受音点 x_1 、 x_2 、試料が配置されている場合、音場は音源 S、仮想音源 S' の 2 つの球面波音場からなると考える。音源 S から角周波数 ω 、波数 k の音波を距離 R 離れた試料に垂直入射するとき、2 つの受音点 x_1 、 x_2 での音圧 p_1 、 p_2 はそれぞれ次式で表される。

$$p_1 = p_0 \left(\frac{e^{jkr_1}}{r_1} + r_p \frac{e^{jkr'_1}}{r'_1} \right) \quad (2.5)$$

$$p_2 = p_0 \left(\frac{e^{jkr_2}}{r_2} + r_p \frac{e^{jkr'_2}}{r'_2} \right) \quad (2.6)$$

ただし、 r_1 、 r_2 、 r'_1 、 r'_2 はそれぞれ、距離 Sx_1 、 Sx_2 、 $S'x_1$ 、 $S'x_2$ である。両式の第一項は直接音 (音源 S からの寄与) を、第二項は反射音 (仮想音源 S' からの寄与) を表す項である。伝達関数を次式の通り定義すると (再掲)

$$H_{12}(\omega) = \frac{p_1}{p_2} \quad (2.2)$$

球面波を仮定した場合の伝達関数 $H_{12}(\omega)$ は次式の通りとなる。

$$H_{12}(\omega) = \frac{\frac{e^{jkr_1}}{r_1} + r_p \frac{e^{jkr'_1}}{r'_1}}{\frac{e^{jkr_2}}{r_2} + r_p \frac{e^{jkr'_2}}{r'_2}} \quad (2.7)$$

(2.7) 式を書き換えれば、音圧反射係数 r_p は次式で表すことができる。

$$r_p = \frac{\frac{e^{jkr_1}}{r_1} - H_{12}(\omega) \frac{e^{jkr_2}}{r_2}}{H_{12}(\omega) \frac{e^{jkr'_2}}{r'_2} - \frac{e^{jkr'_1}}{r'_1}} \quad (2.8)$$

この値から、次式のように表面インピーダンスを得る。

$$Z_S = \frac{1 + r_p}{(1 - r_p)(1 + 1/(jkR))} \quad (2.9)$$

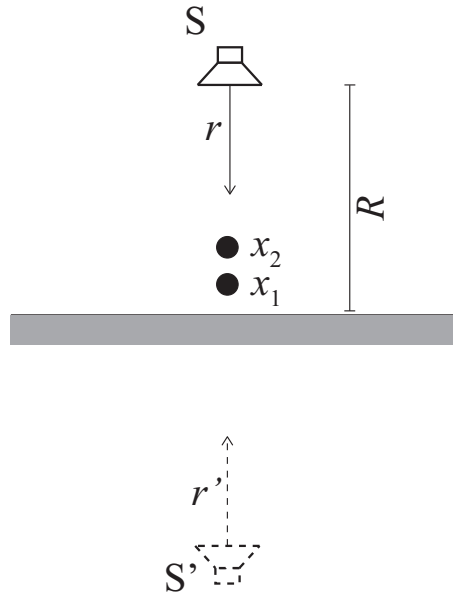


図 2.2: Spherical assumption

■ Garai による反射法 [1]

Garai の反射法は反射率および吸音率を求める手法である。この測定法では、図 2.3 のように音源、試料、受音点を設置する。音源-試料間距離、受音点-試料間距離はそれぞれ R 、 h とする。音源信号として M 系列信号を放射し、受音点で計測したインパルス応答から直接音と試料からの反射音を時間的に分離する。そしてそれぞれを狭帯域分析し、比をとることで (1.2) 式より吸音率が求まる。Garai は論文の中で周波数範囲や試料サイズ、音源と受音点及び試料の幾何学的関係に関する制限を設けている。まず、不要な反射の影響を受けないよう時間窓長 T_W をできるだけ短くする必要があるが、これは低周波数帯域の情報が失われてしまうことを意味し、測定可能な周波数に下限が生じる。また、直接音と試料からの反射音は時間軸上で分離する必要があるため、音源-試料距離 R と時間窓長 T_W の関係は音速 c を用いて

$$R \geq 2cT_W \quad (2.10)$$

としている。また、音波が平面状の試料に入射する範囲を active surface r_a とし、これが次式を満たすよう試料サイズを定めている。

$$r_a = \frac{1}{R + h + cT_W} \sqrt{\left(R + h + \frac{cT_W}{2}\right) \left(R + \frac{cT_W}{2}\right) (2h + cT_W) cT_W} \quad (2.11)$$

ここで、受音点と試料の距離も時間窓長 T_W に依存するから

$$h = \frac{R}{2} \quad (2.12)$$

とすることが推奨されている。

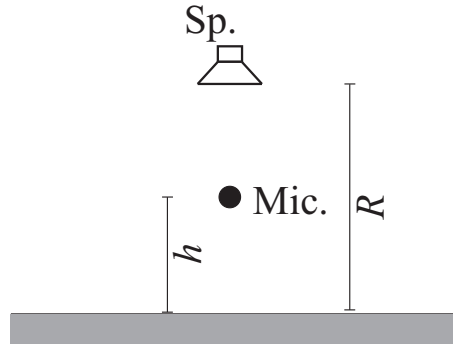


図 2.3: Arrangement of Garai's reflection method

2.1.2 斜入射吸音特性の測定法

■ Allard らによる 2 マイクロホン法 [8]

Allard らは、上記の垂直入射と同様、試料表面近傍に設置した 2 つの受音点間の伝達関数から斜入射時の表面インピーダンスを求める測定法を提案している [8]。図 2.4 のように受音点・音源・試料を配置し、平面波が角度 θ で入射するとし、垂直入射と同様マイクロホン間の midpoint M のインピーダンスを (2.3) 式から求める。インピーダンスには粒子速度の垂直成分が作用すると考えれば、表面インピーダンス $Z_{S\theta}$ は次式で求められる。

$$Z_{S\theta} = \frac{\rho c}{\cos \theta} \frac{Z_M - j \frac{\rho c}{\cos \theta} \tan \left(\frac{\omega d \cos \theta}{c} \right)}{\frac{\rho c}{\cos \theta} - j Z_M \tan \left(\frac{\omega d \cos \theta}{c} \right)} \quad (2.13)$$

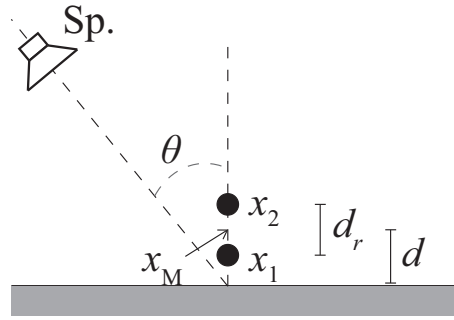


図 2.4: Arrangement of two microphone method at oblique incidence

2.2 パラメトリックスピーカに関する既往研究

ここでは、パラメトリックスピーカや第 3 章で用いる非線形数値解析に関連する既往研究および基本事項をまとめる。

2.2.1 パラメトリックスピーカに関する基本事項

日常的に我々が聞いているような大きさの音についてその音場を理論予測する際、音は音速で伝わる、と仮定して計算することが多いが、実際の波面の瞬時速度は音波の瞬時振幅に依存し、音速 + 粒子速度となるはずである。最大可聴値程度までの音場、いわゆる線形音場では瞬時振幅が無視できるほど小さく上記の仮定が成り立つが、非線形音響の分野で取り扱われる 120(最大可聴値程度)-170 dB といった振幅の大きい音については成り立たない。このような大きな音では粒子速度による瞬時的な音速変化が無視できず、波形歪などの非線形現象が起きる。このような音波を有限振幅音波という [26]。有限振幅音波の伝搬においては、正の振幅は音速より速く、負の振幅は音速より遅く伝搬することから波形が歪む。伝搬と共にこの歪が大きくなると、ある距離 (衝撃波形成距離) で垂直の不連続波面 (衝撃波) が生じる。パラメトリックスピーカはこのような有限振幅音波の非線形性に起因するパラメトリックアレイ現象と呼ばれる物理現象を利用して可聴音をビーム状に生成する。2 つの周波数の異なる高音圧な超音波を 1 次波として同方向に放射すると、伝搬途上で 1 次波の非線形相互作用によりその差周波数成分をもつ差音が自己復調される。この自己復調は伝搬につれ徐々に起こり、仮想的な縦型アレイとなる。これをパラメトリックアレイと呼ぶ。ここで、“パラメトリック”とは、パラメトリック励振のように「ある種のパラメータを周期的に変えることで、振動振幅を増大するなど関連の物理量を大きくしたり新たな物理量を発生する」という意味からきている [27]。パラメトリック励振の例としてはブランコがよくあげられる。ブランコをこぐときには重心位置を上下に周期的に移動させ (位置エネルギーの増減)、その位置エネルギーの差を運動エネルギーに供給することで振れを大きくする。パラメトリックアレイの場合には、先に述べた音速のパラメータ

変化に起因する非線形現象を利用しているため、“パラメトリック”と称している。

パラメトリックアレイの理論は 1960 年に Westervelt により発表され [19]、以来、非線形音響の分野で発展し、理論的・実験的に水中や空気中での応用が検討されてきた。空気中より水中のほうが媒質の非線形性が強くパラメトリックアレイ効果が現れやすいことから、初期は水中音響に関する研究が中心であり [28–30]、特にソナーをはじめ軍事目的の研究が多かったようである [31]。その後空気中でのパラメトリックアレイの実証に関する研究 [32] をはじめ、空気中での応用が検討されるようになった。1983 年にはこの理論を基にして Yoneyama らがパラメトリックスピーカを発表し [20]、「オーディオスポットライト」として注目されるようになった。パラメトリックスピーカではオーディオ信号で超音波を変調し、媒質の非線形性により伝搬途上で次第に元のオーディオ信号が復調される。したがってその音圧や音質は変調方式に大きく左右されるため、Yoneyama らの発表以来、鎌倉らをはじめ多くの研究者が変調方式の最適化に関する研究を行っている [20, 33–36]。このような変調方式の発展やトランスデューサを始めとする機器性能の向上に伴い、近年では応用に向けた取り組みも進んでいる。例えば美術館のガイダンス説明や駅ホームでの案内放送など、特定のエリアや人にだけ音声情報を伝えたいというとき、この超指向性が有効であると期待されている。

しかし、前節で述べたようにパラメトリックスピーカが材料の計測に応用された例はこれまでほとんどない。故に、本研究では音源としての特性を理論的に把握し、計測に用いるために解決すべき課題点を整理することから始める必要がある。そしてその上で、適用条件に基づいた計測を行い、パラメトリックスピーカの材料計測への応用可能性を探る。

2.2.2 非線形数値解析に関する基本事項

空気中のパラメトリックスピーカのビームパターンや距離減衰特性に関しては、Yoneyama らや Kamakura らを始め、これまで多くの研究者らが実験や数値解析による検討を重ねている ([20, 22, 26, 28, 32, 32, 37] 等)。ここでは、非線形波動方程式やこれを解くための 3 次元モデル式であり、理論検討に広く用いられる KZK (Khokhlov-Zabolotskaya-Kuznetsov) 方程式 [38, 39] および変形ビーム方程式 [40] に関する既往研究と基礎事項をまとめる。

■ KZK 方程式

次式に散逸性流体における平面進行波について、2 次の非線形性を含んだ音圧 p に関する波動方程式を示す。

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{b}{\rho c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\beta}{\rho c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

ここで、 t は時刻、 b はずり粘性 η 、体積粘性 ζ 、熱伝導係数 κ 、定積比熱 c_v 、定圧比熱 c_p を用いて $b = \zeta + 4\eta/3 + \kappa(1/c_v - 1/c_p)$ で表される媒質の散逸性を表す係数である。また、 β は媒質の非線形性の強さを表す非線形パラメータであり、気体中の場合、媒質の比熱比 γ を用いて

$$\beta = \frac{\gamma + 1}{2} \quad (2.15)$$

で求められる。このような非線形波動方程式をそのまま解析することは非常に困難であるため、解析にはこれを放物近似した KZK (Khokhlov-Zabolotskaya-Kuznetsov) 方程式 [38, 39] とよばれる 3 次元モデル式が用いられることが多い [26, 36, 41, 42]。

図 2.5(a) のような円筒座標系において、半径 a のピストン音源から z 軸方向に音波を放射すると想定する。この時、遅れ時間 $t' = t - z/c$ を用いれば音圧 p に関する次式の KZK 方程式が得られる。

$$\nabla_{\perp}^2 p - \frac{2}{c} \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t'} + \frac{b}{\rho c^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t'^3} = - \frac{\beta}{\rho c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t'^2} \quad (2.16)$$

ここで、 ∇_{\perp}^2 は径方向面内のラプラシアンであり、左辺第 1 項は径方向への拡がりを表す項、第 3 項が散逸項、そして右辺が非線形性を表す項である。これを解析的に解く場合、KZK 方程式に有限差分法を適用し、反復法を利用して解く Aanonsen のアルゴリズムが広く知られている [43]。また、反復法による計算を効率よく行うため、Richtmyer 法 [44] が用いられることが多い。

数値解析を行う際には計算を単純化するため以下のように各変数を無次元化する。

$$\bar{p} = \frac{p}{p_0}, \tau = \omega t', \xi = \frac{r}{a}, \sigma = \frac{z}{R_d} \quad (2.17)$$

ここで、 p_0 は音源音圧振幅、 ω は音源信号の角周波数、 R_d は音源に対するレイリー長であり、音源面積と波長 λ の比で表される。半径 a の円形音源を用いる場合

$$R_d = \frac{\pi a^2}{\lambda} \quad (2.18)$$

である。このとき、想定する円筒座標系は図 2.5(b) の無次元座標系 ($\xi - \sigma$ 系) に変換される。無次元の KZK 方程式は次式の通りである。

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial \bar{p}}{\partial \sigma} - \alpha R_d \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2\sigma_D} \frac{\partial \bar{p}^2}{\partial \tau} \right] = \frac{1}{4} \bar{\nabla}_{\perp}^2 \bar{p}^2 \quad (2.19)$$

ここで、 α は媒質中の吸収係数で、

$$\alpha = \frac{b\omega^2}{2\rho c^3} \quad (2.20)$$

である。 σ_D は、音圧振幅 p_0 の平面波に対する衝撃波形成距離 x_S を用いて以下で表される。

$$\sigma_D = \frac{x_S}{R_d} \quad (2.21)$$

ただし、

$$x_S = \frac{\rho c^3}{\beta \omega p_0} \quad (2.22)$$

である。また、 $\bar{\nabla}_{\perp}^2$ は極座標における無次元のラプラシアンであり、次式で表される。

$$\bar{\nabla}_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{1}{\partial^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \quad (2.23)$$

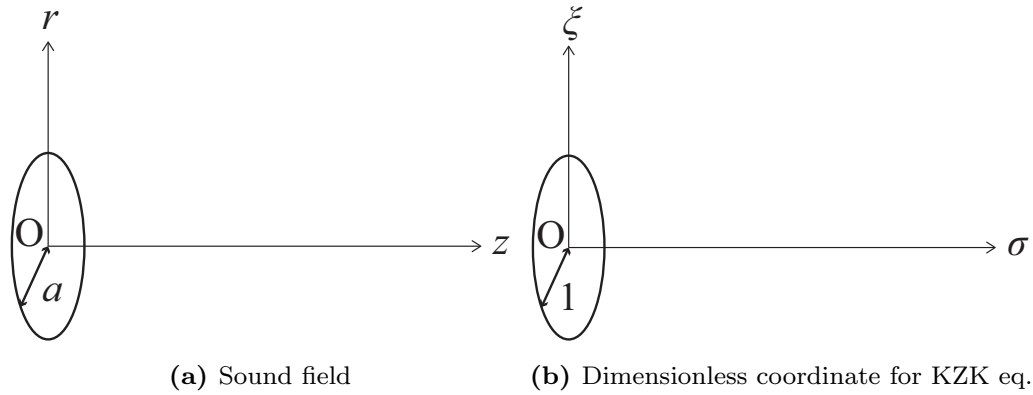


図 2.5: A cylindrical coordinate

■ 変形ビーム方程式

非線形性を有する音場は、近距離場では回折や非線形性の影響を受けやすく複雑な音場となるが、音源から離れるにつれ音波が平面波に近づくためそれほど複雑ではなくなる、という特長をもつ。ゆえに、差分法で非線形音場を解く場合、近距離場では空間離散幅を細かくする必要があるが、遠距離場ではそれほど細かくする必要がない。この音場の特性を利用し、音源からの距離が離れるに従い空間離散幅を粗くしていくのが変形ビーム方程式であり、計算負荷を低減し効率よく非線形数値解析を行うことができる [26, 40]。

本論文中では第 3 章で、パラメトリックスピーカの基本特性の把握のために変形ビーム方程式の数値解析を行うため、その導出過程や基礎事項を簡潔にまとめる。詳細については鎌倉の著書「非線形音響学の基礎」[26] を参照されたい。

パラメトリックスピーカに関する KZK 方程式および変形ビーム方程式を考える際、

1 次波の周波数 ω_1 、 ω_2 は差音周波数 ω_d の整数倍であるという条件を課す。1 次波の中心周波数 $\omega_m = (\omega_1 + \omega_2)/2$ 、そのレイリー長 R_{dm} 、衝撃波形成距離を x_{Sm} とすると、

$$\begin{aligned}\omega_1 &= n_1 \omega_d, \omega_2 = n_2 \omega_d, \\ R_{dm} &= \frac{\omega_m}{2c} a^2, x_{Sm} = \frac{\rho c^3}{\beta \omega_m p_0}, \sigma_{Dm} = \frac{x_{Sm}}{R_{dm}}\end{aligned}\quad (2.24)$$

ただし、 n_1 、 n_2 は自然数 ($n_1 > n_2$) である。無次元の変数を以下のように定義する。

$$\sigma = \frac{z}{R_{dm}}, \tau_p = \omega t' - \frac{\xi^2}{n_m(1+\sigma)}, u = \frac{\xi}{1+\sigma}, T = (1+\sigma)\bar{p} \quad (2.25)$$

ここで、 $n_m = (n_1 + n_2)/2$ である。これを KZK 方程式に代入すると、パラメトリックスピーカに関する次式の変形ビーム方程式を得る [26]。

$$\frac{\partial}{\partial \tau_p} \left[\frac{\partial T}{\partial \sigma} - \frac{\alpha_m R_{dm}}{n_m^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \tau_p^2} - \frac{1}{2n_m \sigma_{Dm}(1+\sigma)} \frac{\partial T^2}{\partial \tau_p} \right] = \frac{n_m}{4(1+\sigma)^2} \bar{\nabla}_u^2 T \quad (2.26)$$

α_m は 1 次波の中心周波数 ω_m に対する空気中の吸収係数である。音源信号として sin 波を 2 周波駆動するとき、境界条件は次式である。

$$\bar{p}|_{\sigma=0} = F_1(\xi) \sin \omega_1 t' + F_2(\xi) \sin \omega_2 t' \quad (2.27)$$

ただし、 F_1 と F_2 は音源の分布関数である。 T をフーリエ係数 $g_n(u, \sigma)$ 、 $h_n(u, \sigma)$ をもつ級数で与えるとする。2.27 を T に置き換えれば

$$T|_{\sigma=0} = F_1(u) \sin(n_1 \tau_p + \frac{n_1}{n_m} u^2) + F_2(u) \sin(n_2 \tau_p + \frac{n_2}{n_m} u^2) \quad (2.28)$$

よって、境界条件を g 、 h について以下の通り設定する。

$$g_{n_1}(u, 0) = F_1(u) \cos(\frac{n_1}{n_m} u^2), g_{n_2}(u, 0) = F_2(u) \cos(\frac{n_2}{n_m} u^2) \quad (2.29)$$

$$h_{n_1}(u, 0) = F_1(u) \sin(\frac{n_1}{n_m} u^2), h_{n_2}(u, 0) = F_2(u) \sin(\frac{n_2}{n_m} u^2) \quad (2.30)$$

T を (2.26) 式に代入すれば、以下が得られる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial g_n}{\partial \sigma} &= -\frac{\alpha(n) R_{dm}}{n_m^2} g_n + \frac{n_m}{4n(1+\sigma)^2} \bar{\nabla}_u^2 h_n + \frac{n}{2n_m(1+\sigma)\sigma_{Dm}} \\ &\times \left[\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{n-1} (g_m g_{n-m} - h_{n-m} h_m) - \sum_{m=n+1}^{\infty} (g_m g_{m-n} + h_m h_{m-n}) \right]\end{aligned}\quad (2.31)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial h_n}{\partial \sigma} &= -\frac{\alpha(n) R_{dm}}{n_m^2} h_n + \frac{n_m}{4n(1+\sigma)^2} \bar{\nabla}_u^2 g_n + \frac{n}{2n_m(1+\sigma)\sigma_{Dm}} \\ &\times \left[\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{n-1} g_m h_{n-m} + \sum_{m=n+1}^{\infty} (g_m h_{m-n} + g_{m-n} h_m) \right]\end{aligned}\quad (2.32)$$

(2.31)、(2.32) 式を Aanonsen のアルゴリズムに基づき差分法で解く [26, 43]。ただし、反復法を用いて解くとき、その収束条件は以下の通りである。

$$\Delta\sigma < \frac{(1 + \sigma)^2(\Delta u)^2}{2n_m} \quad (2.33)$$

収束条件より、径方向の離散幅 Δu を一定とすれば、 $\Delta\sigma$ を距離に比例して大きくすることができる。 u を一定、 $\Delta\sigma$ が徐々に大きくなるということは、図 2.5(b) の $\xi - \sigma$ 座標系を考えれば ξ もまた、距離に従って広くなる。つまり、KZK 方程式を変形ビーム方程式に変換することで、差分法による数値計算上、径方向・音軸方向の空間離散幅を音源から離れるに従って粗くとることができ、計算負荷を削減した効率の良い計算ができる。

第 3 章

パラメトリックスピーカの音源特性に関する検討

3.1 第 3 章の目的

本論文で音源として用いるパラメトリックスピーカは、パラメトリックアレイ現象と呼ばれる高音圧な超音波の非線形性に起因する物理現象を利用した超指向性スピーカである。そのためその駆動方式や音源特性は従来の線形を仮定できるスピーカとは異なり、材料の計測に用いるためには非線形性に起因する注意点や計測への適用条件を整理する必要がある。パラメトリックスピーカを材料計測へ応用するためには、次の 3 点を考慮して実験設定をする必要がある。第一に、材料に局所的に音波を入射するため、その指向性をできるだけ確保すること。第二に、SN 比を向上するため、差音音圧を十分に確保すること。第三に、パラメトリックスピーカの非線形性に起因する距離減衰特性を考慮することである。これらを加味して計測への適用範囲や注意点を整理するため、本章ではその音源特性を理論的に検討した。

まず、第 3.2 節でパラメトリックアレイの基本的な再生原理について述べ、この原理を再現する機構として本論文で用いたパラメトリックスピーカの駆動方式を説明する。次の第 3.3 節ではパラメトリックスピーカの音源特性を一般的な音源の特性と比較しながら理論的に検討し、材料計測への適用条件について考察した。

以上をふまえ、第 3.4 節では計測に用いる音源信号の作成方法について記す。

さらに、第 3.5 節ではパラメトリックスピーカを計測に用いる際の大きな課題点である”擬音”の問題について述べる。擬音は高音圧な超音波が物体に入射する際に生じる非線形歪である。音源信号として用いる高音圧な超音波がマイクロホンへ入射する際、擬音が振動面を揺らし、計測誤差を生じる要因となる。パラメトリックスピーカを材料の計測に用いるためには擬音が計測に及ぼす影響を把握し、これを低減する必要がある。そこで、第 3.5 節では擬音が計測に及ぼす影響を調べるため実験的検討を行った結果について述べる。

最後に、第 3.6 節に本章のまとめを記す。

3.2 パラメトリックスピーカの再生原理

3.2.1 パラメトリックアレイ現象

パラメトリックスピーカの概念図を図 3.1 に示す。1 次波 (搬送波) として周波数の異なる 2 つの高音圧な超音波 ω_1 、 ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$) を同方向に放射すると、それらの非線形相互作用により伝搬経路上で仮想音源が発生し、縦型アレイを形成する。これを特にパラメトリックアレイと呼び、仮想音源は 1 次波のビーム幅をもって分布する。ここから 1 次波の和・差周波数をもつ和音 ($\omega_1 + \omega_2$) や差音 ($\omega_1 - \omega_2$) が自己復調される。

復調された可聴音の特性を検討するために非線形波動方程式を考える。まず、1 次

波として角周波数 ω_1 、 ω_2 の 2 つの正弦波 ($\omega_1 > \omega_2$) を z 軸方向に放射する。それぞれの音圧は初期音圧振幅 p_{0i} 、吸収係数 α_i 、波数 k_i を用いて次式で表されるとする ($i = 1, 2$)。

$$\begin{aligned} p_1 &= p_{01} e^{-\alpha_1 z} \sin(\omega_1 t - k_1 z) \\ p_2 &= p_{02} e^{-\alpha_2 z} \sin(\omega_2 t - k_2 z) \end{aligned} \quad (3.1)$$

パラメトリックスピーカではこれら 2 つを同時に放射するので 1 次波は $p = p_1 + p_2$ となる。

簡単のため粘性や散逸性を考慮しないとすれば、復調される 2 次波音圧 p_{\pm} に対する非線形波動方程式は、以下の式で与えられる。

$$\nabla^2 p_{\pm} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_{\pm}}{\partial t^2} = -\nabla^2 L - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 L}{\partial t^2} - \frac{\beta}{\rho c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

ここで、 L はラグランジアンであり、運動エネルギーを $e_k = \rho v_1 \cdot v_1 / 2$ 、位置エネルギーを $e_p = p_1^2 / (\rho c^2)$ とすれば、 $L = e_k - e_p$ である。平面進行波の場合には $e_p \simeq e_k$ 、すなわちラグランジアン L を 0 とみなせるため、(3.2) 式は次式で表せる。

$$\nabla^2 p_{\pm} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_{\pm}}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{\rho c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = -\frac{\partial s}{\partial t} \quad (3.3)$$

ここで、

$$s = \frac{\beta}{\rho c^4} \frac{\partial p^2}{\partial t} \quad (3.4)$$

は単位時間・単位体積あたりの質量湧き出し量であり、体積速度密度に書き換えると次式となる。

$$q = \frac{s}{\rho} = \frac{\beta}{\rho^2 c^4} \frac{\partial p^2}{\partial t} \quad (3.5)$$

ここで、(3.2) 式右辺の 1 次波音圧の 2 乗は次式の通りとなる。

$$\begin{aligned} p^2 &= p_{01}^2 e^{-2\alpha_1 z} \sin^2(\omega_1 t - k_1 z) + p_{02}^2 e^{-2\alpha_2 z} \sin^2(\omega_2 t - k_2 z) \\ &\quad - p_{01} p_{02} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) z} [\cos(\omega_s t - k_s z) - \cos(\omega_d t - k_d z)] \end{aligned} \quad (3.6)$$

この右辺第 3 項、第 4 項が 1 次波の非線形相互作用により 2 次波として和音 ($\omega_s = \omega_1 + \omega_2, k_s = k_1 + k_2$)、差音 ($\omega_d = \omega_1 - \omega_2, k_d = k_1 - k_2$) を生じさせるものになる。2 次的な音源項である (3.3) 式右辺は音軸方向に連続的に分布し、縦型アレイを形成するが、これは、1 次波から 2 次波へとエネルギーが供給される際に仮想的に音源が存在するとみなす、ということであり、実際に音源が存在するわけではない。

パラメトリックスピーカは 2 次波のうちの差音を利用し、比較的低い周波数の音波を鋭い指向性を持ってビーム状に再生することができる。パラメトリックスピーカの再生原理は簡単に言えばラジオに似ている。ラジオでは可聴音の信号を電波で変調して空气中を伝搬させ、受信機で元の信号を復調させることにより可聴音を聞くことが

できるが、パラメトリックスピーカでは再生したい可聴音の信号で超音波領域を変調したものを音源信号として放射し、伝搬途上で非線形性により、物理現象として元の信号が自己復調されることで可聴音を聞くことができるのである。

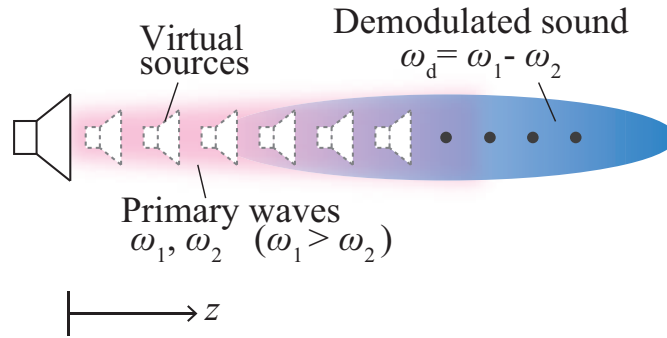


図 3.1: Concept of a parametric loudspeaker

3.2.2 再生システム

パラメトリックアレイ現象を実現するには、1 次波となる超音波信号を非常に高音圧で放射し、超音波の指向性を鋭くするために面積の大きいピストン音源を用いる必要がある。これらを実現するため、超音波領域に共振周波数をもつセラミック振動子(圧電素子)を平面状に多数並べた構造や、PVDF(ポリフッ化ビニリデン)のような圧電フィルムを用いた構造 [45] がとられるが、現状一般的に用いられているのは前者である。

パラメトリックスピーカは変調方式の発展により空気中での実用化も進んでおり [20, 33–35]、市販の製品もある。市販の製品は再生したい可聴音を入力すれば勝手に変調してくれるため簡単に聞きたい音を鳴らすことができるが、変調方式が詳細に公開されておらず、音源の特性から検討する必要がある本研究には適しない。静岡理工科大学の武岡らが研究に用いている図 3.2 のパラメトリックスピーカは、その駆動方式を細かく制御することができるほか、変調器を介さず自身で作成した超音波信号を音源信号として用いることができる [37, 46, 47] ため上記のブラックボックスをなくすことができると考えられた。そこで、本研究ではこちらのパラメトリックスピーカを用いることにした。

このパラメトリックスピーカでは 40 kHz を共振周波数とする 896 個の超音波トランスデューサ (AT30-10PB3, 日本セラミック株式会社) を平面上に並べ、音源面の面積を $32 \times 25 = 800 \text{ cm}^2$ として上記の特性を実現する。また、トランスデューサは 14×64 行列で並んでおり、サンプリング周波数 11.2896 MHz の高速 1bit 信号処理により列ごとに制御されている (図 3.3)。

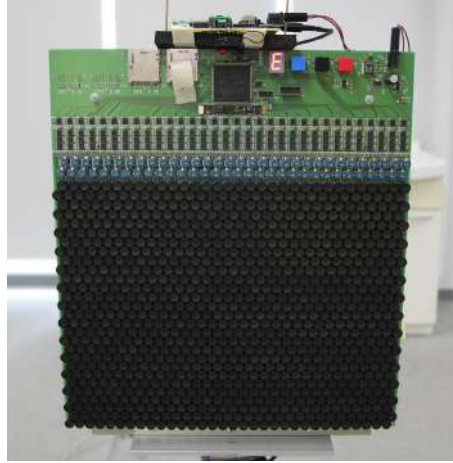


図 3.2: A parametric loudspeaker used in this study

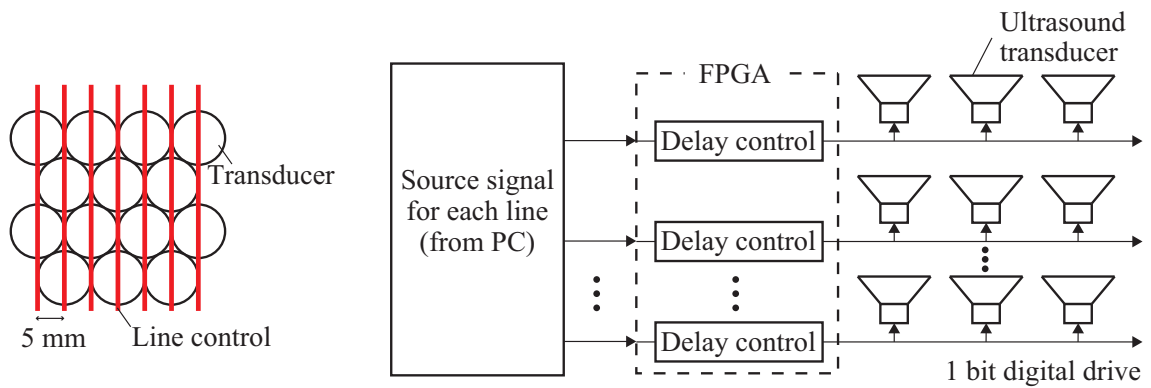


図 3.3: Driving system of the parametric loudspeaker used in this study

3.3 音源特性に関する理論的検討

ここでは、パラメトリックスピーカを材料の計測に用いる前の予備検討として、その基本特性の把握のための検討を行った。

音源の指向性は一般的にその寸法と波長の大小関係で決定される。音源が完全な点であれば、音源から放射された音波は球面状に四方八方に向けて伝搬する。このような音源を点音源といい、音源の指向性を考える上で最も基礎となる概念である。点音源は理論上完全な無指向性であるが、これを組み合わせることで指向性音源を作することもできる。例えば点音源が面上に完全な同位相で分布するピストン音源や、点音源を音軸上に分布させ、それらが同位相で重なり蓄積的に振幅を増すよう時間遅延を施した縦型アレイ音源などである。このうちピストン音源は周波数が高いほど、音源寸法 (面積) が大きいほど指向性が強くなり、縦型アレイは周波数が高く、アレイ長が長いほど指向性が強くなる (付録 A 参照)。パラメトリックスピーカは第 3.2 節で述べたようにピストン音源から超音波音源信号を放射し、媒質の非線形性により伝搬経路

上で仮想的な縦型アレイ音源 (パラメトリックアレイ) が生じることで鋭い指向性をもって可聴音を再生する、というピストン音源、縦型アレイ音源の組み合わせともいえる。

このようなパラメトリックスピーカの狭指向性を有効に材料の計測に用いるため、以下の 3 点を考慮し、適用範囲を検討する。まず第一に、材料に局所的に音波を入射するため、差音の指向性を十分に確保する必要があるという点である。第二に、特に現場実験などでは暗騒音も存在することから、差音音圧も十分確保しなければならないという点。第三に、パラメトリックスピーカは非線形性に起因する特徴的な距離減衰特性をもつという点である。以上 3 点に着目した検討を行うため、差音の距離減衰特性、音圧、指向性に関してパラメトリックスピーカの基本的な特長を以下に示す。

■差音の音圧

・差音音圧はその周波数の 2 乗に比例し、音圧レベルでいえば 12 dB/octave の傾きに沿う [20]。また、1 次波から 2 次波への変換効率は非常に悪い。

■差音の指向性

- ・差音の指向性はパラメトリックアレイのアレイ長や音源音圧に依存する [26]。また、現実的には素子を多数並べる構造をもつため、素子自体の指向性も影響する [46]。
- ・一般的な縦型アレイ音源と同様、アレイ長が長いほど差音ビーム幅は狭くなる。
- ・音源音圧が大きいほど差音ビーム幅は広くなる。音源音圧を大きくすると特に 1 次波音圧の大きい近軸領域で高調波の発生 (非線形吸収) が顕著になり、差音の生成が抑制されることが原因である。
- ・一般的なピストン音源と異なり、音源寸法には直接依存しない。鎌倉らによれば音源半径 $a=20$ cm 程度までは音源寸法が大きいほど指向性は鋭くなるが、一般的なピストン音源ほどの顕著な差はなく、 $a=20$ cm 以上に大きくすることは指向性という面ではあまりメリットがない [31]。

■パラメトリックアレイのアレイ長

・アレイ長は、1 次波の吸収係数とビーム幅で決定され、吸収係数が小さいほど、ビーム幅が狭いほどアレイ長は長くなる。ただし、ここにはトレードオフの関係があり、周波数が高いほどビーム幅は狭いが吸収係数が大きくなり、周波数が低いと吸収係数は小さいがビーム幅が広くなる、といったようにどちらもアレイ長に対する制限となる。ゆえにパラメトリックスピーカを用いる際にはこの点に着目した最適化設計をする必要がある。

■距離減衰特性

・差音の生成・蓄積効果は、1 次波の超音波が空気吸収や球面拡散により減衰し、その非線形相互作用が弱まるまで続く。したがって差音振幅は徐々に増し、ある距離でピークをとったあと緩やかに減衰する、という挙動を示す。このピーク位置は音源音圧が大きいほど音源側に近づく。

以上の点を加味すると、実験配置、音源信号の適用範囲について、以下のことが言える。

■音源-試料・受音点間距離

・差音の指向性を確保するためにはパラメトリックアレイのアレイ長をある程度確保すべきである。材料の計測においては必要に応じてどの程度のアレイ長を確保するか決定する必要がある。本研究では基礎検討として、差音音圧を効率的に確保することも考え、音源からみて差音の生成・蓄積効果が顕著な差音振幅のピーク位置程度までの領域を必要なアレイ長として最低限確保し、それ以遠の位置に試料や受音点を設置することとする。

■受音点-試料間距離

・差音の距離減衰特性を加味すると、近距離場では、試料からの反射後も差音の生成が続き吸音特性を正確に計測できないという可能性が懸念される。そのため音源から見てこれより遠い位置に試料・受音点を設置するか、もしくはこの影響を受けないような計測をする必要がある。これを考慮すると、Garai が提案したような試料と受音点との距離をある程度離してマイクロホンを 1 つ設置して音源からの直接音と試料からの反射音を時間的に分離するという測定法 [1] は、差音の生成が続く範囲では用いることができないと考えられる。ただし、音源から十分に離れ差音の生成がなくなる遠距離場に受音点や試料を設置するとすればこの手法による測定も可能であると期待される。一方、Allard らが提案した 2 マイクロホン法では 2 点の受音点を試料近傍に設置するため近距離場での計測でも試料からの反射後に差音が生成され続けることによる影響は小さいと考えられる。

■差音音圧の確保

・先述の通り、アレイ長をある程度確保することは、差音音圧の確保という面でも有効である。理論上、低周波数帯域ほど音圧を大きくすることが困難であるため、低域の SN 比の確保のための工夫が必要である。また、1 次波から差音への変換効率の実用的な改善方法はいまだ確立されていない。1 次波の音源音圧を大きくすればある程度差音の音圧も上昇するが、音源音圧が高いほど非線形性による高調波の発生 (非線形吸収) も増加し、差音の生成が抑制されるため、ある程度までしか上がらない。

以上の検討に基づき、次節では、本研究で用いるパラメトリックスピーカを材料の計測に用いるための予備検討として、その基本性能を把握し、適用範囲や測定配置等を検討するため数値解析を用いた理論的検討を行う。本節では、第 2 章で述べたパラメトリックスピーカに関する変形ビーム方程式を差分法により解き、ビームパターンと距離減衰特性を考察する。ビームパターンに関する検討では従来の線型的な指向性音源であるピストン音源との比較も行うが、これに関する基礎事項は付録 A を参照さ

りたい。

3.3.1 解析条件

本研究で計測に用いるパラメトリックスピーカは図 3.2 に示す矩形音源であるが、パラメトリックスピーカとしての基本的な特性は円形音源とそれほど変わらない。そのため、ここでは図 3.4(再掲) の円筒座標系において z 軸方向に超音波音源信号を放射する半径 a の円形ピストン音源を想定し、変形ビーム方程式を解くことにする。計算条件を表 3.1 に示す。媒質の非線形パラメータ β は (2.15) 式で求められる。

$$\beta = \frac{\gamma + 1}{2} \quad (2.15)$$

本論文では媒質を空気とするため、比熱比 γ は 1.4、ゆえに非線形パラメータは 1.2 となる。変形ビーム方程式では 1 次波の周波数は差音周波数の整数倍とする制約がある。そこで、検討対象とする差音周波数 500 Hz、1 kHz、2 kHz、4 kHz に対しそれぞれ表 3.1 の通り設定した。また、1 次波の中心周波数に対する空気中の吸収係数 α_m は Base らの理論 [48] に基づき摂氏 20 度、相対湿度 50% の条件で算出した。

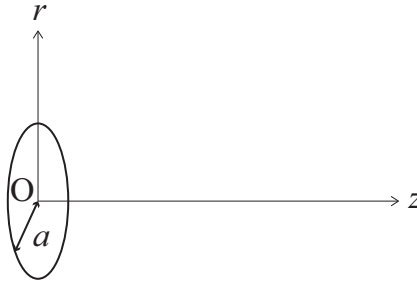


図 3.4: Sound field in a cylindrical coordinate

3.3.2 結果と考察

■ ビームパターンに関する検討

図 3.5 は表 3.1 の条件で計算した (a)3 m 地点、(b)4 m 地点における差音音圧レベルの横方向分布を示している。ただし、正面方向の 4 kHz の音圧レベルで基準化した相対音圧レベルである。

(a)3 m 地点の 1 kHz の結果によれば、正面を 0 cm とすれば 16 cm 程度の点で -3 dB となっている。指向角に換算すれば -3 dB 指向角は約 3 度である。同寸法のピストン音源から 1 kHz の音波を放射するときの -3 dB 指向角が約 33 度 (付録 A 参照) と比較すれば非常に鋭い指向性をもつことがわかる。この結果から、パラメトリックスピーカは狭指向性を持ち、材料の計測に応用すれば材料に局所的に音波を入射することが

表 3.1: Calculation settings

	500 Hz	1 kHz	2 kHz	4 kHz
Sound speed c (m/s)		340		
Air density ρ (kg/m ³)		1.2		
Heat capacity ratio γ (-)		1.4		
Nonlinear parameter β (-)		1.2		
Primary waves frequencies f_1, f_2 (Hz)	40, 39.5	40, 39	40, 38	40, 36
Source radius a (cm)		16		
$\Delta\sigma$ (-)	2.5e-8	2.5e-7	2.5e-6	2.5e-6
σ_{max} (-)		10		
Δu (-)		0.01		
u_{max} (-)		20		
Initial sound pressure level (dB)		130		
Absorption coefficient α_m	0.151	0.150	0.148	0.144

できる可能性が示唆された。ただし、パラメトリックスピーカの指向性は差音周波数が低いほど弱い結果となっている。従来の線形音源と比較すれば低周波数帯域でも鋭い指向性をもつとはいえ、試料サイズには測定周波数帯域に応じた幾何的な制約が必要となることも示唆された。また、理論の通り [20]、図 3.5 では差音周波数が高いほど音圧レベルが大きい結果となっている。この結果より、パラメトリックスピーカを音源とするとき、特に低周波数帯域は音圧レベルを確保するのが困難であり、暗騒音の大きい場所での計測には不向きと考えられる。

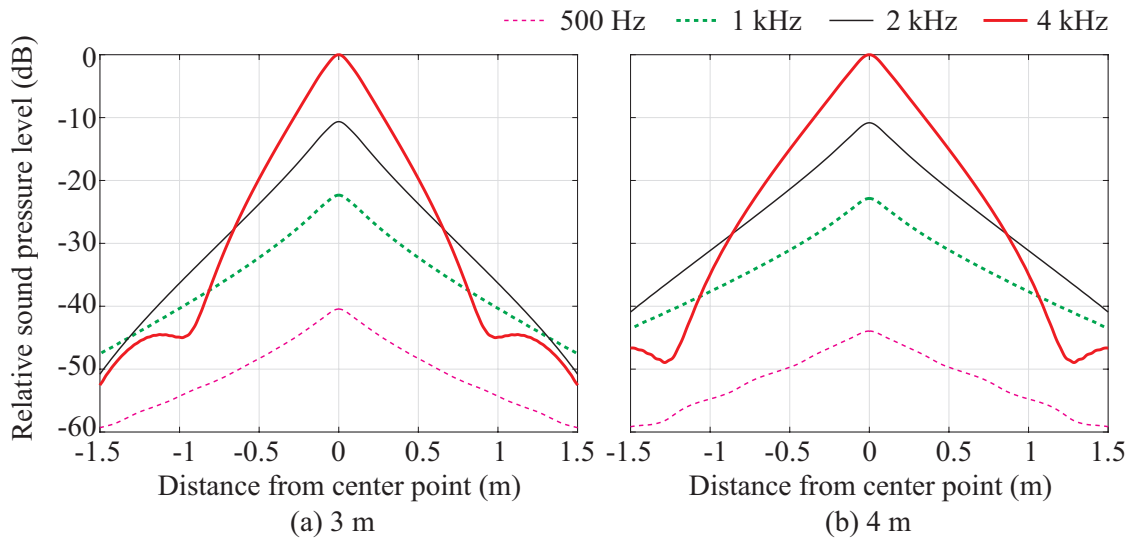


図 3.5: Calculated lateral sound pressure distribution at (a) 3 m and (b) 4 m from the source

■ 距離減衰特性に関する検討

差音は周波数により相対的なレベルは異なるが距離減衰の特性には差がないので、例として 1 kHz の音波を取り上げ、計算で得られた音軸上の音圧分布を図 3.6 に示す。音圧レベルは音源音圧で規格化されている。

1 次波の結果を見ると、音源からの距離が 2 m に満たないような近距離ではピークディップが多く発生する複雑な音場となっている。これは音源周辺で生じたエッジ波との干渉によるものである。

差音の距離減衰特性を見ると、その振幅は蓄積的に増し、2 m 程度 ($\sigma = 0.4$ 辺り) でピークをとったあと緩やかに減衰している。この結果には超音波が空気吸収などにより減衰されその強度が小さくなるまで差音の生成が続くことによる蓄積効果が現れている。その後、超音波の強度が弱くなり差音が生成されなくなるとだんだん -6 dB/d.d. の球面拡散に近づく。

この結果から、材料の吸音特性の計測に本研究で用いるパラメトリックスピーカを応用するための適用条件として、音源-受音点間距離および受音点-試料間距離について考察する。前項で述べたように、差音の指向性及び音圧を確保するため、差音振幅のピーク位置程度までアレイ長を確保するとすれば、1 次波周波数約 40 kHz の本研究で用いるパラメトリックスピーカの場合、受音点及び試料は音源から約 2 m 以上離すこととする。受音点-試料間距離を考えると、前項で Garai の反射法 [1] は、差音の生成が続く範囲では用いることができないと予想された。ここで計算した 1 次波周波数 40 kHz、半径 16 cm の音源を例にとると、レイリー長 $R_d = 9.4$ m 以上が遠距離場にあたるが、無響室・現場実験等ではこれより近い配置で実験することも考えられるため、第 4 章、第 5 章で行う材料の吸音特性の計測には Allard らの 2 マイクロホン法 [6-8] を用いる。

さらに、結果から 1 次波と差音の音圧レベルを比較すると差音の音圧レベルは 1 次波よりも大幅に低い。差音のピーク位置付近でも 50 dB ほどの差があり、1 次波から 2 次波 (差音) への変換効率が非常に低いことがわかる。ビームパターンの検討結果を加味すると、特に低周波数帯域は暗騒音が大きい屋外での計測などには不向きと考えられる。

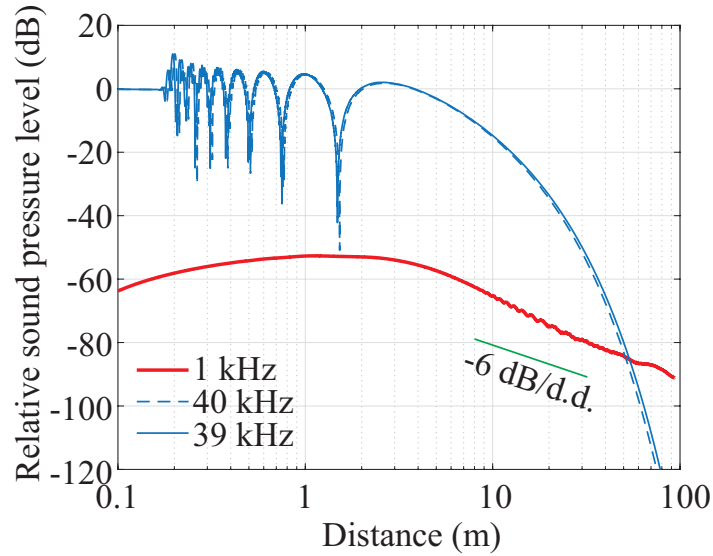


図 3.6: Calculated distance attenuation characteristics

3.4 音源信号に関する検討

本節ではパラメトリックスピーカの音源信号の作成手順を述べる。音源信号を作成するにあたっては、以下の 4 点を満たすこととする。第一に、本研究では、材料の計測において不要な回折や周壁からの反射の影響を検討するためインパルス応答を計測する必要がある。第二に、パラメトリックスピーカに用いる超音波トランスデューサは共振周波数をもち、その周波数から離れるにつれ音圧が小さくなるため、共振周波数 40 kHz を中心とした 2 つの超音波からなり、その差音が可聴音となる音源信号とする。第三に、パラメトリックスピーカにより復調される差音の音圧はその周波数の 2 乗に比例するという点である。つまり低周波数帯域の音圧を確保することが物理現象として困難であり、信号処理により低周波数帯域の SN 比を確保するための工夫をすることが必要である。第四に、スピーカの非線形性に起因する高調波歪みの問題である。これはパラメトリックスピーカから差音が復調される際の物理的な非線形性とはまた別で、スピーカ自体の非線形性のことである。この非線形性は通常線形とされるラウドスピーカを用いる場合でも、特に高電圧で駆動する場合には存在する [49]。そしてその影響は、インパルス応答の前後に高調波歪として現れる。パラメトリックスピーカは音源信号を放射する際高調波が多く発生するため、この影響が懸念された。したがって、この影響をできるだけ回避するため適切な信号を選択する必要がある。

3.4.1 Swept-sine 信号の作成

インパルス応答を計測する手法としては SWEPT-SINE 法 [50, 51] や M 系列信号 [52, 53] を用いた手法が代表的である。このうち、Swept-sine 信号を用いる場合に

ついて、低周波数帯域の SN 比を改善することを目的に藤本らは低域優勢の周波数特性をもつ Logarithmic swept-sine 信号を提案している [54]。第 3.3.2 項で述べたようにパラメトリックスピーカを音源として用いる際には低周波数帯域の SN 比を確保するための工夫が必要であるため、本研究では Logarithmic swept-sine 信号を用いた SWEPT-SINE 法に基づく計測を行うこととする。また、スピーカ自体の非線形性にも着目する。高橋ら [49] によれば、用いる swept-sine 信号が上昇系列 (up swept-sine) か下降系列 (down swept-sine) かによってスピーカの非線形性に起因する高調波歪の現れ方が異なる。Up swept-sine 信号を用いる場合、高調波歪はインパルス応答の前に現れ、あたかも因果律を満たしていないかのように見える。一方、down swept-sine 信号を用いる場合はインパルス応答の減衰部分に高調波歪が現れて波形が不自然な誤差を含むことになる。この影響を確認し、計測に適切な信号を選択するため、音源信号として up、down swept-sine 信号をそれぞれ作成し、インパルス応答を計測した。

図 3.7 に作成した音源信号を示す。ともに差音が 100 Hz から 10 kHz までの成分をもつ Logarithmic swept-sine 信号となるよう、40 kHz を中心とした上昇系列と下降系列の 2 つの音波からなる超音波音源信号を設計した。作成した音源信号のうち (a)up swept-sine 信号は、40.05 kHz から 45 kHz までの上昇系列と 39.95 kHz から 35 kHz までの下降系列からなる。また、(b)down swept-sine 信号はその逆で、45 kHz から 40.05 kHz までの下降系列と 35 kHz から 39.95 kHz までの上昇系列からなる。

図 3.8 にパラメトリックスピーカから (a)up、(b)down swept-sine 信号を音源-受音点間距離 3,000 mm として放射し、得られたインパルス応答の例を示す。ただし、それぞれ最大値で基準化したインパルス応答の拡大図である。結果より、図 3.8(a) の up swept-sine 信号を用いた場合は直接音 (9 ms) が到達する前に高調波歪が生じ、一方で図 3.8(b)down swept-sine 信号を用いる場合はインパルス応答の減衰部分に高調波歪が現れている。材料の吸音特性の計測には直接音と試料からの反射音が分析に必要である、つまりインパルス応答の減衰部分の挙動を正確に把握する必要があるため、以降の検討ではインパルス応答の減衰部分に高調波歪が現れない図 3.7(a) の up swept-sine 信号を用いる。

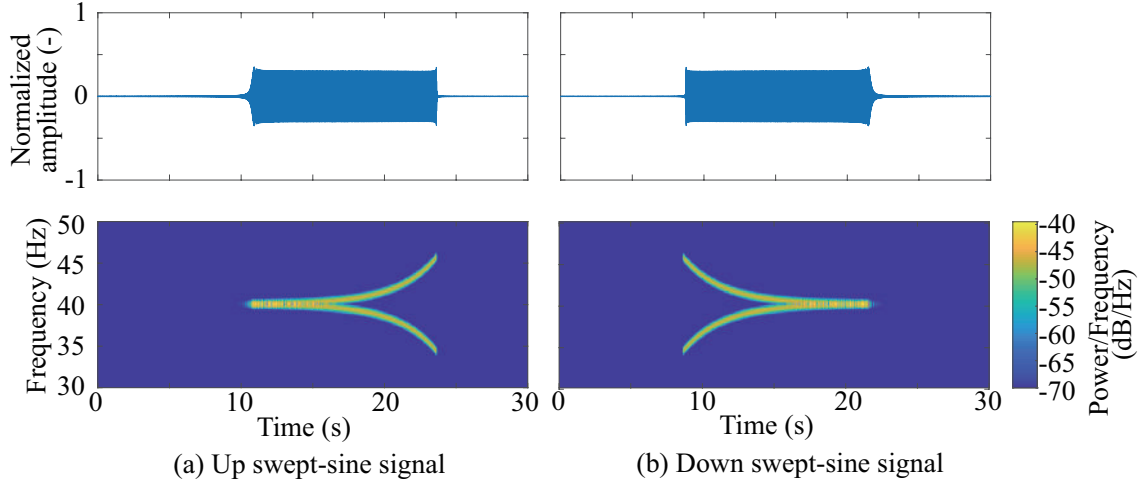


図 3.7: Waveform and spectrogram of swept-sine signals for a parametric loud-speaker

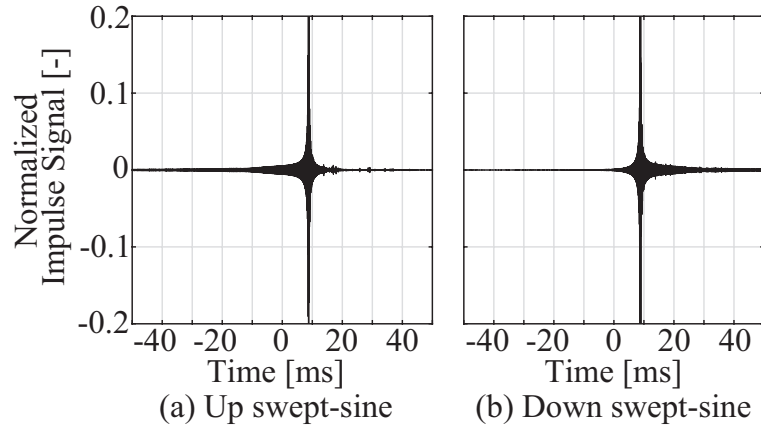


図 3.8: Impulse responses of (a) up and (b) down swept-sine signals

3.5 擬音の影響に関する検討

1 次波の音圧を p としたとき復調された 2 次波の音圧 p_{\pm} についての非線形波動方程式を再掲する。

$$\nabla^2 p_{\pm} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_{\pm}}{\partial t^2} = -\nabla^2 L - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 L}{\partial t} - \frac{\beta}{\rho c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

第 3.2 節に述べた通り平面進行波では $e_k \simeq e_p$ でありラグランジュアン L は 0 となるため音波の伝搬において直流成分が現れない。球面波や円筒波でも自由音場で音源から十分離れていればこの仮定はなりたつ。しかし、ビーム内に物体がある場合など音場が乱れて平面波音場と異なると、空間内にエネルギー密度差が現れてこれが単位面

積当たりの力 (音響放射圧) として物体に作用する。このようなエネルギー密度差が生じる場合、直流的な力と共に交流成分として高調波も発生し、その境界で局所的な歪が生じる。擬音と呼ばれるこの局所歪については Benett ら [32] や Smith [28] の論文でもその存在が述べられているが、その詳細は未だわかっていない。しかし、パラメトリックスピーカを材料の計測に用いる上ではこの擬音の影響がどのように現れるかを把握しておく必要がある。

本節では、マイクロホンを用いて差音を計測し、擬音に起因する計測誤差について実験的に検討する。

3.5.1 無指向性マイクロホンを用いた差音の計測

3.5.1.1 実験手順

図 3.9 の配置に従い、無響室 (W7,000 mm × D7,000 mm × H7,000 mm) 内でパラメトリックスピーカから放射した直接音を無指向性の 1/4 インチマイクロホン (Type 4939, B & K) を用いて録音した。ただし、マイクロホンの向きは (a) スピーカに向けた場合と (b) 上 (スピーカと平行) に向けた場合の 2 条件とした。SWEPT-SINE 法により求めたインパルス応答を 1 秒間切り取り、狭帯域分析 (FFT ポイント数 16384, Hanning 窓) した。

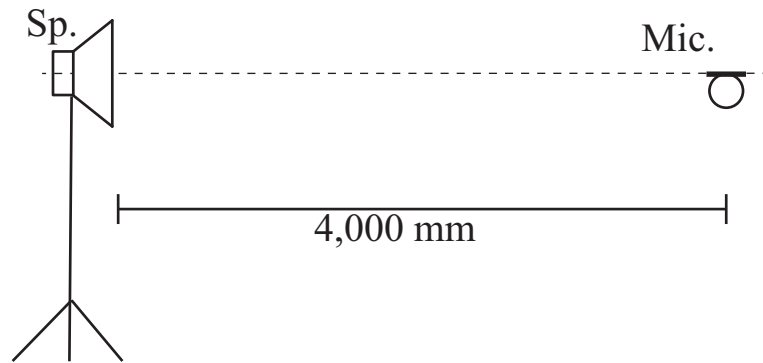


図 3.9: Geometrical setup in difference-frequency sound measurement

3.5.1.2 実験結果と考察

計測したインパルス応答を狭帯域分析して求めた相対音圧レベルを図 3.10 に示す。差音の周波数特性の理論値である 12 dB/octave の傾きも図中に示す。図 3.10(a) 黒線はマイクロホンスピーカに向けた場合、(b) 赤線は上 (スピーカと平行) に向けた場合である。どちらの条件でも理論値の傾きに沿わず周波数特性の傾きが小さくなっている。すなわち、低周波数帯域になるにつれ実際に存在する音圧より大きな音圧を

検出してしまっている。これは擬音による影響である。また、(a) の場合では 4 kHz 以下、(b) では 2 kHz 以下の帯域で擬音の影響が大きくなっており、(a) マイクロホンスピーカに向けた場合に特に擬音の影響が大きく、周波数特性がほぼフラットになっている。したがってマイクロホンの向きによって擬音の影響が異なることも示された。擬音の影響が主に低周波数帯域で発生する原因はいまだわかっていないが、マイクロホンに高音圧な超音波が入射すると、その振動面近傍で音場が乱れ、2 次的な音源が生じる (擬音)。そしてマイクロホンがこれを受音することで計測誤差として現れている、と考えられる。このような音場の乱れは材料計測において試料に音波が入射するときにも生じるが、マイクロホンからある程度離れた位置でのことであり、計測誤差としては現れないと考えられる。

以上の検討より、パラメトリックスピーカを材料の吸音特性の計測に応用するためには、マイクロホンで差音を受音する際に生じる擬音に起因する計測誤差を回避するための工夫が必要であることが示唆された。

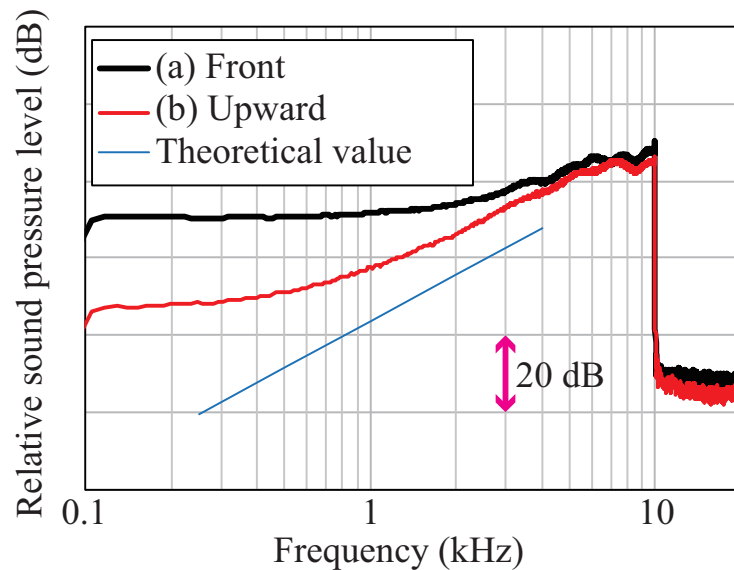


図 3.10: Frequency characteristics of difference-frequency sound

3.6 本章のまとめ

本章では、パラメトリックスピーカを計測に用いるための基礎検討として、その物理的な特性を理論的に検討し、非線形性に起因する注意事項や計測に用いるための適用条件について考察した。特に、ここでは差音の指向性及び音圧、距離減衰特性に着目して適用条件を検討した。また、パラメトリックスピーカを用いる上で課題となる”擬音”と呼ばれる現象について述べ、擬音が計測に与える影響を実験的に検討した。以

上の検討により得られた知見を以下に述べる。

- 指向性
 - ・線形の指向性音源であるピストン音源と比べパラメトリックスピーカの指向性が非常に鋭いことが理論計算により示された。故に、この狭指向性を利用することで周壁からの反射や回折といった不要な音波を回避できる可能性が示唆された。
 - ・材料の計測においては必要な SN 比、指向性に応じてどの程度のアレイ長を確保するか決定する必要がある。本研究では基礎検討として、差音の生成・蓄積効果が顕著である差音振幅のピーク位置までのアレイ長を最低限確保することとした。本研究で用いるパラメトリックスピーカでは差音振幅のピーク位置が約 2 m であるため、第 5 章以降の材料の計測においては音源-受音点・試料間距離を 2 m 以上離すこととした。
 - ・パラメトリックスピーカは非常に鋭い指向性をもつが、周波数が高くなるにつれ指向性が強くなるという特性をもつことも確認した。したがって測定周波数と試料サイズに幾何的な制約が必要との可能性が示唆された。
- 差音音圧
 - ・低周波数帯域の SN 比を確保するための工夫が必要であることが示唆された。
 - ・パラメトリックアレイの 1 次波から 2 次波への変換効率が非常に低いことが数値解析により示されたため、特に低周波数帯域は暗騒音の大きい場所での計測は困難であると予想される。
- 距離減衰特性
 - ・差音の生成・蓄積効果は超音波が空気吸収や球面拡散により減衰し、非線形性が弱くなるまで続く。
 - ・近距離場での材料の計測においては、試料からの反射後にも差音が生成される可能性が懸念されたため、その影響がより小さいと考えられる Allard らの 2 マイクロホン法を用いることにした。ただし、差音の生成がなくなったと仮定できる遠距離場では Garai の反射法でも計測が可能と期待される。
- 音源信号
 - ・材料の計測にはインパルス応答の減衰部分の挙動を正確に把握することが必要であるため、高調波歪がインパルス応答の減衰部分に現れない up-swept sine 信号を用いたほうがよいことが示された。また、低周波数帯域の SN 比を確保するため低域優勢の信号である Logarithmic swept-sine 信号を今後の検討で用いることにした。
- 擬音
 - ・パラメトリックスピーカから放射する音をマイクロホンで計測する場合、擬音による計測誤差が生じ、この影響は実際の音圧より大きな音圧を検出してしま

うという形で受音系統に現れることが実験的検討によりわかった。ゆえに、パラメトリックスピーカを計測に用いるためにはこのような擬音に起因する計測誤差を回避することが必要であると示唆された。

以上の検討を踏まえ、次章ではパラメトリックスピーカを用いる上で課題となる擬音に着目し、擬音を低減する手法について実験的な検討を行い、その効果の確認を行う。

第 4 章

擬音の低減手法に関する実験的検討

4.1 第 4 章の目的

第 3 章では、パラメトリックスピーカの再生原理について述べた上で、その非線形性に起因する注意事項を整理した。また、音源信号として用いる非常に高音圧な超音波がマイクロホンに入射する際に生じる”擬音”についてその計測への影響を実験的に検討し、パラメトリックスピーカを計測に用いるためにはこの擬音に起因する計測誤差を回避する必要があると示された。この問題を解決するため、本研究では

(1) 伝搬経路上では可聴音を生成するため超音波の音圧を十分に確保する。

(2) 受信点付近では擬音の原因となる超音波の音圧を低減させる。

という 2 つの音響的条件を満たす状況を作り出すことを考えた。この条件を満たすため、本章では 2 つの手法を試みる。一つは、フォノンニック結晶 [55] と呼ばれる結晶構造を用いる方法である。フォノンニック結晶は物理的なバンドギャップフィルタであり、バンドギャップの周波数を搬送波である超音波の周波数に合わせて音源と受信点の間におけば、擬音の影響を受けずに可聴音場を計測できると期待される。第 4.2 節ではこの原理及び本研究で作成したフォノンニック結晶のフィルタ特性について述べる。もう一つの手法は第 4.3 節で述べる、音源の駆動方式に工夫を加えるという信号処理的な制御であり、音源信号を位相反転駆動することで、音軸上で超音波をキャンセルさせる。ここでは、Kamakura らにより提案された円形音源を用いた手法 [22] を本研究で用いる矩形音源に応用する。

第 4.4 節ではこれら 2 つの手法による擬音の低減効果を確認するための検討を行った。まず、第 3 章 3.5.1 項と同様、無指向性マイクロホンを用いて差音の周波数特性を計測し、フォノンニック結晶及び音源信号の位相反転駆動による擬音の低減効果を確認した結果について、次に、音源信号の位相反転駆動時の擬音の低減領域を確認するため音圧の横方向分布を計測した結果について述べる。

第 4.5 節ではフォノンニック結晶や音源信号の位相反転駆動を適用した上でのパラメトリックスピーカの基本特性を確認するため実験的検討を行う。まず第 4.5.1 項では、差音の放射指向性を計測し、一般的なラウドスピーカと比較することでその狭指向性を確認した。次に、パラメトリックスピーカを音源として建築材料の音響特性を計測する際の音源・受信点・試料の幾何的關係を検討するため、第 4.5.2 項では音軸上の音圧分布を計測し、距離減衰特性を調べた。

最後にまとめとして、本章で得られた知見について第 4.6 節に述べる。

4.2 フォノンニック結晶による擬音の低減

フォトンニック結晶は、1987 年に Yablonovitch [56] と Sajeev [57] により提唱された概念である。フォトンニック結晶は電磁波の波長と同程度の周期を持つ人工的な構造体(メタマテリアル)であり、うまくその構造や材質を選択すれば電磁波の挙動を自在に

制御できる。1993 年に提案され、近年注目されているフォノンニック結晶は、このフォトンニック結晶の概念を音波に応用したものである [55]。その構造体周期と音波の波長の関係に従いある特定の帯域をカットし、それ以外の帯域の音を透過させる物理的なバンドギャップフィルタとしてはたらく。構造体周期を d 、音波の入射角を β 、 c_0 を音速とすれば、 n 番目のバンドギャップの中心周波数 f_c は次式で表される。

$$f_c = \frac{nc}{2a \cos \beta} \quad (4.1)$$

ただし、フォノンニック結晶による音波の低減量は音軸方向の列数に依存する。

Ji らはパラメトリックスピーカから放射する直接音に対し、擬音を低減するためにはフォノンニック結晶が有効な手段であると実験・数値解析により示した [21]。彼らの手法を適用すれば、超音波を受音点にたどり着くまでにカットし、可聴音だけを計測できると期待される。

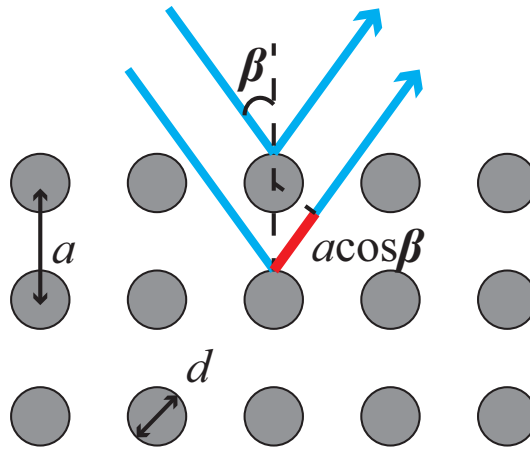


図 4.1: Schematic of phononic crystals

4.2.1 フィルタ特性の計測

Ji らの手法を参考に、図 4.2 のフォノンニック結晶を作成した (8×80 行列、W320 mm × H320 mm × D38 mm)。最初バンドギャップの中心周波数をパラメトリックスピーカの搬送波周波数 40 kHz とするため、第 4.2 節 (4.1) 式の a は 4 mm とした。フォノンニック結晶の性能を確認するため、東京大学生産技術研究所内の無響室 (W7,000 mm × H7,000 mm × D7,000 mm) 内で挿入損失の測定を行った。音源として用いる再生周波数帯域 1-50 kHz のスピーカ (FT28D Dome Tweeter, Fostex)、1/4 インチの無指向性マイクロホン (Type 4939, B&K)、フォノンニック結晶の位置関係として、断面図及び測定風景を図 4.3(以降、図中ではフォノンニック結晶を PhCs と表記する) に示す。音源信号として、継続時間 60 秒のホワイトノイズを用いた。ここではフォノンニック結晶を設置しない場合・設置する場合の録音データについて 1/3 オクターブごとのエネルギーを求め、そのレベル差を挿入損失として定義した。



図 4.2: Phononic crystals designed in this study

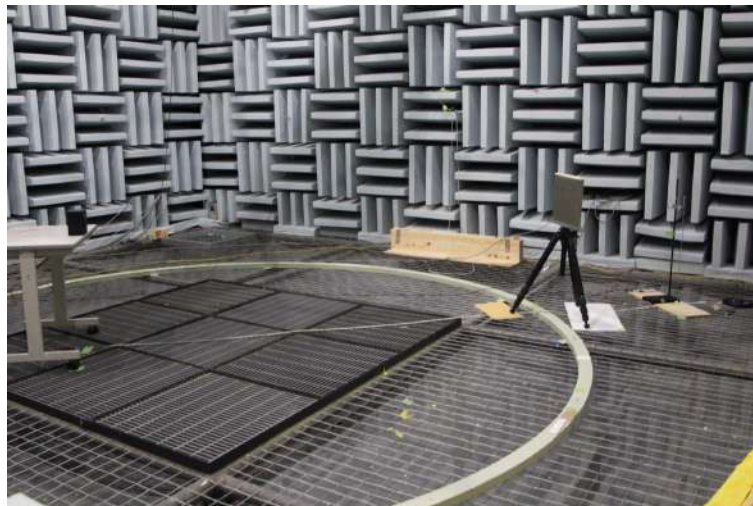
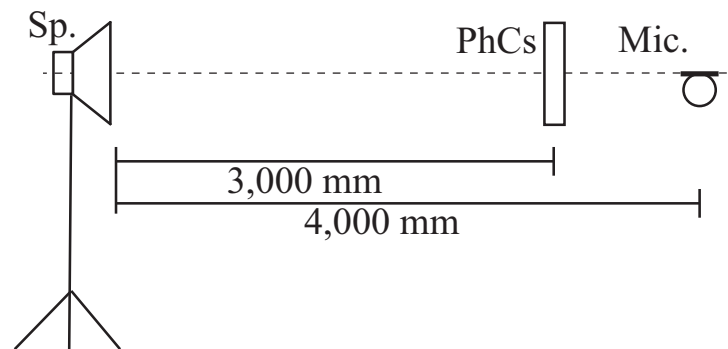


図 4.3: The insertion loss experimental layout

結果を図 4.4 に示す。作成したフォノニック結晶でバンドギャップとして設定した 40 kHz 帯域で挿入損失が 13 dB、可聴帯域では 3 dB 以下となるフィルタ特性を示した。結果から、可聴音場にそれほど影響せず搬送波の周波数帯域だけを低減できることが示された。

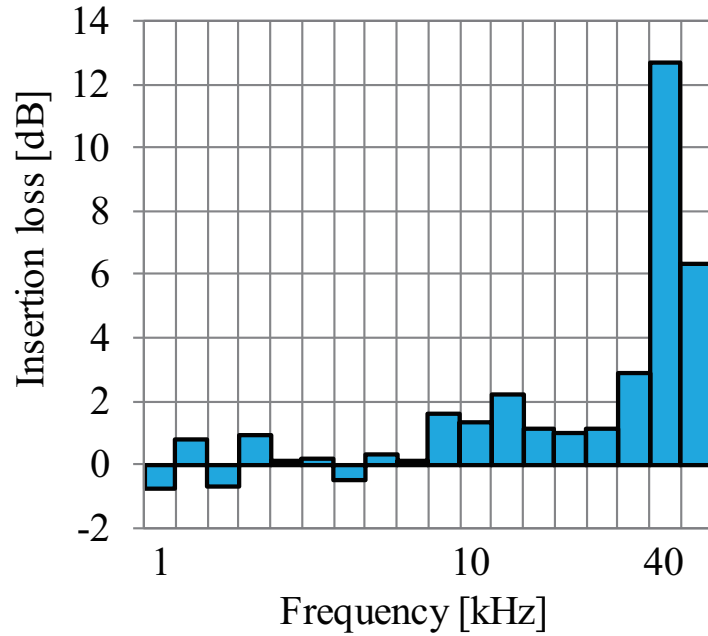


図 4.4: Frequency characteristics of phononic crystals

4.3 音源信号の位相反転駆動による擬音の低減

鎌倉らは、円形のパラメトリックスピーカの素子群を内側と外側のグループに分け、超音波音源信号を 180 度位相反転して駆動することで、伝搬の軸上で可聴音をほとんど低減させることなく超音波だけをキャンセルする手法を提案した [22]。彼らの手法を参考に、本研究では第 3 章 3.2 節の矩形パラメトリックスピーカを左右 32 列ずつのグループにわけ、図 4.5 左のように音源信号を位相反転駆動する。音源信号の例として、38 kHz 及び 40 kHz の sin 波からなる超音波音源信号を用いる場合の波形を図 4.5 右側に示す。緑線で示す超音波信号の包絡線 (青・赤線) が自己復調される差音の振幅にあたる。超音波信号を位相反転駆動した場合、音軸上の音圧は理論的には 0 となるため差音も 0 である。しかし左右から放射された差音ビームはある程度のビーム幅を持って伝搬するため音軸上にも存在することになる。このとき、超音波の位相は反転しているが包絡線の位相は反転していないため、可聴音はキャンセルされない。したがって、伝搬の軸上 (零点) で可聴音をほとんど低減することなく超音波だけをキャンセルすることができる。

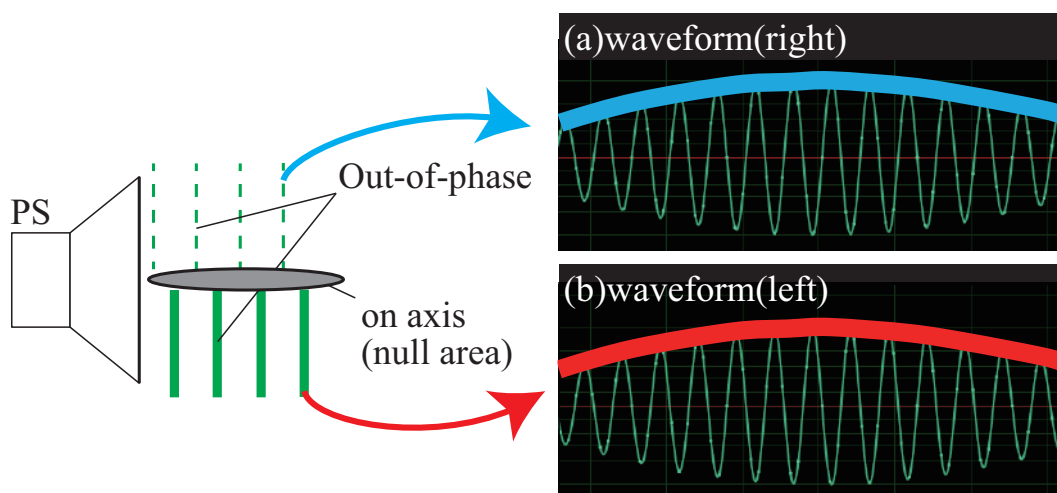


図 4.5: Schematic of phase-cancellation excitation

4.4 擬音の低減効果の確認

4.4.1 差音の周波数特性の計測

第 3 章 3.5.1 項では (1) 同位相駆動した場合について直接音の周波数特性の計測を行い擬音の影響について考察したが、ここでは (2) 位相反転駆動した場合、(3) フォノニック結晶を用いた場合について同様の検討を行った検討をもとに、擬音の低減効果を検証する。

4.4.1.1 実験手順

図 4.6 の配置に従い、無響室 (W7,000 mm × H7,000 mm × D7,000 mm) で実験を行った。ここでは SWEPT-SINE 法によるインパルス応答計測を行った。また、その他の実験条件も第 3.5.1 項に従うが、念のため本節にも実験手順を述べる。直接音を音源から 4,000 mm 離れた地点で 1/4 インチマイクロホン (Type 4939, B&K) を用いて録音した。ただし、フォノニック結晶は音源から 3,000 mm の地点に設置し、マイクロホンの向きは (a) スピーカに向けた場合と (b) 上 (スピーカと平行) に向けた場合の 2 条件とした。録音したインパルス応答を 1 秒間切り取り、狭帯域分析 (FFT ポイント数 16384, Hanning 窓) を行った。

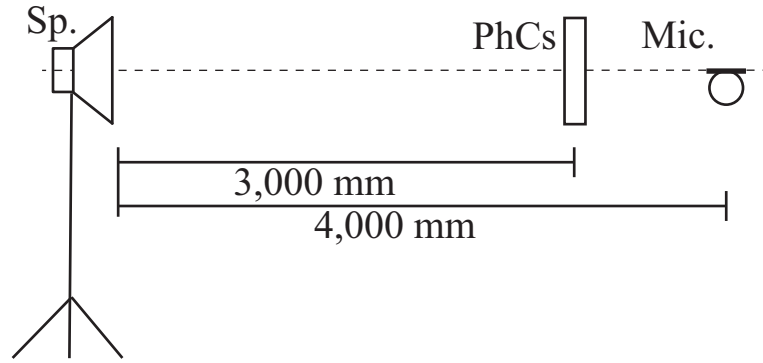


図 4.6: Geometrical setup in difference-frequency sound measurement using a microphone and phononic crystals

4.4.1.2 実験結果と考察

マイクロホンを用いて (a) スピーカに向けた場合、(b) 上 (スピーカと平行) に向けた場合の 2 条件について図 4.7 に結果を示す。図中には差音の周波数特性の理論値である 12 dB/octave の傾きも示す。どちらの条件でも、ケース (2)(3) は 200 Hz 以上の帯域で差音の音圧レベルが理論通り 12 dB/octave の傾きに沿っており、2 つの手法により擬音に起因する計測誤差を低減できたことを確認した。

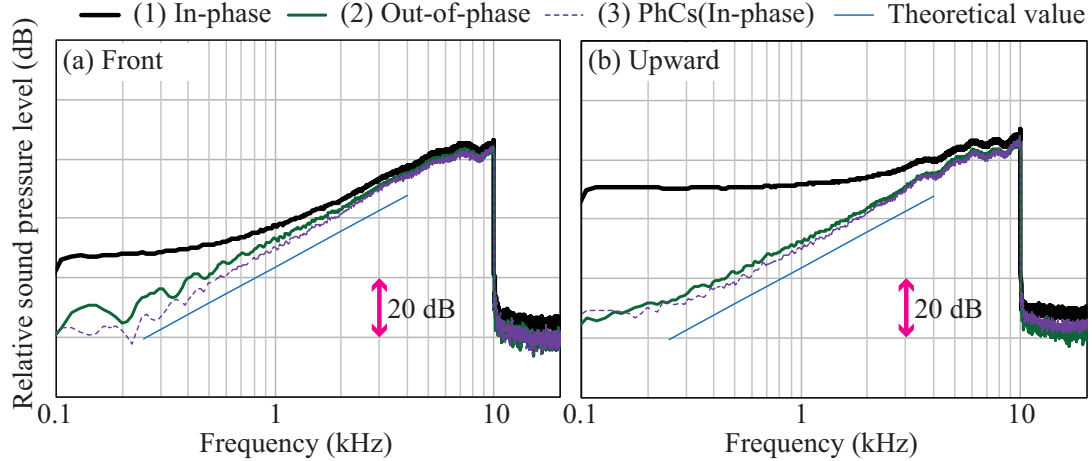


図 4.7: Frequency characteristics of difference-frequency sound measured using a microphone

4.4.2 音源信号の位相反転駆動時の音圧の横方向分布の計測

音源信号の位相反転駆動時の超音波の低減領域 (零点) は理論上その幅が 0 となる非常に狭い領域であるが、材料の計測に適用する際には零点の範囲内に受音点を適切に設置する必要がある。ここでは本研究で用いる音源について、零点の幅を確認するた

め、音源信号の位相反転駆動時の音圧の横方向分布を計測した。また、ここでは超音波の反転による可聴音場への影響についても考察する。第 3 章 3.5.1 項で述べたように、擬音の影響は実際の音圧より大きな音圧をマイクロホンが検出するという形で現れる。この影響は超音波の音圧が高いほど、つまり正面に近いほど大きいため、同位相駆動では正面の音圧が特に高く検出され、見かけ上急峻な指向特性を示すと予想された。一方で、音源信号の位相反転駆動により音軸上 (零点) で超音波がキャンセルされると、その領域では擬音の影響を受けず、かつ可聴音をほとんど低減することなく計測ができると予想された。

4.4.2.1 実験手順

パラメトリックスピーカを第 4.3 節に従い位相反転駆動したときの、音圧の横方向分布を図 4.8 の平面図の通り無響室 (W7,000 mm × D7,000 mm × H7,000 mm) で計測した。音源から 4,000 mm 離れた音軸上の点を中心点とし、そこから ±30 cm まで横一直線の音圧分布を計測した。ただし、用いた 1/4 インチの無指向性マイクロホン (Type 4939, B&K) は上向きに設置し、±10 cm までの受音点は 1 cm 間隔、その外側は 2 cm 間隔とした。第 3 章 3.4 節で作成した 40 kHz を中心周波数とする Logarithmic swept-sine 信号を音源信号とし、(1) 同位相駆動した場合、(2) 位相反転駆動した場合の 2 条件を検討ケースとする。得られたインパルス応答を 1/3 オクターブバンド分析し、250 Hz, 500 Hz, 1 kHz, 2 kHz, 4 kHz, 8 kHz バンドについて結果を考察した。

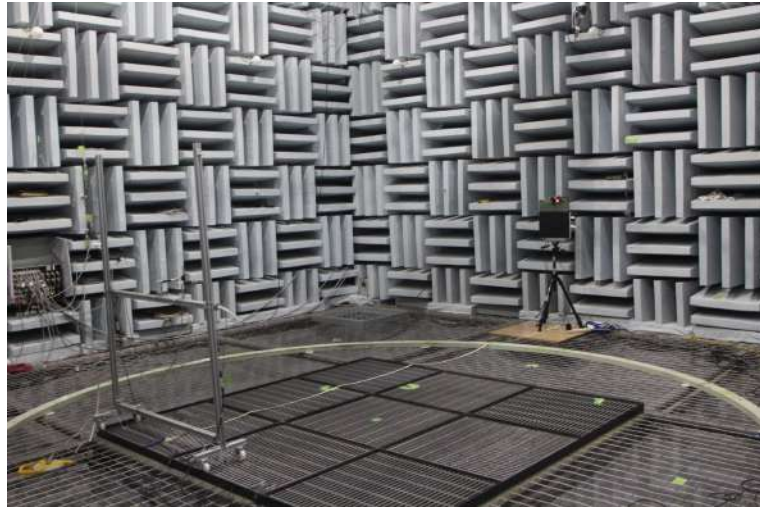
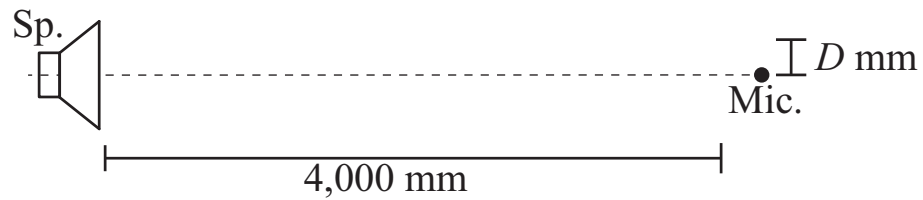


図 4.8: Geometrical relationship in lateral distribution measurement

4.4.2.2 実験結果と考察

実験結果を図 4.9 に示し、Step 1、2 の 2 段階に分けて考察を進める。結果には、各バンドの計測結果のうち最も音圧の大きかった受音点の結果 (すべて、同位相駆動時の正面方向) で基準化した相対音圧レベルを示している。

Step 1: 可聴音場への影響

まず、本手法が可聴音場に与える影響を考察する。ここでは第 3.5.1 項の結果でマイクロホンを上向きに向けた場合に同位相駆動をしても擬音の影響を受けなかった図 4.9 下列中央の 4 kHz、右の 8 kHz 帯域に着目する。正面方向をみるとどちらの周波数バンドでも、(2) 位相反転駆動時と (1) 同位相駆動時のレベル差が 2.5dB 以下であり、位相反転駆動により超音波をキャンセルしても可聴音の音圧レベルにはそれほど影響を与えないという理論に従うことが示された。

Step 2: 擬音の低減効果

次に、前節で擬音の影響を受けた 2 kHz 以下について考察を述べる。特に影響の大きかった図 4.9 上列左の 250 Hz 帯域に着目すると、(1) 同位相駆動の場合に正面方向の音圧レベルが高く急峻な指向性をもっているように見えるが、これは (1) の場合正面方向では擬音により実際の音圧より大きな音圧を受音系統で検出してしまっていることが原因であり、実際の音圧分布とは異なる。(2) の位相反転駆動した場合を見る

と、同位相駆動時より正面方向で 17.6 dB 音圧レベルが低くなっているが、第 4.4.1 項の差音の周波数特性に関する検討を加味すると、こちらが擬音の影響を低減した実際のレベルに相当すると考えられる。結果によれば零点はその幅が 1 cm 程度の非常に狭い領域であり、擬音が低減できる領域はこの範囲に限る。ゆえに材料の計測に本手法を適用する際には受音点をこの範囲内に適切に設置する必要がある。

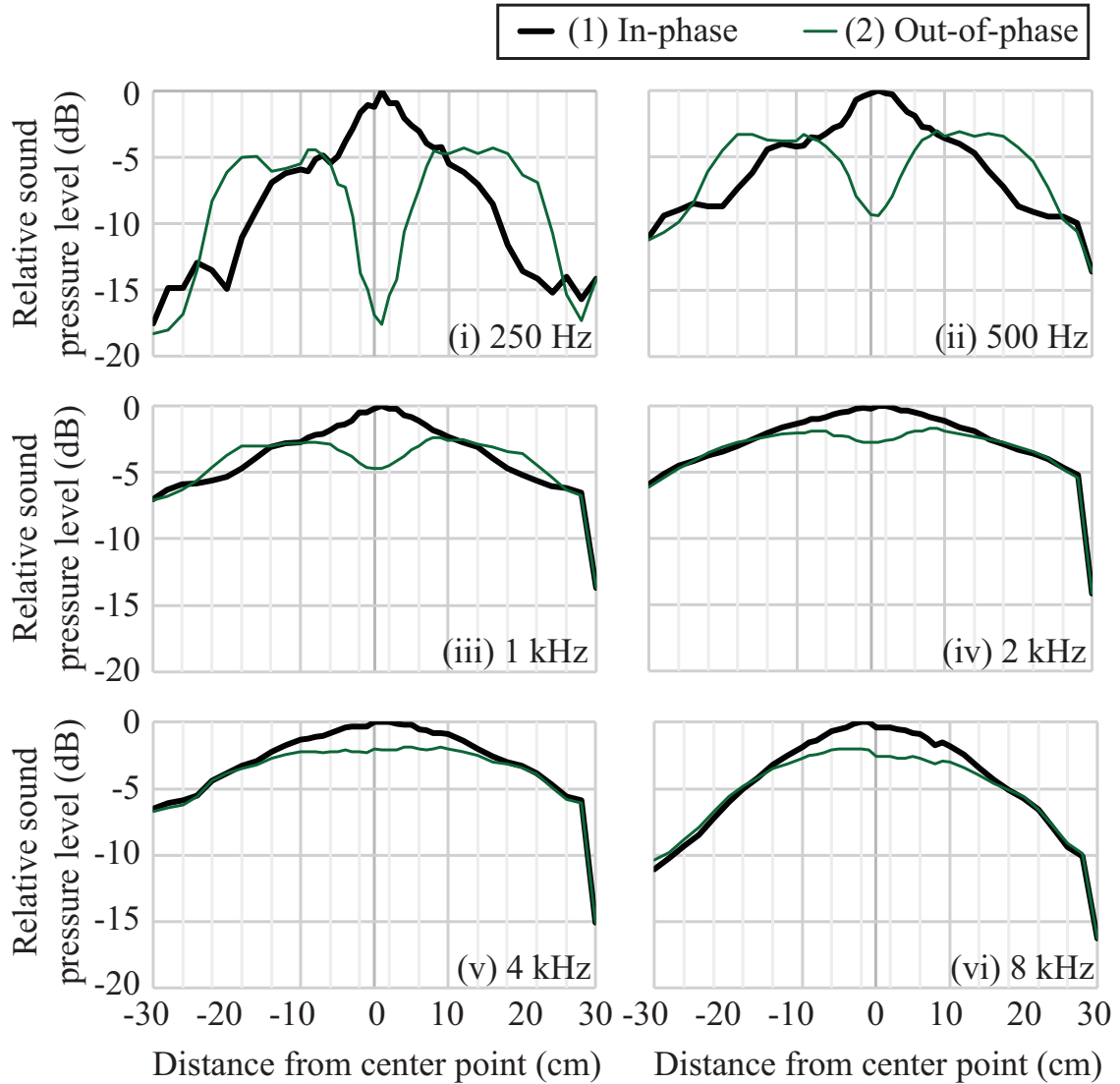


図 4.9: Lateral distribution of difference-frequency sound from the parametric loudspeaker

4.5 パラメトリックスピーカの基本特性の計測

第 4.4 節で、フォノンニック結晶及び音源信号の位相反転駆動による擬音の低減効果を確認した。ここではこれらの手法を用いた上での音源の特性を確認するため放射指

向特性及び距離減衰特性を計測し、材料の計測に用いる上での注意点等を考察する。

4.5.1 放射指向特性の計測

4.5.1.1 実験手順

パラメトリックスピーカの指向性を検討するため、図 4.10 の配置に従い無響室 (W7,000 mm × D7,000 mm × H7,000 mm) で放射指向特性を計測した。フォノニック結晶は音源から 2,000 mm 離し、受音点の前に固定した。検討ケースは、パラメトリックスピーカを音源として (1) 同位相駆動した場合、(2) 位相反転駆動した場合、(3) 同位相駆動でフォノニック結晶を設置した場合の 3 ケースに加え、(4) 線形を仮定できる一般的なラウドスピーカを用いた場合の 4 ケースとする。(4) 一般的なラウドスピーカとして用いたのは図 4.11 に示すサイズ W165 mm × D165 mm × H165 mm、周波数レンジ 90 Hz-17 kHz のコーンスピーカ (Mixcube Pro, Avantone) である。計測は SWEPT-SINE 法に基づき、音源信号として Logarithmic swept-sine 信号を用いた。正面を 0 度とし、0 度から 180 度まで 5 度間隔で受音点を設置した。1/4 インチの無指向性マイクロホン (Type 4939, B&K) を用いて録音を行い、得られたインパルス応答を 1/3 オクターブバンド分析した。



図 4.11: A common loudspeaker (Mixcube Pro, Avantone)

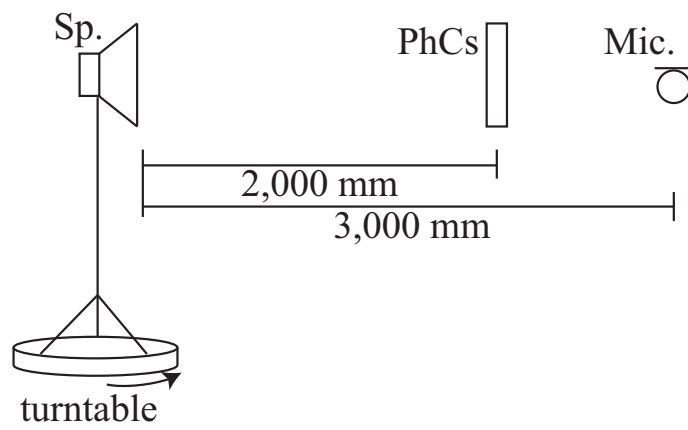


図 4.10: Geometrical setup in radiation directivity measurement

4.5.1.2 実験結果と考察

1/3 オクターブバンド分析した結果のうち、250 Hz、500 Hz、1 kHz、2 kHz、4 kHz、8 kHz バンドについて、パラメトリックスピーカの結果を図 4.12、ラウドスピーカの結果を図 4.13 に示す。ただし、計測結果のうちもっとも大きな値をとった条件で基準化した相対音圧レベルを示す。

まず、擬音の影響の少ない (v)4 kHz 帯域での (1) 同位相駆動の結果とラウドスピーカの結果を比較して述べる。ラウドスピーカの指向性を見ると、図 4.13(v)4 kHz 帯域では正面とのレベル差が 5 度方向で 0.6 dB、15 度方向で 1 dB という放射指向特性を示している。一方、図 4.12(v) 4 kHz 帯域の (1) 同位相駆動の結果を見ると、5 度方向で正面より 7.7 dB、15 度方向では正面より 33 dB 音圧レベルが低い。第 3 章 3.3 節で変形ビーム方程式を用いて計算した半径 16 cm の円形開口音源のビームパターンでは、正面方向より 5 度方向 (26 cm) で 9.1 dB、15 度方向 (80 cm) で 35.6 dB 低い結果となったことから理論によく合う傾向を示したといえる。また、図 4.13(v) のラウドスピーカの結果と比べれば鋭い放射指向特性を示すことが見て取れる。これより、パラメトリックスピーカを材料の吸音特性の計測に応用すれば、その狭指向性により一般的なラウドスピーカを用いるよりも不要な反射や回折の影響を低減できる可能性が示唆された。

次に、擬音の影響を受けやすい図 4.12(ii)500 Hz について考察する。第 3 章 3.3 節で変形ビーム方程式により計算した円形開口音源の結果 (図 3.5 参照) を見ると、500 Hz では 5 度方向 (26 cm) で 4.3 dB 正面方向より低い結果であった。一方、図 4.12(ii)500 Hz の結果を見ると、(1) 同位相駆動では 5 度方向で 10.2 dB 下がっており理論値より急峻な指向性をもつように見える。しかしこれは前述の通り擬音によるものであり、実在する差音の音圧分布とは異なる。

第 3 章 3.3 節での数値計算の結果からは、周波数によってビームの鋭さが異なることが示された。そこで、材料の吸音特性の計測において必要な試料サイズを見積もるため、(2) 位相反転駆動、(3) フォノニック結晶を用いた場合の指向性について考察する。2 つの手法が擬音を低減できる領域は正面方向に限られるためこちらの結果は厳密な意味での放射指向特性とは異なるが、ここでは (2) 位相反転駆動、(3) フォノニック結晶を適用したうえでの放射指向特性として考える。本節で計測した図 4.12(ii)500 Hz バンドの結果によれば、5 度方向での正面との差は (2) 位相反転駆動を用いた場合で 2.5 dB、(3) フォノニック結晶を用いた場合では 0.3 dB 程度にとどまったが、15 度方向では (2) 位相反転駆動で 9.3 dB、(3) フォノニック結晶で 4.2 dB とエネルギーが半分以下になっている。5 度方向とのレベル差が小さい原因として、2 つの手法による擬音の低減に伴い可聴音も数 dB 低減されたという点が考えられる。以上より、本論文で用いる手法においては、音源-試料間の距離との関係上、音源からみて音軸と試料端部のなす角度が 5 度程度のサイズの試料を用いると、500 Hz のような比較的低い

周波数帯域で回折の影響を受けてしまい、計測誤差が生じる可能性が示唆された。しかしそれでも図 4.13(ii) のラウドスピーカの結果が 15 度方向で 0.2 dB という指向性を示したことを鑑みると、従来の手法よりも幾何的な制約は緩和できると期待される。ただし、第 4.2 節で述べた通りフォノンニック結晶による超音波の低減量は列数に依存する。フォノンニック結晶設置地点で超音波の強度がどの程度低減されるかによって差音の生成が続く距離が決まるため、放射指向特性も変わってくると考えられる。

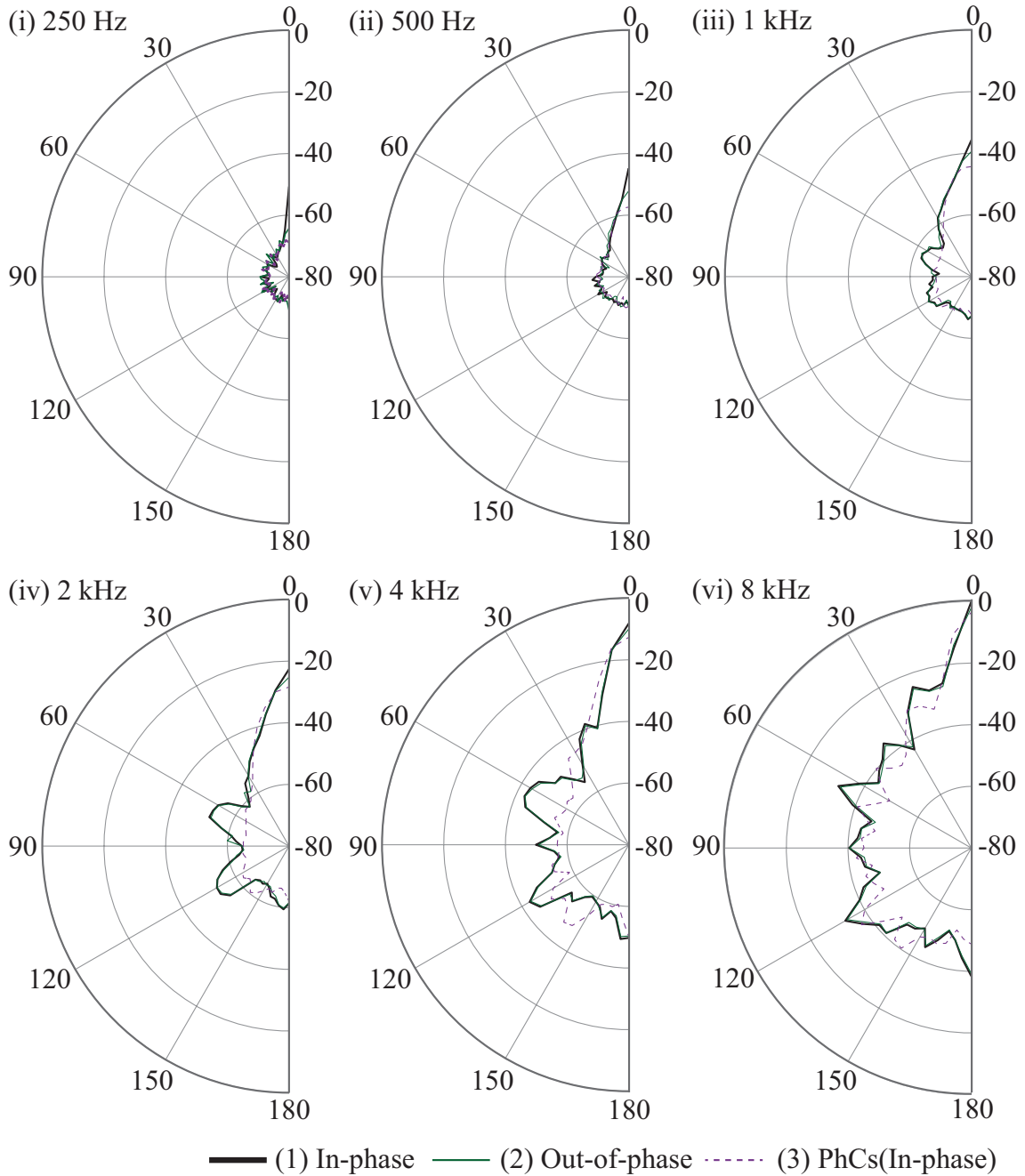


図 4.12: Radiation directivity of difference-frequency sound from a parametric loudspeaker

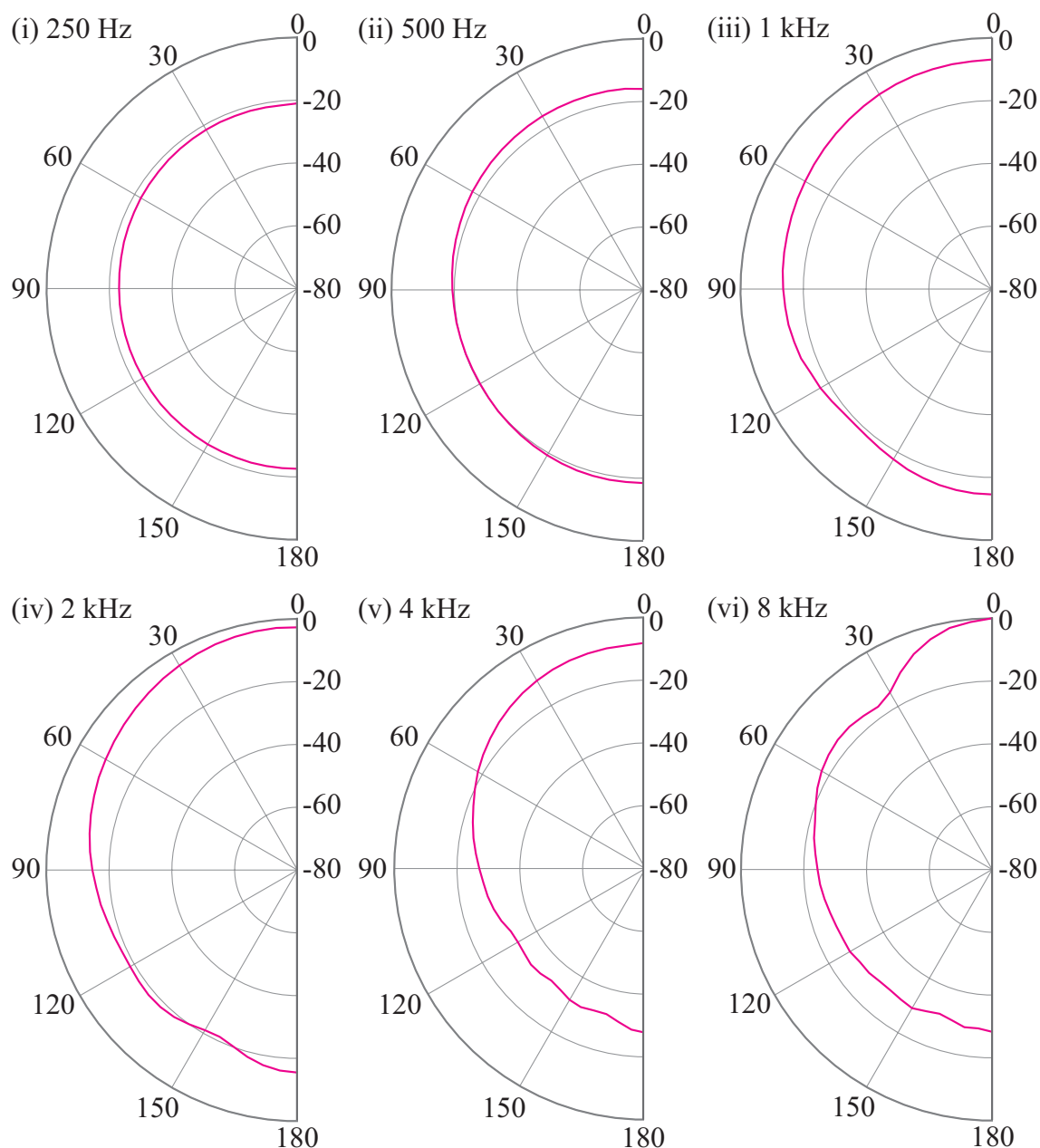


図 4.13: Radiation directivity of audible sound from a common loudspeaker

4.5.2 距離減衰特性の計測

4.5.2.1 実験手順

距離減衰特性を検討するため、図 4.14 の配置に従い $R=0$ 、500、1,000、1,500、2,000、3,000、4,000、5,000、6,000、7,000、8,000 mm までの 11 点で直接音を計測し、音軸上の音圧分布を調べた。測定の様子を図 4.15 に示す。4,000 mm 地点に例を示している通り、マイクロホンは上向きに設置した。計測は SWEPT-SINE 法に基づき行った。1/4 インチの無指向性マイクロホン (Type 4939, B&K) を用いて録音を行い、得られたインパルス応答を 1/3 オクターブバンド分析した。検討ケースは (1) 同

位相駆動、(2) 位相反転駆動、(3) フォノニック結晶を用いた場合の 3 条件とした。

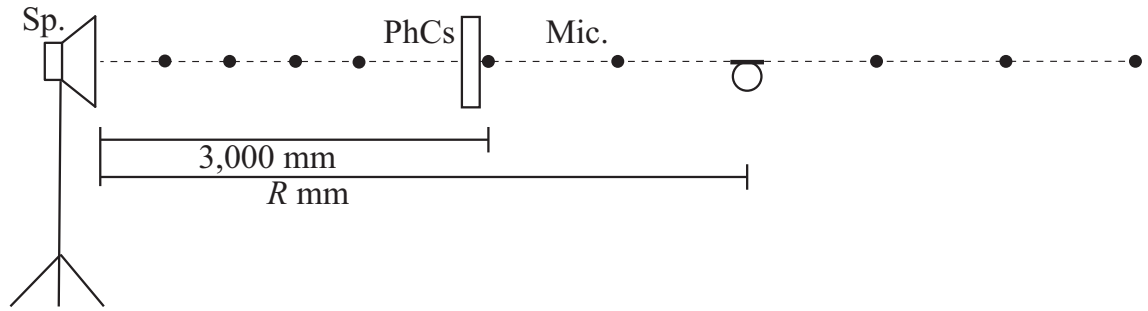


図 4.14: Geometrical relationship in distance attenuation measurement

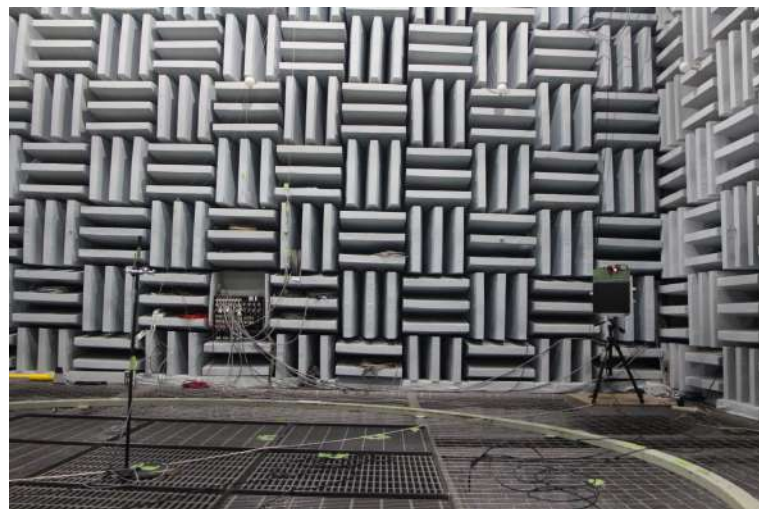
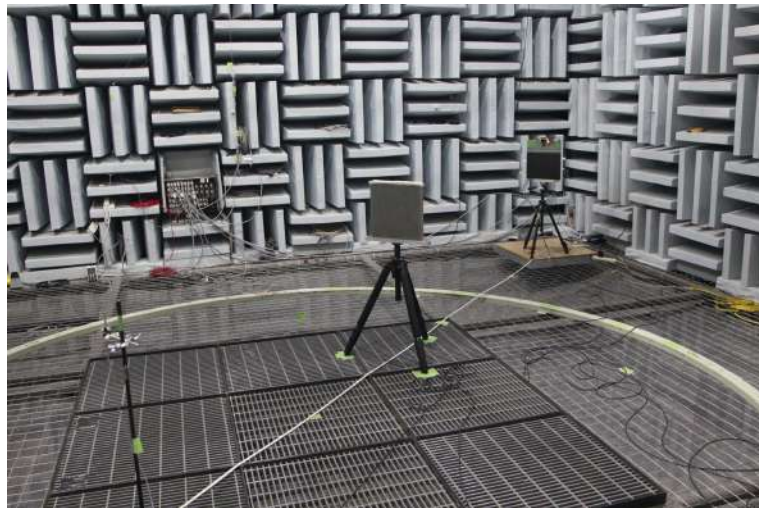


図 4.15: Distance attenuation measurement setup

4.5.2.2 実験結果と考察

図 4.16 に直接音の音軸上の音圧レベルの分布をオクターブバンドごとに示す。ただし、同位相駆動した際に最大値をとった点の音圧レベルを基準とした相対音圧レベルをバンドごとに示している。まず、擬音の影響が大きい (i)250 Hz に注目する。(1) 同位相駆動に比べ、位相反転駆動したケース (2) は 10 dB から 20 dB 音圧レベルが低減されており、擬音の影響を低減できた。ケース (3) でもフォノニック結晶を設置した $R=3,000$ mm を境に大きく音圧レベルを低減できており、それ以遠の点ではケース (2) と同じく擬音の影響を低減できている。 $R=1,500$ mm 点で同位相駆動よりも音圧レベルが高くなっているのは、フォノニック結晶とパラメトリックスピーカが対面しているため反射が起こったからであると解釈できる。(ii)500 Hz、(iii)1 kHz バンドでも同様の傾向が見られる。図 4.16 の (iv)-(vi) を見ると、徐々に振幅を増していき $R=2,000$ mm ほどでピークをむかえ、その後ゆるやかに減衰するという挙動をどのケースでも示しており、前章の図 3.6 で示した変形ビーム方程式による円形開口音源の距離減衰特性と同様の傾向となった。同位相駆動でも似た挙動を示しているのは、周波数が上がるにつれ擬音の影響が小さくなるためと解釈できる。ただし、(4) フォノニック結晶を用いた場合、 $R=4,000$ mm 以遠で他の条件より音波が早く減衰する。これは、 $R=3,000$ mm 地点に設置したフォノニック結晶が超音波をカットしたため、以降で差音の生成量が低減されたことが原因と考えられる。

以上、各条件について詳細に述べてきたが、ここからは材料の計測を行う際の音源と試料・受音点の距離に関する検討をするため、結果全体について考察する。差音の指向性はパラメトリックアレイのアレイ長で決まる。そこで、前章 3.3 節で述べたように、本研究で差音を計測する際には、指向性と音圧の確保のため、差音の生成・蓄積効果が顕著である差音振幅のピーク位置程度までのアレイ長を最低限確保することにした。前章の理論計算と同様、本節の実験結果でも差音振幅のピーク位置は $R=2,000$ mm 程度であったため、本研究で用いるパラメトリックスピーカを次章以降の材料の計測に用いる際には、音源-受音点・試料間距離を 2,000 mm 以上離すことにした。もう一つの注意点として、フォノニック結晶の設置位置について以下に述べる。フォノニック結晶を設置するとその地点で超音波音圧が低減されるため設置位置以遠では差音の生成量が低減し、指向性が弱まる。つまり、パラメトリックアレイのアレイ長は音源-フォノニック結晶間の距離で決まるため、あまり音源付近に結晶を設置すると、アレイ長が短くなりパラメトリックスピーカの長所である指向性を確保できない。したがって、アレイ長をある程度確保できる位置にフォノニック結晶を設置する必要がある。本研究では差音振幅のピーク位置程度までのアレイ長を最低限確保することとしているため、音源-フォノニック結晶間距離も本研究では 2,000 mm 以上離すこととする。

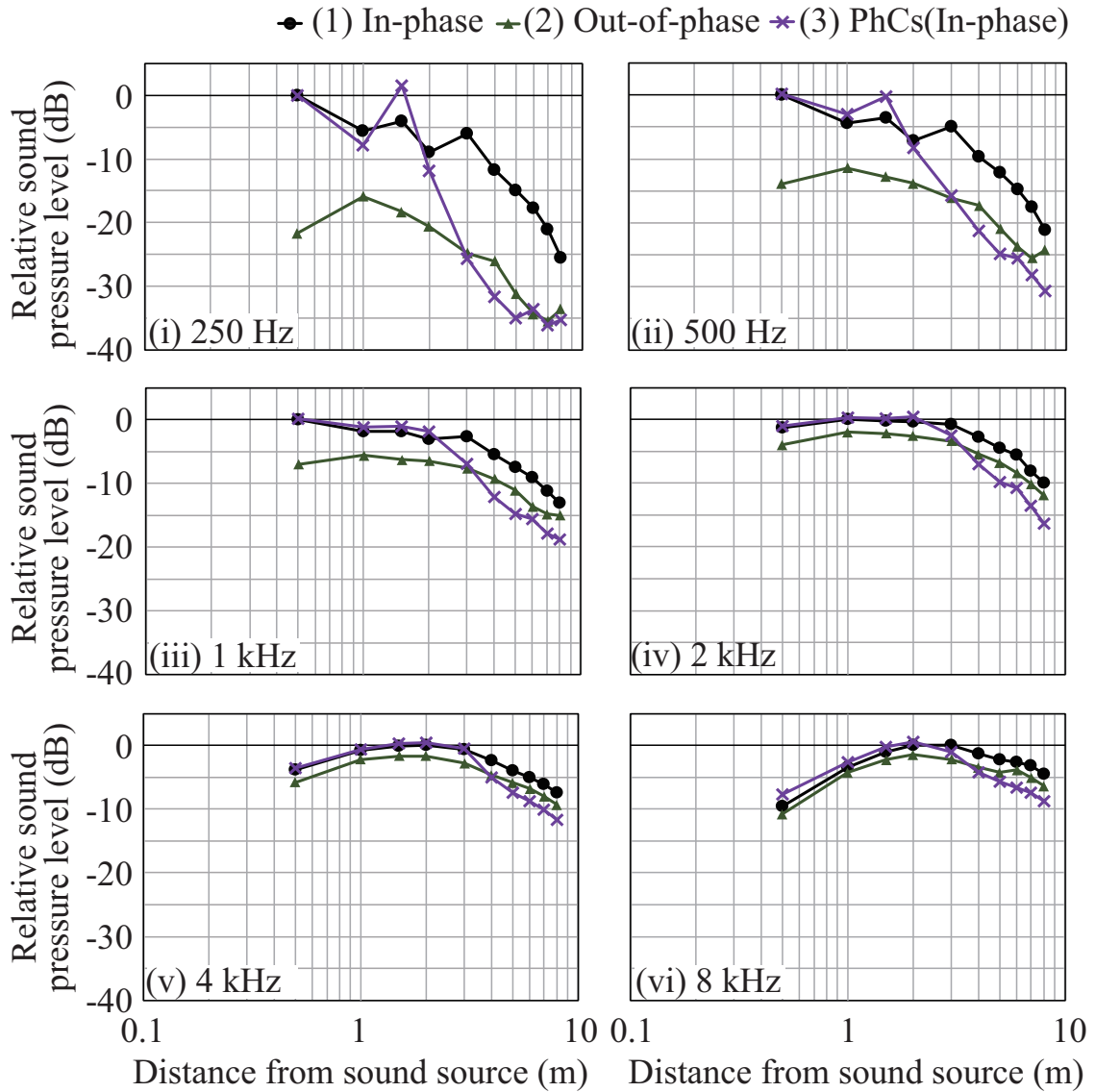


図 4.16: Distance attenuation characteristics of difference-frequency sound

4.6 本章のまとめ

本章では、パラメトリックスピーカを計測に用いる上で課題となる擬音の低減手法について実験的検討を行った。擬音の原因となる超音波を受音点や試料付近で低減するための低減手法として、フォノン結晶と位相反転駆動という 2 つの手法を用いることとした。まず、フォノン結晶、音源信号の位相反転駆動の概要を述べ、これらによる擬音の低減効果を確認した。次に、これら 2 つの手法を用いた上でのパラメトリックスピーカの音源特性を確認するため、放射指向特性および距離減衰特性を計測した。これらの検討により、以下の知見が得られた。

- パラメトリックスピーカが鋭い放射指向特性をもつことを実験的に確認した。
ただし、差音のビーム幅は周波数によって異なるため、次章では放射指向特性

の実験結果に従い測定対象とする周波数帯域と試料サイズの関係を検討する。

- フォノニック結晶及び音源信号の位相反転駆動の 2 つの手法により、直接音の計測において擬音の影響を低減することができた。
- 音源と試料・受音点の幾何的關係を検討するため、距離減衰特性を実験的に検討した。差音の指向性及び効率的な SN 比の確保を目的に、アレイ長を差音振幅のピーク位置程度まで確保することにした。実験結果より本研究で用いるパラメトリックスピーカの場合、音源と受音点・試料の距離を 2,000 mm 以上はなすことで、これらの条件を満たした計測ができる可能性が示唆された。さらに、フォノニック結晶を適用する場合にはパラメトリックアレイのアレイ長が音源-フォノニック結晶間の距離で決まるため、アレイ長をある程度確保できる位置にフォノニック結晶を設置する必要がある。故にフォノニック結晶もまた差音振幅のピーク位置である 2,000 mm 地点以遠に設置することにした。

以上の検討により、次章以降で検討する材料の吸音特性の計測においても、その狭指向性により不要な音波を避けることができる可能性が示唆された。擬音の影響を受けずに精度よく計測する手法としてフォノニック結晶や音源信号の位相反転駆動が有効であると期待される。そのため、次章以降ではこれらの手法を用いた材料の計測について実験的に検討していく。

第 5 章

多孔質材料の垂直入射吸音特性の 計測

5.1 第 5 章の目的

第 3 章、第 4 章では、パラメトリックスピーカの基本特性、及びパラメトリックスピーカを用いる際に問題となる擬音を低減する手法についての検討を行った。前章までの検討を踏まえた実験配置・実験設定を第 5.2 節に述べ、第 5 章、第 6 章ではパラメトリックスピーカを用いた材料の吸音特性の計測に関する検討に移る。材料の吸音特性は、自由音場で無限大のサイズをもつ材料に無限幅の平面波が入射する、という仮定のもとで理論的に計算されるが、実際には実験室の空間的制約上の問題があり、有限サイズの室・試料を用いる必要がある。そのため試料端部の回折や周囲からの反射が分析に必要な直接音や反射音と干渉し、計測誤差を生むという問題があった。パラメトリックスピーカは、その超指向性によりこの回折の影響を低減し、幾何的な制約を緩和することができると期待される。第 5 章ではまず垂直入射吸音特性に着目した実験的検討を行う。第 5.3 節では基礎検討として、無響室で垂直入射時の多孔質材料の表面インピーダンスを計測した。また、第 3 章、第 4 章で述べたようにパラメトリックスピーカを材料の計測に用いるためには擬音に起因する計測誤差を回避する必要がある。第 5.3 節の無響室での計測ではこの点にも着目し、擬音が材料の計測に与える影響を把握する。そしてフォノンニック結晶及び音源信号の位相反転駆動を用いることで擬音による影響を低減した計測が可能であるか、それらの応用可能性を探る。

次に、第 5.4 節では、現場実験への応用可能性を探るべく、東京大学生産技術研究所内の会議室で多孔質材料の垂直入射吸音特性を計測した。現場実験では試料の端部回折だけでなく周辺の物体や周壁からの反射などによる計測誤差が問題となるが、パラメトリックスピーカの超指向性は不要な音波に起因する計測誤差を低減するために有用であると期待される。また、パラメトリックスピーカでは、超音波が減衰しその強度が弱まるまで差音の生成が続くためその狭指向性は保たれる。ゆえに距離が離れてもその狭指向性により不要な音波を低減できると期待されるため、音源と試料の距離に関しても考察を行った。

最後に、本章のまとめを第 5.5 節に述べる。

本章では多数の計測結果を得たが、考察を円滑に進めるため、代表的なものだけを文中に記載し、その他のデータについては章末にまとめて示すこととする。

5.2 実験条件の設定

第 3 章、第 4 章の検討から、パラメトリックスピーカを用いた材料の吸音特性の計測においては以下を満たすよう実験設定をする。

- 差音の距離減衰特性を加味すると、近距離場では、試料からの反射後も差音の生成が続き吸音特性を正確に計測できないという可能性が懸念される。そのた

めこれより遠い位置に試料・受音点を設置するか、もしくはこの影響を受けないような計測をする必要がある。

- 高音圧な超音波に起因する擬音が計測誤差の要因となるため、その影響を受けない工夫をする必要がある。計測に際してはフォノニック結晶、音源信号の位相反転駆動といった手法により擬音の要因となる超音波を低減する必要がある。
- 低周波数帯域の SN 比をできるだけ確保する。
- 差音の指向性を確保するため、アレイ長をある程度長くとり。フォノニック結晶を用いる場合には、音源-フォノニック結晶間の距離でパラメトリックアレイのアレイ長が決定されるため、フォノニック結晶もまたアレイ長をある程度長く確保できる位置に設置する必要がある。ただし、フォノニック結晶の設置位置によってアレイ長が変わるため放射指向特性も変わり、必要な試料サイズと測定周波数帯域の関係についても変わる可能性がある。
- フォノニック結晶は理論上バンドギャップ以外の帯域の音を全て透過できるが、現実的には構造体であるためサイズや円柱の径が有限であり試料との間に多重反射が起こる可能性がある。材料の計測においてはこれが計測に影響を及ぼさないよう工夫する必要がある。

以上を踏まえ、本研究では以下を前提として実験を行う。

- Allard らの 2 マイクロホン法を用いる。
- 音源信号として Logarithmic swept-sine 信号を用いる。
- 本研究では差音音圧の効率的な確保も考え、音源から差音振幅のピーク位置程度までの領域を最低限必要なアレイ長として確保することにする。本研究で用いるパラメトリックスピーカの場合、差音振幅のピーク位置は音源から 2,000 mm 地点であることから、フォノニック結晶及び受音点・試料を 2,000 mm 以上音源から離すことにする。
- フォノニック結晶と試料間の多重反射の影響を防ぐため、分析に際して時間軸上でこの影響を除去できる程度にフォノニック結晶-試料間距離を離すことにした。本研究ではフォノニック結晶-試料間距離を 1,000 mm とする。

5.3 無響室での実験

5.3.1 実験手順

実験は、東京大学生産技術研究所内の無響室 (W7,000 mm × D7,000 mm × H7,000 mm) で、32 kg/m³、50 mm 厚のグラスウールと、96 kg/m³、15 mm 厚のグラスウールを対象に、表面インピーダンスの計測を行った。以降、それぞれ GW32k、GW96k と記載する。計測では、第 5.2 節の考察を基に 2 マイクロホン法 [6] を用いることと

した。試料には背後壁として木質合板を密着させた。検討ケースはパラメトリックスピーカを音源として (1) 同位相駆動、(2) 位相反転駆動した場合、(3) フォノニック結晶を用いた場合に加え、従来法との比較として (4) 一般的なラウドスピーカ (Mixcube Pro, Avantone) を用いた場合を加え、4 条件とした。本章では、回折の影響を受けないよう十分大きな試料を用いて試料-音源間距離を小さくし、無響室で従来法を用いて計測した結果をリファレンスとして用いて、計測精度の検証を行うこととした。リファレンスデータの計測手順については第 5.3.3 項に述べる。第 5.2 節に従い決定した実験配置を図 5.1、図 5.2 に示す。フォノニック結晶は、音源から 3,000 mm の点に設置し、フォノニック結晶と試料との距離を 1,000 mm とした。したがって、音源-試料間距離は 4,000 mm である。図中の赤いボックス内に示す受音点付近の拡大図の通り、1/2 インチペアマイクロホン (Type 4197, B & K) を x_1 、 x_2 に設置した。マイクロホン間隔は 13 mm とし、試料表面と x_1 との距離は 10 mm とした。計測は SWEPT-SINE 法に基づき、掃引時間約 12.5 秒の Logarithmic swept-sine 信号を音源信号として用いてインパルス応答の分析を行った。

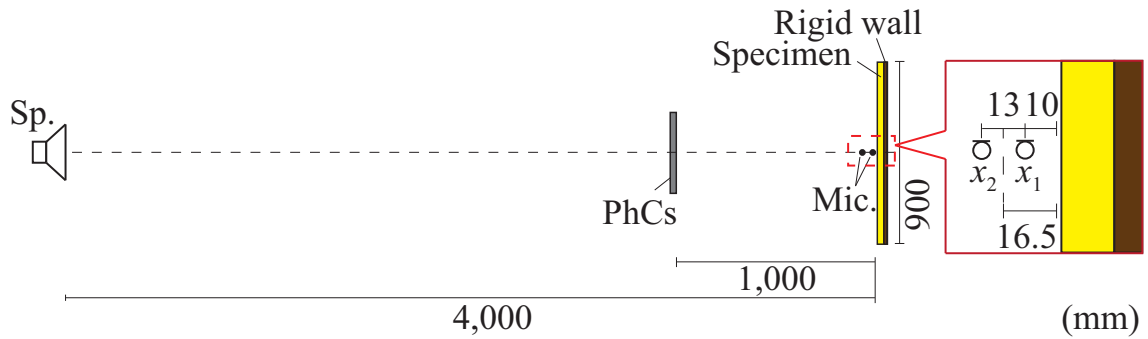


図 5.1: Geometrical setup in a free field measurement of absorption properties at normal incidence

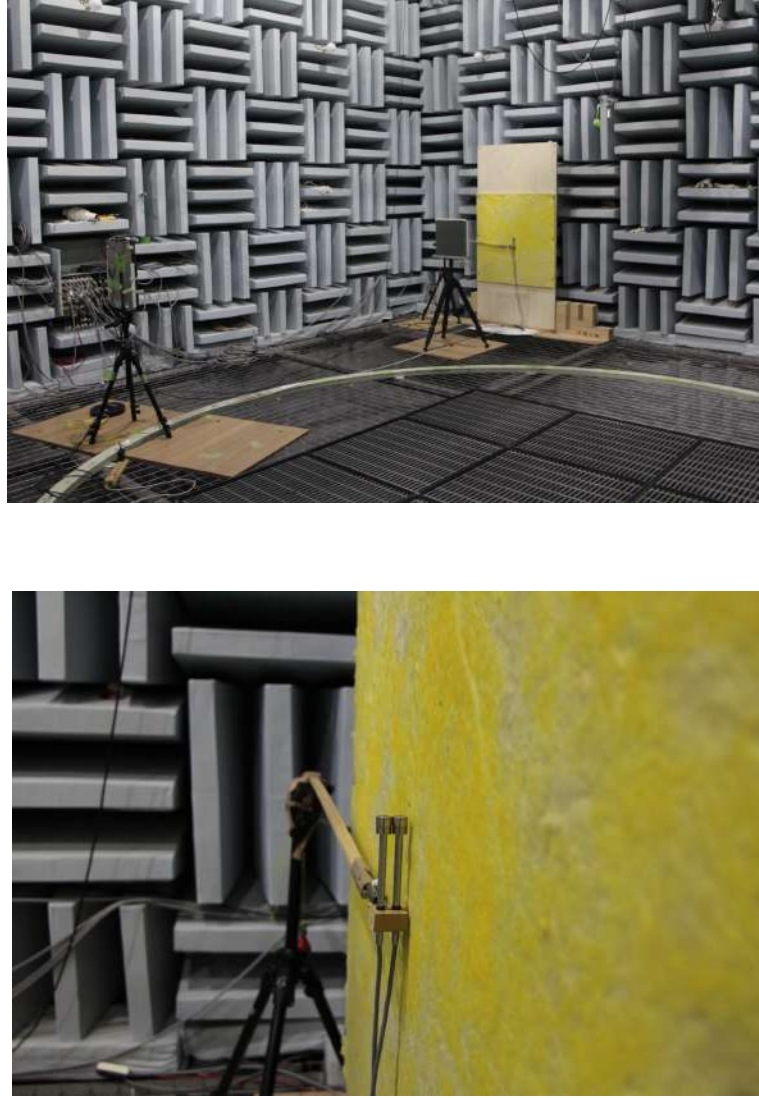


図 5.2: Arrangement to normal incidence measurement

また、測定周波数範囲は受音点間距離 d_r との関係から以下の手順で決定した。2つのマイクロホンを図 5.3 のように x_1 、 x_2 に設置するとすれば、これらの中点 x_M における音圧 p_M 及び粒子速度 v_M は有限差分近似により第 1 章 (2.1) 式の通り求められる。再掲すると、

$$\begin{aligned} p_M &\approx \frac{p_1 + p_2}{2} \\ v_M &\approx \frac{(p_2 - p_1)}{j\omega\rho d_r} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Fahy はサウンドインテンシティを計測する際、この近似誤差を定量的に評価することでマイクロホン間隔と測定周波数範囲の上限との関係を求めた [58]。これを参考に、本論文では音響インピーダンスを計測する場合を想定して同様の検討を行った。

x_1 、 x_2 における音圧 p_1 、 p_2 は、中点 x_M 、そこからの距離をそれぞれ $\pm d_r/2$ とす

れば、テイラー展開を用いて以下のように表される。

$$p_1(x_M + \frac{d_r}{2}) = p(x_M) + \frac{d_r}{2}p^{(1)}(x_M) + \frac{d_r^2}{8}p^{(2)}(x_M) + \frac{d_r^3}{48}p^{(3)}(x_M) + \cdots + \frac{\left(\frac{d_r}{2}\right)^n}{n!}p^{(n)}(x_M) \quad (5.1)$$

$$p_2(x_M - \frac{d_r}{2}) = p(x_M) - \frac{d_r}{2}p^{(1)}(x_M) + \frac{d_r^2}{8}p^{(2)}(x_M) - \frac{d_r^3}{48}p^{(3)}(x_M) + \cdots + \frac{\left(\frac{d_r}{2}\right)^n}{n!}p^{(n)}(x_M) \quad (5.2)$$

ここで、 $p^{(n)}$ は x についての p の n 階微分である。定常音場での平面進行波を仮定すれば、 $p(x_M)$ は

$$p(x_M) = A \exp(-jkx_M) \quad (5.3)$$

となる。ただし、 A は振幅、 k は波数である。(2.1) 式から推定されるインピーダンスは

$$Z_e = j\omega\rho d_r \frac{p_1 + p_2}{2(p_2 - p_1)} \quad (5.4)$$

で表される。定常音場での平面進行波を仮定するとき、空気中のインピーダンスの真値は ρc である。推定値と真値から基準化近似誤差 $e(Z(x_M))$ を以下のように定義する。

$$e(Z(x_M)) = \frac{(Z_e(x_M) - \rho c)}{\rho c} \quad (5.5)$$

(2.1) 式を (5.4) 式に代入すると、

$$Z_e(x_M) = \rho c(kd_r) \frac{1 - \frac{1}{48}(kd_r)^2 + \frac{1}{384}(kd_r)^4}{kd_r - \frac{1}{24}(kd_r)^3} \quad (5.6)$$

となるから、 $e(Z(x_m))$ は

$$e(Z(x_M)) = \frac{-32(kd_r)^2 + (kd_r)^4}{384 - 16(kd_r)^2} \quad (5.7)$$

で求められる。平面波干渉音場でも $p^{(n)}$ と p の関係が同様であるため、この式は成り立つ。本論文では、基準化近似誤差 $e(Z(x_M))$ が 10 % 以下となる $kd_r < 1.08$ ($fd_r < 58$) を満たすよう測定周波数とマイクロホン間隔の関係を決定することにする。マイクロホン間隔 d_r が 13 mm であるから、測定周波数の上限はこの関係を満たす 4.5 kHz までとした。

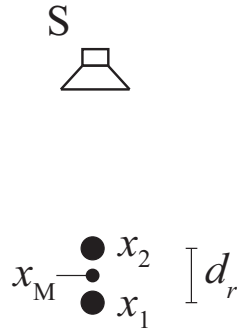


図 5.3: Geometrical relation between source and two microphones

5.3.2 分析手順

図 5.4 に測定したインパルス応答から 2 マイクロホン法により分析し、表面インピーダンスを算出する手順を示す。図 5.4 はパラメトリックスピーカで計測したインパルス応答の一例である。up swept-sine 信号を用いた今回の場合、第 3 章 3.4 節で述べたようにインパルス応答の前に高調波歪が現れている。この高調波歪がインパルス応答に影響を与えないよう時間軸上で分析に要する主応答だけを切り取る (赤破線部)。また、この際不要な反射や回折等をできるだけ取り除く。直接音と試料からの反射音からなる主応答を拡大して右側に示している。次に、(a) x_1 、(b) x_2 での主応答に Hanning 窓をかけて狭帯域分析し、周波数軸で $H_{12}(\omega)$ を計算する。その後、(2.3)、(2.4) 式に $H_{12}(\omega)$ を適用し、 Z_M 、 Z_S を算出する。吸音率を求める際には、(1.2) 式を用いる。

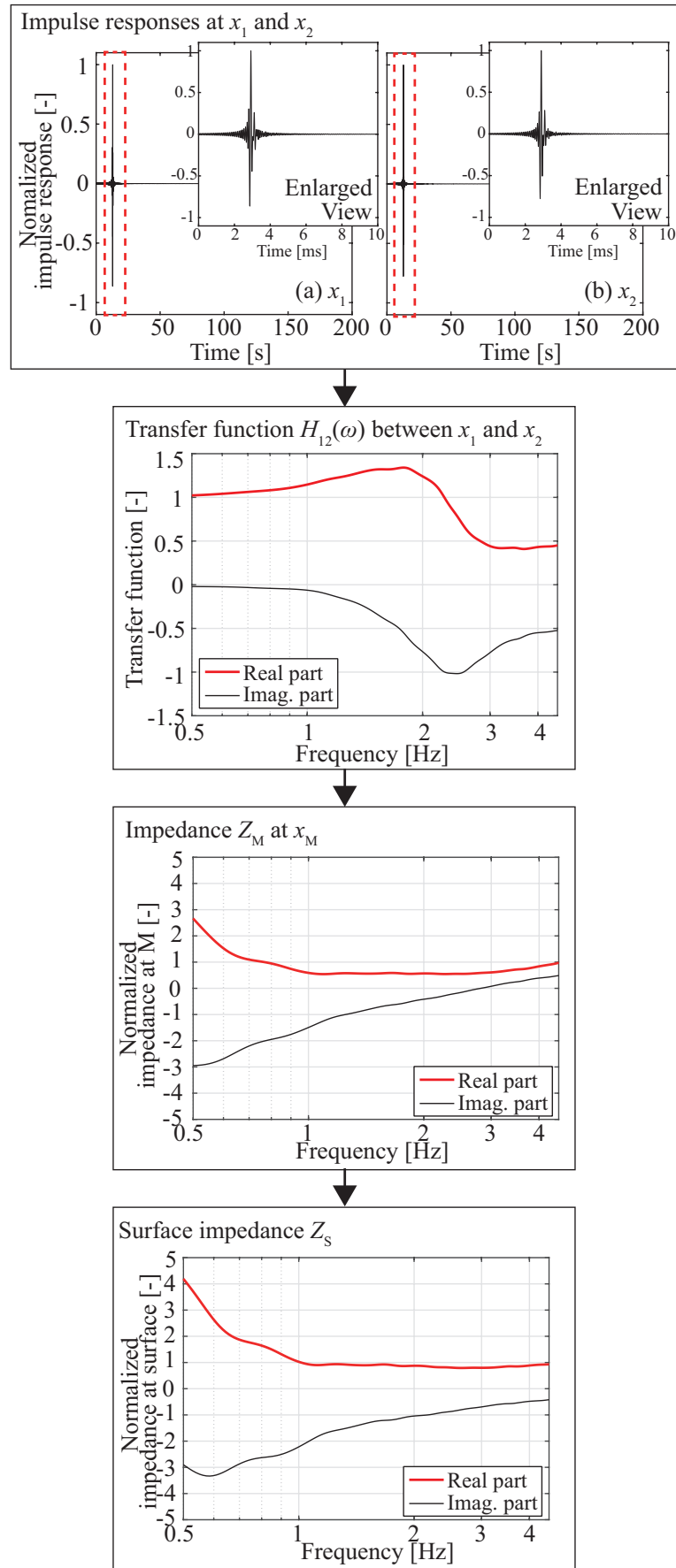


図 5.4: Diagram of the analysis procedure

5.3.3 リファレンスデータの計測

本論文では大きな試料を用いて、かつ音源-試料間の距離を近づけることで回折の影響を受けないようにした状態で従来法により無響室で計測した結果をリファレンスデータとして用いた。2,100 mm × 2,300 mm の試料を用いた。試料中心から音源位置までの距離を 1,000 mm とし、図 5.5、図 5.6 のように計測を行った。音源と試料の距離が 1,000 mm と近いと、第 1 章で述べた球面波仮定 [7] を適用し、表面インピーダンスおよび吸音率を求めた。

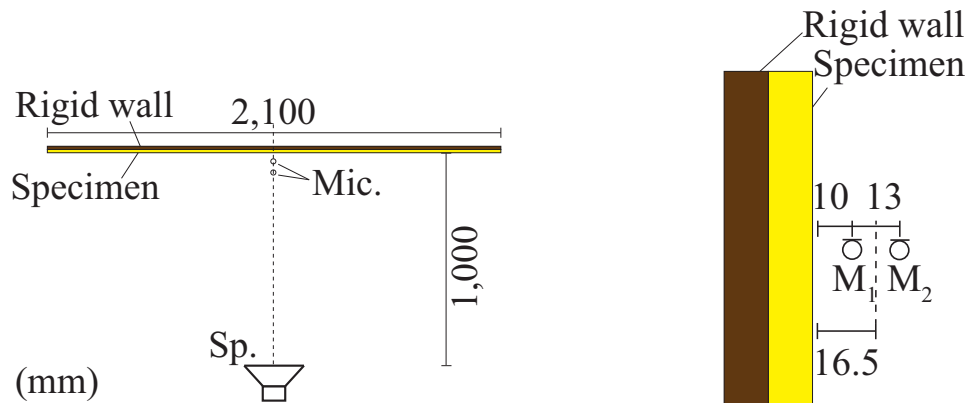


図 5.5: Geometrical setup of the reference data measurement

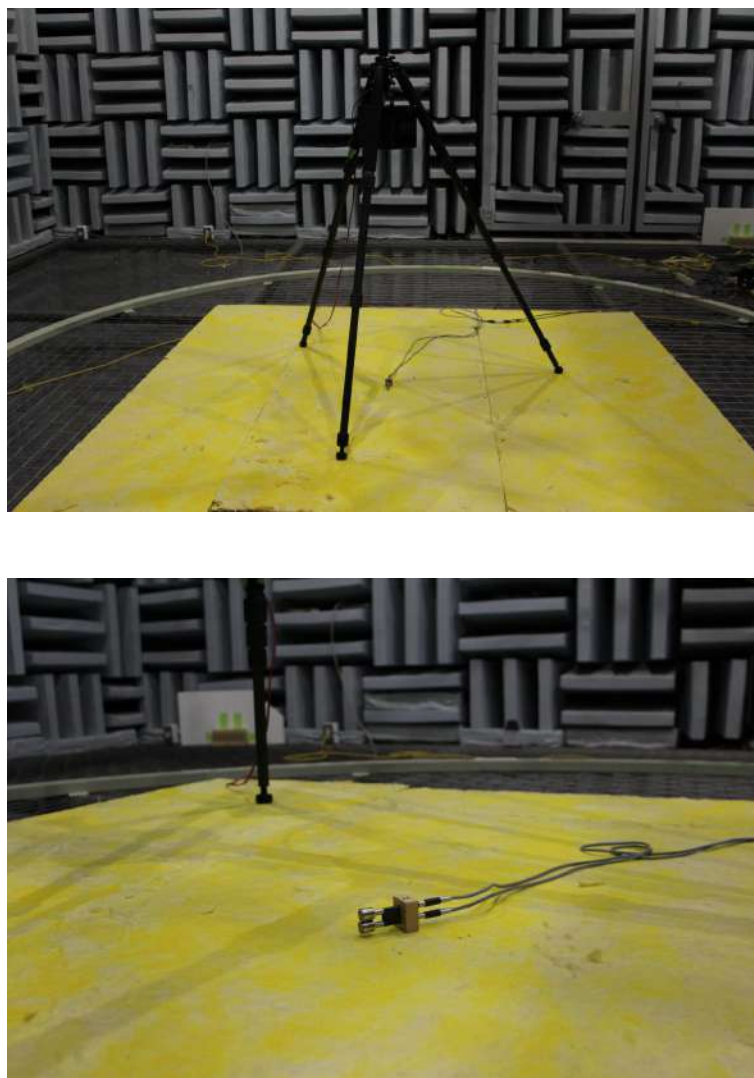


図 5.6: Arrangement to the reference data measurement

5.3.4 実験結果と考察

考察は 4 つのステップに分けて行う。

まず、Step 1 では擬音が材料の吸音特性の計測に与える影響を確認し、音源信号の位相反転駆動とフォノンニック結晶を用いた場合の擬音の低減効果に関する考察を行う。

Step 2 では測定可能周波数帯域の下限との関係を検討するため、試料サイズに着目して考察を進める。

最後に、Step 3 では不要な音波の影響について、従来法との比較検討を行う。

Step 1: 擬音の低減効果

図 5.7 に 900 mm 角の GW96k を試料とした場合の表面インピーダンスの結果を、図 5.8 に吸音率を示す。インピーダンスの結果では、(1) 音源信号を同位相駆動した場合、2 kHz 以下の帯域で実部はリファレンスより大きく、虚部は小さい結果となった。

この影響は、図 5.8 吸音率でいえば吸音率を非常に大きく評価する、という形で現れる。擬音の影響を大きく受ける 2 kHz 以下の帯域においては、直接音よりも試料に吸音されたあとの反射音で擬音の影響が小さくなるというように、直接音と反射音で擬音の影響度合いが異なることが原因と考えられる。一方、擬音を低減するため (2) 音源信号を位相反転駆動した場合や (3) フォノンニック結晶を用いた場合のインピーダンスの結果をも見ると、低周波数帯域では精度が低いものの、0.8 kHz 以上の帯域ではリファレンスとよく合う結果となった。

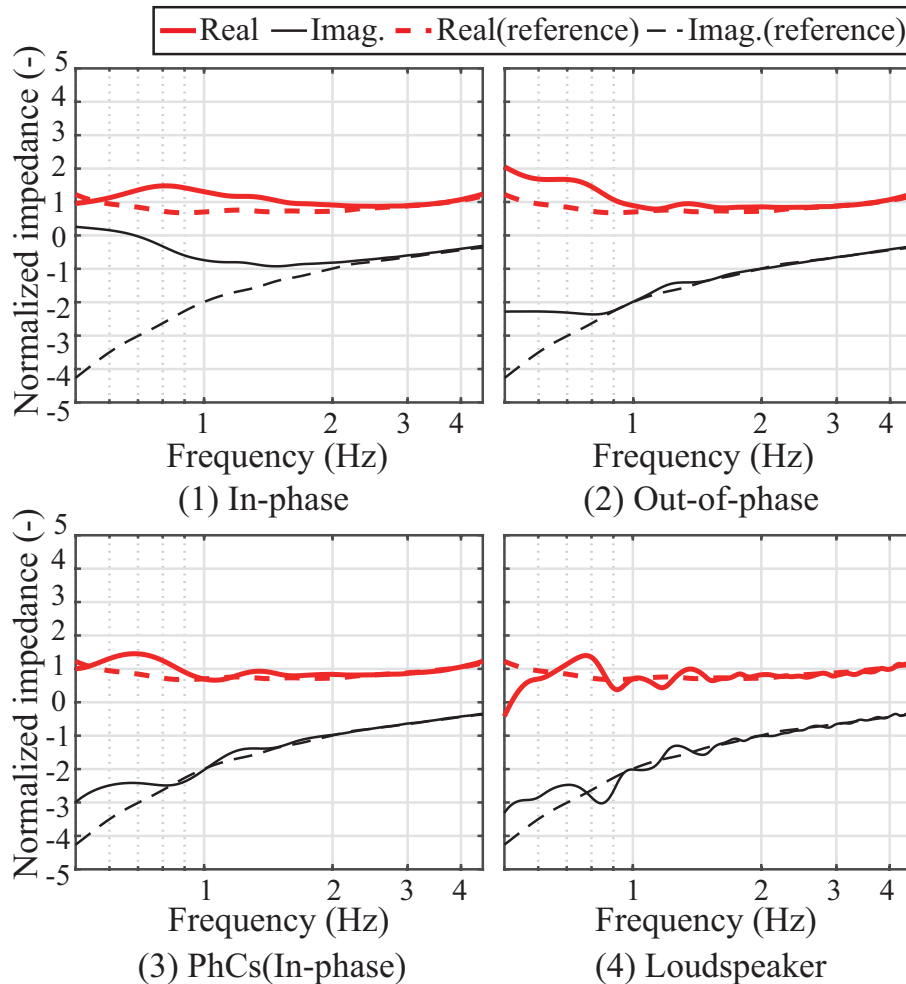


図 5.7: Surface impedance (GW96k) measured in a free field

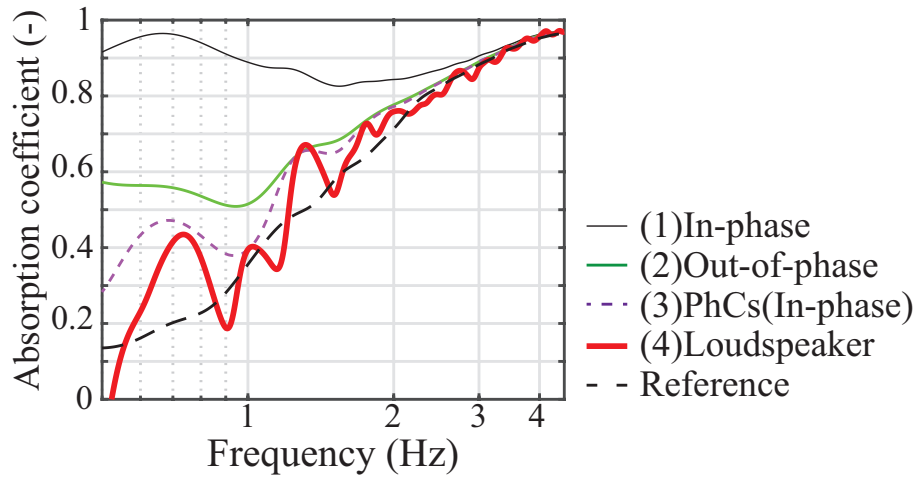


図 5.8: Absorption coefficient (GW96k) measured in a free field

Step 2: 試料サイズの検討

1,800 mm 角の試料と 900 mm 角の試料を用いて計測した結果を比較する。音源-試料間の距離 4,000 mm としたとき、試料中心から端部までの距離は 900 mm 角のとき 450 mm、1,800 mm 角のとき 900 mm であり、角度で表せばそれぞれ 6.4 度、12.7 度である。第 3 章 3.3 節ではどの周波数帯域でも従来のピストン音源と比較して非常に鋭い指向性をもつことを数値計算により確認したが、同時に周波数が高いほど指向性が鋭くなるという特性をもつことも確認した。ゆえに、測定対象周波数と試料サイズの間に幾何的な制約が必要となる可能性が示唆された。

第 4 章 4.5.1 項で計測した 500 Hz 帯域の放射指向特性の結果によれば、5 度方向での正面とのレベル差は (2) 位相反転駆動で 2.5 dB、(3) フォノンニック結晶を用いた場合で 0.3 dB 程度であった。故に音源点に対して正面方向と試料端部が成す角度がこの角度に満たないようなとき、500 Hz のような比較的低い周波数領域では回折の影響を受ける可能性が懸念された。一方で、500 Hz 帯域の 15 度方向では (2) 位相反転駆動で 9.3 dB、(3) フォノンニック結晶を用いた場合で 4.2 dB であり、500 Hz 帯域でも正面方向に比べエネルギーが半分以下になっている。

ここで、フレネルゾーン [59] についても検討する。フレネルゾーンとは、回折による超過減衰なく送波器から受波器に波 (光、電磁波、音波…) を伝達するための指標となる領域であり、吸音特性の計測において必要な試料サイズを見積もる際にもよく用いられる [12, 60]。音源から試料に音波を入射し受音点でそれを受音するときに、直接波と、鏡面反射 (最短距離) を含む全ての反射波の経路を考える。このうち、直接音と反射波の経路差 $F\lambda$ が半波長 $\lambda/2$ の n 倍 (n は整数) 以下となる点をすべて含んだ領域を第 n フレネルゾーンとよぶ (すなわち、 $F=1/2, 1, 3/2 \dots$)。垂直入射についてフレネルゾーンを考え、試料サイズと測定可能周波数の下限の関係を推察する。図 5.9 に示すように試料から R 離れた音源から音波を垂直入射し、試料から h 離れた受音

点でこれを受音するとする。音軸と試料表面の交点が原点 O であるとき、フレネルゾーンの x 軸、 y 軸との交点を x_+ 、 x_- 、 y_+ 、 y_- とすると、これらは次式で求められる [12,60]。

$$x_{\pm} = \pm \sqrt{1 - \frac{c^2}{a^2} + \frac{y_m^2}{b^2}} \quad (5.8)$$

$$y_{\pm} = -\frac{B}{A} \pm \sqrt{\frac{1}{A} - \frac{c^2}{(Aab)^2}} \quad (5.9)$$

ただし

$$\begin{aligned} a &= \frac{R + h + F\lambda}{2} \\ b &= \sqrt{\frac{(R + h)F\lambda}{2} + \left(\frac{F\lambda}{2}\right)^2} \\ c &= \frac{R + h}{2} - R \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$A = \left(\frac{1}{b}\right)^2$$

$$B = 0$$

$$y_m = B/A$$

パラメトリックスピーカは通常の点音源からの放射とは異なるためそのまま比較することはできないが、ここでは音源からみてフォノンニック結晶設置位置以遠では差音の生成がなくなると仮定して考える。つまり、フォノンニック結晶設置位置を音源点 ($R=1,000$ mm) として音波が試料に放射されると仮定し、Nocke の論文を参考に $F=1$ としてフレネルゾーンを算出した。ただし、 $h=23$ mm(受音点 x_2 の位置)、検討周波数は 500 Hz、750 Hz、1 kHz とした。結果を図 5.10 に示す。結果をみると、フレネルゾーンの直径は、500 Hz で 1,200 mm 程度、750 Hz では 800 mm 程度、1 kHz では 600 mm 程度となった。以上を考慮すると、本論文の手法では 1,800 mm 角では 500 Hz 帯域程度の計測も可能であり、900 mm 角ではそれより高い 750 Hz 程度が測定可能周波数の下限となると推察された。

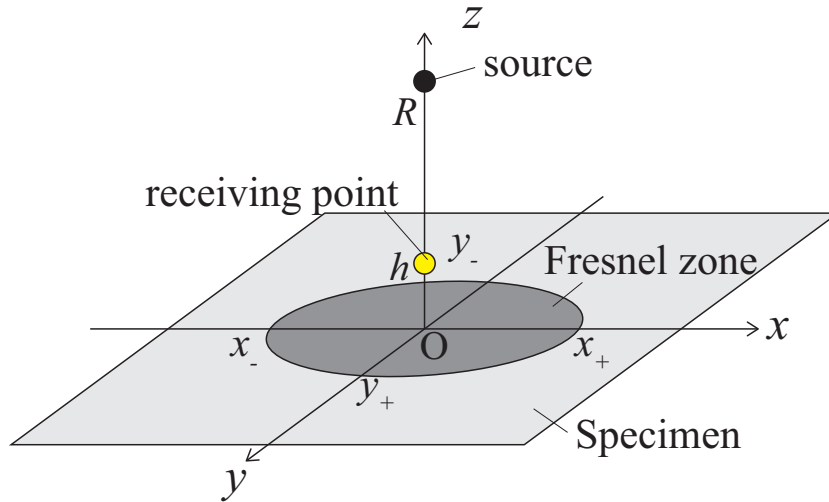


図 5.9: A Fresnel zone

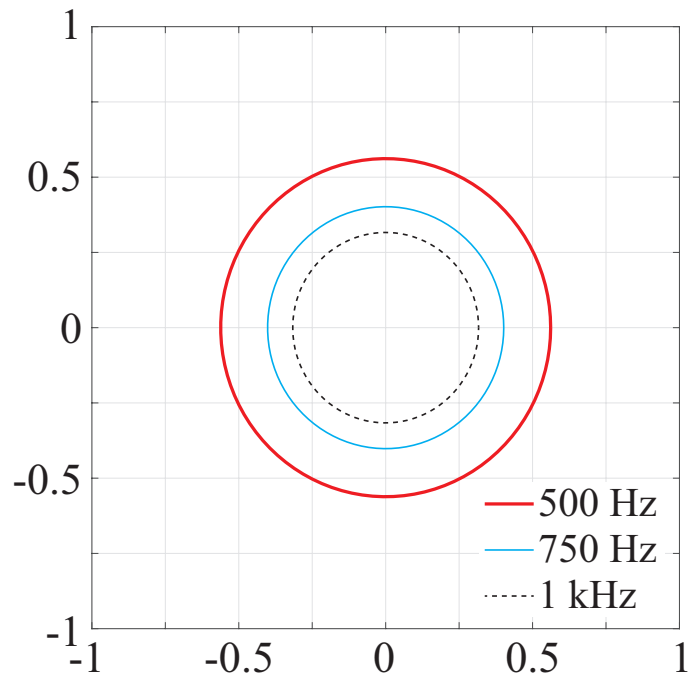


図 5.10: Fresnel zone for frequencies 500 Hz, 750 Hz, 1 kHz ($R=1,000$ mm, $h=23$ mm)

図 5.11 に示された 1,800 mm 角の表面インピーダンスの結果と図 5.7 に示された 900 mm 角の GW96k の表面インピーダンスの結果を比較する。ケース (2)(3) に着目すると、1,800 mm 角の試料を用いた場合は 600 Hz 以上の帯域で、900 mm 角の試料を用いた場合は 800 Hz 以上の帯域で精度よく計測ができている。この結果は、先述の指向性の計測およびフレネルゾーンの検討から得られた予想に概ね一致する。結果より、パラメトリックスピーカは従来のラウドスピーカと比較すれば鋭い放射指向性

を有するものの、測定可能周波数と試料サイズの間には幾何的な制約が必要であるという第 3 章、第 4 章の推測に沿う結果が示された。試料サイズについては今後更に検討を重ね、測定可能周波数帯域の下限との関係を整理する必要がある。しかし、提案手法は本論文での実験条件において、900 mm 角の試料を用いた場合でも 800 Hz 以上の帯域で精度よく計測ができています。第 5、6 章で行う提案手法の計測への応用可能性に関する検討ではこの帯域を対象として考察を行っても差し支えないことから、以降では 800 Hz 以上の帯域を対象に、900 mm 角の試料を用いて検討を進める。

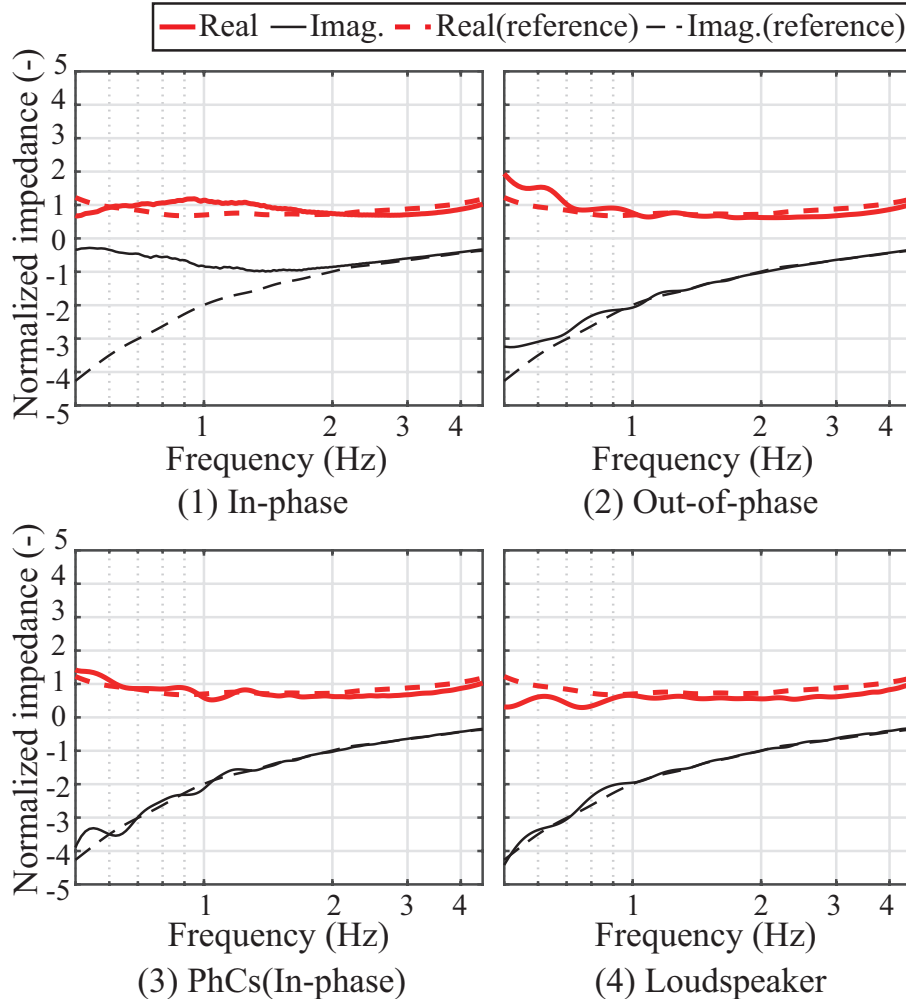


図 5.11: Surface impedance of large-sized GW96k sample measured in a free field

Step 3: 従来法との比較

試料を 900 mm 角の GW96k とした時に受音点位置 x_1 で計測されたインパルス応答を図 5.12 に示す。(4) ラウドスピーカを用いた場合は回折や治具などからの反射といった不要な音波が分析に要する主応答に重なっているのが見て取れる。故に分析において時間軸上で不要な音波を取り除き主要な応答だけを取得することが難しく、分析上の手間を要する。表面インピーダンスの結果でいえば図 5.11(4)1,800 mm 角の試

料を対象としたラウドスピーカの結果を見るとおおむねリファレンスに沿っているが、図 5.7(4) の小さい試料を用いた場合で 1.5 kHz 以下で不要な回折の影響がみられる。一方で、パラメトリックスピーカを用いた図 5.12(1)-(3) の 3 ケースはこれらの影響がほとんど見られない。ケース (1)-(3) においても約 35 ms 点にはスピーカからの反射、(3) では 20 ms、30 ms あたりにフォノニック結晶からの反射が見られるがこれらは時間的に独立しており、時間軸上で除去することができる。ゆえに Step 1 で述べたように図 5.7(2)-(3) の結果では不要な回折の影響がなく 800 Hz 以上の帯域でリファレンスによく合っている。したがって、パラメトリックスピーカを用いることで回折や機材からの不要な反射の影響を低減した計測ができることが示唆された。

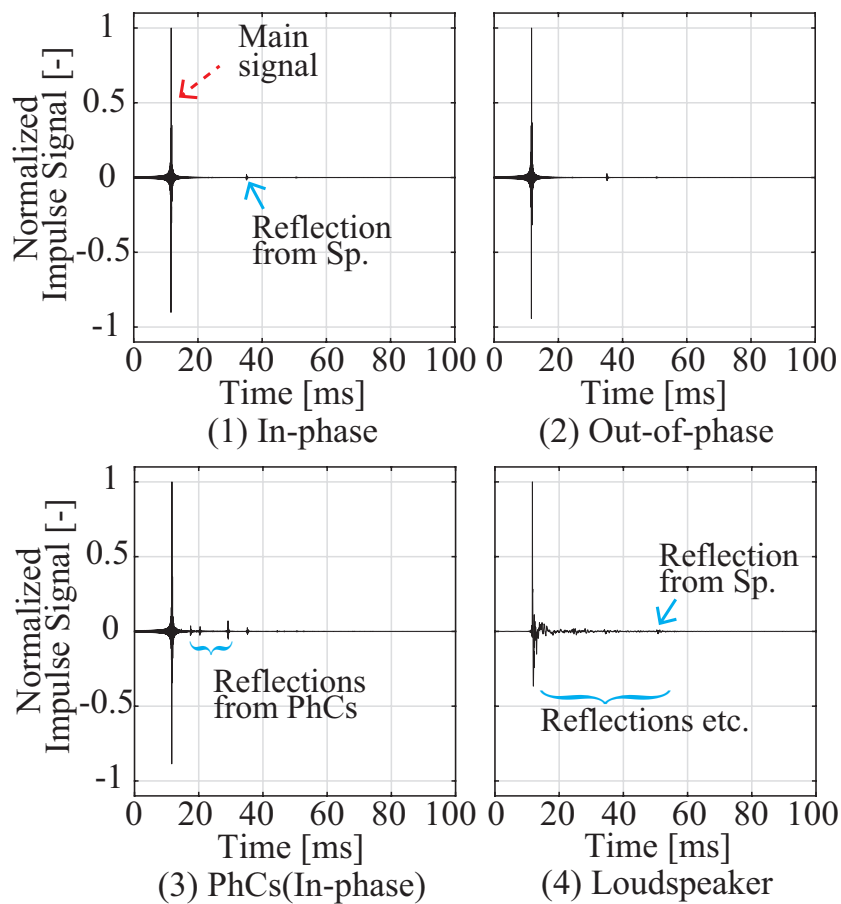


図 5.12: Impulse responses (GW96k) at x_1 measured in a free field

5.4 現場実験

5.4.1 実験手順

実験は、東京大学生産技術研究所内の会議室 (W7,000 mm × D11,400 mm × H2,650 mm) で行った。実験配置を図 5.13、実験の様子を図 5.14 に示す。試料は前節

と同様 900 mm 角の GW96k 及び GW32k で、背後壁として木質合板を密着させ、室の壁面に立てかけた。本節でも第 5.3.3 項で述べたデータをリファレンスとして用いる。音源信号及び計測手順は第 5.3 節に従う。検討ケースは、パラメトリックスピーカを音源とし、(1) 同位相駆動、(2) 位相反転駆動した場合、(3) フォノニック結晶を用いた場合 (同位相駆動) に加え、(4) ラウドスピーカを用いた場合の 4 条件とした。音源と試料の距離に関する検討を行うため、無響室と同様の $R=4,000$ mm の場合に加え、 $R=6,700$ mm の条件でも計測した。

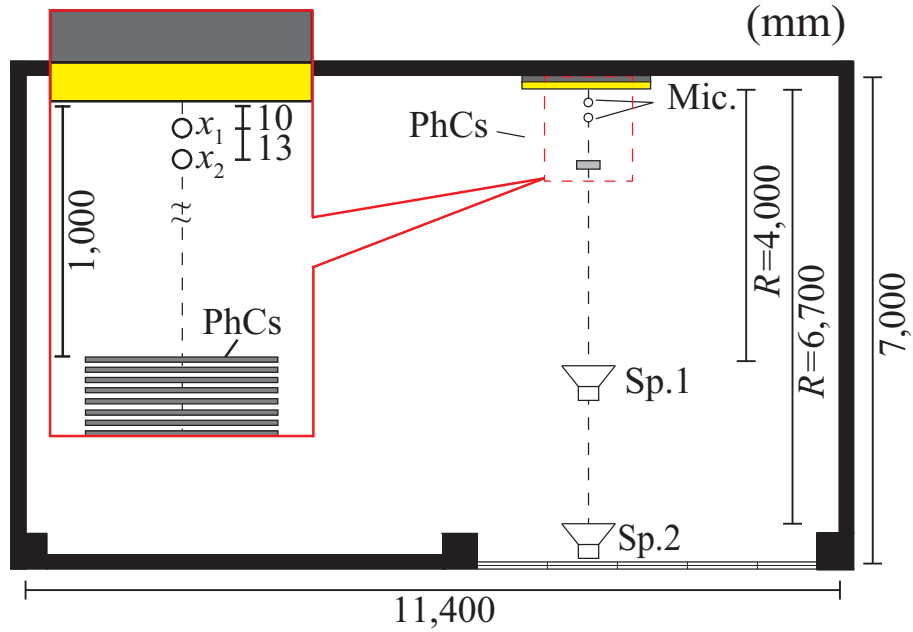


図 5.13: Geometrical relationship in *in-situ* measurement of absorption properties at normal incidence



図 5.14: Arrangement to *in-situ* measurement of absorption properties at normal incidence

5.4.2 実験結果と考察

現場計測では、パラメトリックスピーカの狭指向性が周壁からの反射による計測誤差に対し有効な低減手段となるか確認するため、2つのステップに分けて考察を行う。Step 1 ではインパルス応答波形の比較により不要な反射の影響を考察する。Step 2 では音源-試料間の距離が異なる計測結果を示し、従来法と比較しながら距離による影響を考察する。

Step 1: インパルス応答の比較

GW96k の結果について、図 5.15 に $R=4,000$ mm、図 5.16 に $R=6,700$ mm の時のインパルス応答を示す。ケース (4) の一般的なラウドスピーカを用いた場合、両条件ともに主応答に続いて周壁からの反射が多く見られる。特に距離が離れると直接音と周壁からの反射音とのマイクロホンへの到達時間差が小さくなるために、図 5.16 の $R=6,700$ mm の場合では図 5.15 の $R=4,000$ mm の場合に比べ更に主応答と不要な音波が入り混じっており、分析に際して時間軸上で不要な音波を除去するのが困難になる。一方で、(1)-(3) のパラメトリックスピーカを用いた場合、どちらの条件でも不要な反射はまばらに存在するもののそれらは時間的に独立しており、距離によらず不要な反射の影響を低減することができた。この点は、分析に要する手間を減らすことができるという意味で、実用上においても有利な点と考えられる。

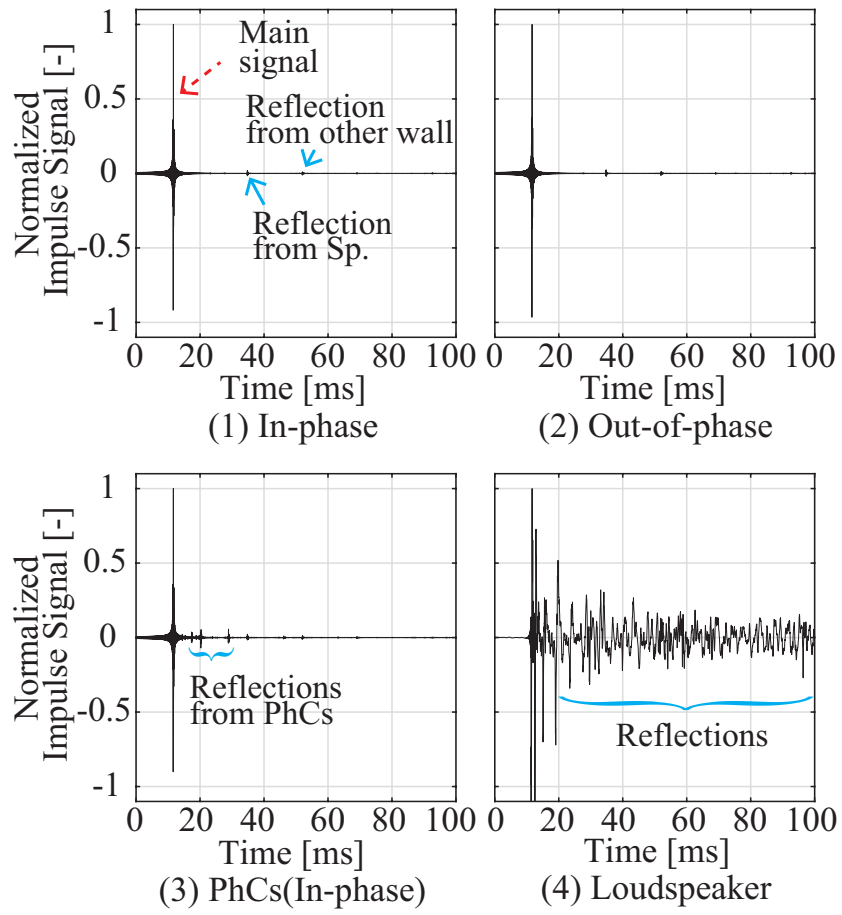
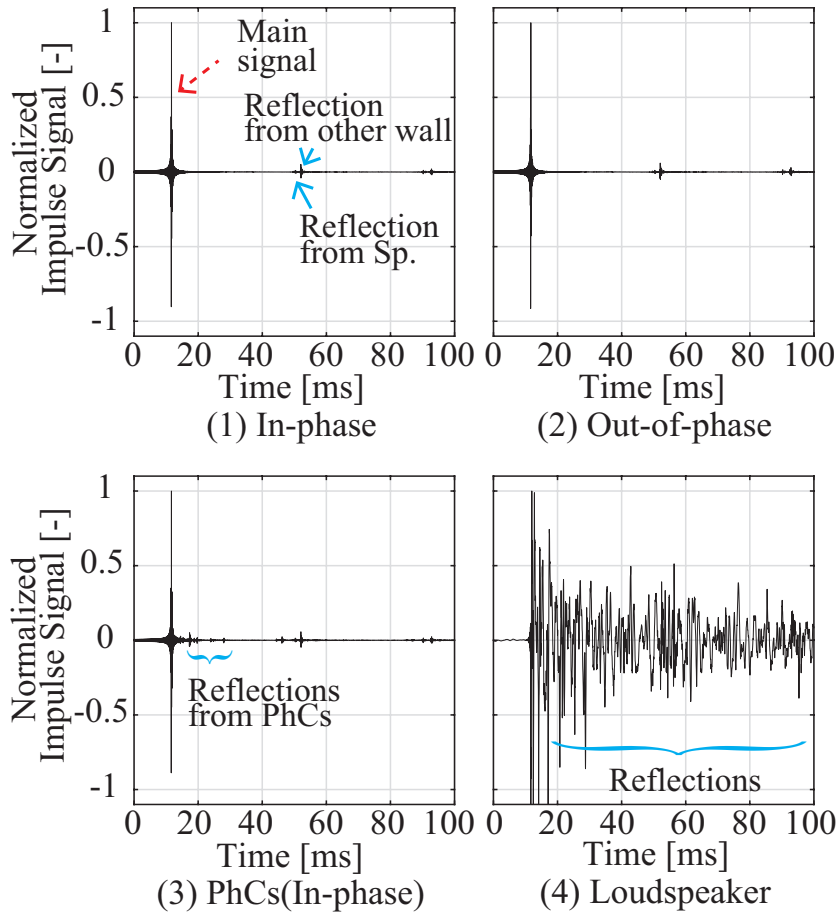


図 5.15: Impulse responses (GW96k) at x_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm)


 図 5.16: Impulse responses (GW96k) at x_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm)

Step 2: 音源-試料間距離に関する検討

図 5.17 に $R=4,000$ mm、図 5.18 に $R=6,700$ mm として計測した時の表面インピーダンスの結果を示す。(4) ラウドスピーカを用いた場合では、図 5.17、図 5.18 どちらの条件でも概ねリファレンスの結果に沿っているが、 $R=6,700$ mm の 2 kHz、3 kHz 付近などにピークディップが発生している。この原因を突き止めるため簡単な幾何計算で受音点に到達する直接音と音源から床・天井で反射した後受音点に到達する不要な反射との関係を考えてみる。音源-試料間の中点位置で床及び天井から鏡面反射すると仮定する。 $R=6,700$ mm 音源-受音点間距離 (音源-受音点距離) と (音源-床-受音点間距離) の経路差が 2 kHz の半波長 0.085 m の、(音源-受音点距離) と (音源-天井-受音点間距離) の経路差が 3 kHz の半波長 0.057 m の奇数倍となっている。これらの結果と音速から音波の到達時間差を考えるとどちらも 0.001 秒に満たず、図 5.16(4) のインパルス応答から主応答のみを抽出するのは困難である。この検討よりこれらのピークディップは不要な反射によるものと考えることができる。ただし、第 5.3.2 項で述べたように時間軸上で切り取り、窓関数をかける際にできるだけ不要な音波を取り除いたためおおむねリファレンスに沿う結果にはなっている。一方で、パラメトリッ

クスピーカを用いて (2) 位相反転駆動、(3) フォノニック結晶を用いたケースでは不要な音波及び擬音による計測誤差を低減できており、距離によらずおおむねリファレンスに沿った結果となった。また、(1) 同位相駆動した場合、どちらの条件でも擬音に起因する計測誤差が現れているが、距離を離れた図 5.18 のほうが若干ではあるが 1-2 kHz 帯域で擬音の影響が小さくなっている。これは、音源からの距離が離れたことにより擬音の原因となる超音波が減衰したためと考えられる。ゆえに、擬音の影響は遠距離で小さくなるため、更に遠距離での計測では同位相駆動でも精度よく計測できる可能性がある。

次に、(4) ラウドスピーカの結果でみられるような不要な反射によるピークディップが吸音率に換算するとどの程度の問題となるかを考察するため、吸音率の結果を (a) $R=4,000$ mm、(b) $R=6,700$ mm について図 5.19 に示す。(4) ラウドスピーカ (赤線) をみると、両条件で各所に大きなピークディップがみられ、インピーダンスの結果でも見られた不要な反射によるピークディップが、吸音率に換算すると大きな計測誤差として現れている。一方でパラメトリックスピーカを用いた (2)-(3) のケースではこのようなピークディップがみられない。ただし、インピーダンスの結果ではケース (2)-(3) ともにおおむねリファレンスに沿っていたが 1 kHz 以下及び 1.6 kHz 程度の帯域で少し相違があった。吸音率に換算するとこれらの帯域でリファレンスより大きな値をとるという形でその影響が現れてしまっている。この影響がリファレンスの計測時と施工条件がかわることによる影響か試料サイズの影響かはまだ不明であり、さらなる検討を要する。しかし、上記の通り音源の狭指向性により距離によらず不要な反射による計測誤差が低減できていることは結果から見て取ることができ、パラメトリックスピーカの狭指向性により現場実験で不要な反射を低減した計測ができる可能性が示唆された。ただし、本章では室のサイズの都合上限られた距離の計測しかできなかったため、今後、距離に関する適用範囲を明確にするため更なる検討が必要である。

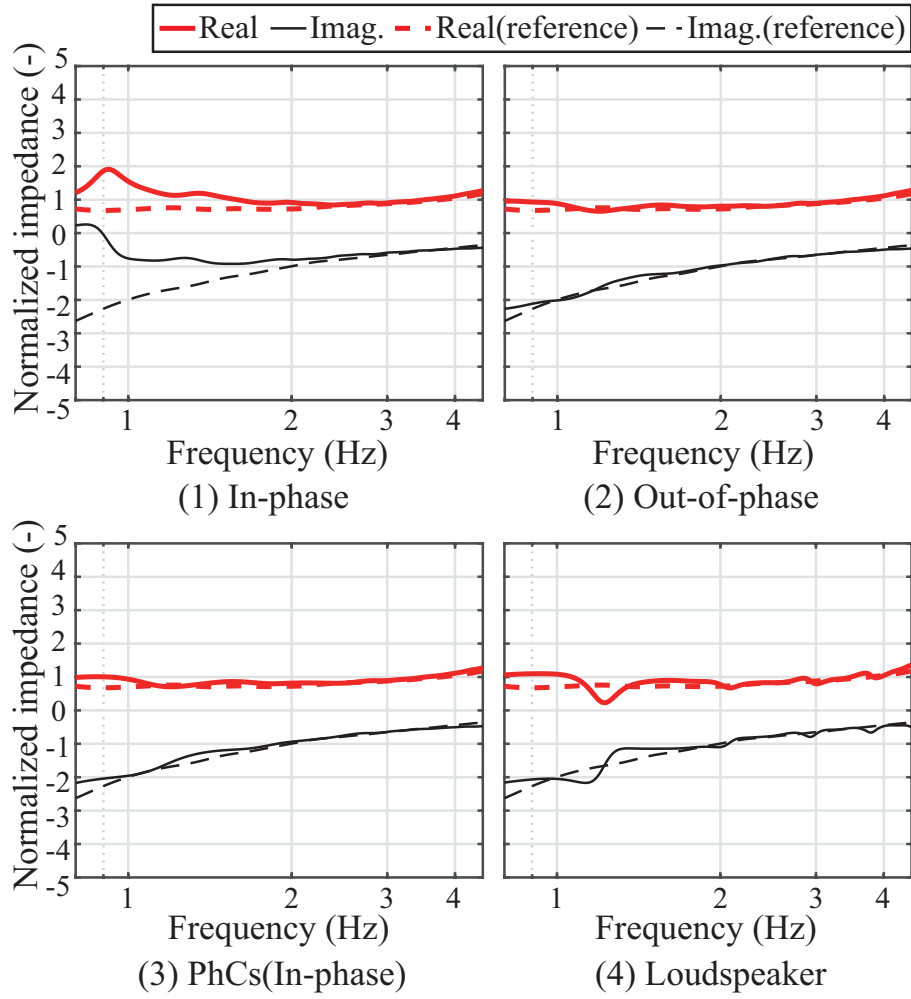


図 5.17: Surface impedance (GW96k) measured *in-situ* ($R=4,000$ mm)

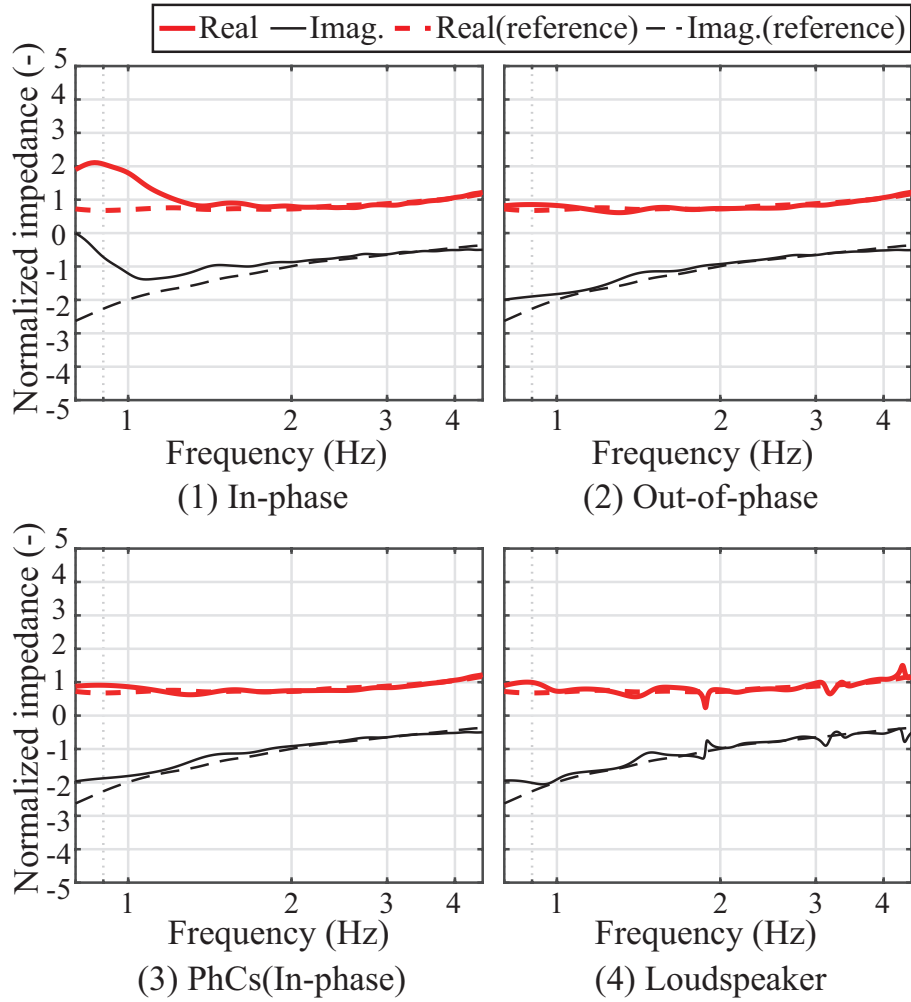


図 5.18: Surface impedance (GW96k) measured *in-situ* ($R=6,700$ mm)

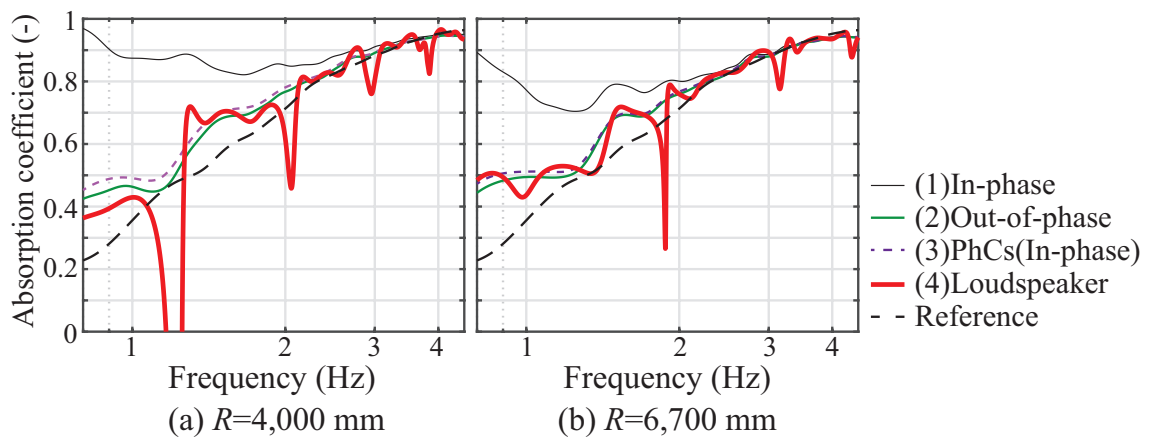


図 5.19: Absorption coefficient (GW96k) measured *in-situ*

5.5 本章のまとめ

本章ではパラメトリックスピーカを無響室及び現場における材料の吸音特性の計測に応用するための基礎検討として、多孔質材料を対象に垂直入射吸音特性の計測を行った。その結果から得られた知見を以下に述べる。

- 実験配置

- ・ フォノニック結晶はアレイ長を確保するためある程度音源から離す必要があるが、一方で、構造体であるために試料との多重反射が生じる可能性もある。ゆえに、分析に際してインパルス応答から主応答を切り出す手順でこの多重反射の影響を受けないよう、フォノニック結晶-試料間距離もある程度離す必要がある。
- ・ パラメトリックスピーカは非常に鋭い指向性をもつもののそのビーム幅は周波数に依存し、測定対象とする周波数帯域に応じて試料サイズを決定する必要があることが示された。今後、これらの関係を整理するため更なる検討が必要であることが示唆された。

- 擬音

- ・ パラメトリックスピーカを同位相駆動した場合に現れた擬音による計測誤差は、2 kHz 以下の帯域に主に現れた。しかし、この影響はフォノニック結晶及び位相反転駆動により低減し、計測精度を向上できた。

- 従来法との比較

- ・ パラメトリックスピーカの狭指向性により従来のラウドスピーカで計測した場合と比べて不要な反射や回折の影響を低減することができた。そのため分析の際に時間軸上で主応答と不要な音波を分離する際の手間を減らすことができ、実用面での有用性が示された。
- ・ 現場実験による検討から、パラメトリックスピーカの狭指向性は音源-試料間の距離を離しても維持され、距離を離した場合でも精度よく計測できた。今後、音源-試料間距離に着目した検討を更に進め、その適用範囲を考察する必要がある。

パラメトリックスピーカにフォノニック結晶や擬音の低減手法を組み合わせることで不要な反射や回折及び擬音による計測誤差を低減し、垂直入射吸音特性を 0.8 kHz 以上の帯域で精度よく計測することができた。パラメトリックスピーカの狭指向性は斜入射での計測にも有効であると期待されるため、次章では多孔質材料の斜入射吸音特性に着目した実験的検討を行う。

計測結果一覧

【無響室での垂直入射吸音特性の計測】

■ インパルス応答

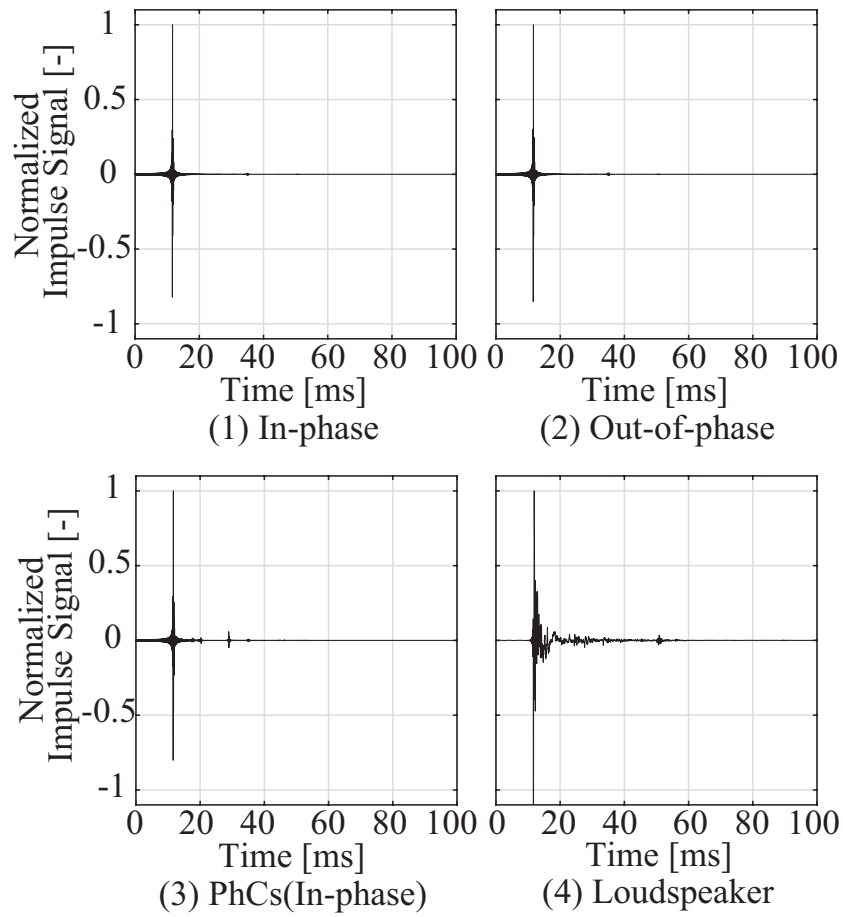


図 5.20: Impulse responses (GW32k) at x_1 measured in a free field

■ 表面インピーダンス

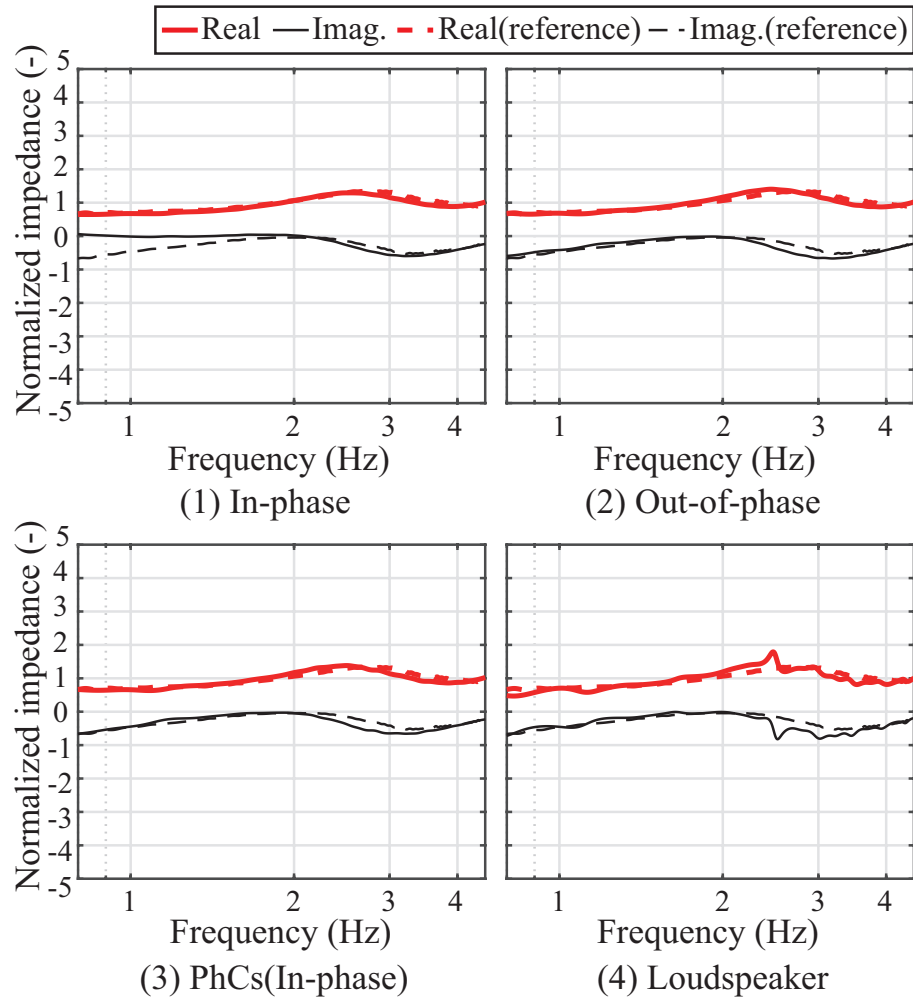


図 5.21: Surface impedance (GW32k) obtained in a free field

■ 吸音率

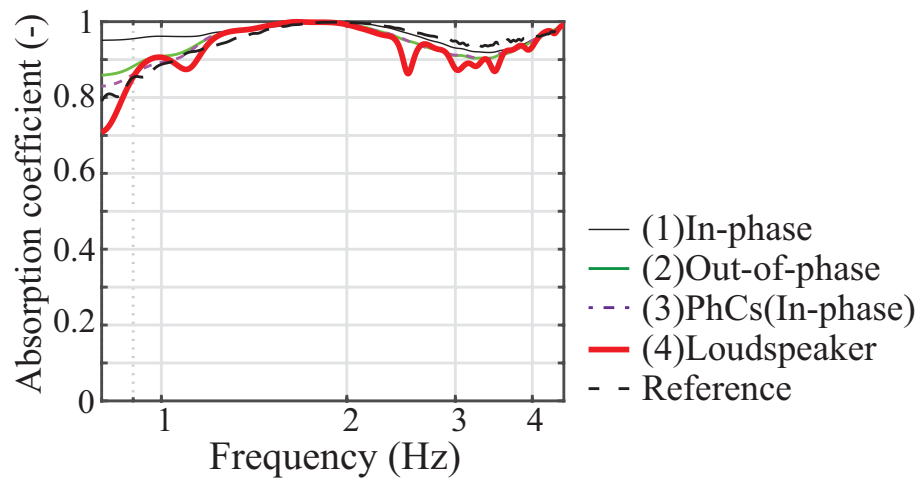


図 5.22: Absorption coefficient (GW32k) measured in a free field

【垂直入射吸音特性の現場計測 ($R=4,000$ mm)】

■ インパルス応答

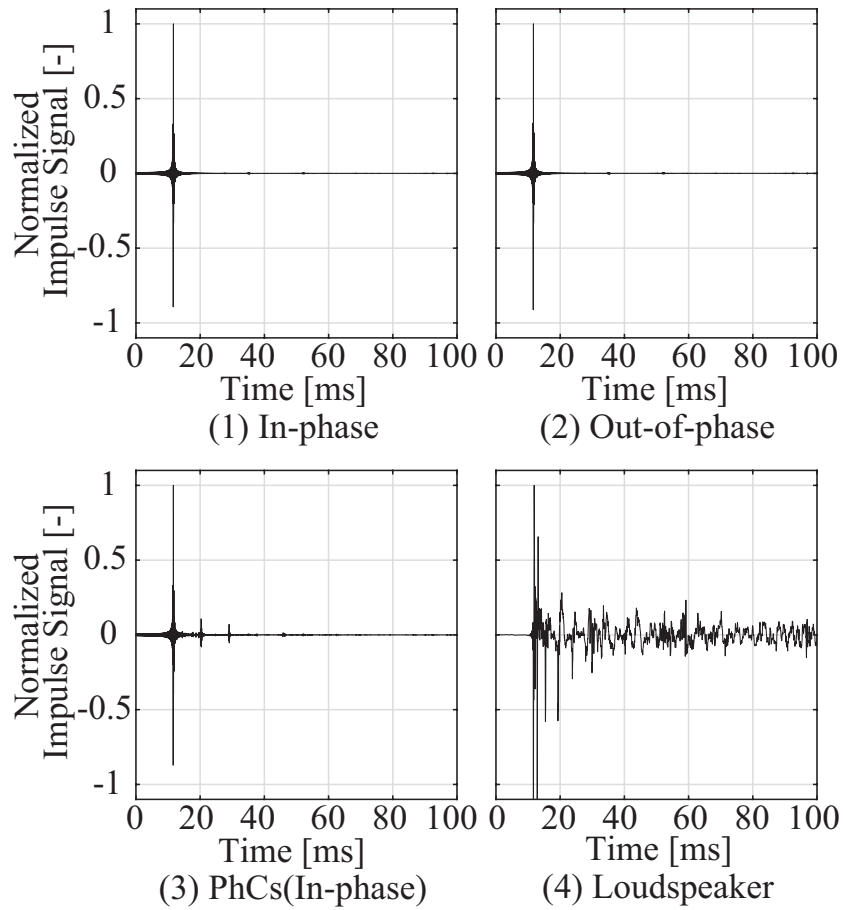


図 5.23: Impulse responses (GW32k) at x_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm)

■ 表面インピーダンス

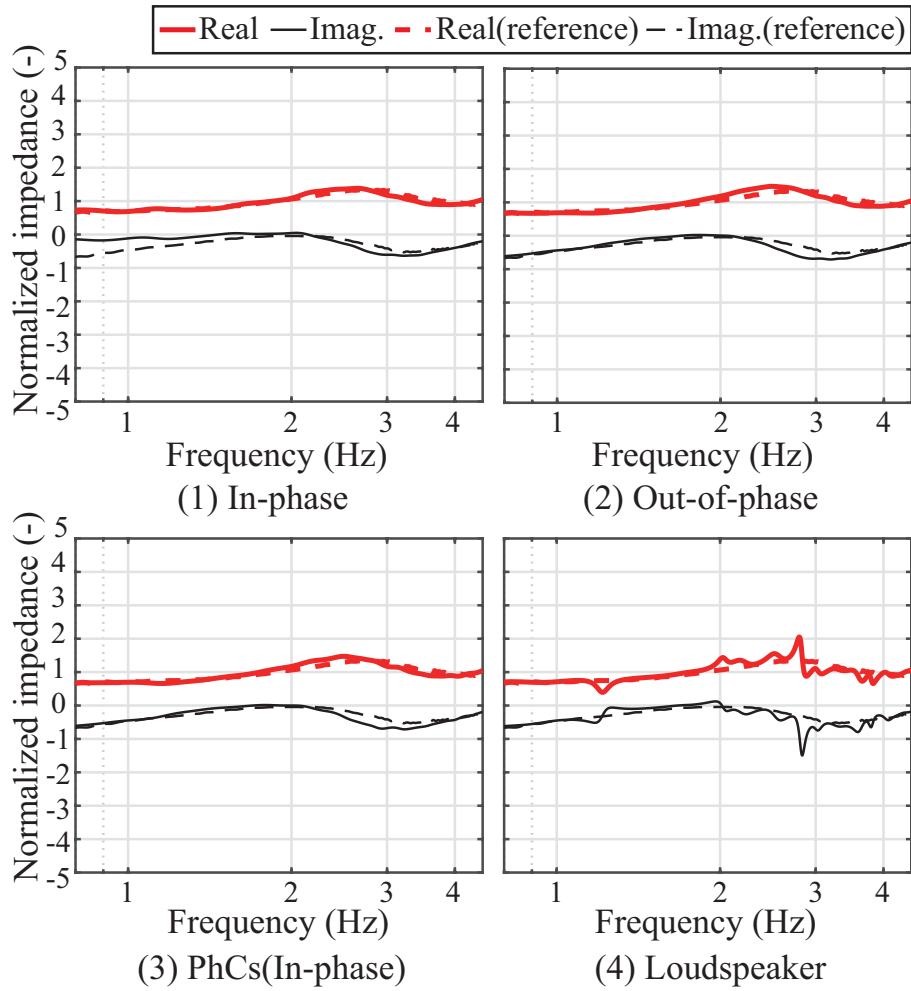


図 5.24: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm)

【垂直入射吸音特性の現場計測 ($R=6,700$ mm)】

■ インパルス応答

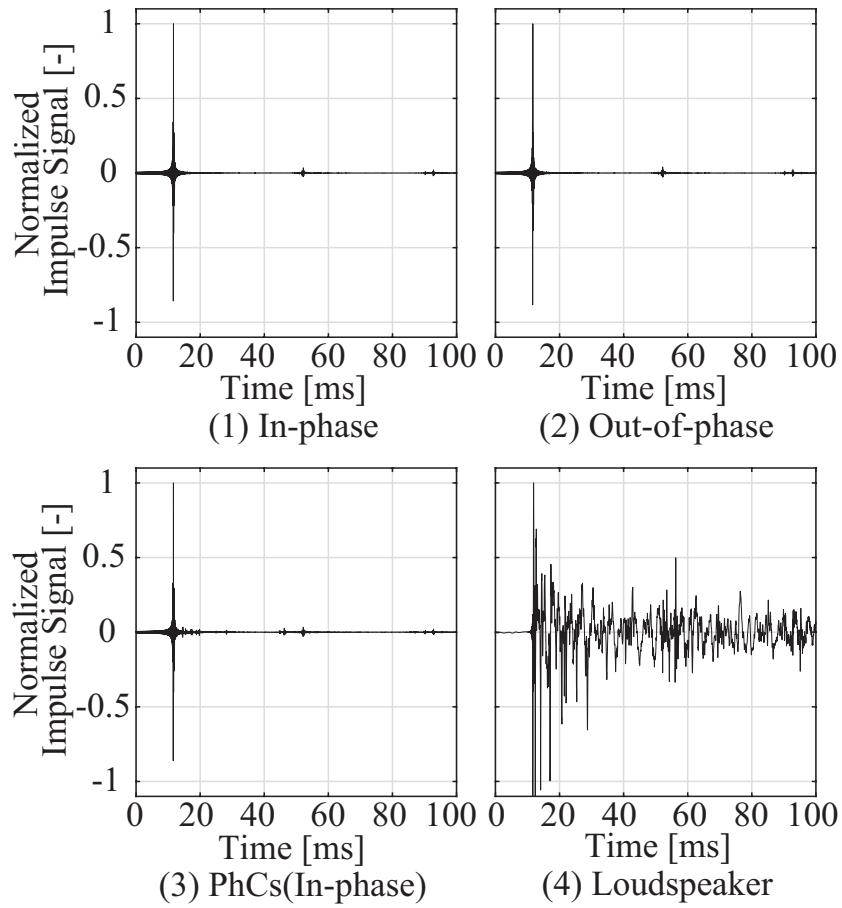


図 5.25: Impulse responses (GW32k) at x_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm)

■ 表面インピーダンス

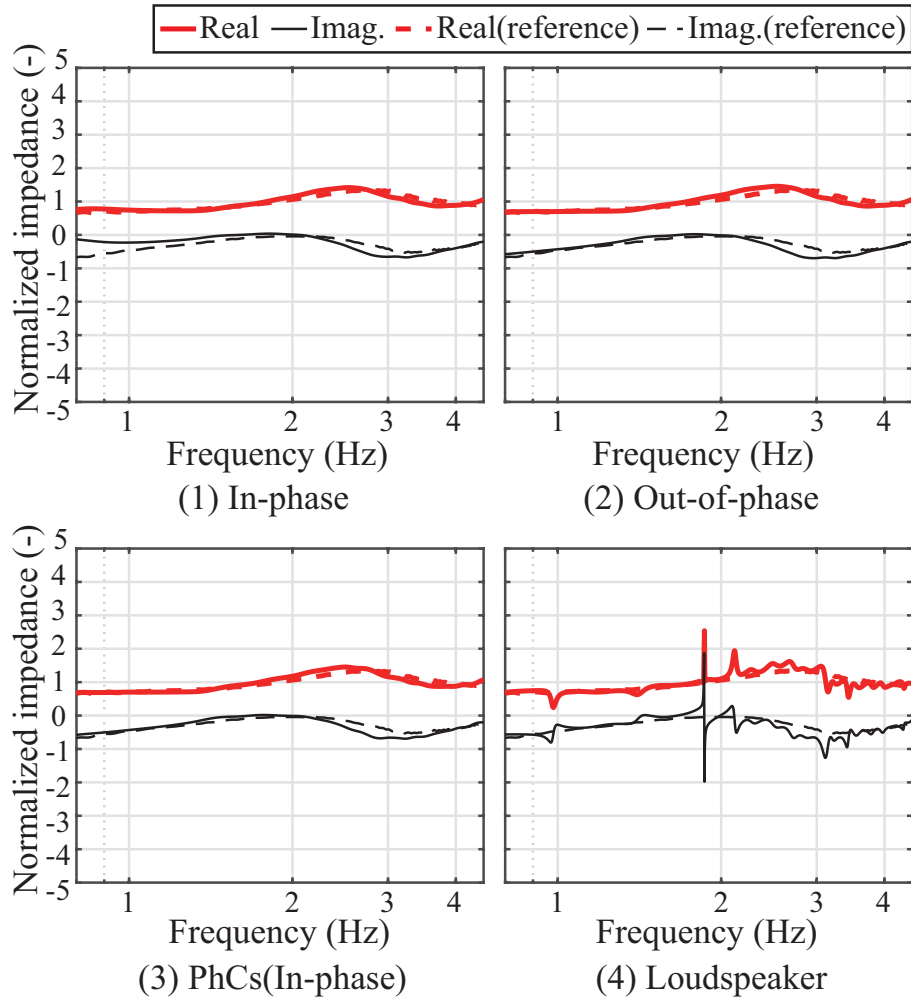


図 5.26: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm)

■ 吸音率

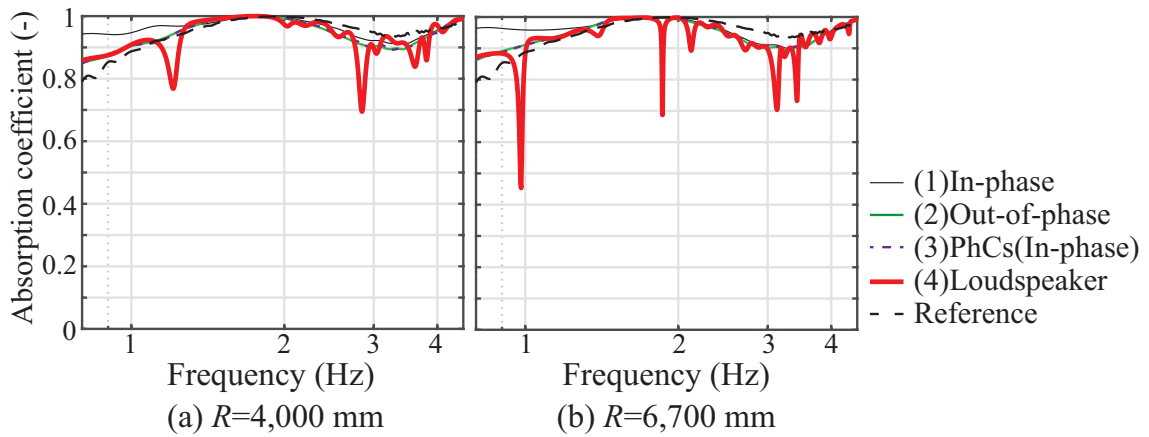


図 5.27: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ*

第 6 章

多孔質材料の斜入射吸音特性の計測

6.1 第 6 章の目的

第 3 章、第 4 章では、パラメトリックスピーカの基本特性の把握、及びパラメトリックスピーカを用いる際に問題となる擬音を低減する手法についての検討を行った。また、第 5 章では多孔質材料の垂直入射吸音特性を無響室及び現場で計測し、垂直入射時における擬音の低減効果や不要な反射・回折の影響について実験的に検討した。実験結果によれば、パラメトリックスピーカにフォノニック結晶や音源信号の位相反転駆動を組み合わせることで擬音や不要な反射・回折の影響を低減し、0.8 kHz 以上の帯域で精度よく計測ができた。ただし無響室での垂直入射の計測においては従来の手法を用いても不要な音波によるピークディップが多少見られるもののリファレンスに概ね合う結果となった。

斜入射吸音特性の計測では、不要な反射や回折の影響は垂直入射よりも大きく、分析に要する主応答と周壁からの反射波を分離するのが非常に困難である。そのためパラメトリックスピーカの狭指向性はこれらの不要な音波の影響を低減した計測を行う上で有用であると期待される。そこで、本章ではパラメトリックスピーカの狭指向性を斜入射吸音特性の計測に応用するための実験的検討を行った。ここで、位相反転駆動時に擬音の低減領域である零点が理論上幅が 0 となる非常に狭い領域であるという点に注意が必要である。2 マイクロホン法では試料に垂直に受音点を設置するため、特に入射角が大きい場合で音源側から見た 2 マイクロホンの見かけの幅が大きく、これらを零点の領域内に設置することが困難である。これにより擬音の影響を受け、計測誤差が生じることが予想された。その解決のため、本章では信号処理により零点の領域を拡大する手法を用いることとした。第 6.2 節でこの手法の詳細を説明した後、その効果を調べるため第 4 章と同様、音圧の横方向分布及び距離減衰特性の計測を行った。次に、第 6.3 節では無響室で、第 6.4 節では現場で、グラスウールの斜入射吸音特性の計測を行った。最後に、本章のまとめを第 6.5 節に述べる。

本章では多数の計測結果を得たが、考察を円滑に進めるため、代表的なものだけを文中に記載し、その他のデータについては章末にまとめて示すこととする。

6.2 音源信号の位相反転駆動における零点の拡張に関する検討

2 マイクロホン法 [8] により計測では、2 つの受音点 x_1 、 x_2 は試料表面に対し垂直に設置する (図 6.1 参照)。パラメトリックスピーカの音源信号を位相反転駆動するとき、擬音の影響を受けないためにはこれら 2 点が零点の範囲内に収まっていなければならない。図 6.1(a-1) のような垂直入射時を含め、入射角が小さい場合、2 つのマイクロホンをその領域内に設置することは難しくない。一方、図 6.1(a-2) のように入射角が大きい場合、理論上 0 である非常に狭い零点の範囲に 2 つのマイクロホンを設置

するのは非常に困難である。斜入射時、特に入射角が大きい場合にはこれにより計測結果に擬音の影響が生じてしまう。そのため、音源信号の位相反転駆動を斜入射吸音特性の計測に応用するためには、この問題を解決する必要がある。その手法として、本研究では信号処理により零点を拡張するというアプローチを試みた。

武岡らはパラメトリックスピーカを用いた研究の一環として、単純な遅延制御により波面合成し、パラメトリックスピーカの指向性を制御して任意の方向に音波ビームを放射する手法を提案した [37, 47]。また、これを応用し、パラメトリックスピーカの素子群を左右のグループに分け、グループそれぞれで少し外側に向けて音波ビームを放射することで零点を拡張する、という研究を行っている。本研究ではこの手法を適用した。こうすることで、入射角が大きな場合でも容易に 2 つのマイクロホンに零点の範囲内に設置することができ、擬音の影響を受けない計測が可能となると期待された。本研究では左右のグループにわけたパラメトリックスピーカの素子群が、それぞれ放射角度 φ を 2 度として外側に向けて音波ビームを放射させることとする (図 6.2 参照)。区別のため、前章までで用いていた左右のビームを平行に放射する位相反転駆動を $\varphi=0$ と表記する。これにより、例えば音源から 4 m の地点では、理論上零点の領域を 28 cm まで広げることができる。

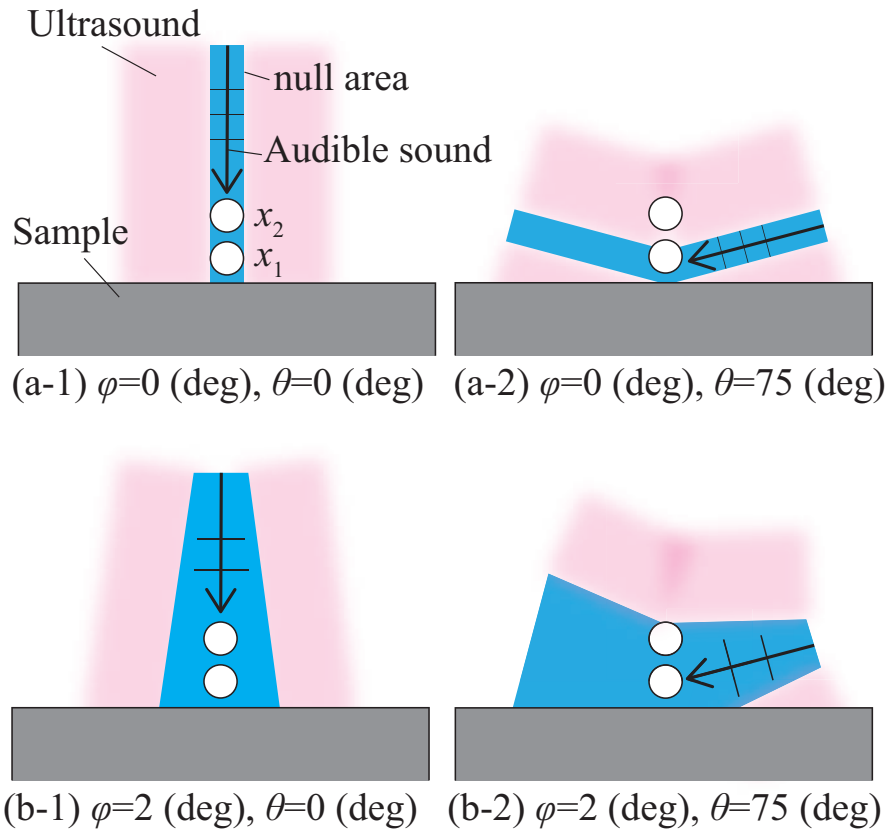
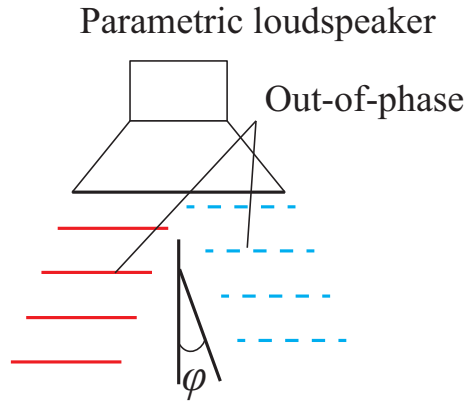


図 6.1: A problem of phase-cancellation method and one solution to overcome this difficulty

図 6.2: Concept of out-of-phase driving with radiation angle φ

6.2.1 音圧の横方向分布の計測

6.2.1.1 実験手順

$\varphi=2$ 度として位相反転駆動した場合の、零点の拡大効果を確認するため、第 4 章 4.4.2 項と同様の手法で音圧の横方向分布を計測した。繰り返しになるが、念のため実験手順を再掲する。計測は図 6.3 の実験配置に従い無響室で行った。音源から 4,000 mm 離れた音軸上の点を中心点とし、そこから ± 30 cm までの横一直線上の音圧分布を計測した。ただし、 ± 10 cm までは 1 cm 間隔、その外側は 2 cm 間隔で受音点を設けた。受音点には 1/4 インチの無指向性マイクロホン (Type 4939, B&K) を上向きに設置した。これまでと同様 40 kHz を中心周波数とする Logarithmic swept-sine 信号を音源信号とした。得られたインパルス応答を 1/3 オクターブバンド分析し、250 Hz, 500 Hz, 1 kHz, 2 kHz, 4 kHz, 8 kHz バンドについて結果を考察した。

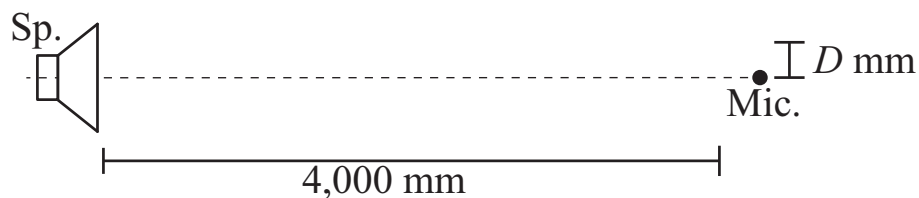


図 6.3: Geometrical relationship in lateral distribution measurement

6.2.1.2 実験結果と考察

比較検討のため、第 4 章 4.4.2 項で示した (1) 同位相駆動、(2) $\varphi=0$ 度として位相反転駆動したときの結果とあわせ、(3) $\varphi=2$ 度の結果を図 6.4 に示す。ここでは、各バンドの計測結果のうち最も音圧の大きかった受音点の結果 (すべて、同位相駆動時面の正面方向) で基準化した相対音圧レベルを示している。

擬音の影響の大きい図 6.4 の 250 Hz バンドで (3) $\varphi=2$ 度の結果を見ると、 ± 10 cm

程度の領域で (2) と同等以上低減することができている。一方、擬音の影響をあまり受けない図 6.4 下列中央の 4 kHz、右の 8 kHz バンドを見ると、(3) $\varphi=2$ では音波の放射角度が外側を向いているため (2) よりもさらに音圧レベルが低減されているが、その低減量は (1) 同位相駆動に比べ 5 dB 程度に留まっている。

以上より、放射角度の調整による零点領域の拡張が可能であることを確認した。また、本手法により可聴周波数帯域の音圧をそれほど下げることなく超音波及びそれに起因する擬音の影響を低減することができた。

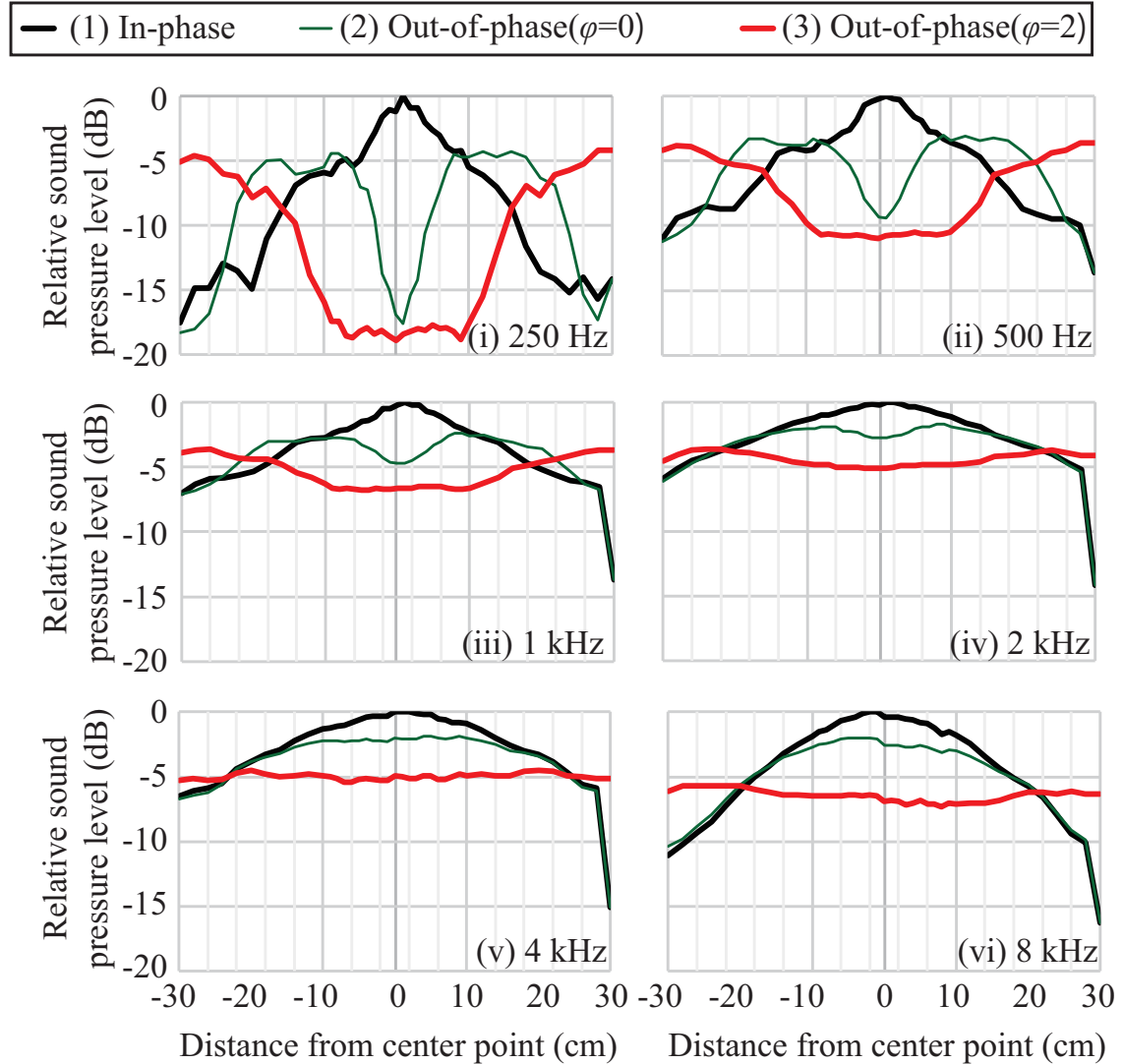


図 6.4: Lateral distribution of difference-frequency sound for phase-cancellation excitation ($\varphi=2$)

6.2.2 距離減衰特性の計測

6.2.2.1 実験手順

$\varphi=2$ 度で位相反転駆動した場合の距離減衰特性を検討するため、第 4 章 4.5.2 項の方法に従い音軸上の音圧分布を計測した。こちらも繰り返しになるが実験手順を以下に述べる。図 6.5 の配置に従い $R=0, 500, 1,000, 1,500, 2,000, 3,000, 4,000, 5,000, 6,000, 7,000, 8,000$ mm までの 11 点で直接音を計測し、音軸上の音圧分布を調べた。マイクロホンは上向きとした。計測は SWEPT-SINE 法に基づき、1/4 インチの無指向性マイクロホン (Type 4939, B&K) を用いて録音し、得られたインパルス応答を 1/3 オクターブバンド分析した。

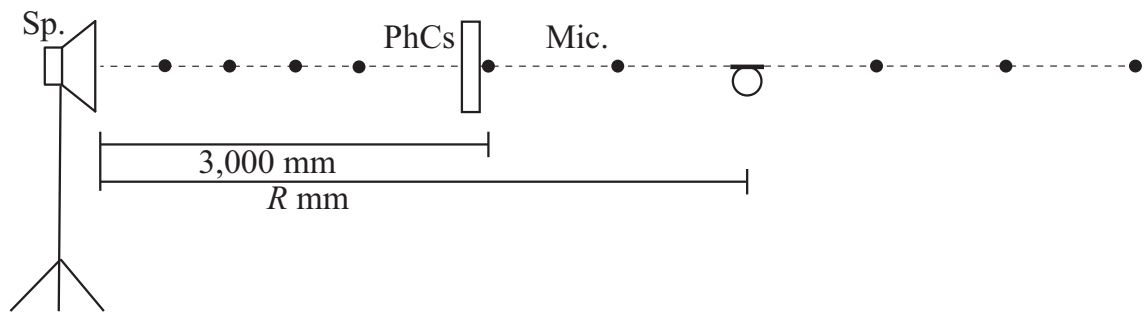
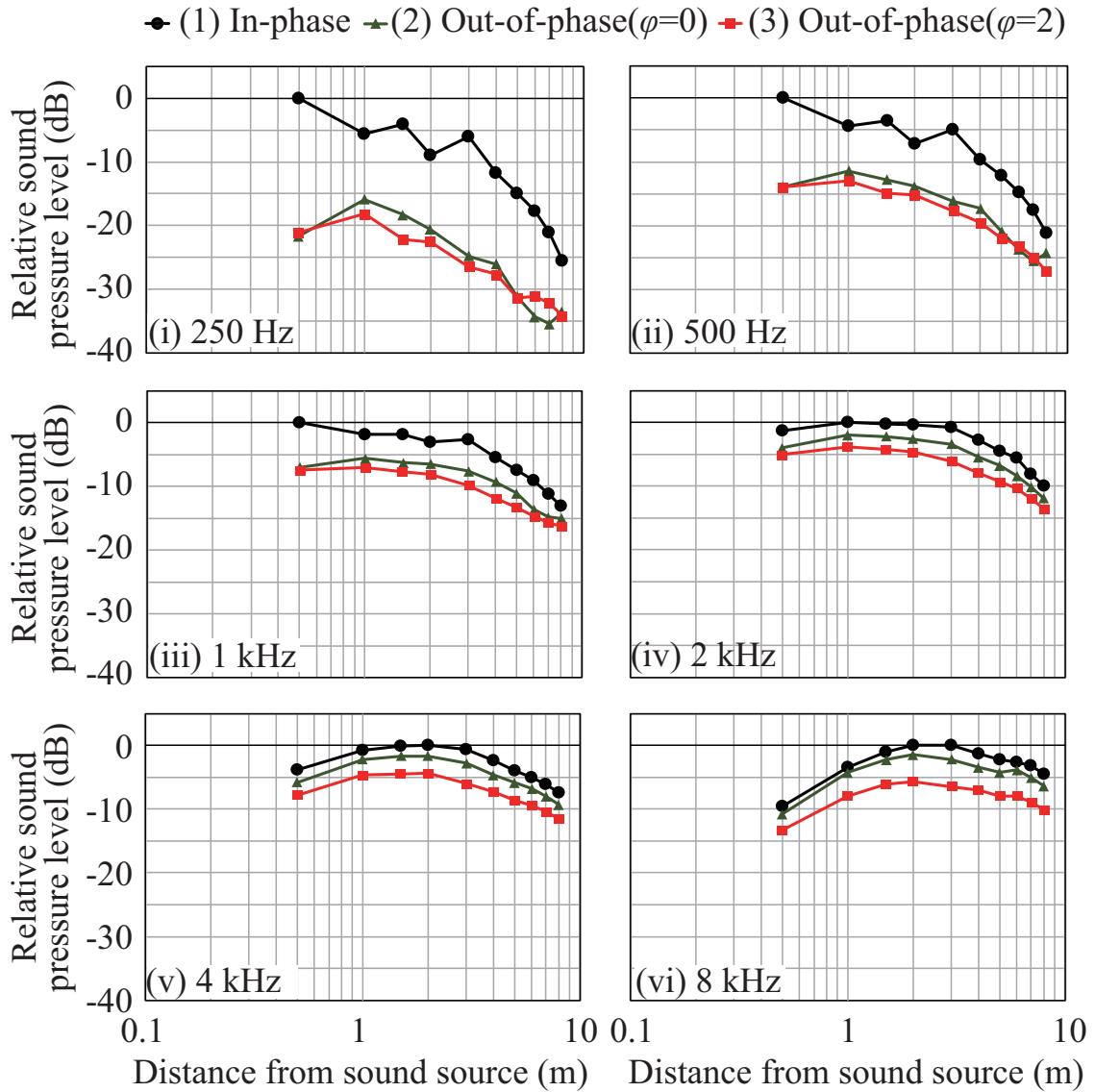


図 6.5: Geometrical relationship in measurement of distance attenuation characteristics

6.2.2.2 実験結果と考察

図 6.6 に直接音の軸上の音圧レベルの分布をオクターブバンドごとに示す。比較検討のため、第 4 章 4.5.2 項で示した (1) 同位相駆動、(2) $\varphi=0$ 度として位相反転駆動したときの結果も図中に示す。また、各バンドで (1) 同位相駆動した際に音圧の最大値をとった点の音圧レベルを基準とした相対音圧レベルを示している。まず、擬音の影響が大きい (i)250 Hz に注目する。ケース (3) $\varphi=2$ 度の結果は (2) $\varphi=0$ 度と同様、(1) 同位相駆動に比べ 10 dB から 20 dB 音圧レベルが低減されており、擬音の影響を低減できたと考えられる。ただし、(v)4 kHz、(vi)8 kHz と周波数が高くなるにつれ (3) $\varphi=2$ 度で位相反転駆動した場合に他の条件に比べ音圧レベルが低い。これは前項で述べたように音源信号の放射角度が少し外側を向いていることが原因と考えられるが、その低減レベルはどの距離でも (1) 同位相駆動に比べ 5 dB 程度にとどまっている。以上の考察より、概して (3) $\varphi=2$ 度のケースは (2) $\varphi=0$ 度と同様の傾向を示しており、その性質を大きく変えることなく、零点の領域を拡げることができたと考えられる。


 図 6.6: Distance attenuation characteristics for phase-cancellation excitation ($\varphi=2$)

6.3 無響室での実験

6.3.1 実験手順

実験は、東京大学生産技術研究所内の無響室 (W7,000 mm × D7,000 mm × H7,000 mm) で行った。GW96k (96 kg/m³、15 mm 厚) 及び GW32k (32 kg/m³、50 mm 厚) のグラスウールを対象に、2 マイクロホン法 [8] を用いて斜入射時の表面インピーダンスの計測を行った。試料サイズは GW96k、GW32k とともに 900 mm 角とした。検討ケースはパラメトリックスピーカを音源とした (1) 同位相駆動、(2) 位相反転駆動 ($\varphi=0$)、(3) 位相反転駆動 ($\varphi=2$)、(4) フォノニック結晶を用いた場合の 4 条件に加え、従来法との比較のため (5) 一般的なラウドスピーカ (Mixcube pro, Avantone) を音源とした場合の計 5 条件とした。また、本節でも大きな試料を用いて、かつ音源-試料間

の距離を近づけることで回折の影響を受けないようにした状態で従来法により無響室で計測した結果をリファレンスデータとして用いた。その計測手順については第 6.3.2 項に述べる。実験配置を図 6.7 に示す。1/2 インチペアマイクロホン (Type 4197, B & K) を図 6.7 右の拡大図のように x_1 、 x_2 に設置した。マイクロホン間隔は前章と同様 13 mm、試料表面と x_1 の距離は 10 mm とした。表面インピーダンスの算出手順は第 5 章 5.3.2 項に従う。ただし、入射角 θ のときの斜入射吸音率 α_θ は表面インピーダンス $Z_{S\theta}$ から次式で求められる。

$$\alpha_\theta = 1 - \left| \frac{Z_{S\theta} \cos \theta - \rho c}{Z_{S\theta} \cos \theta + \rho c} \right|^2 \quad (6.1)$$

音波の入射角 θ は (a)30、(b)45、(c)60、(d)75 度の 4 条件とする。各入射角 θ の計測の様子は図 6.8 に示す。音源信号はこれまで通り Logarithmic swept-sine 信号を用いた。

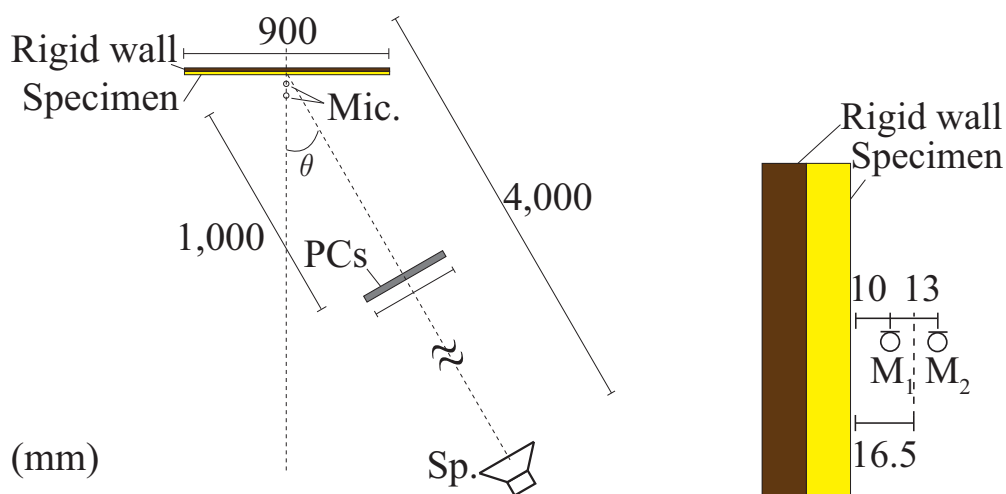


図 6.7: Geometrical relationship in a free field measurement of absorption properties at oblique incidence

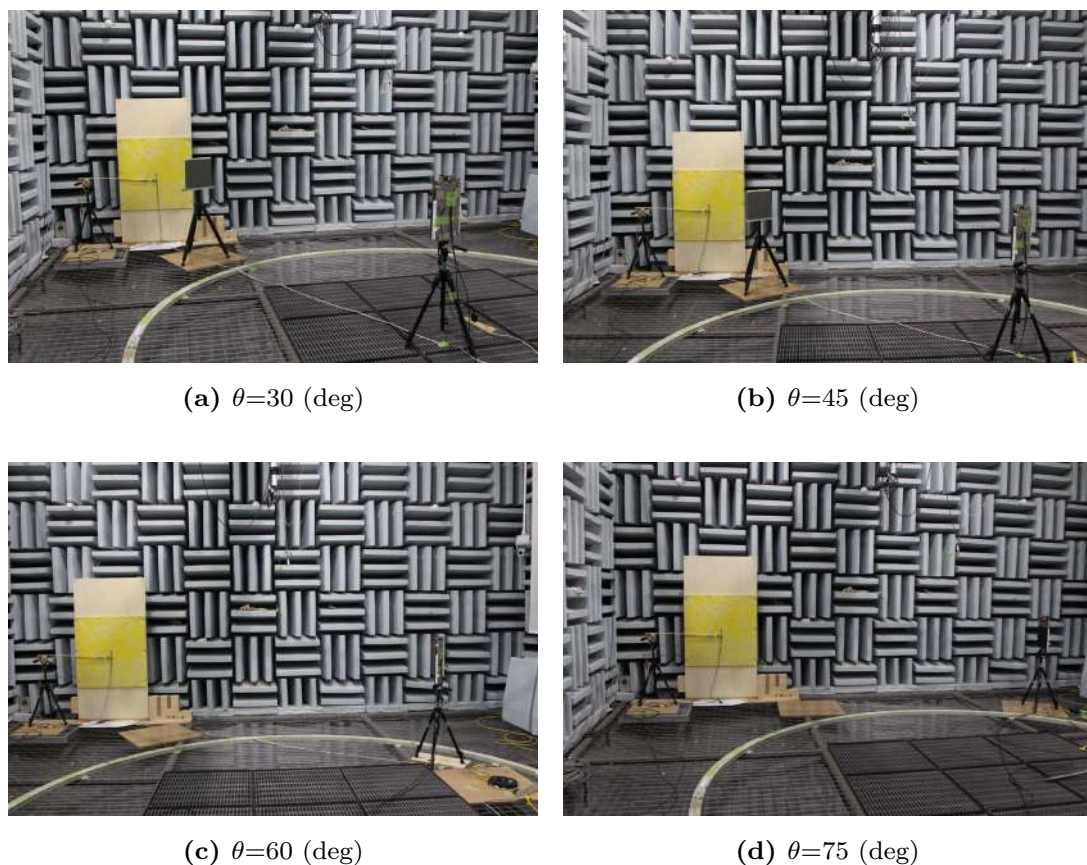


図 6.8: Arrangement to a free field measurement of absorption properties at oblique incidence

6.3.2 リファレンスデータの計測

ここでは、 $2,100 \text{ mm} \times 2,300 \text{ mm}$ の試料を用いた。試料中心から音源位置までの距離を $1,000 \text{ mm}$ とし、図 6.9、6.10 のように計測を行った。ただし、 θ は 30、45、60、75 度とした。音源と試料の距離が $1,000 \text{ mm}$ と近いため、第 1 章で述べた球面波仮定 [7] を適用し、表面インピーダンスおよび吸音率を求めた。

6.3.3 実験結果と考察

GW96k を試料とし、入射角 θ が 45 度、75 度のときの結果をそれぞれ図 6.11、図 6.12 に示す。(4) フォノニック結晶を用いた場合、 $\theta=45$ 度、75 度の両条件でリファレンスによく合っており、領域的に擬音を低減できることから入射角に関わらず精度のよい計測ができた。一方、(2) 位相反転駆動 ($\varphi=0$) のとき、 $\theta=45$ 度ではリファレンスによく合うが、75 度の時は擬音の影響を受け 1.5 kHz 以下の領域で複素成分がリファレンスより小さな値をとっている。この原因は、零点の領域内に 2 つのマイクロホンが収まらず、擬音の影響を防ぎきれなかったためと解釈できる。この問題を解決するため放射角を広げた (3) 位相反転駆動 ($\varphi=2$) では、零点の領域を広げることで 2 点の受音点がともに零点の領域内に収まり擬音の影響を低減できたため、入射角によらずリファレンスによく合う結果となった。本節の結果より、位相反転駆動・フォノニック結晶により擬音を低減することでパラメトリックスピーカの狭指向性を斜入射吸音特性の計測に有効に活用できる可能性が示された。また、放射角度の調整による位相反転駆動時の零点の拡張が斜入射吸音特性の計測に有効であると示唆された。

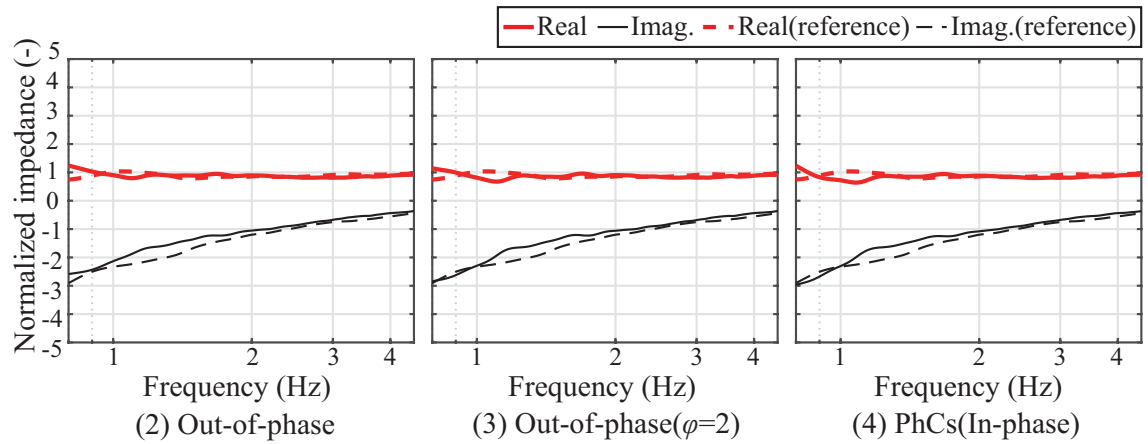
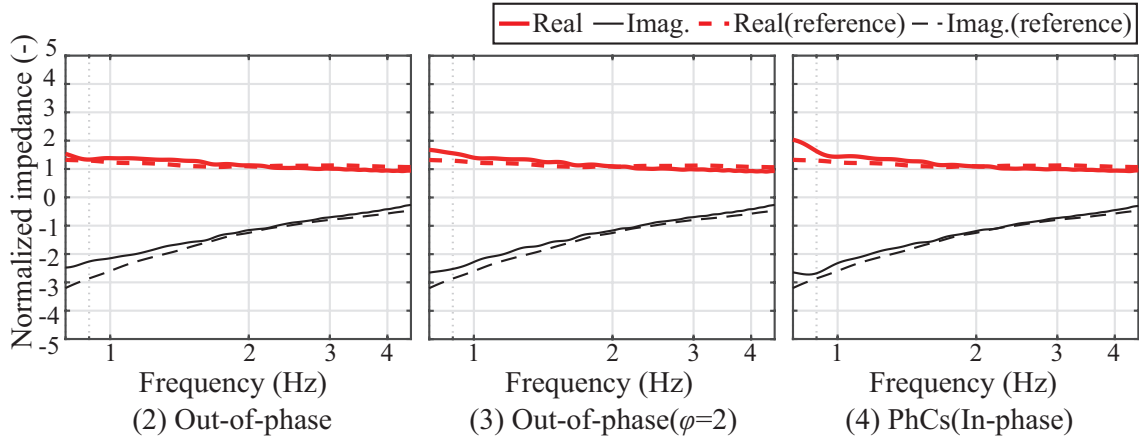


図 6.11: Surface impedance (GW96k) in a free field ($\theta=45$ deg)

図 6.12: Surface impedance (GW96k) in a free field ($\theta=75^\circ$)

6.4 現場実験

6.4.1 実験手順

東京大学生産技術研究所内の会議室 (W7,000 mm \times D11,400 mm \times H2,650 mm) で、GW32k 及び GW96k の斜入射吸音特性の計測を 2 マイクロホン法 [8] により行った。試料サイズは共に 900 mm 角とした。検討ケースは、パラメトリックスピーカを音源とし、(1) 同位相駆動した場合、放射角度 φ を (2)0 度、(3)2 度として位相反転駆動した場合、(4) フォノンニック結晶を用いた場合に加え、(5) ラウドスピーカを用いた場合の 5 条件とした。実験配置を図 6.13 に示す。音源信号の入射角 θ は第 6.3 節と同様、(a)30、(b)45、(c)60、(d)75 度の 4 条件とした。また、音源-試料間距離は $R=4,000$ mm 及び $R=6,700$ mm とし、それぞれの実験風景を図 6.14 及び図 6.15 に示す。音源信号はこれまでと同様掃引時間約 12.5 秒の Logarithmic swept-sine 信号を用い、1/2 インチペアマイクロホン (Type 4197, B & K) を用いて録音した。得られたインパルス応答から、第 5 章 5.3.2 項に従い表面インピーダンスを算出した。

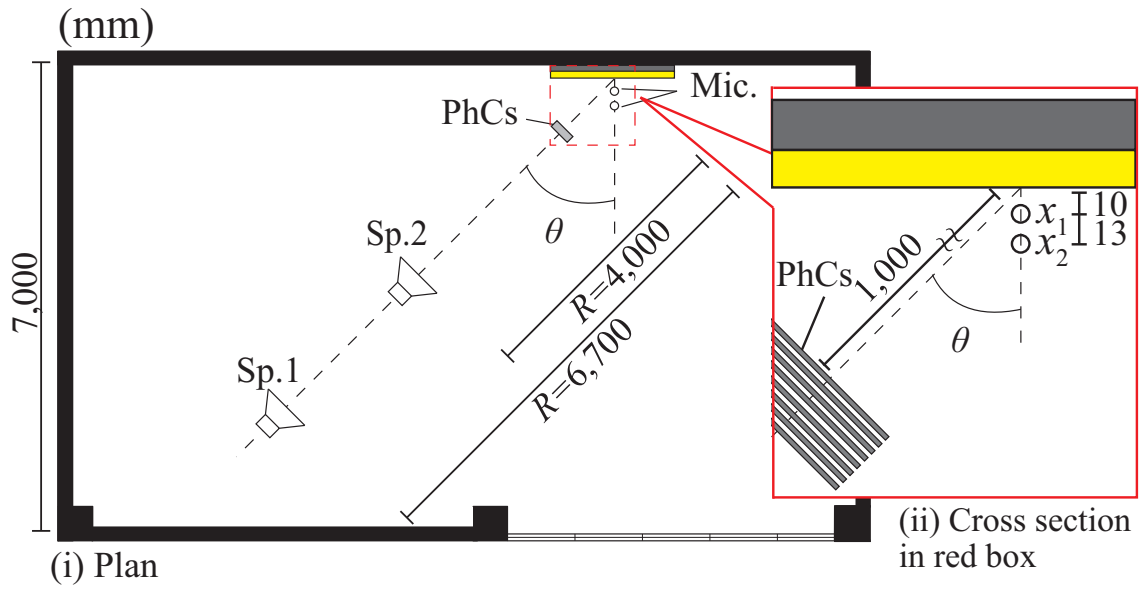


図 6.13: Geometrical setup of *in-situ* measurement of surface impedance at oblique incidence



(a) $\theta=30$ (deg)



(b) $\theta=45$ (deg)



(c) $\theta=60$ (deg)



(d) $\theta=75$ (deg)

図 6.14: Arrangement to *in-situ* field measurement of surface impedance at oblique incidence ($R=4,000$ mm)

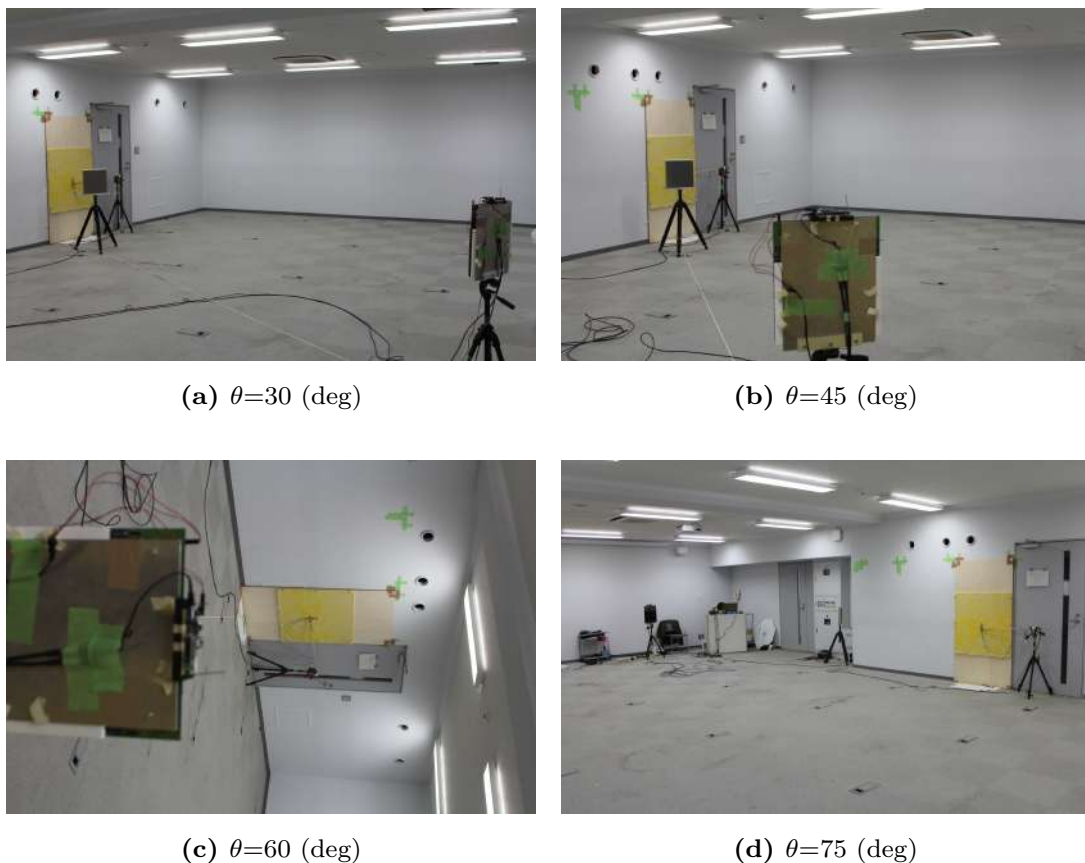


図 6.15: Arrangement to *in-situ* field measurement of surface impedance at oblique incidence ($R=6,700$ mm)

6.4.2 実験結果と考察

Step 1: インパルス応答の比較

音源-試料間距離 R を 4,000 mm、6,700 mm とし、GW96k を計測したときのインパルス応答を図 6.16、図 6.17 に示す。入射角 θ は 75 度である。(5) ラウドスピーカを用いた場合、主応答以外に不要な反射が多く見られるが、パラメトリックスピーカを用いた (1)-(4) では両条件ともに不要な反射がほとんど見られない。したがって、パラメトリックスピーカはその狭指向性により、音源-試料間の距離を離れた場合や音波の入射角が大きい場合でも不要な反射の影響を低減することができることが示された。

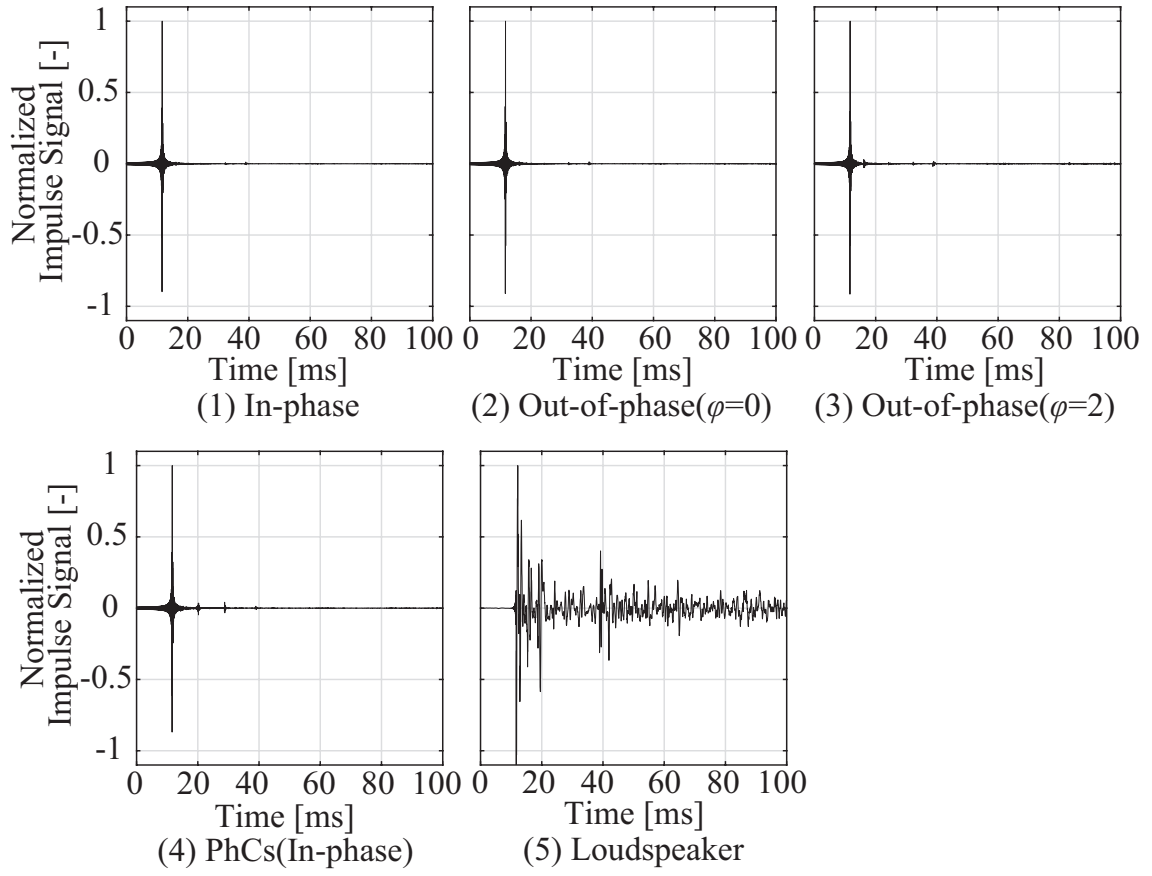


図 6.16: Impulse responses (GW96k) at x_1 measured *in-situ* ($\theta=75$ deg, $R=4,000$ mm)

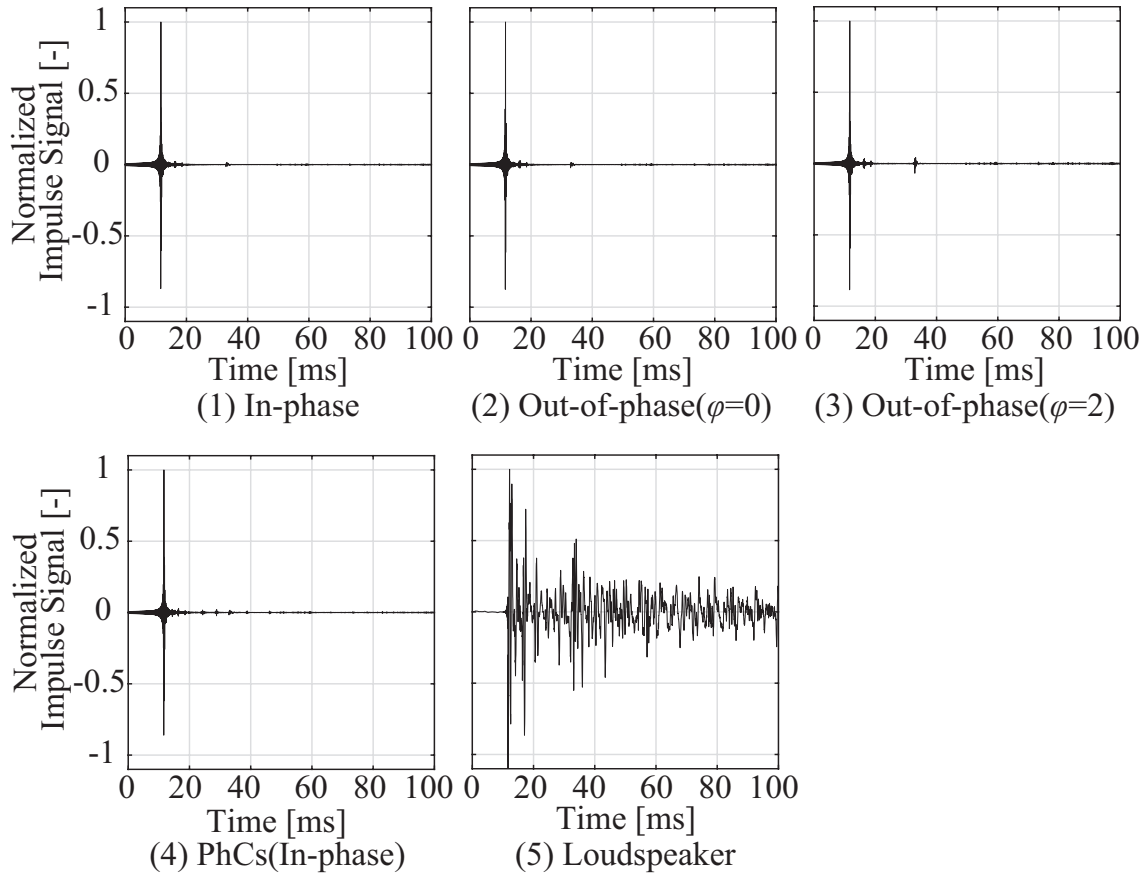


図 6.17: Impulse responses (GW96k) at x_1 measured *in-situ* ($\theta=75$ deg, $R=6,700$ mm)

Step 2: 表面インピーダンスと吸音率

音源-試料間距離 R を、 $4,000$ mm としたときの表面インピーダンスを図 6.18、図 6.19 に、 R を $6,700$ mm としたときの結果を図 6.21、図 6.22 に示す。それぞれ入射角 θ を 45 度、 75 度としたときの結果である。また、吸音率の結果を $R=4,000$ mm について図 6.20、 $R=6,700$ mm について図 6.23 に示す。結果より、(5) ラウドスピーカを用いた場合ではどの条件も Step 1 で述べたような不要な反射を防ぎきれず、ピークディップが立っている。表面インピーダンスに現れるピークディップは、吸音率にすると大きなピークディップとして現れることが図 6.20、図 6.23 の結果から見て取れる。また、一般的には入射角が大きいほうが直接音及び試料からの反射音からなる主応答と周壁からの反射音の受音点への到着時間差が小さく波形が重なるため計測が困難になるという傾向がある。表面インピーダンスの結果をみると図 6.21(4) よりも図 6.22(4) のほうがピークディップが多く現れていることから、この傾向に一致していると言える。一方で、パラメトリックスピーカを用いた (2)-(4) の結果ではどの条件でもこのようなピークディップは見られず、不要な反射の影響を低減することができたと考えられる。また、 $R=4,000$ mm、(2) 放射角度を 0 度として位相反転駆動したケー

スに着目すると、無響室での計測と同様図 6.18 の $\theta=45$ の条件では精度よく計測ができていたものの、図 6.19 の $\theta=75$ 度の条件では擬音の影響による計測誤差が現れている。このことは、図 6.20 でも 1.5 kHz 以下の帯域で、(1) 同位相駆動と同様、大きな吸音率をとっていることからわかる。これは零点が非常に狭い領域であり、2 つのマイクロホン両方がその領域内に収まりきらなかったためである。しかし、ケース (3) のように放射角度 φ を 2 度として零点の領域を拡張する手法を用いることでこの課題は解決され、図 6.18、図 6.19 どちらの条件でも、距離 R に限らずリファレンスによく合う結果となった。(4) フォノニック結晶を用いた場合では、領域的に擬音を低減することができるためこのような課題は発生せず、どの条件でもリファレンスによく合う結果となった。

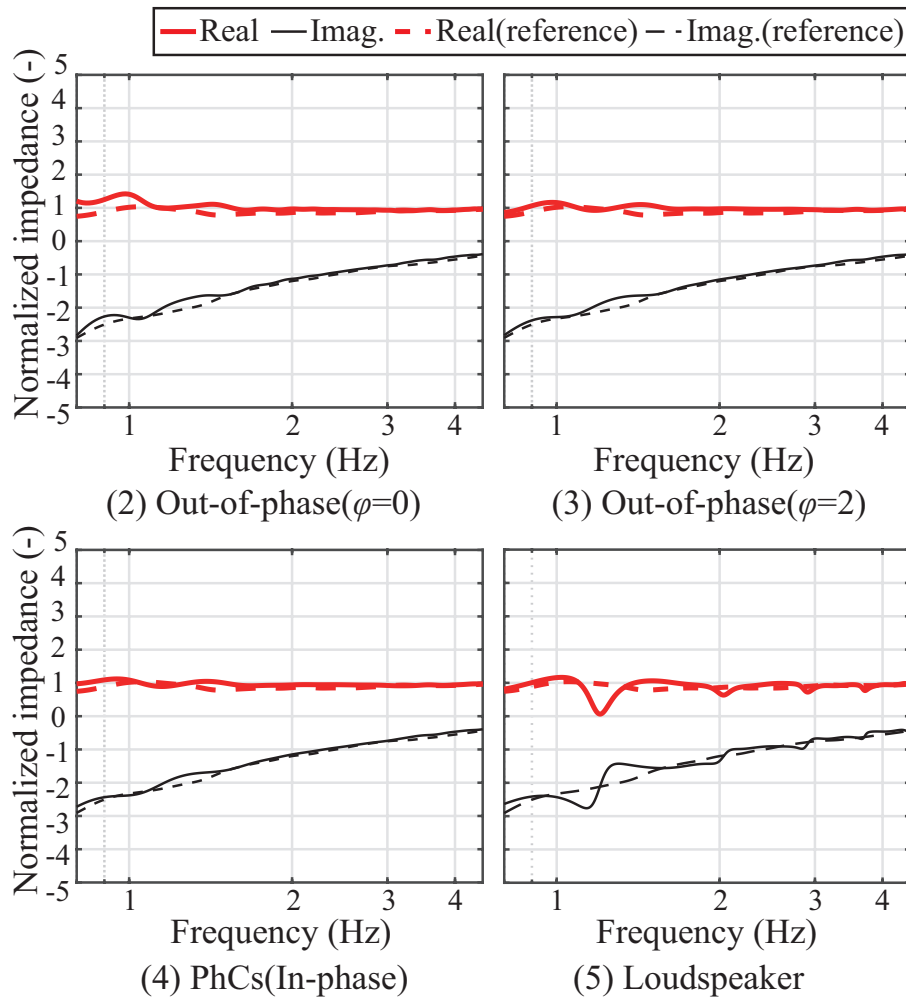


図 6.18: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($\theta=45$ deg, $R=4,000$ mm)

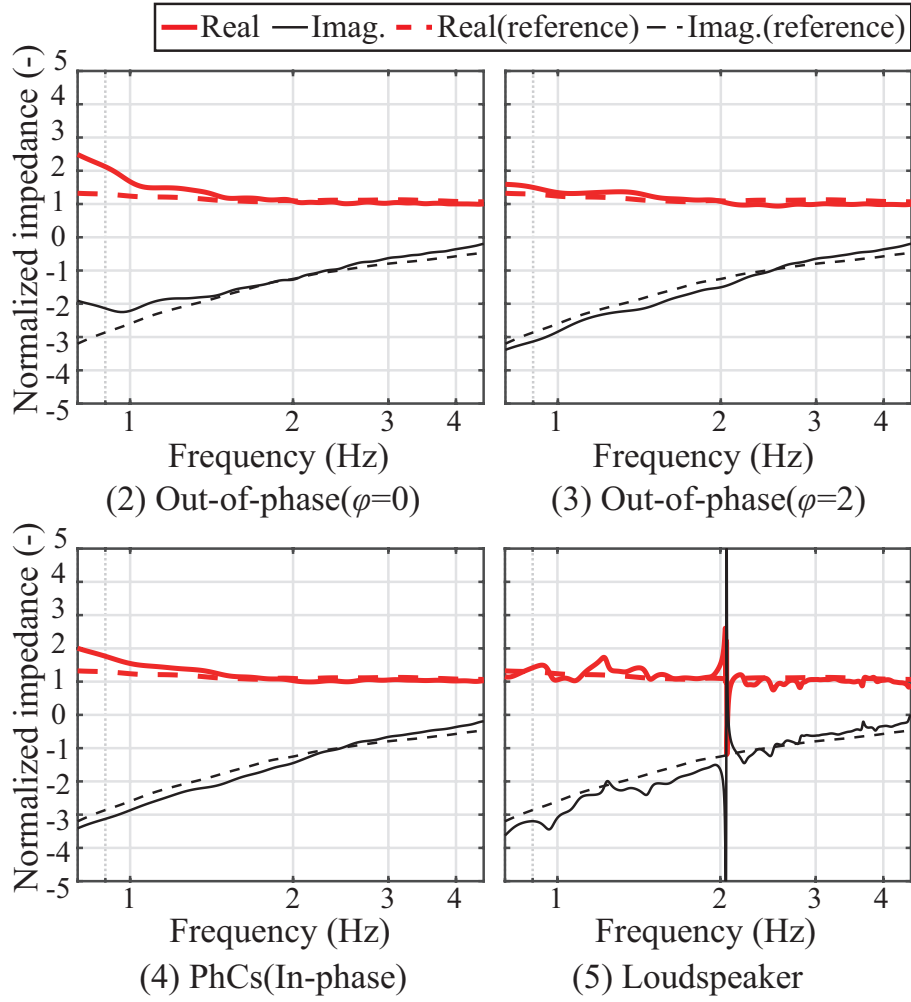


図 6.19: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($\theta=75$ deg, $R=4,000$ mm)

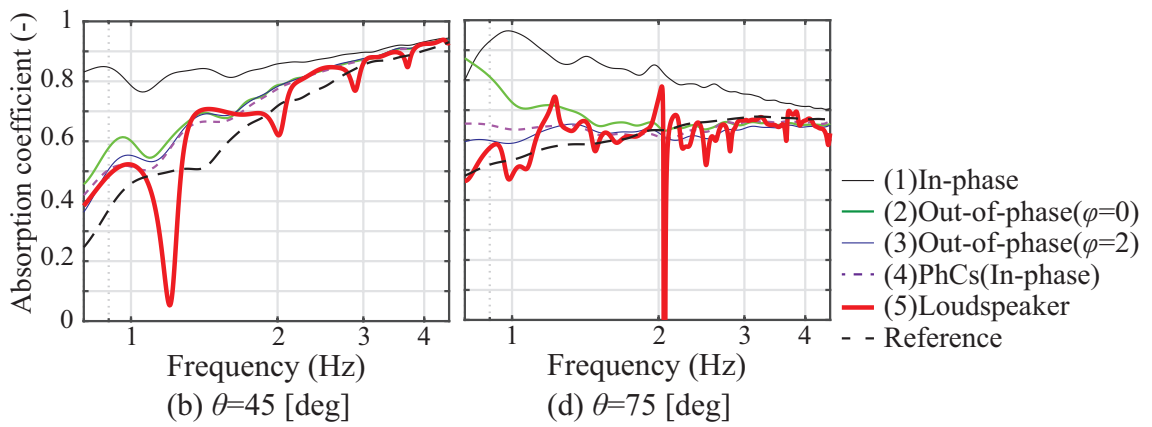


図 6.20: Absorption coefficient (GW96k) measured *in-situ* ($\theta=45, 75$ deg, $R=4,000$ mm)

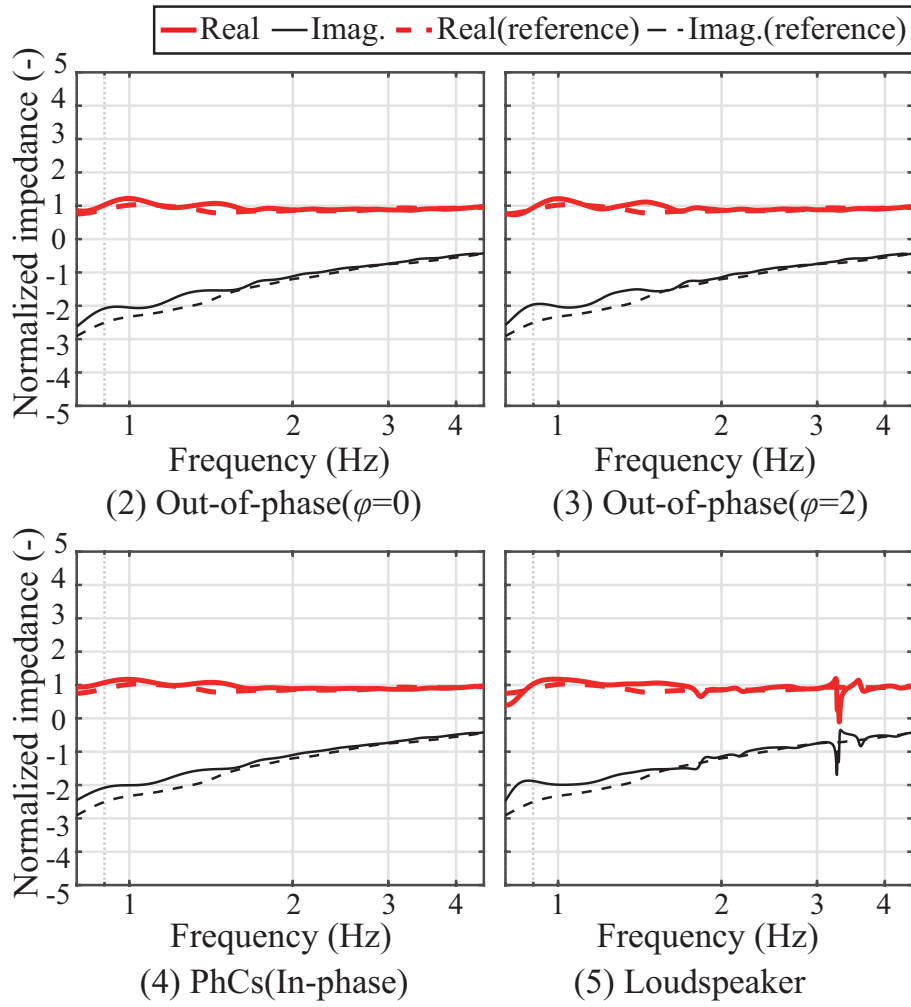


図 6.21: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($\theta=45$ deg, $R=6,700$ mm)

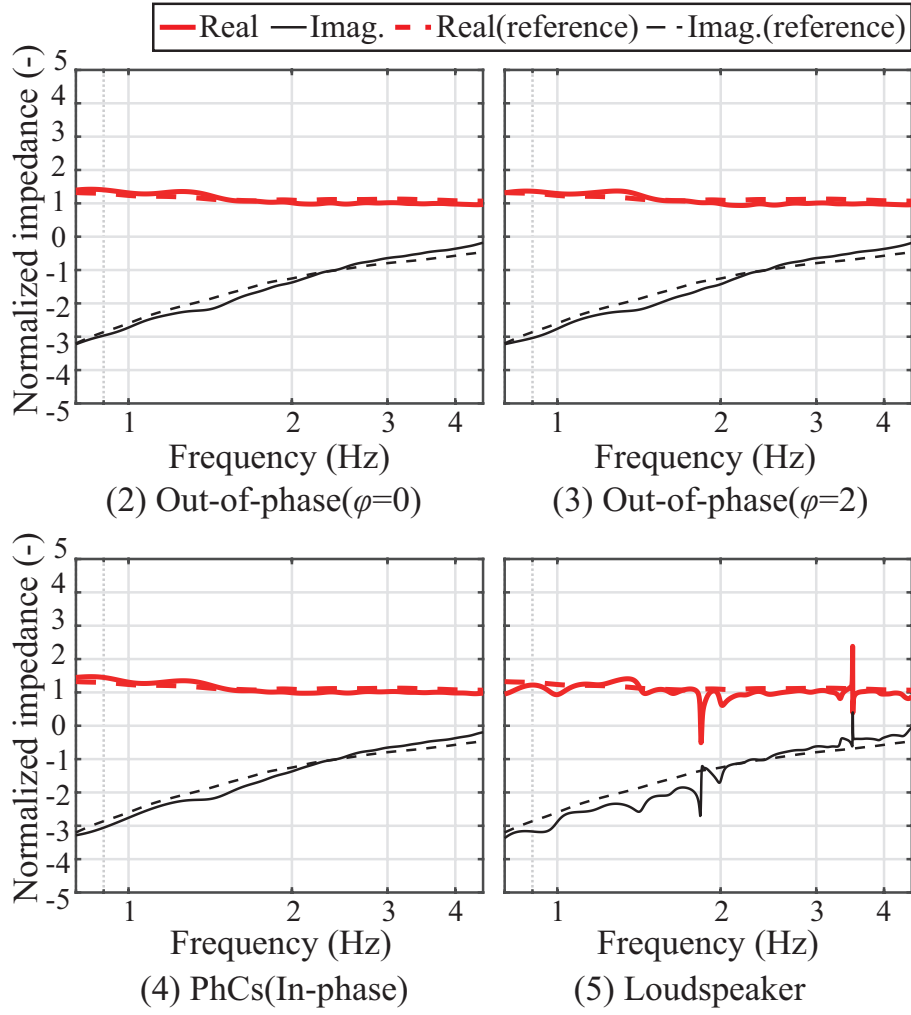


図 6.22: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($\theta=75$ deg, $R=6,700$ mm)

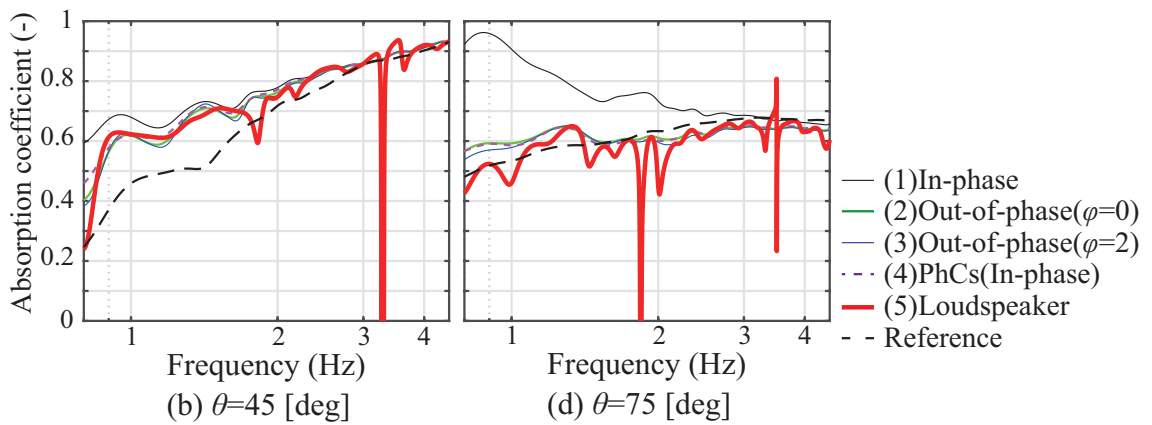


図 6.23: Absorption coefficient (GW96k) measured *in-situ* ($\theta=45, 75$ deg, $R=6,700$ mm)

6.5 本章のまとめ

本章では、多孔質材料の斜入射吸音特性の計測にパラメトリックスピーカを応用するための検討を行った結果、以下の知見を得た。

- 音源信号の位相反転駆動を斜入射吸音特性の計測に応用する際、非常に狭い零点の領域内に 2 つのマイクロホンを設置するのが困難であるという問題が発覚した。しかしこの問題は、信号処理により零点の領域を拡張するという方法で解決することができた。
- 不要な反射・回折や擬音の影響をパラメトリックスピーカと擬音の低減手法を組み合わせることで低減し、無響室、現場計測の双方で多孔質材料の斜入射吸音特性の計測精度を向上できた。したがって、パラメトリックスピーカに擬音の低減手法を組み合わせることで、その狭指向性を多孔質材料の斜入射吸音特性の計測へと有効に応用できる可能性が示唆された。

計測結果一覧

以下に (1) 同位相駆動、(2) 位相反転駆動 ($\varphi=0$)、(3) 位相反転駆動 ($\varphi=2$)、(4) フォノニック結晶を用いた場合、(5) ラウドスピーカを用いた場合の無響室および現場実験結果を示す。

【無響室での斜入射吸音特性の計測】

■ インパルス応答

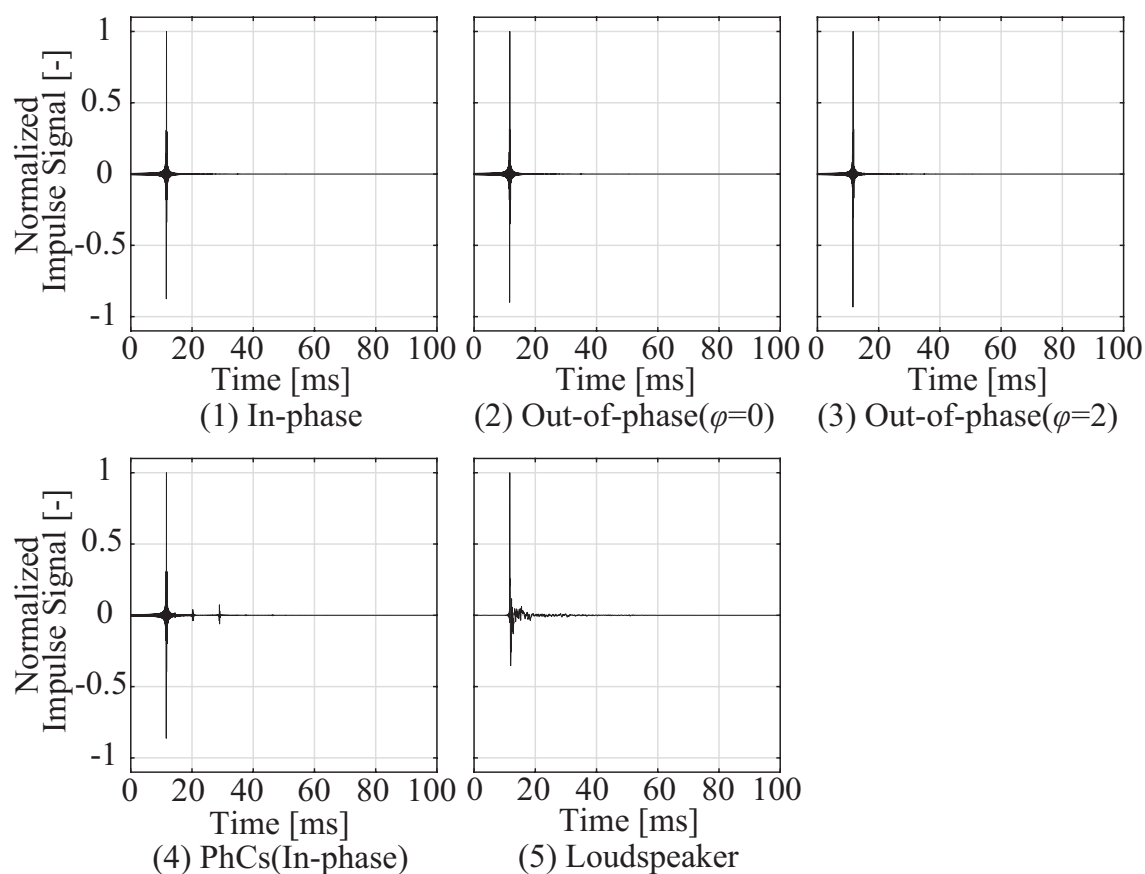


図 6.24: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured in a free field ($\theta=30$)

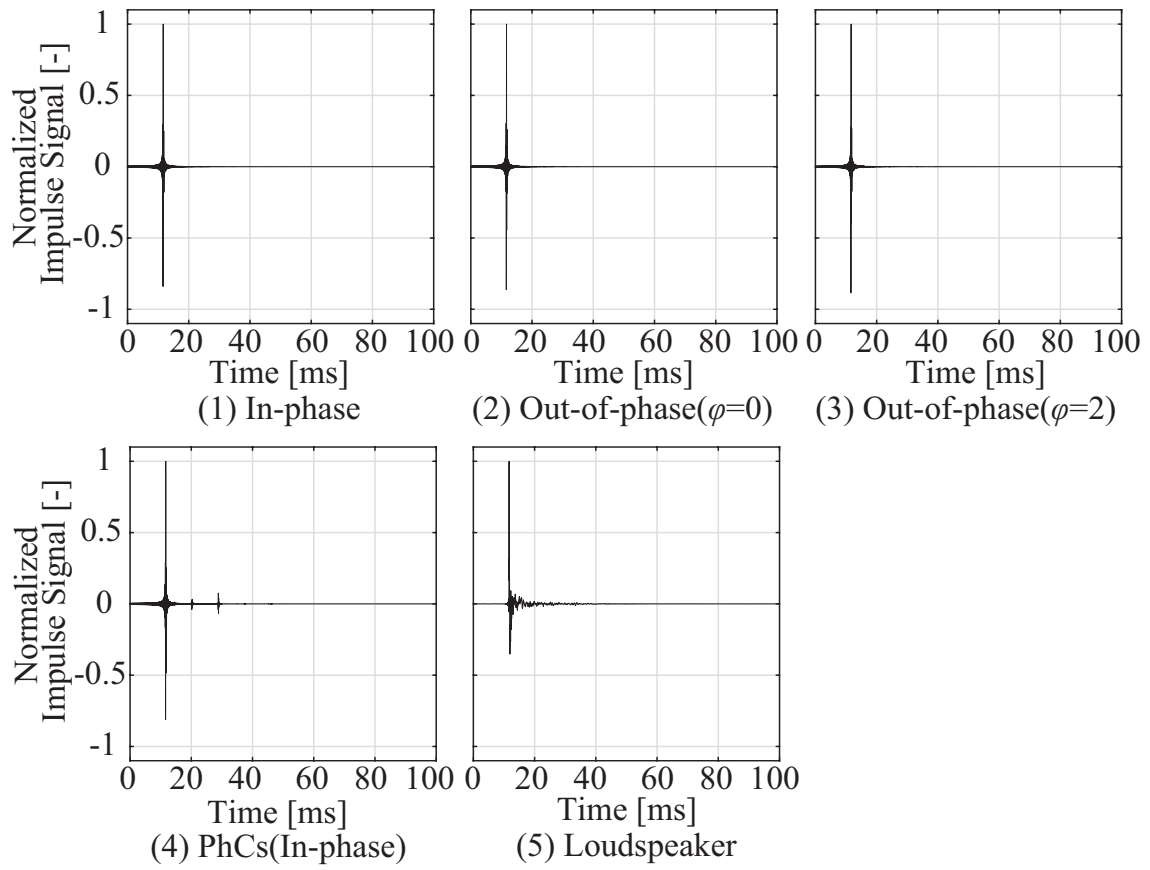


図 6.25: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured in a free field ($\theta=45$)

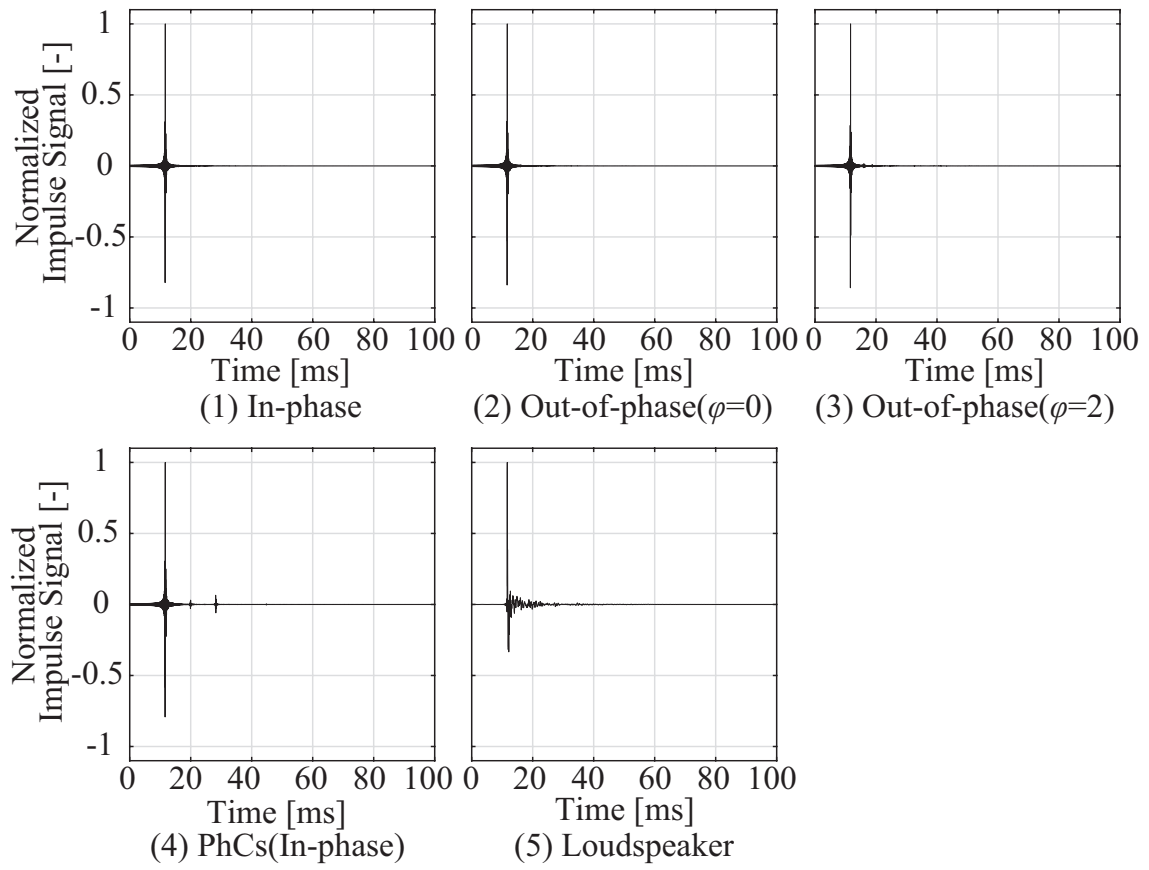


図 6.26: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured in a free field ($\theta=60$)

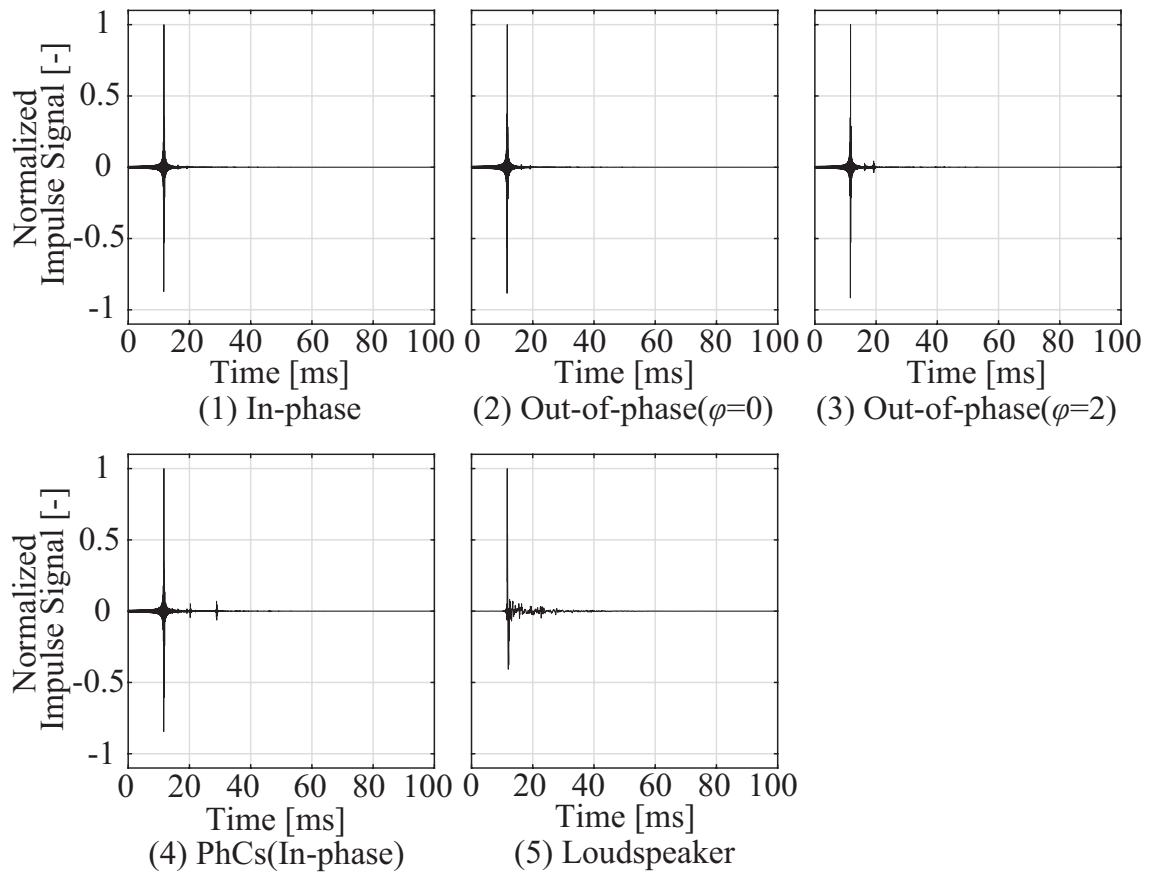


図 6.27: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured in a free field ($\theta=75$)

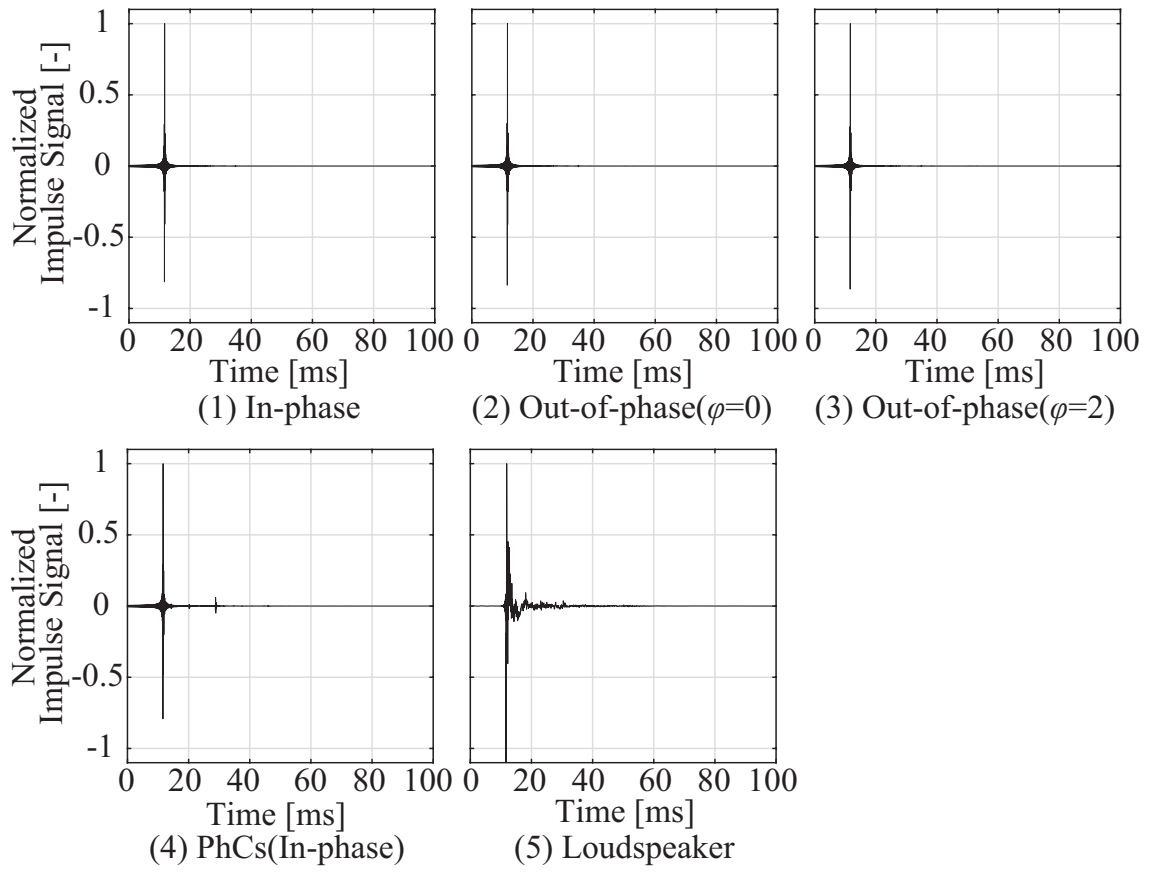


図 6.28: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured in a free field ($\theta=30$)

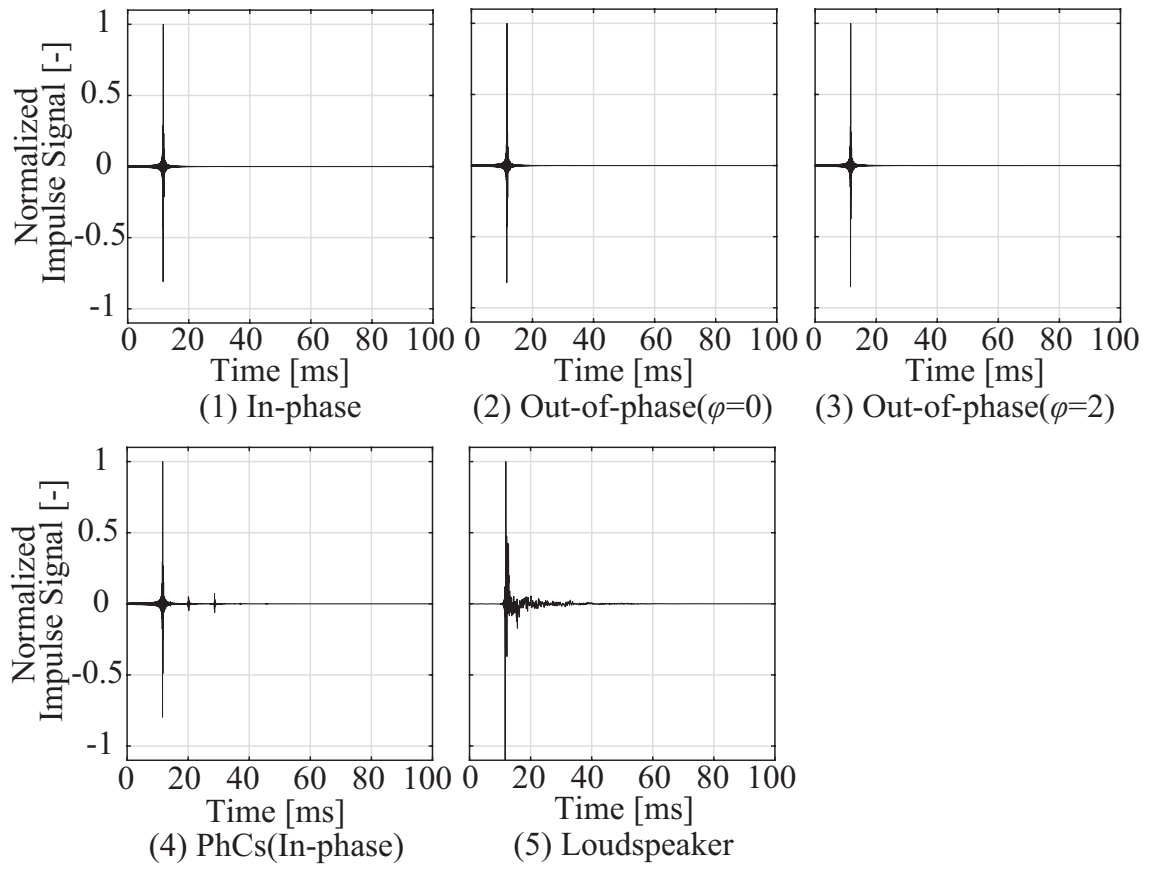


図 6.29: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured in a free field ($\theta=45$)

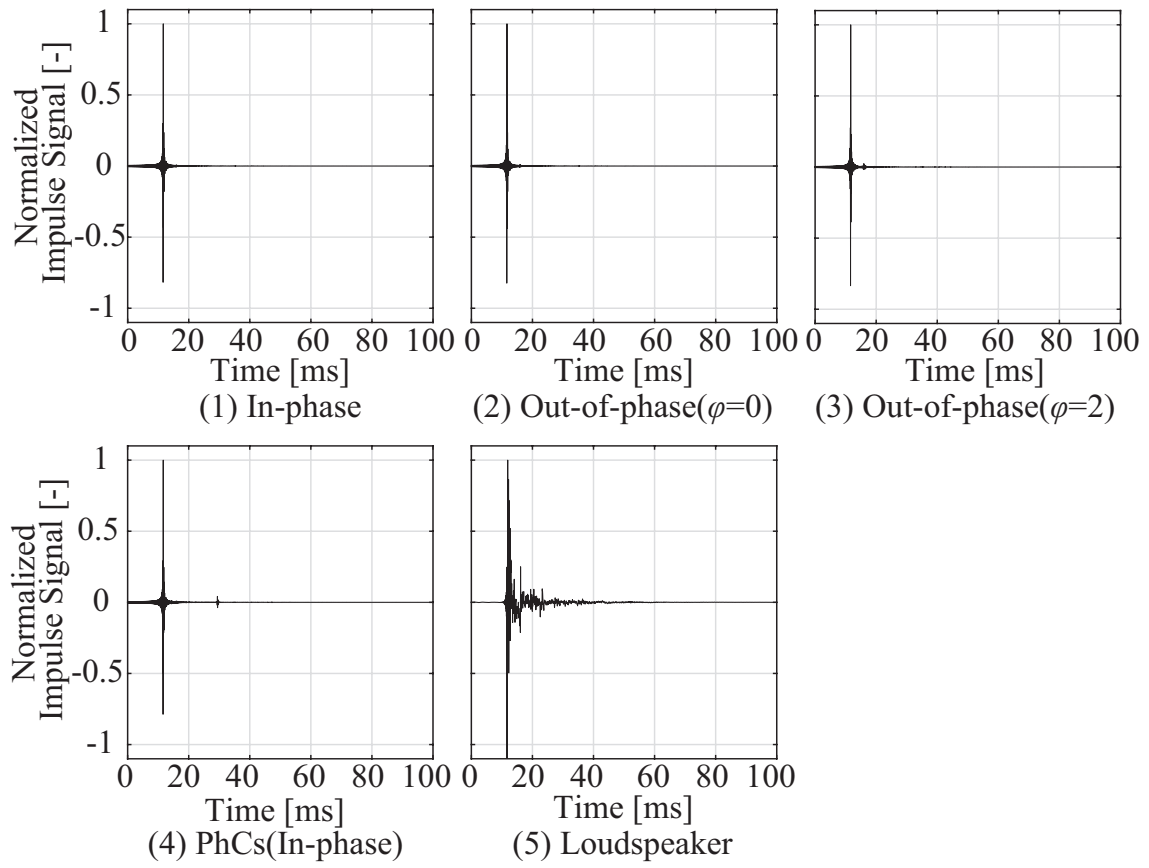


図 6.30: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured in a free field ($\theta=60$)

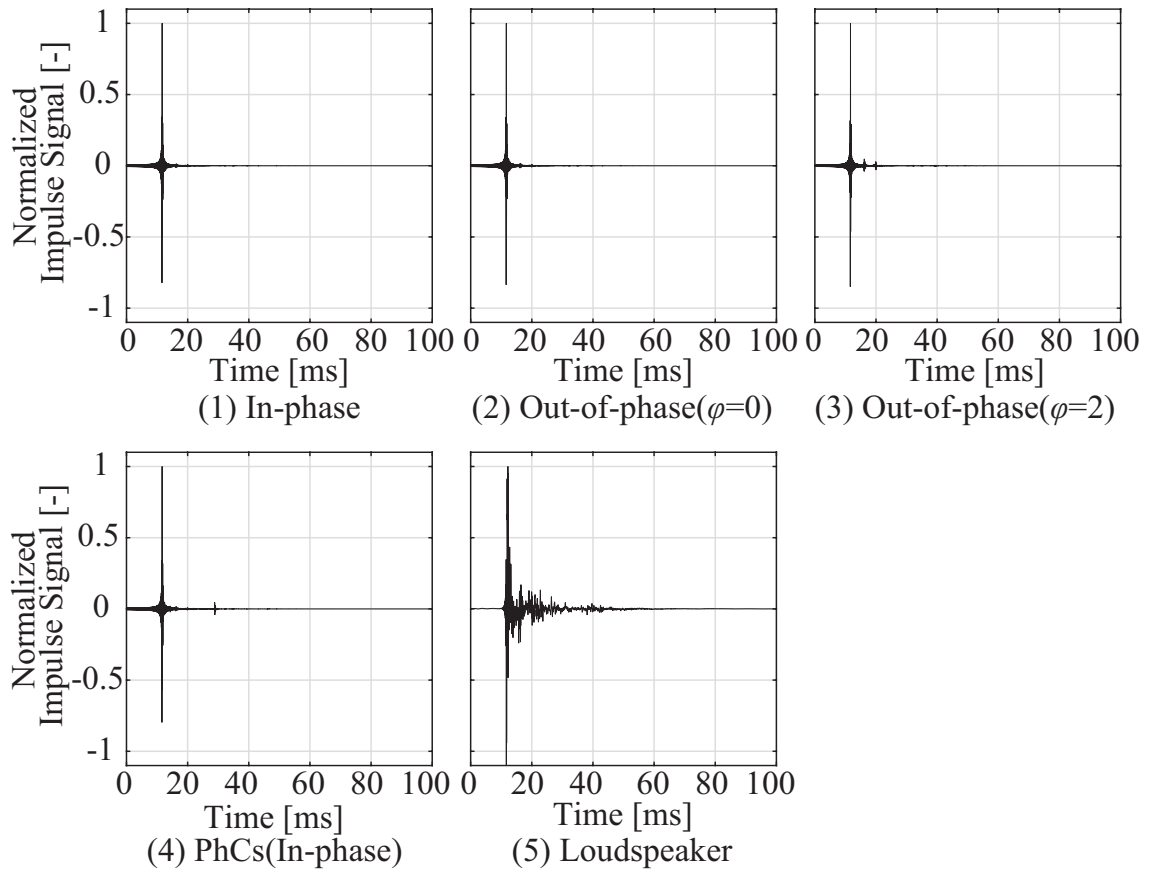


図 6.31: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured in a free field ($\theta=75$)

■ 表面インピーダンス

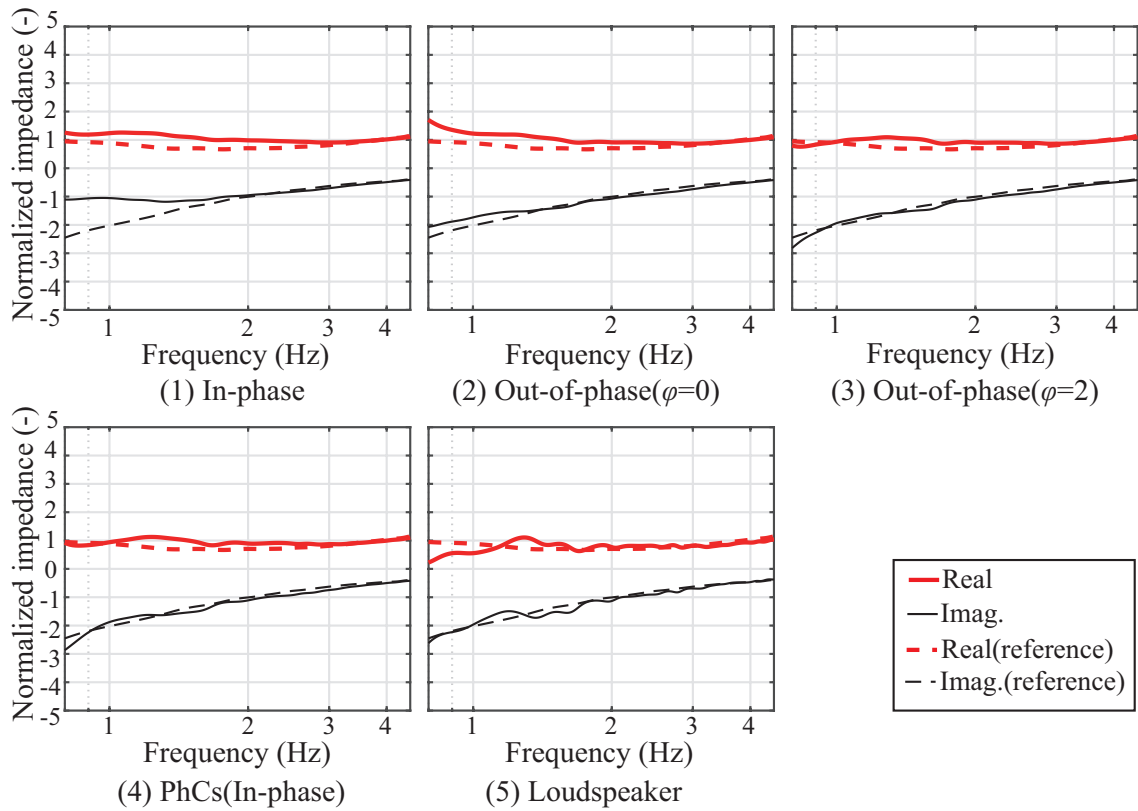


図 6.32: Surface impedance (GW96k) measured in a free field ($\theta=30$)

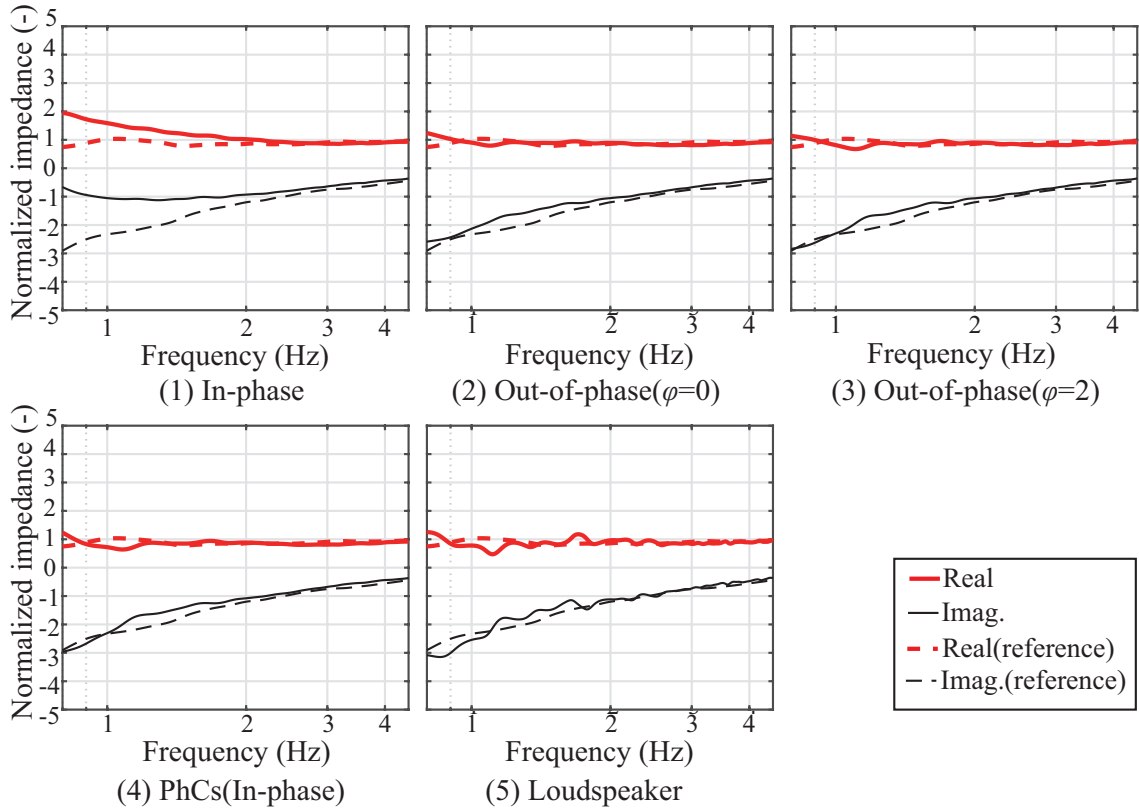


図 6.33: Surface impedance (GW96k) measured in a free field ($\theta=45^\circ$)

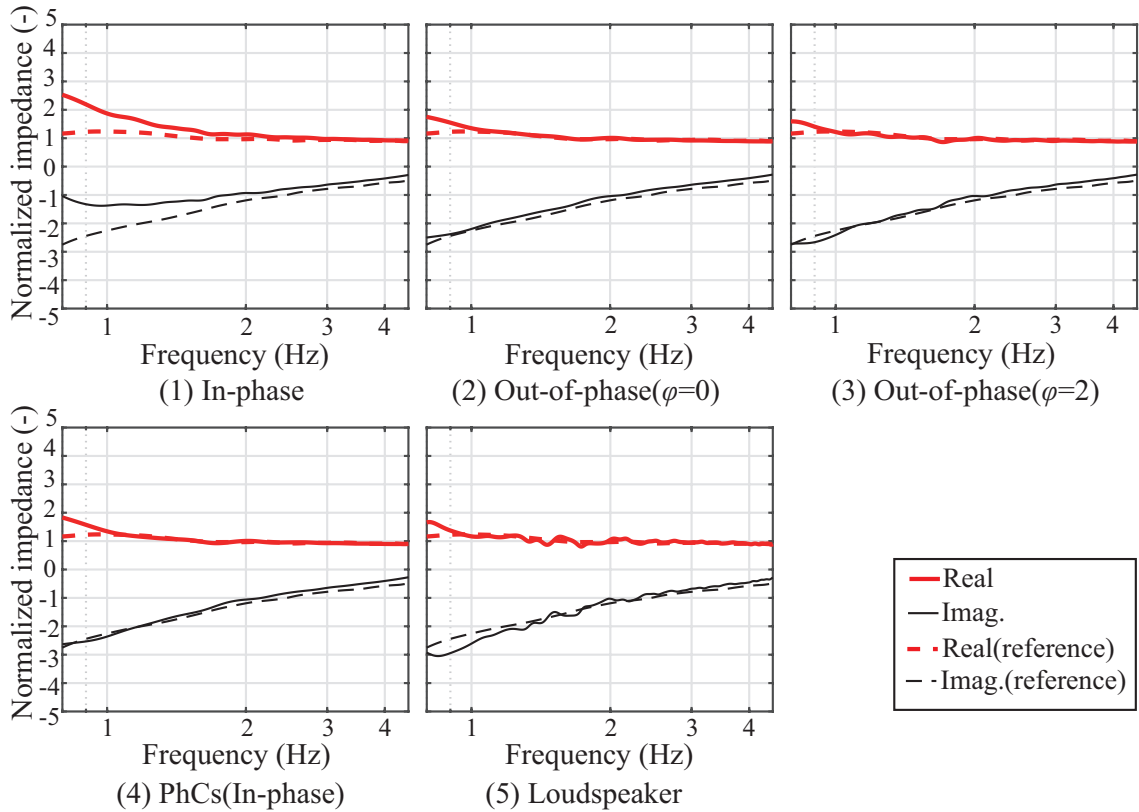


図 6.34: Surface impedance (GW96k) measured in a free field ($\theta=60^\circ$)

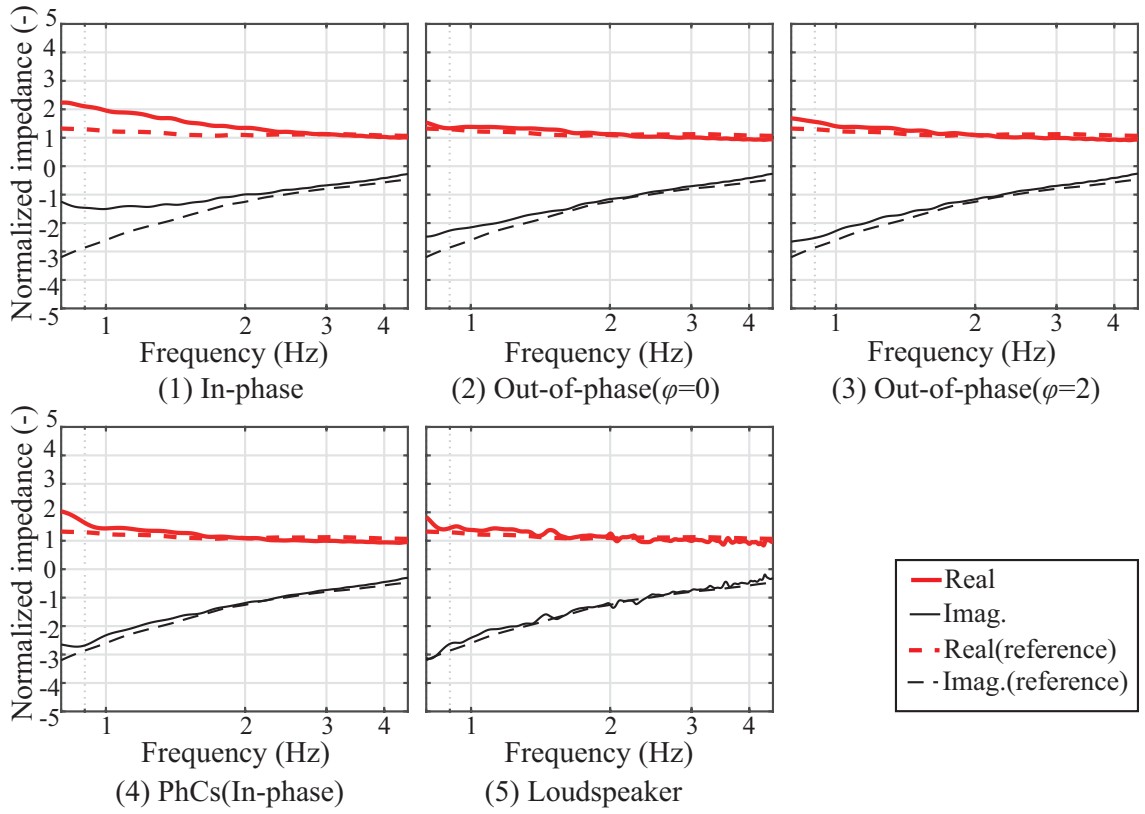


図 6.35: Surface impedance (GW96k) measured in a free field ($\theta=75^\circ$)

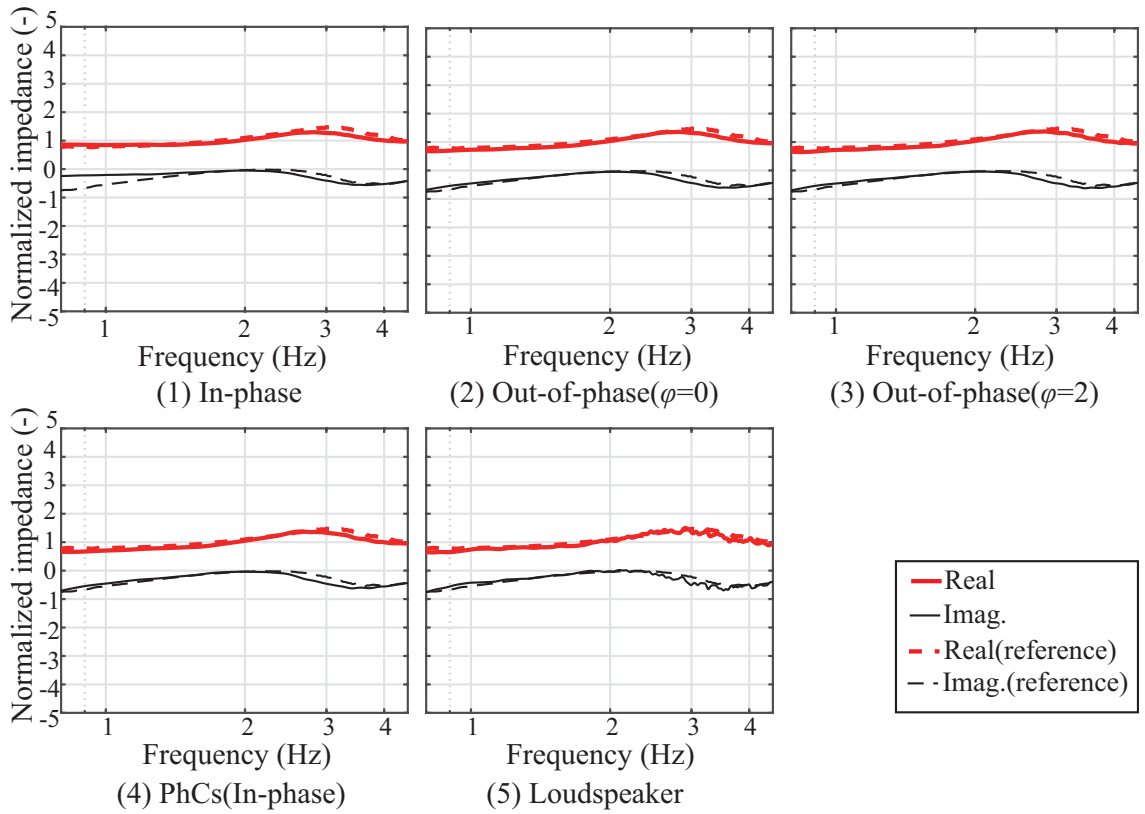


図 6.36: Surface impedance (GW32k) measured in a free field ($\theta=30^\circ$)

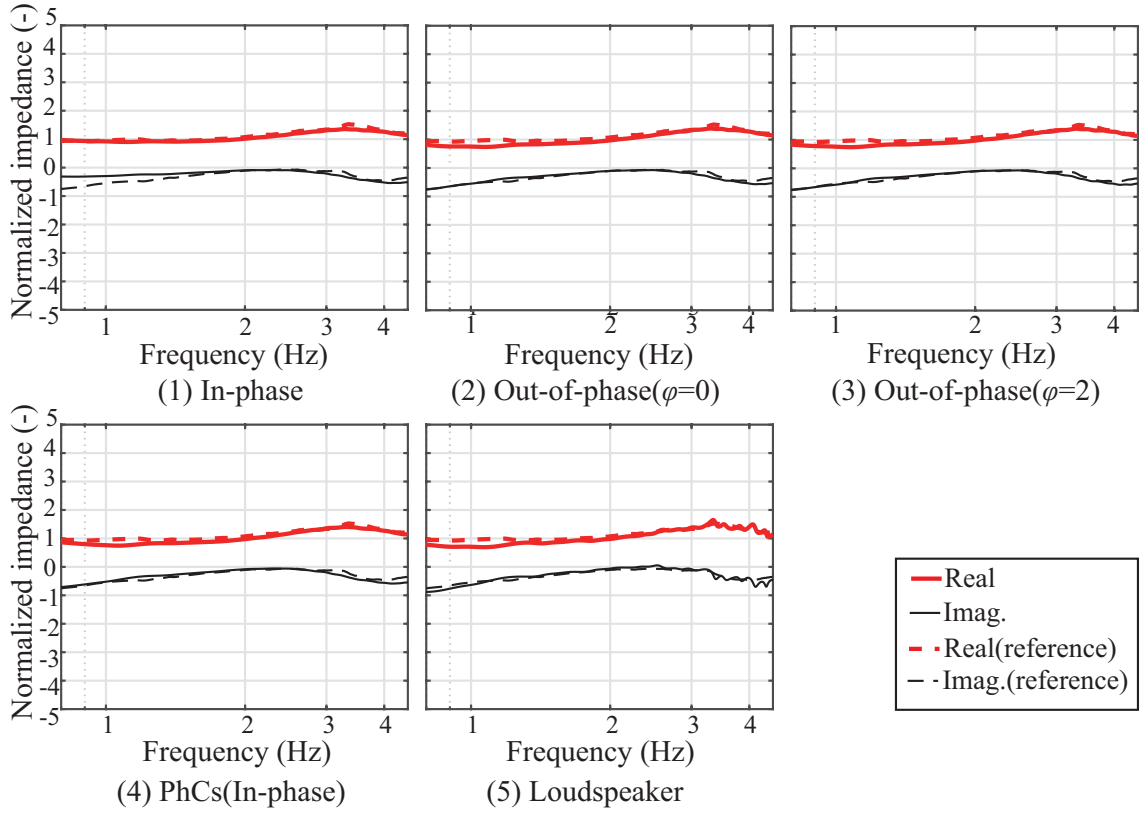


図 6.37: Surface impedance (GW32k) measured in a free field ($\theta=45^\circ$)

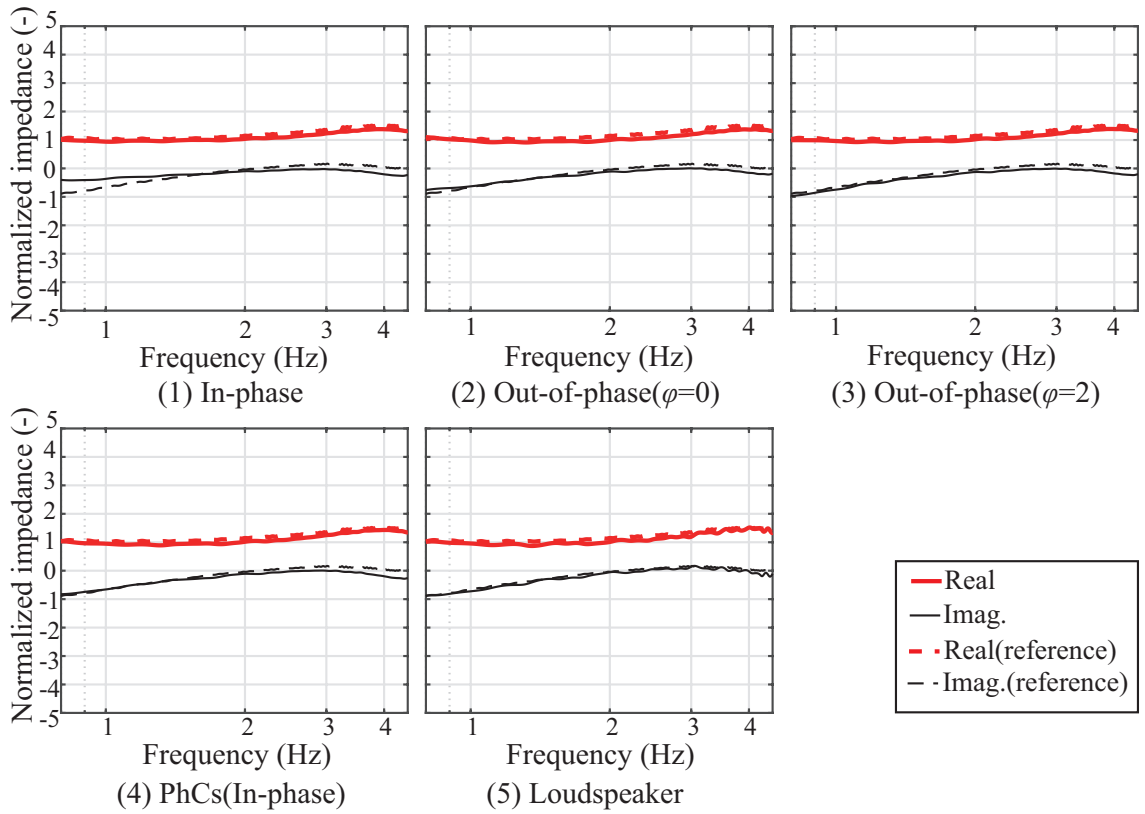


図 6.38: Surface impedance (GW32k) measured in a free field ($\theta=60^\circ$)

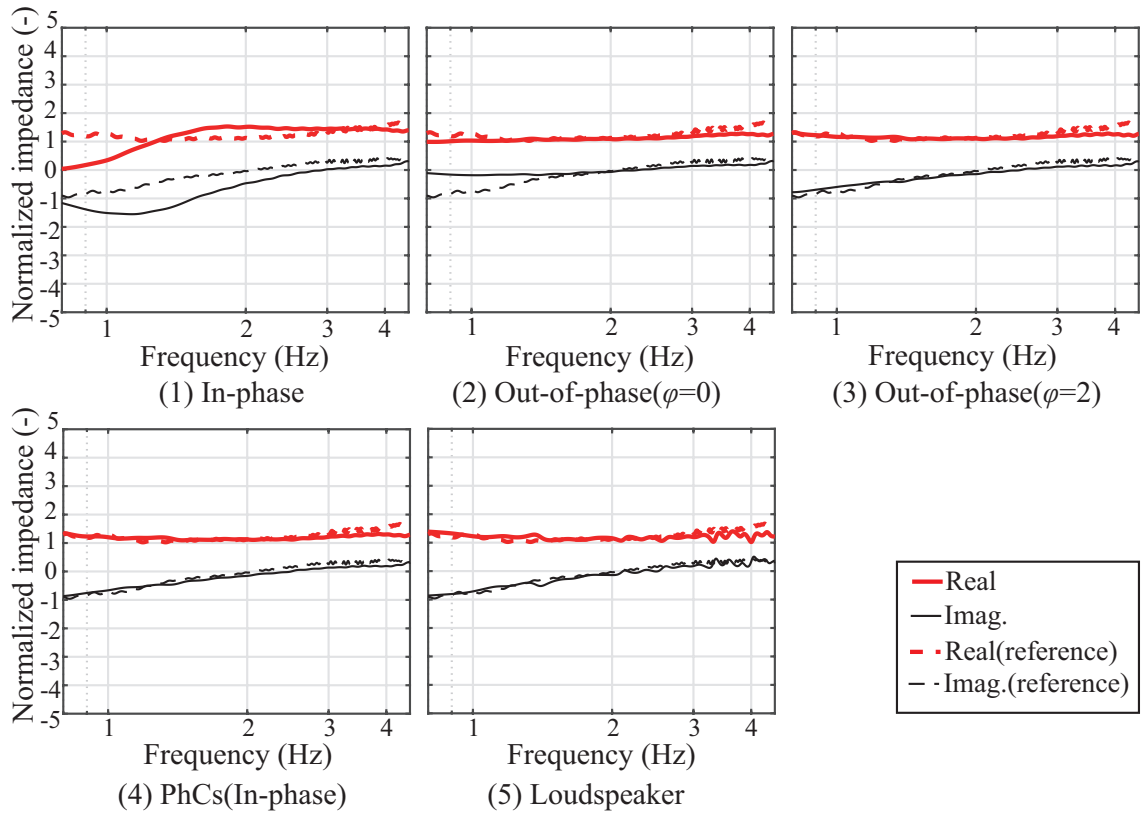


図 6.39: Surface impedance (GW32k) measured in a free field ($\theta=75$)

■ 吸音率

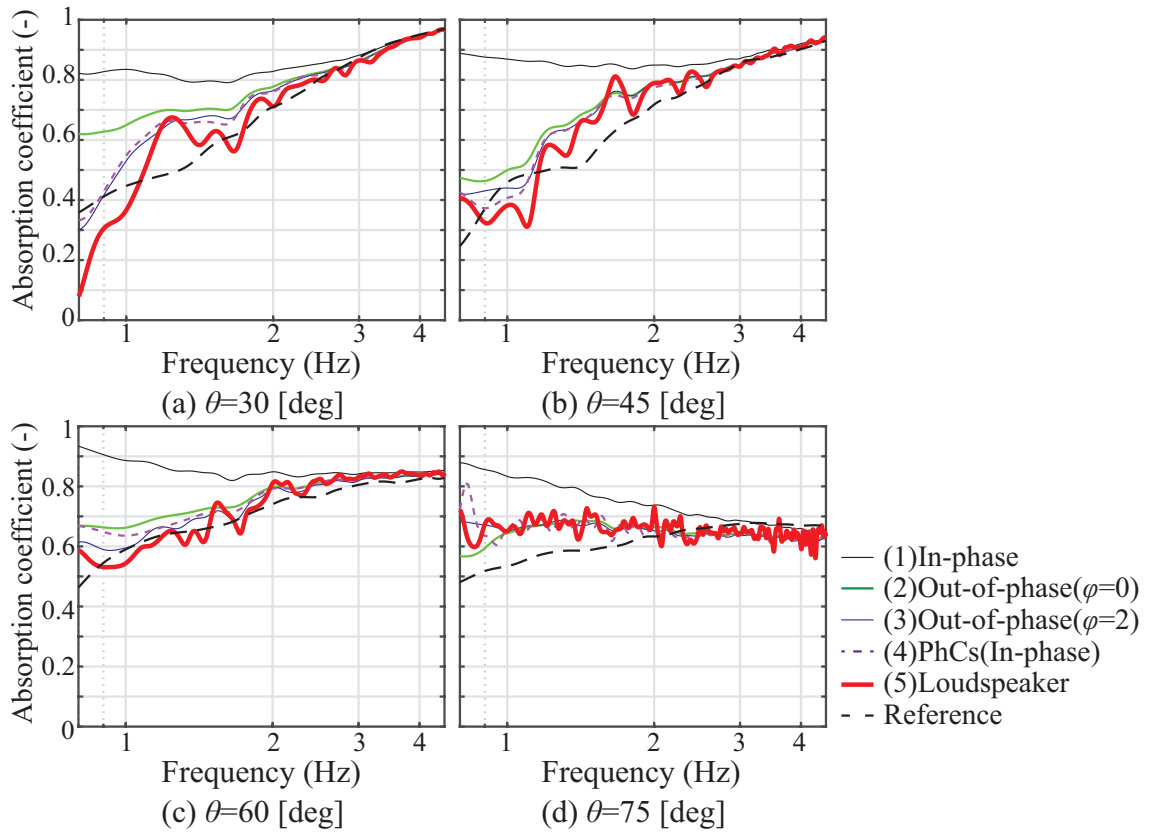


図 6.40: Absorption coefficient (GW96k) measured in a free field

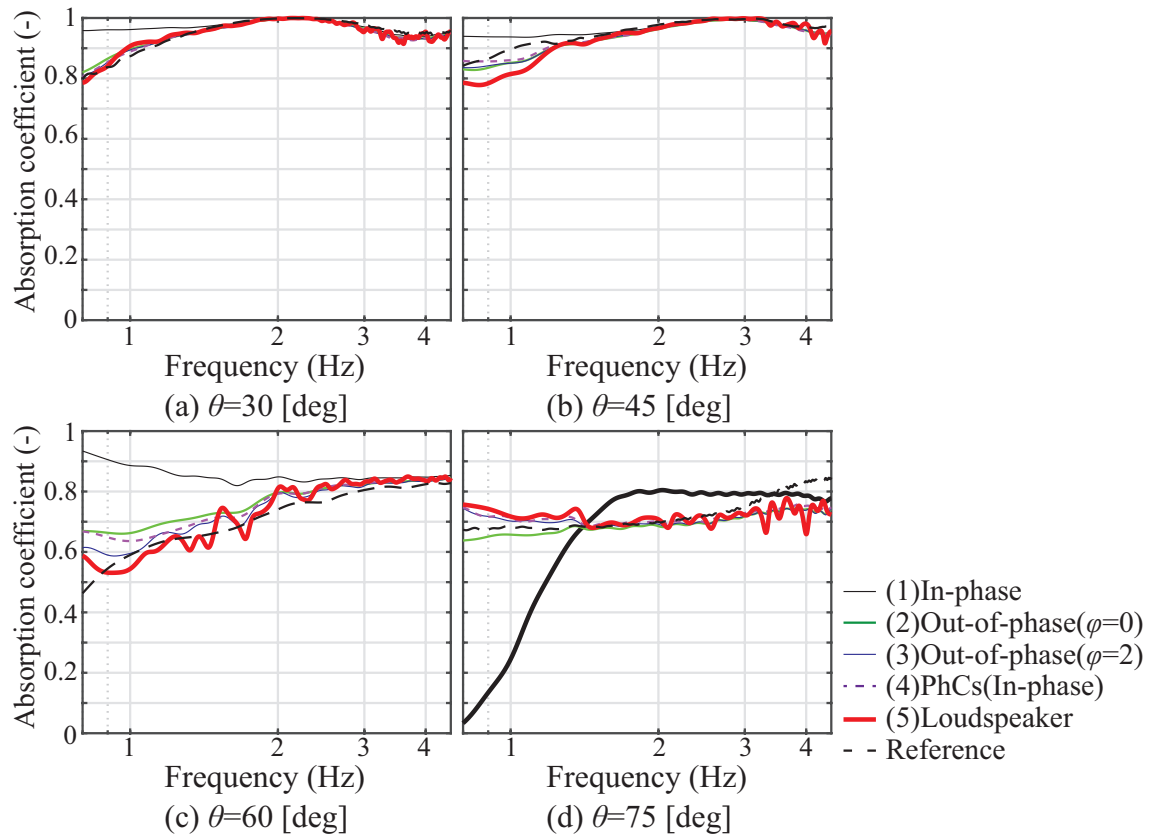


図 6.41: Absorption coefficient (GW32k) measured in a free field

【斜入射吸音特性の現場計測 ($R=4,000$ mm)】

■ インパルス応答

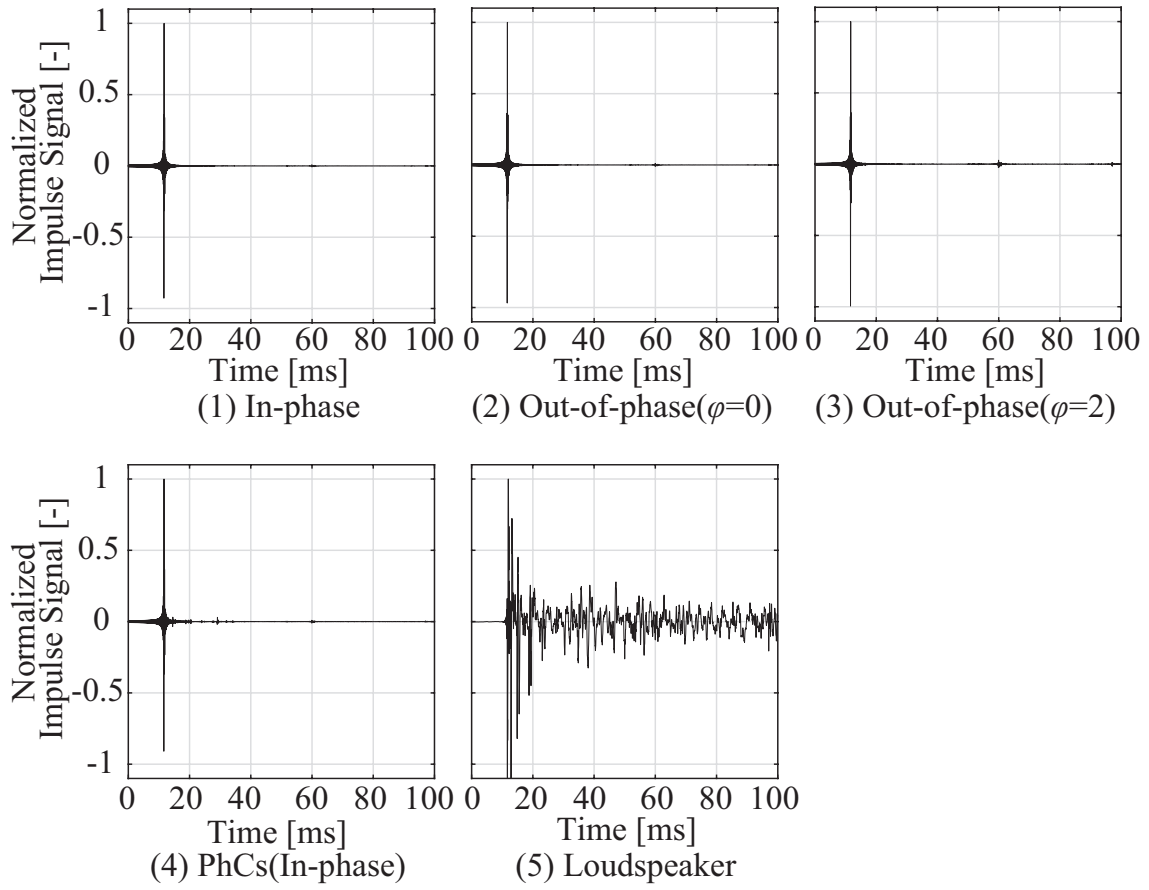


図 6.42: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=30$)

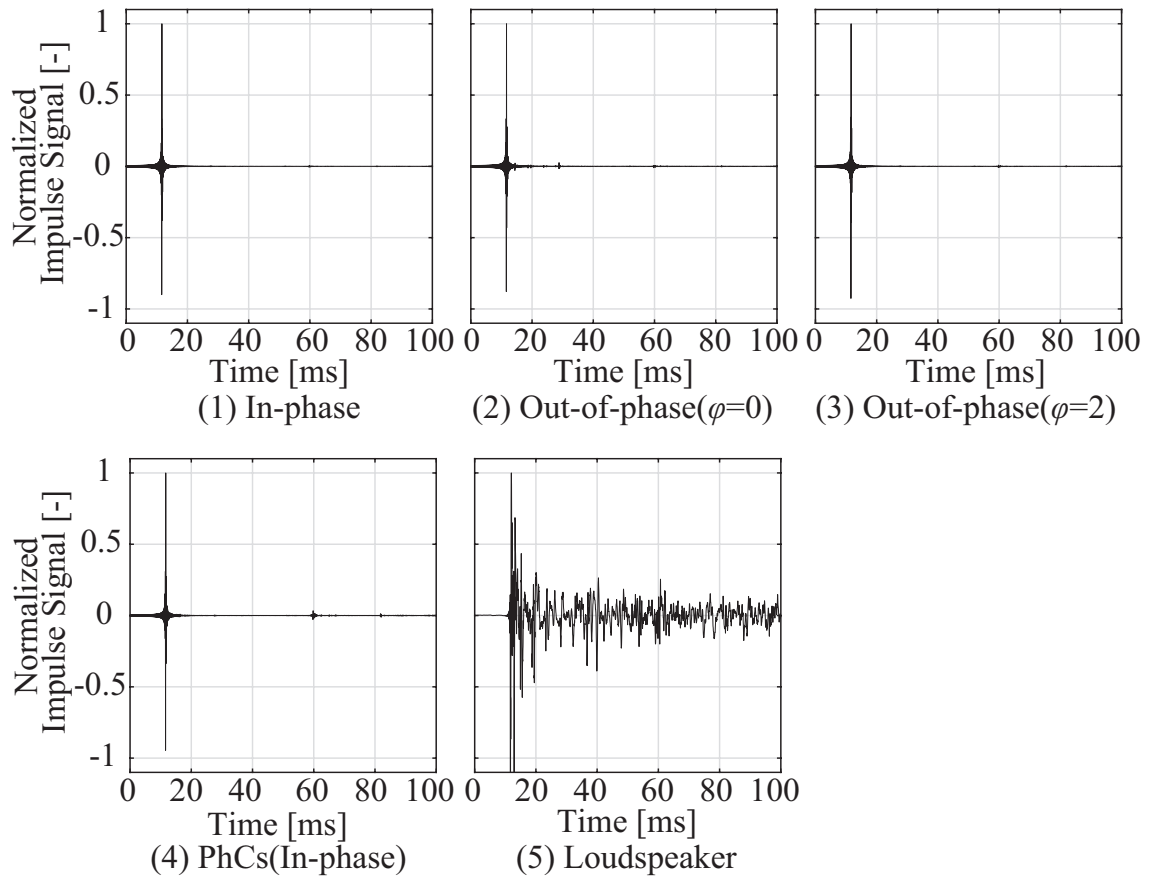


図 6.43: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=45$)

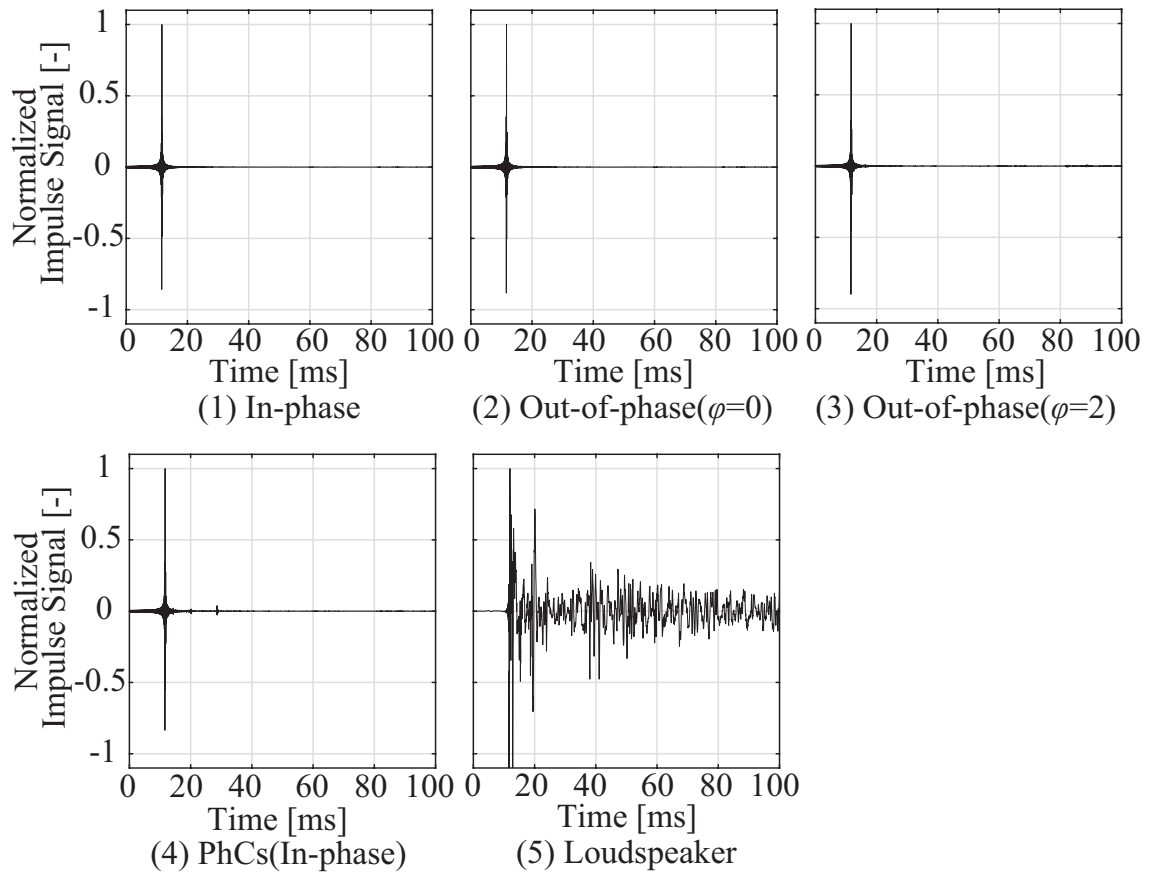


図 6.44: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=60$)

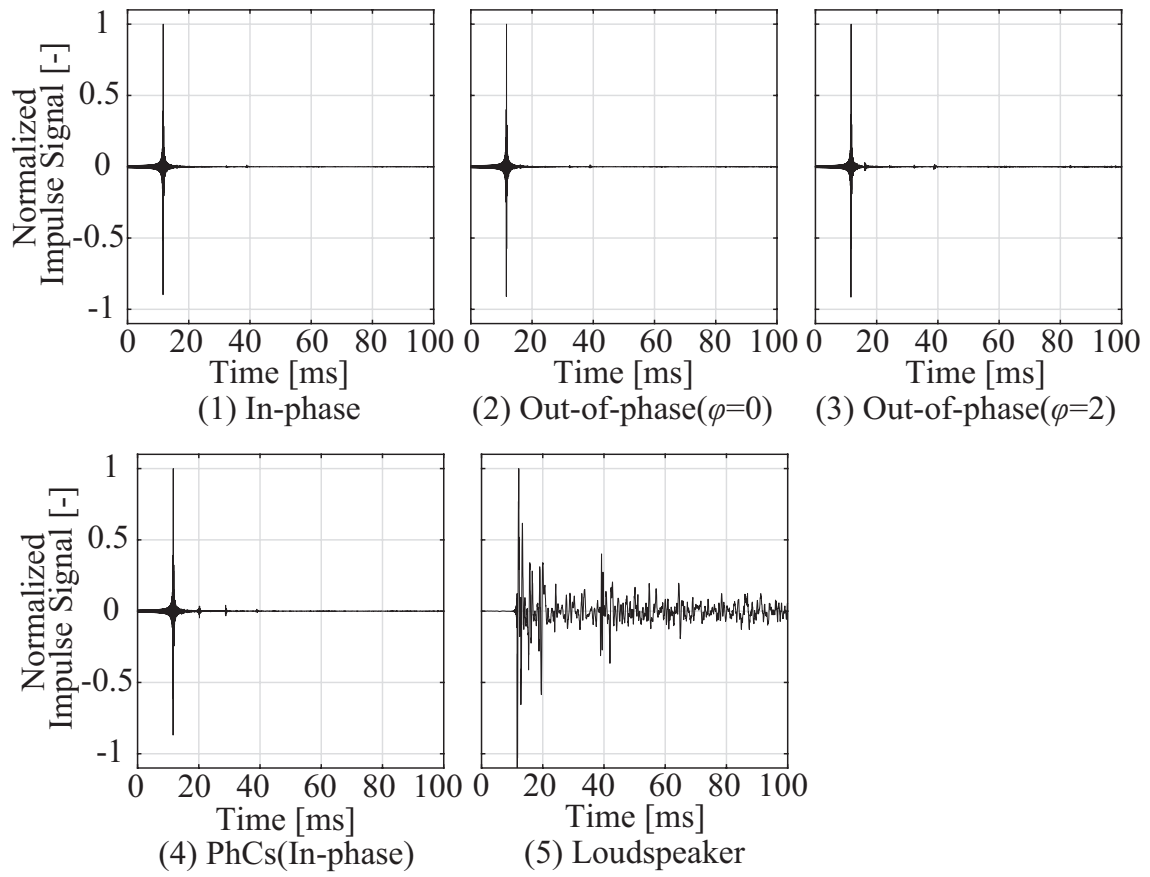


図 6.45: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=75$)

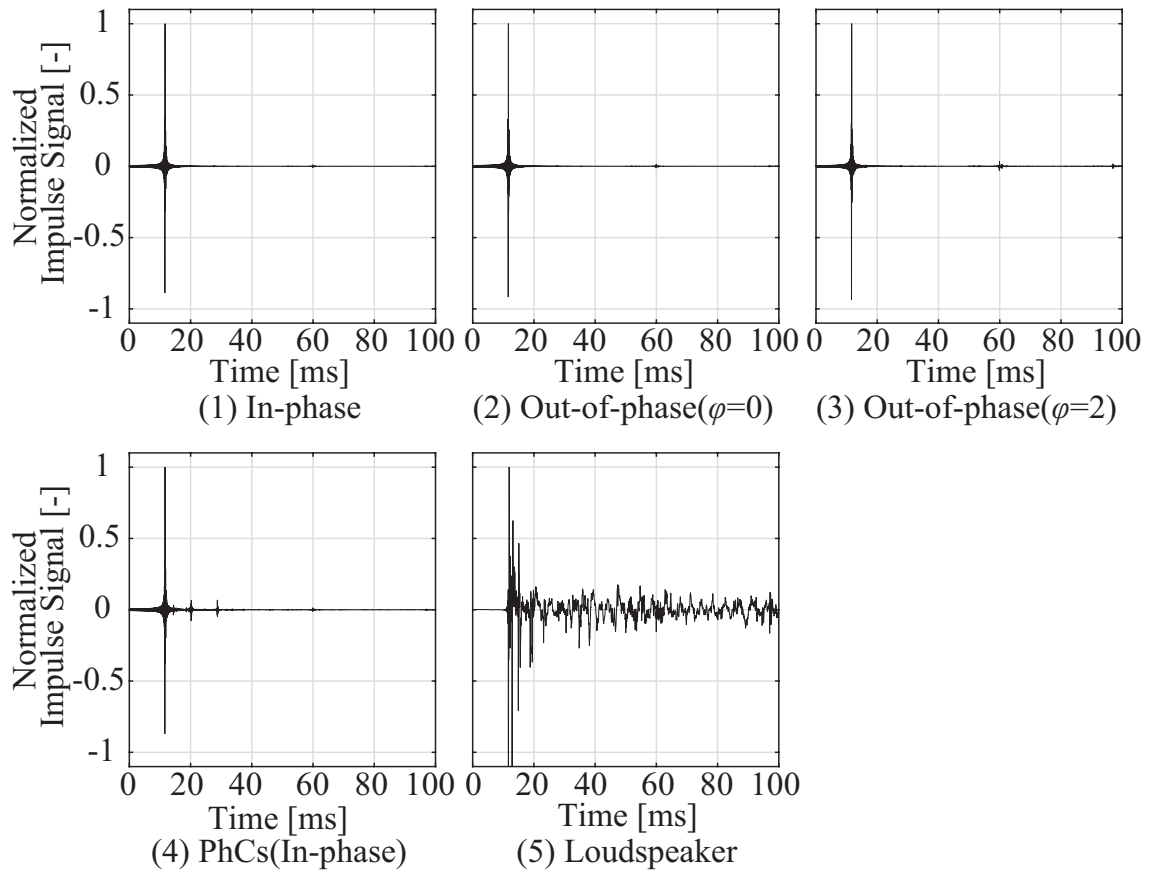


図 6.46: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=30$)

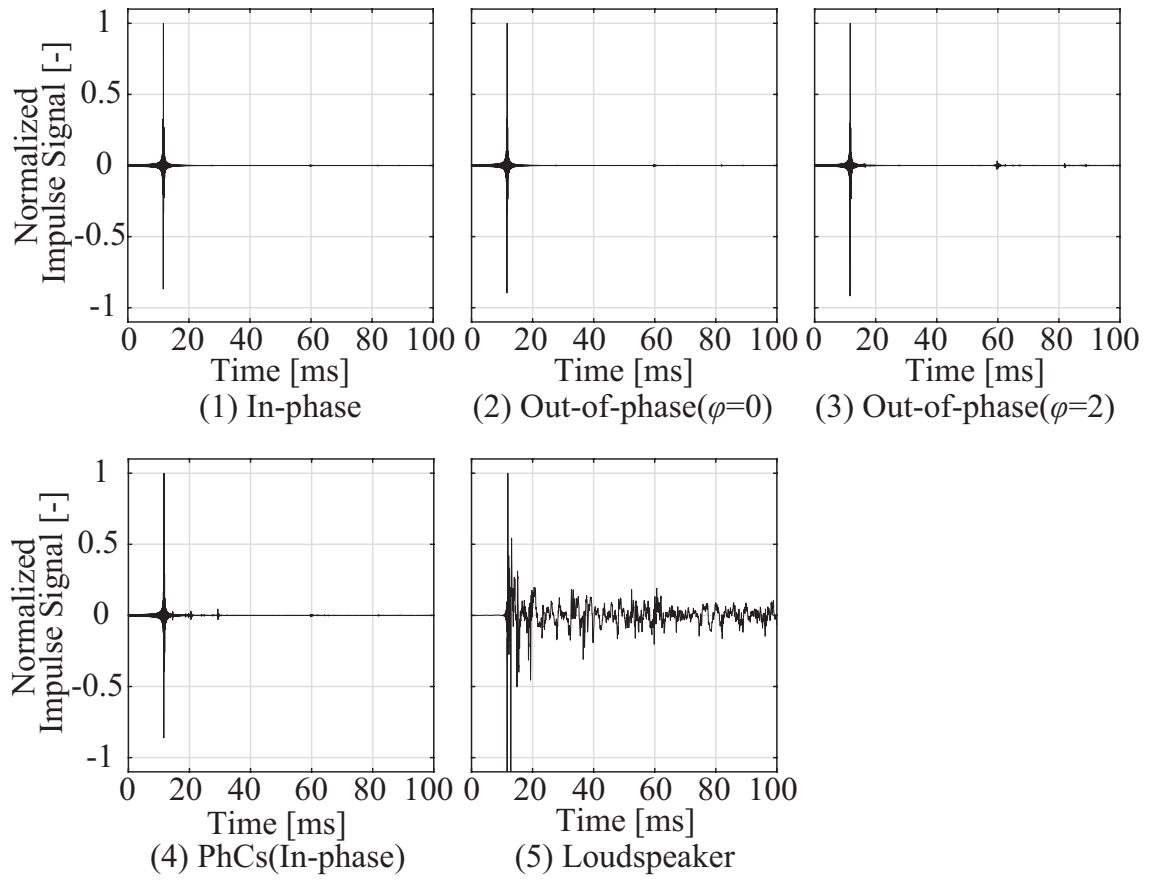


図 6.47: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=45$)

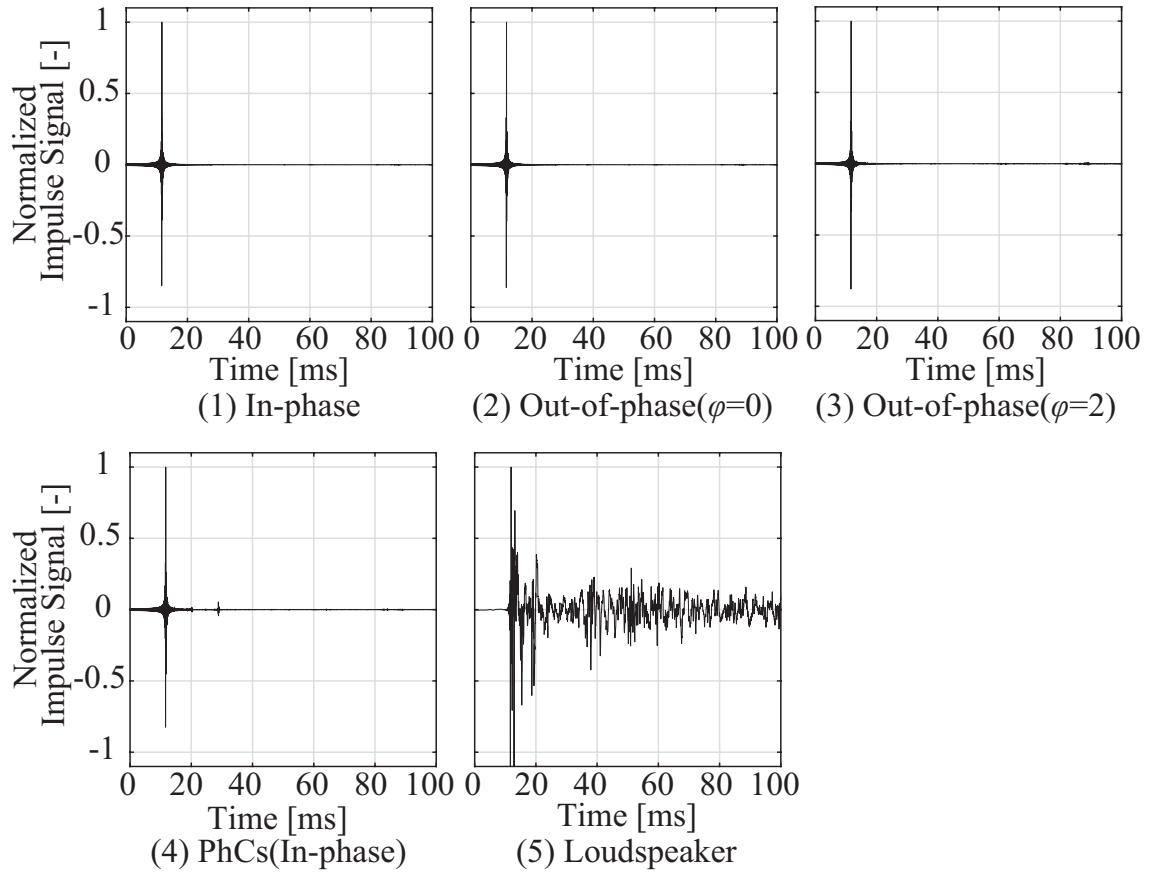


図 6.48: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=60$)

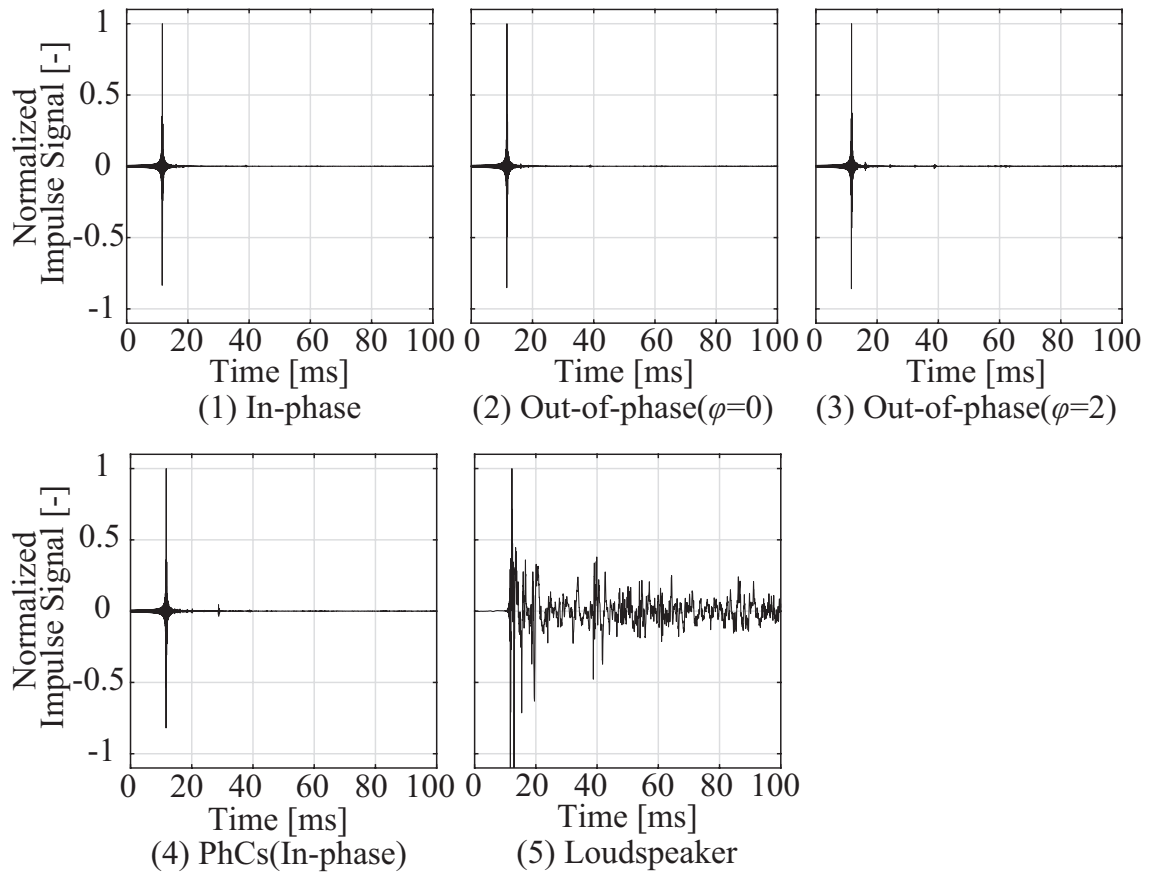


図 6.49: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=75$)

■ 表面インピーダンス

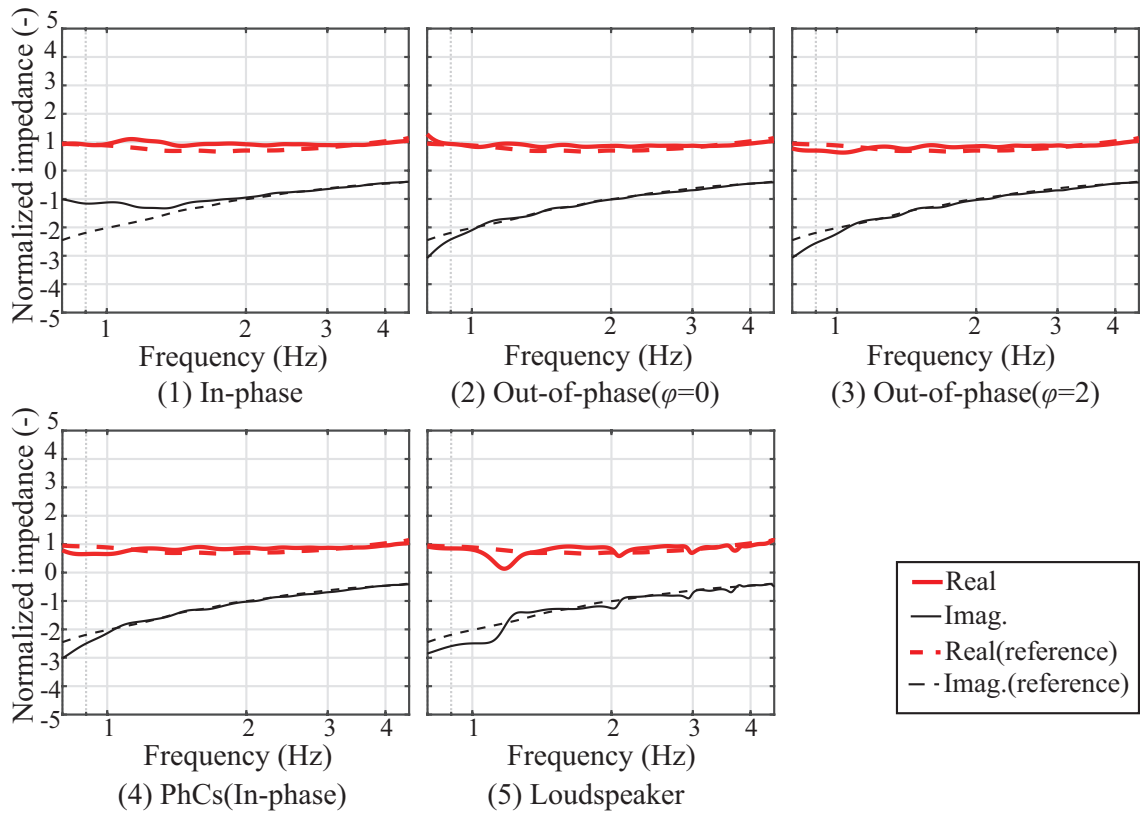


図 6.50: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=30$)

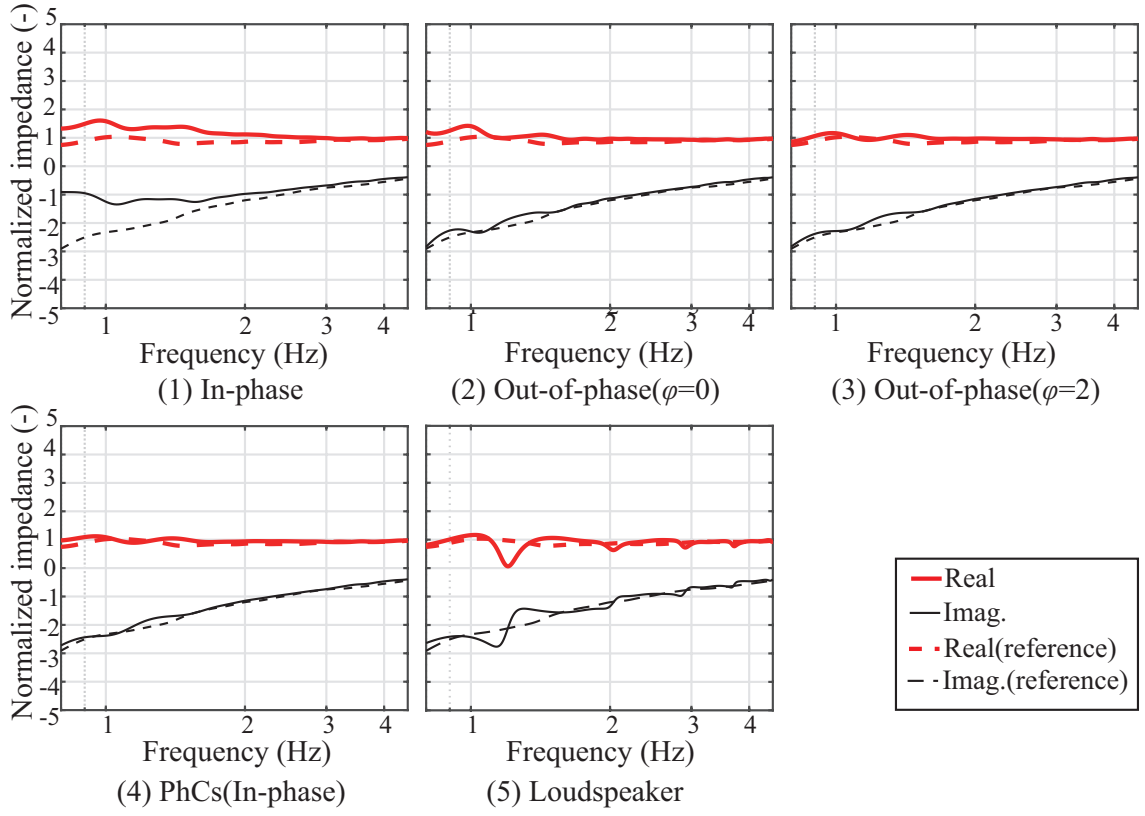


図 6.51: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=45$)

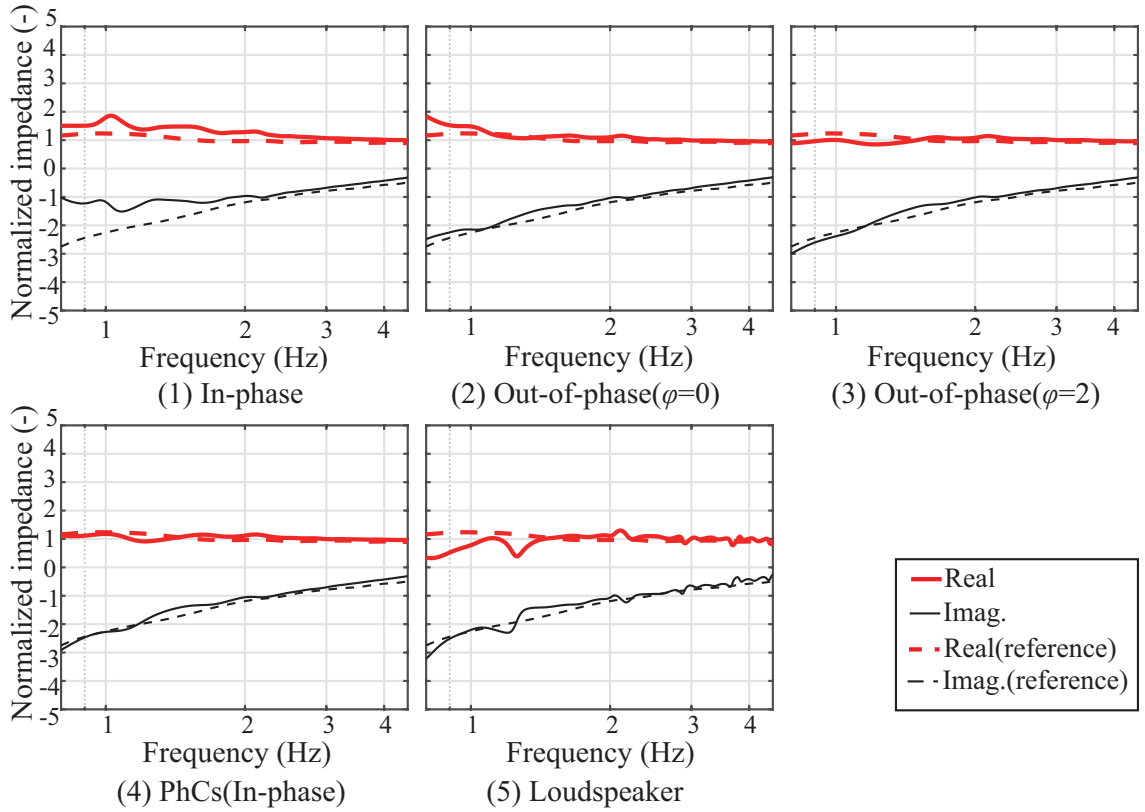


図 6.52: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=60$)

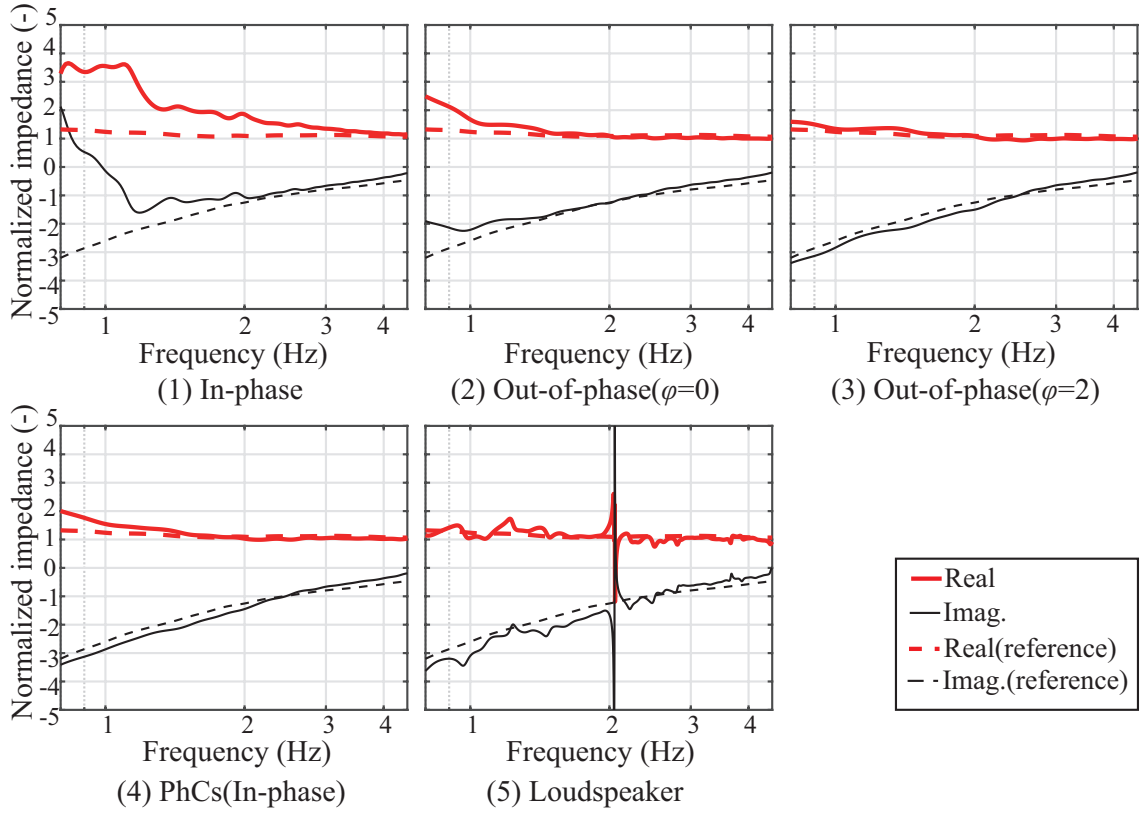


図 6.53: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=75^\circ$)

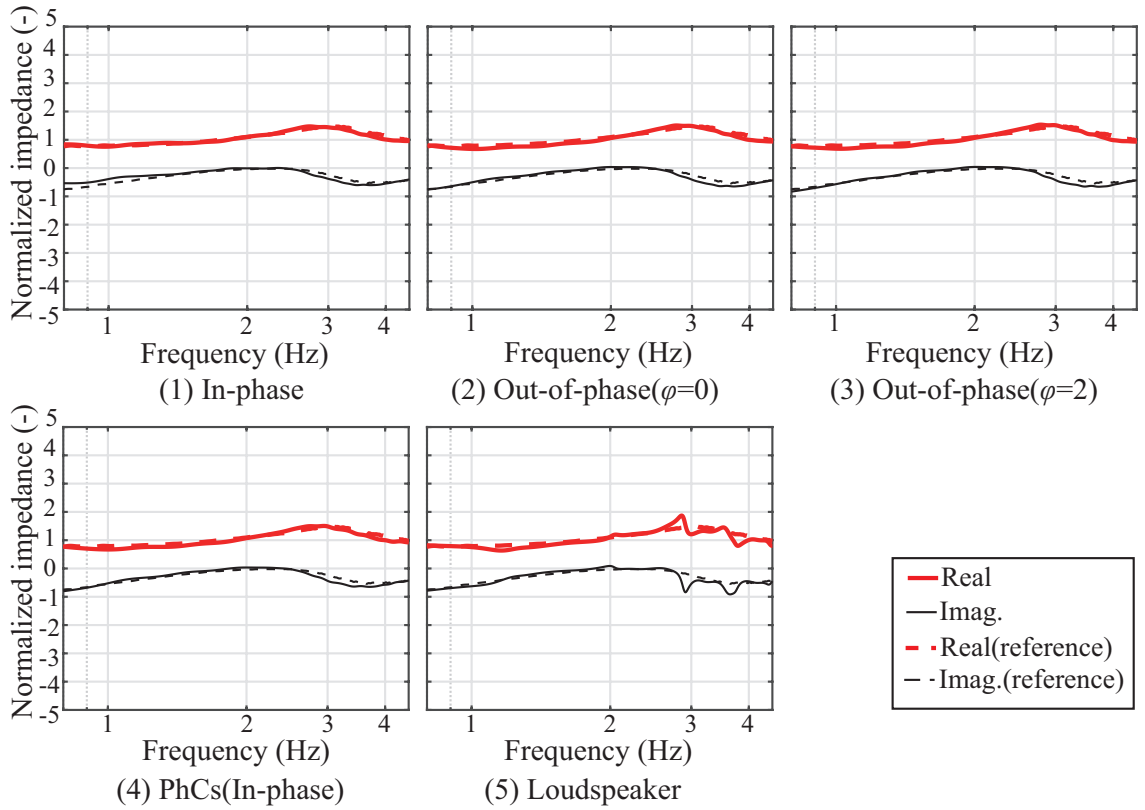


図 6.54: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=30^\circ$)

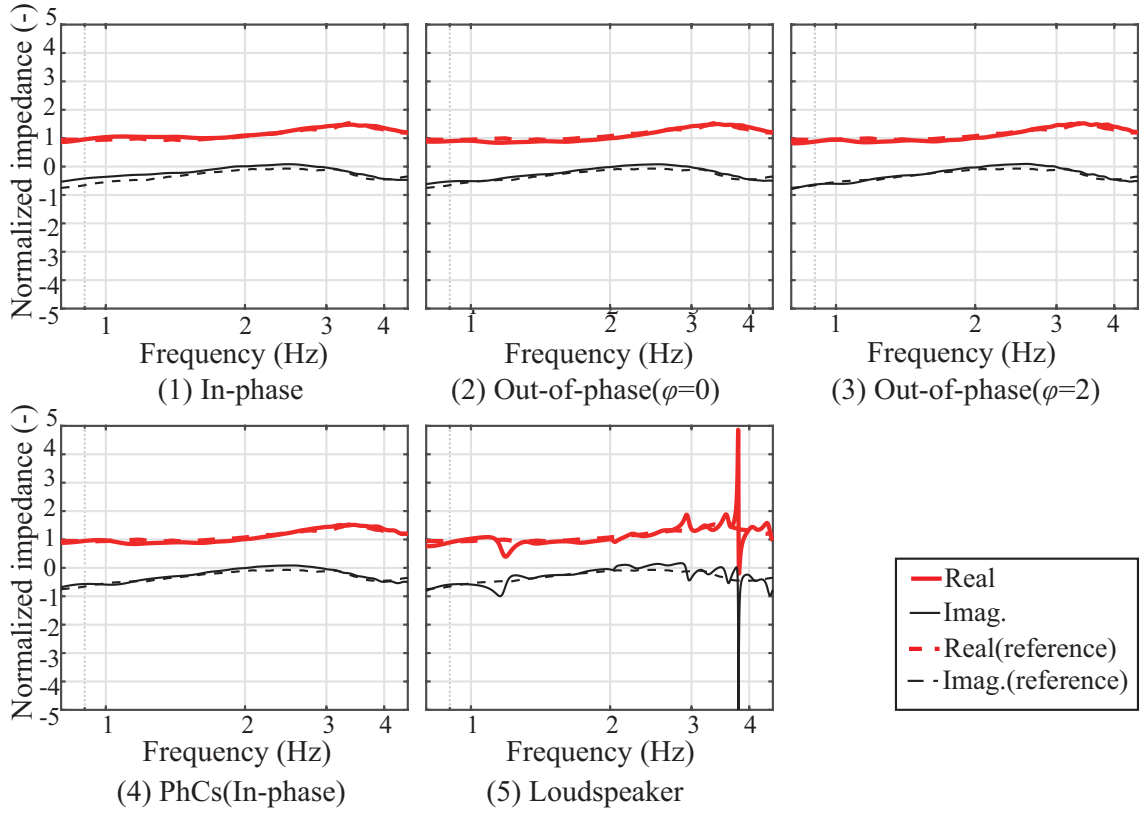


図 6.55: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=45^\circ$)

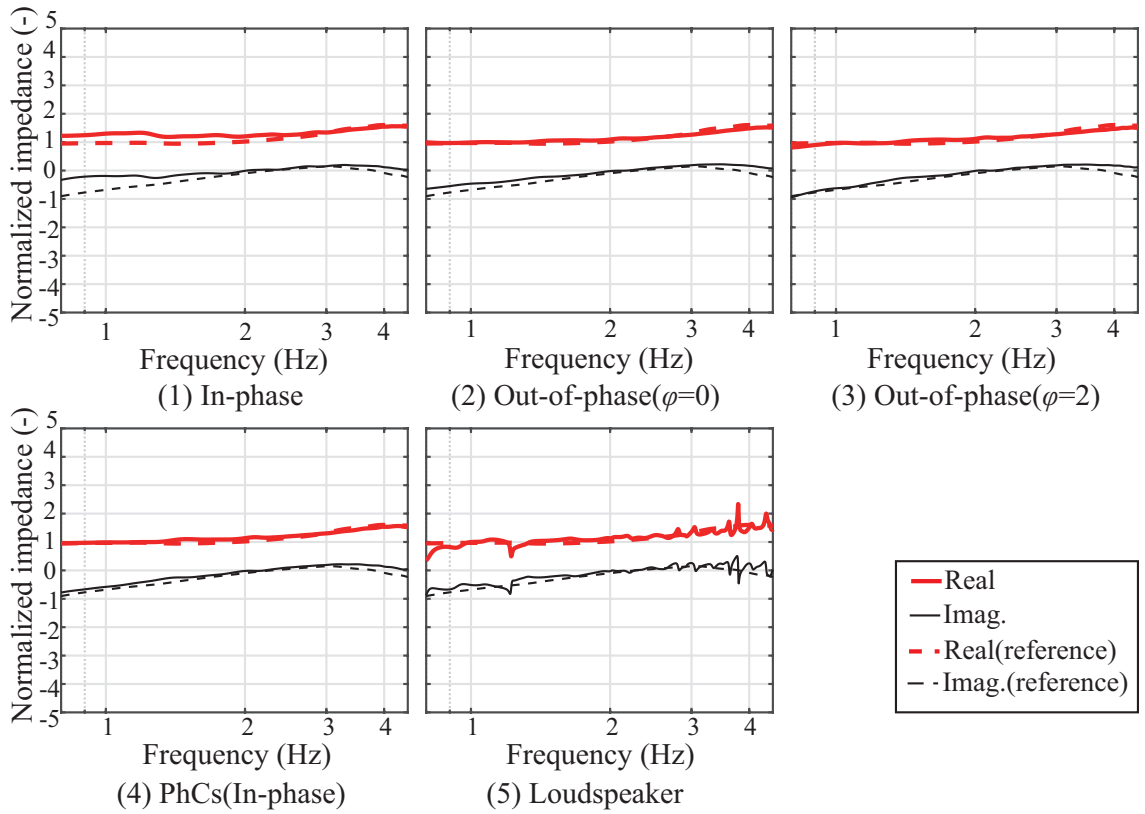


図 6.56: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=60^\circ$)

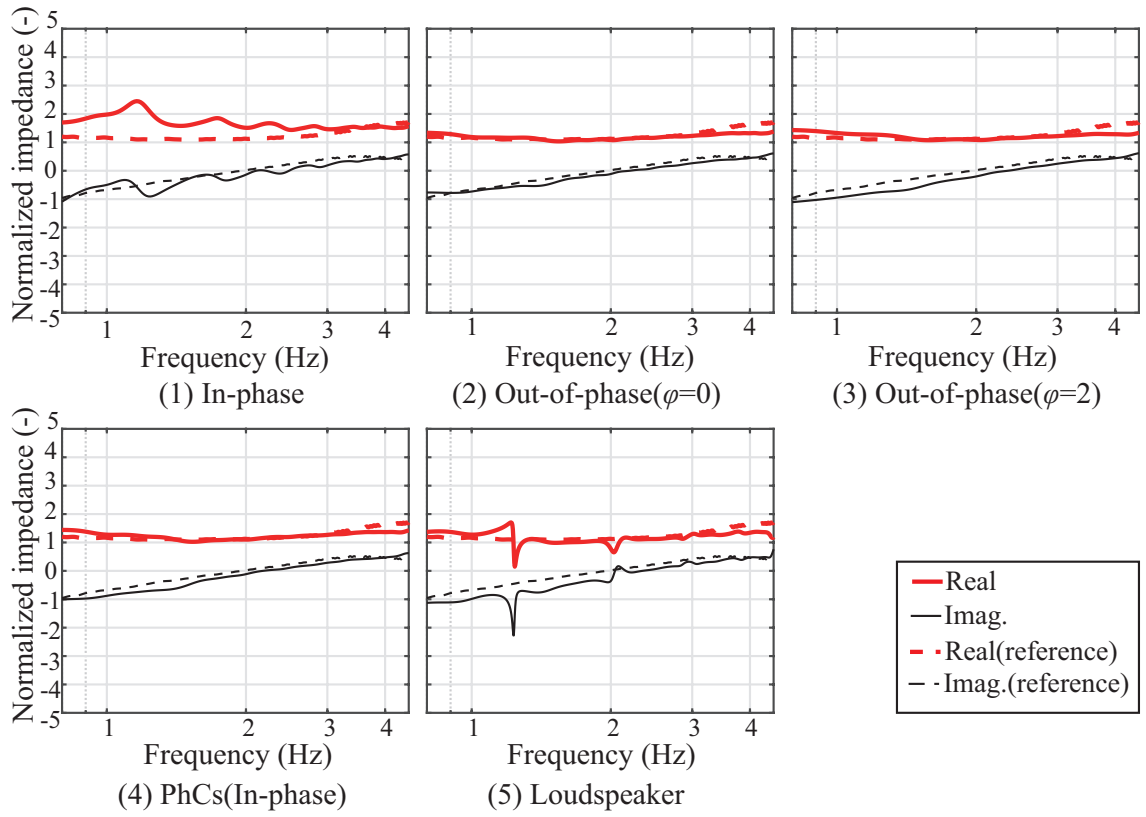


図 6.57: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=4,000$ mm, $\theta=75^\circ$)

■ 吸音率

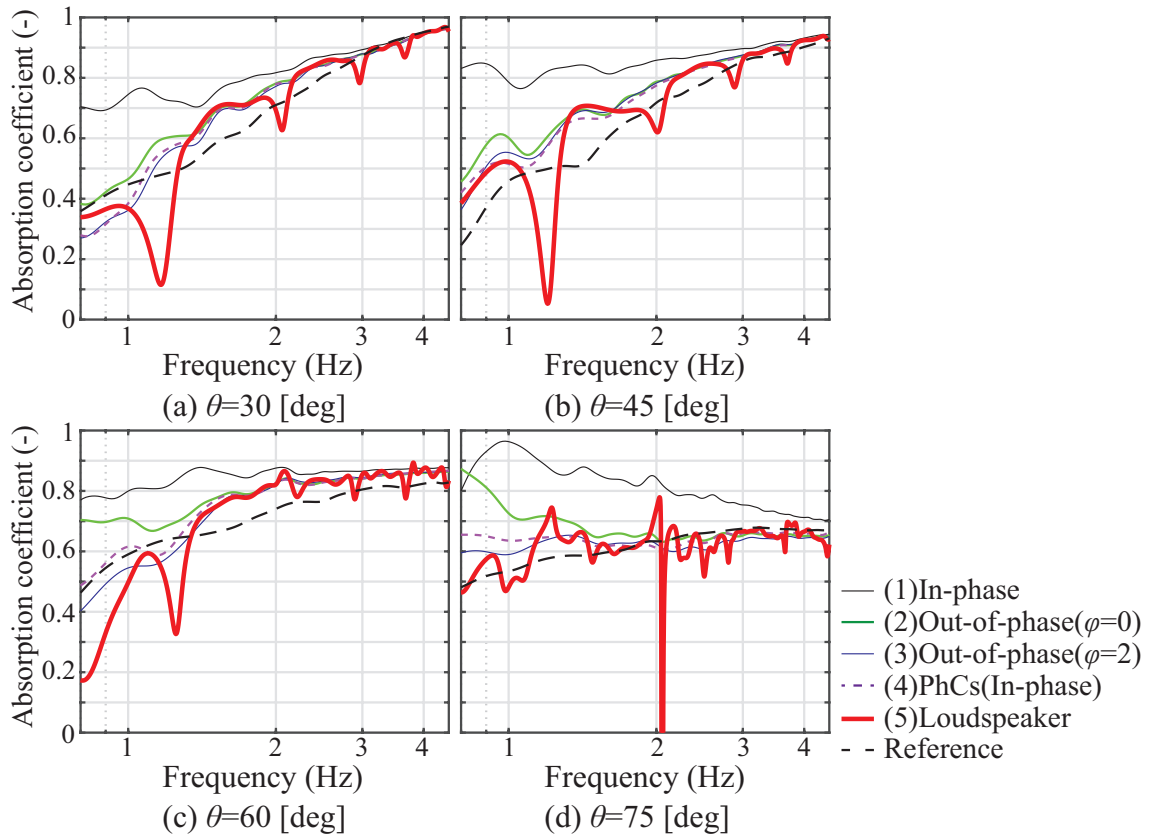


図 6.58: Absorption coefficient (GW96k) measured *in-situ* ($R=4,000$ mm)

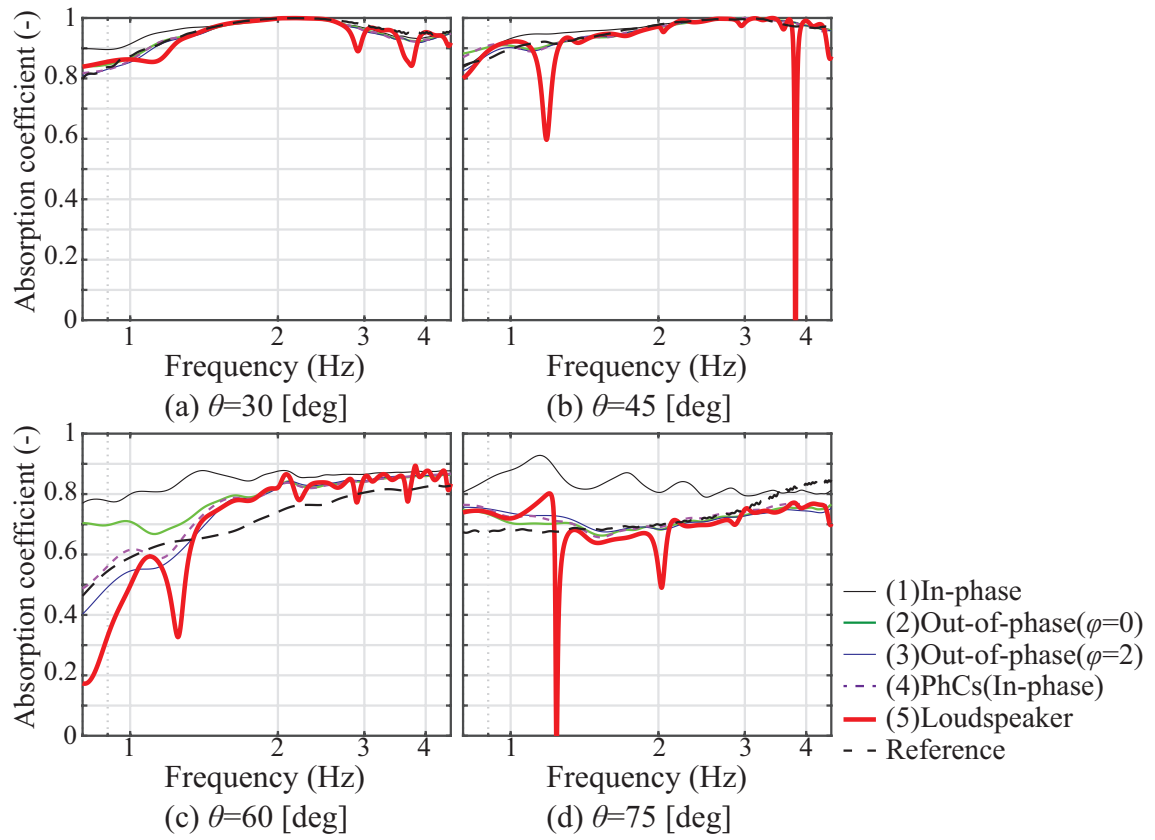


図 6.59: Absorption coefficient (GW32k) measured *in-situ* ($R=4,000$ mm)

【斜入射吸音特性の現場計測 ($R=6,700$ mm)】

■ インパルス応答

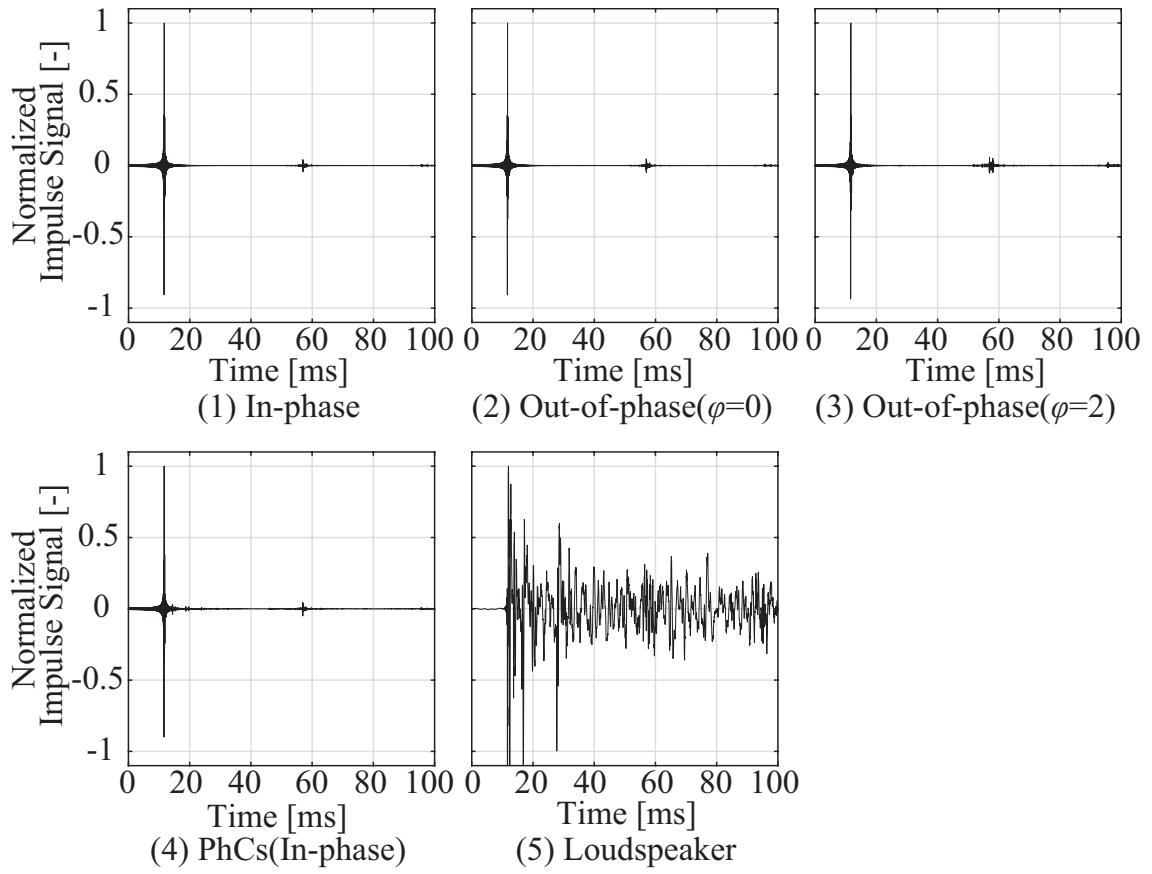


図 6.60: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=30$)

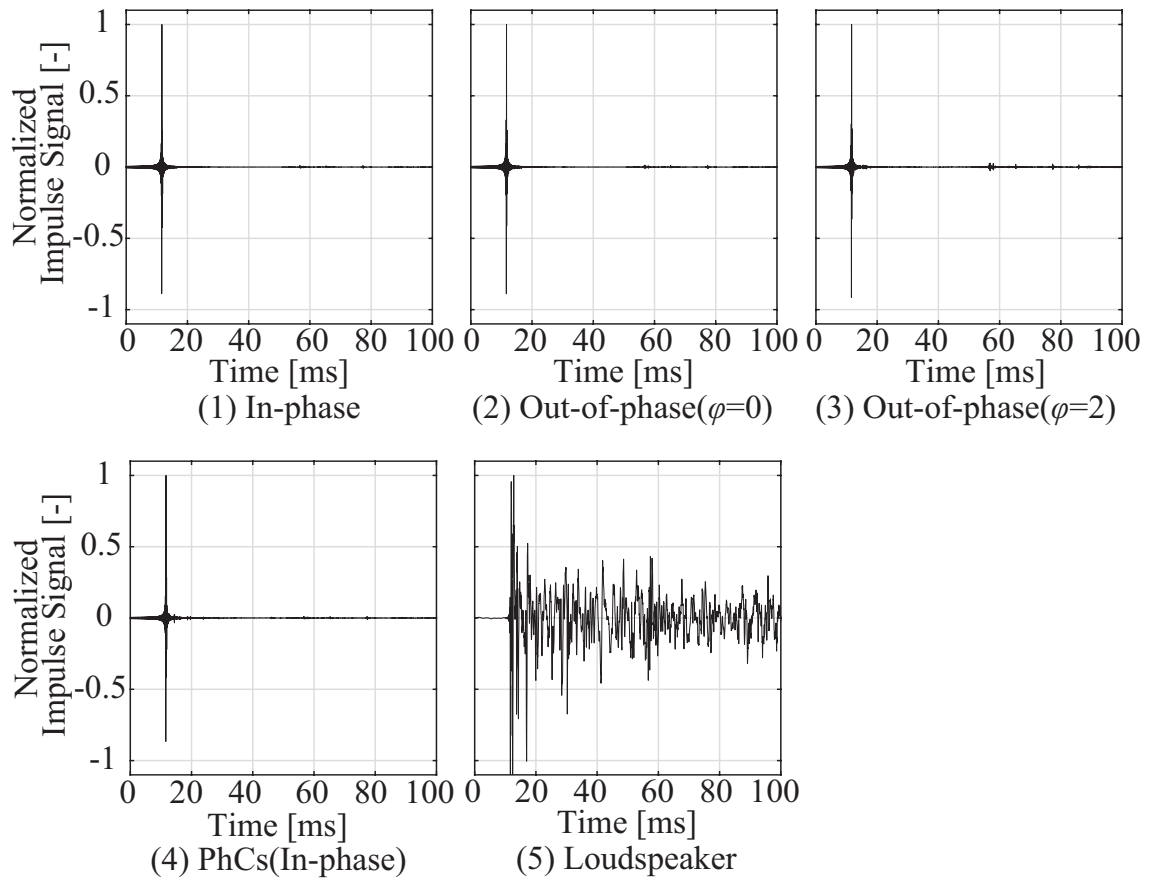


図 6.61: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=45$)

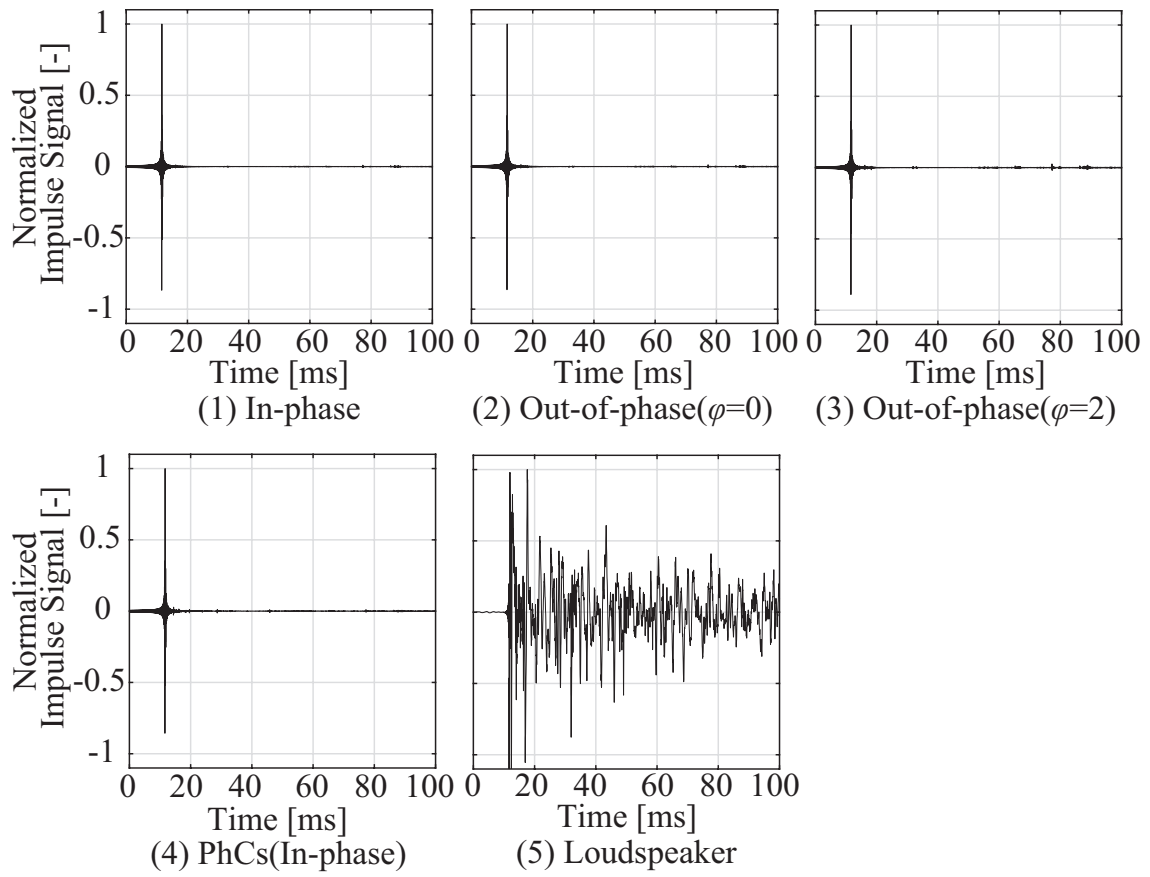


図 6.62: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=60^\circ$)

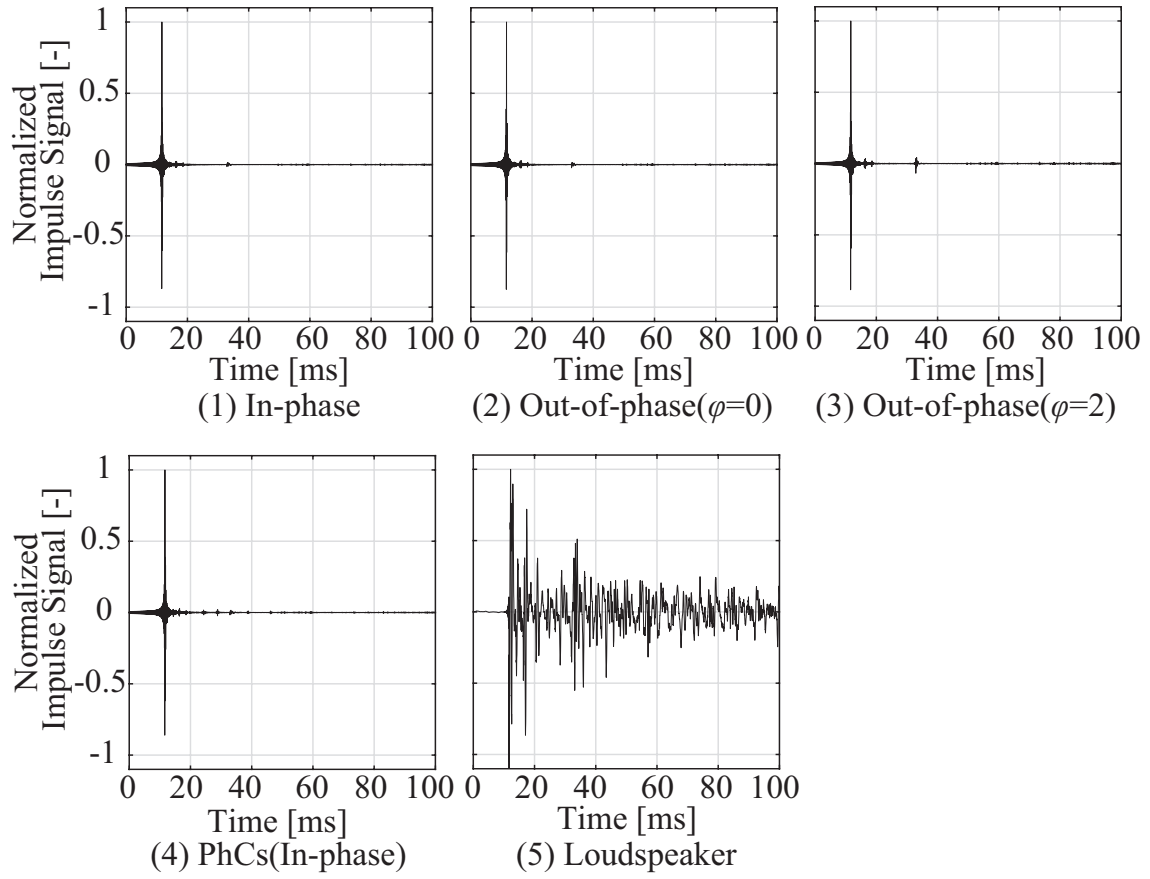


図 6.63: Impulse responses (GW96k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=75$)

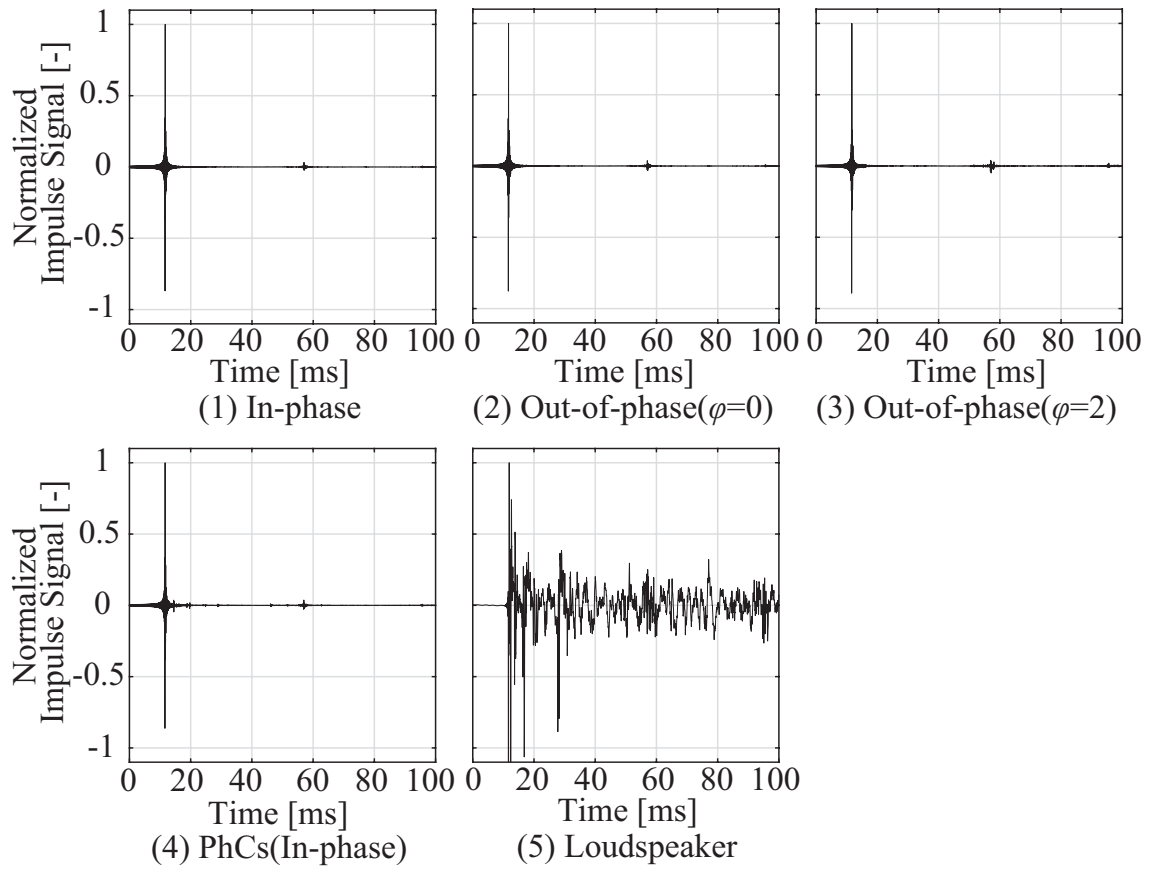


図 6.64: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=30$)

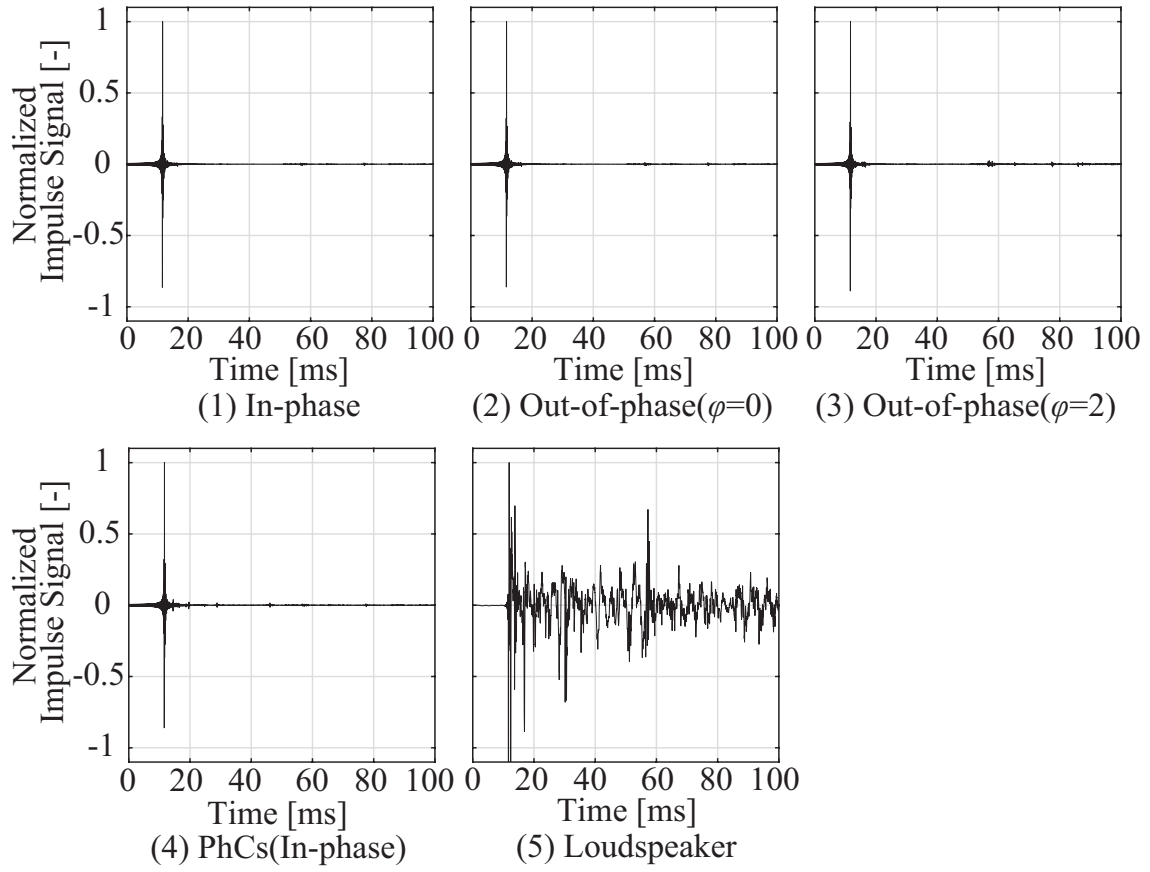


図 6.65: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=45$)

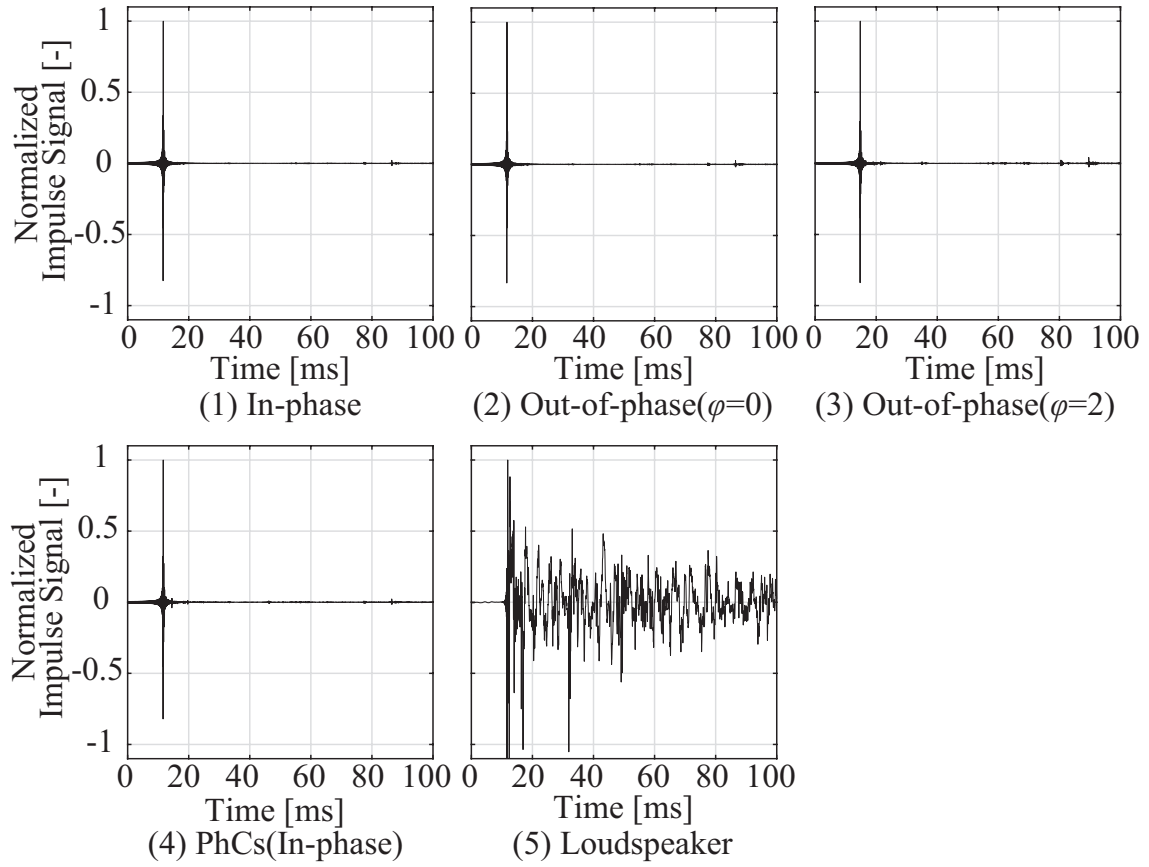


図 6.66: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=60^\circ$)

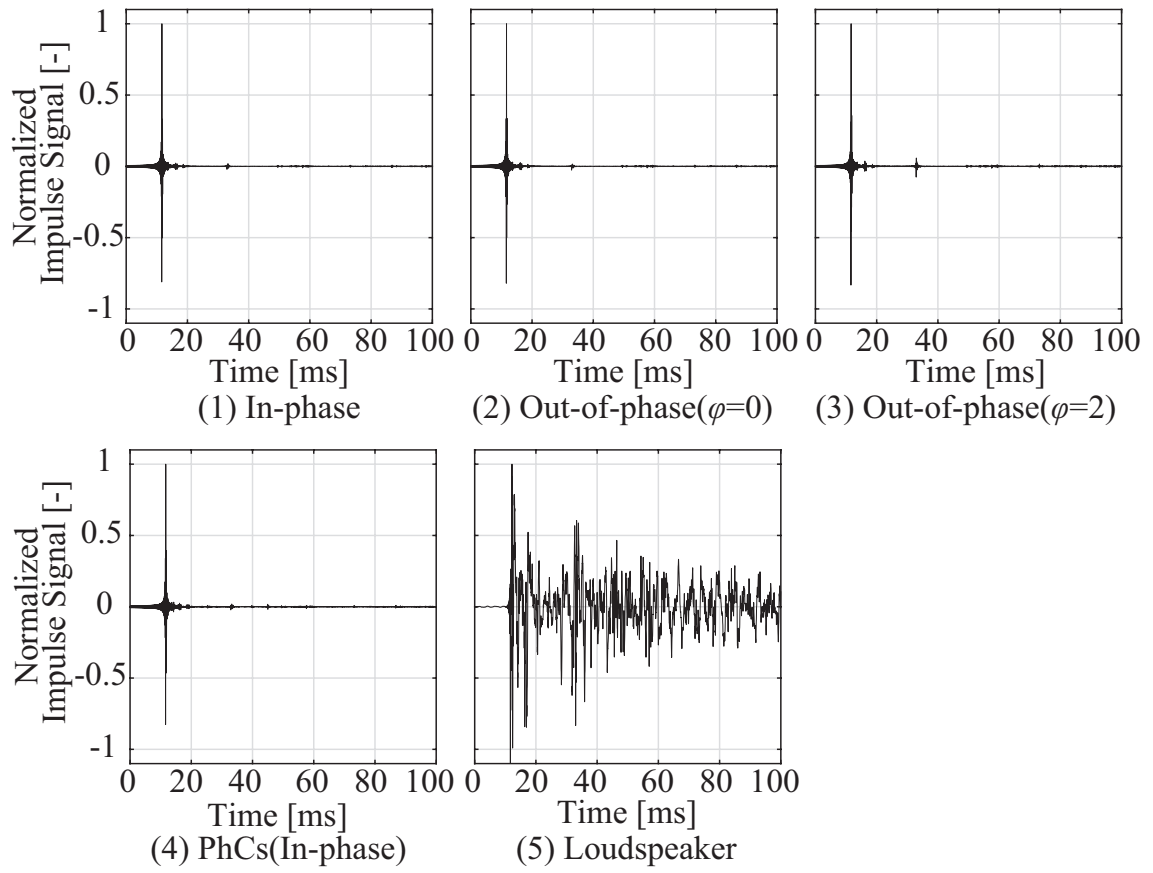


図 6.67: Impulse responses (GW32k) at M_1 measured *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=75^\circ$)

■ 表面インピーダンス

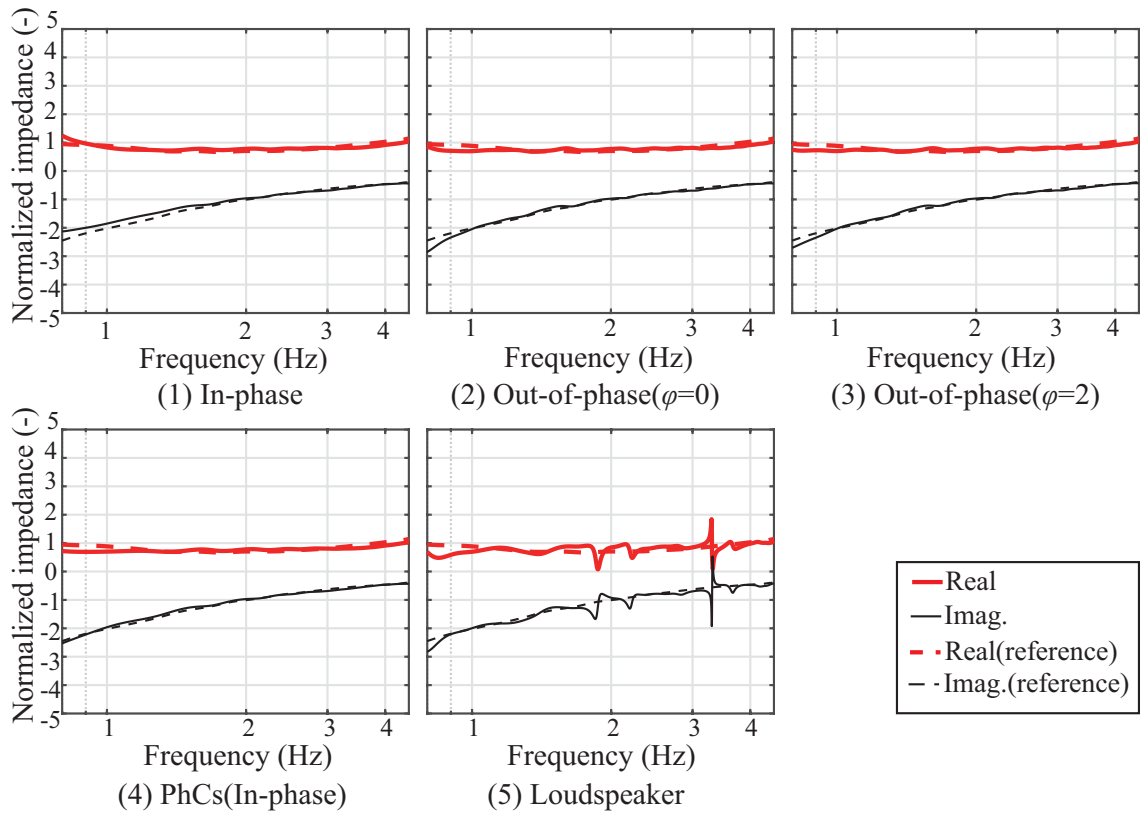


図 6.68: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=30$)

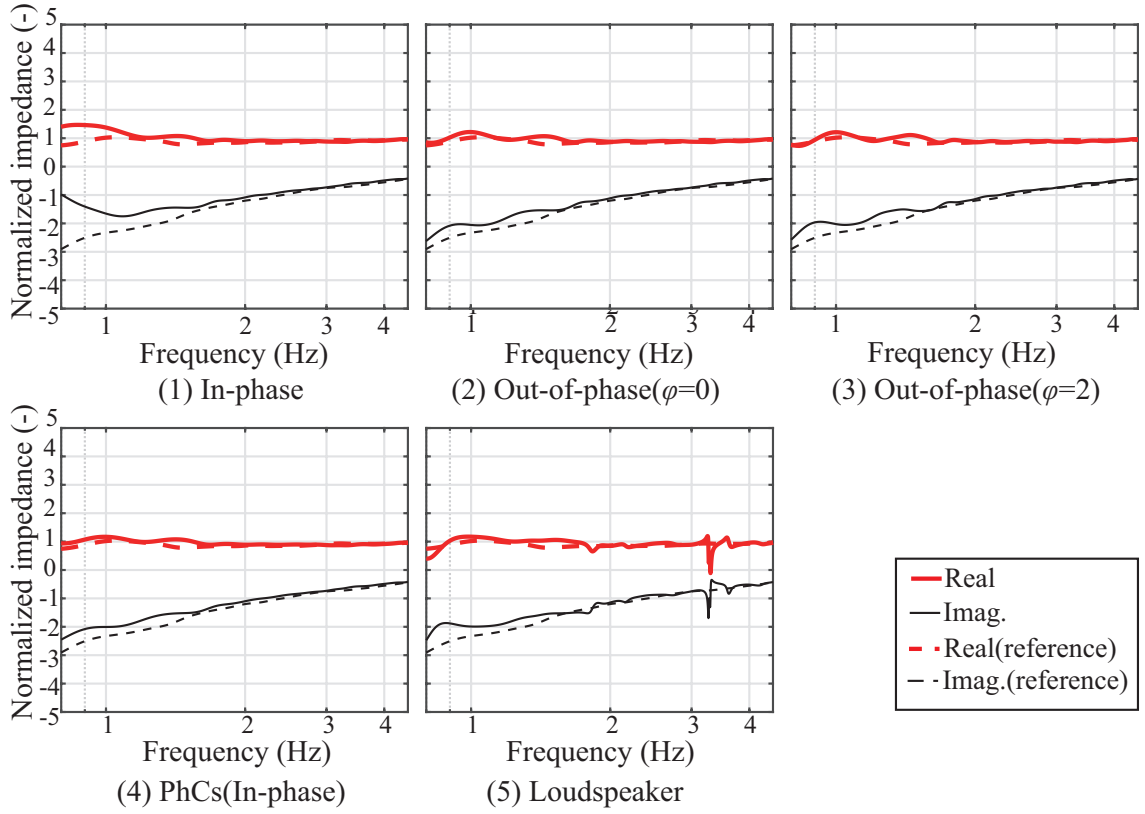


図 6.69: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=45$)

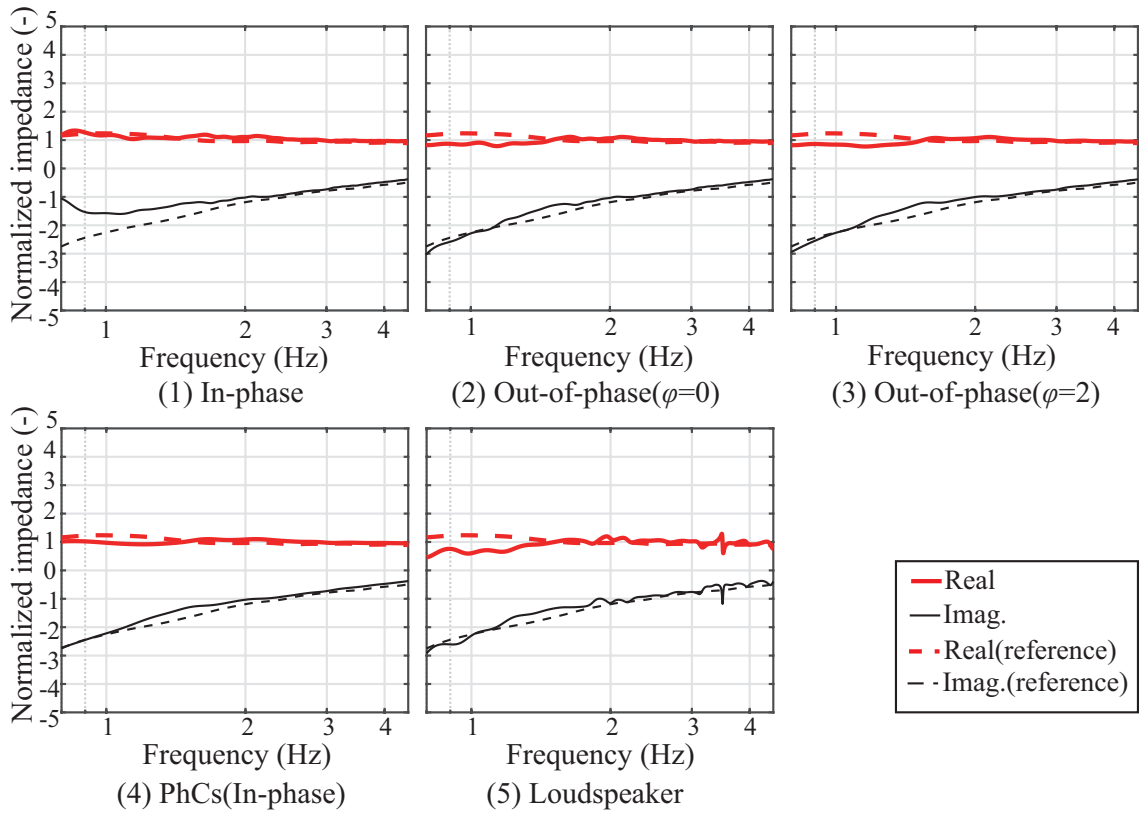


図 6.70: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=60$)

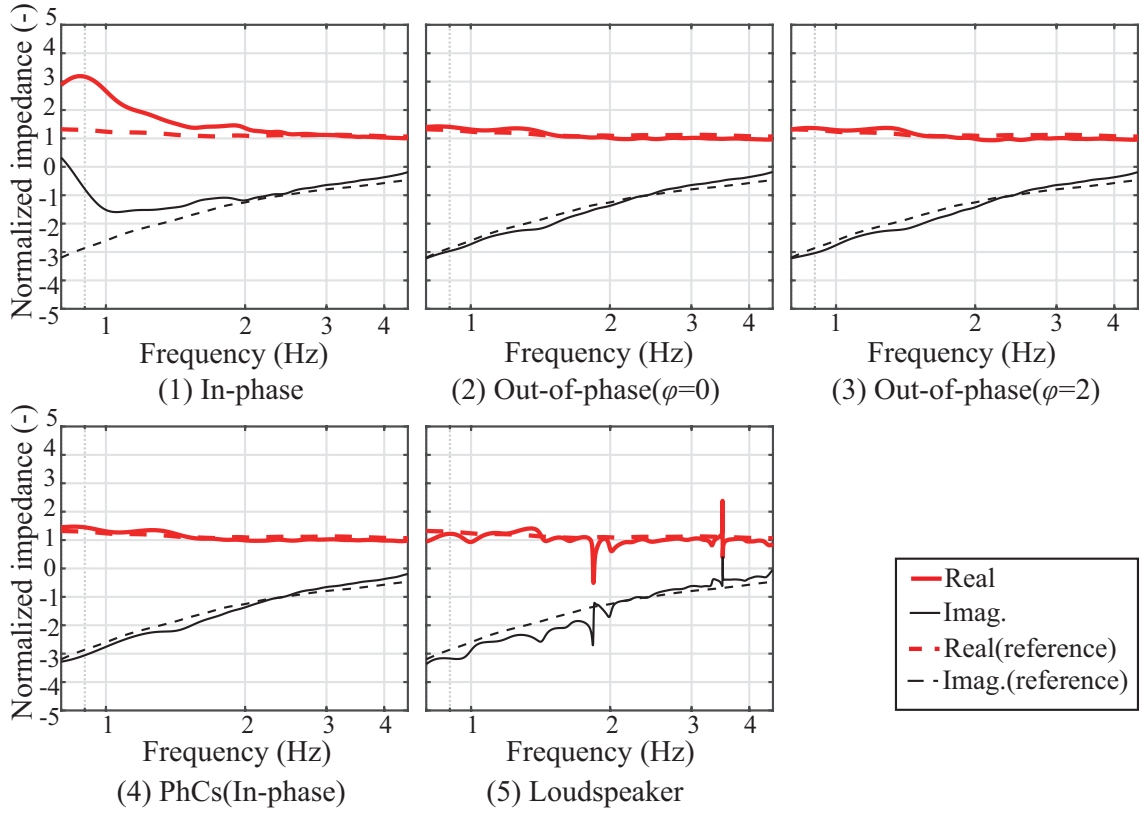


図 6.71: Surface impedance (GW96k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=75^\circ$)

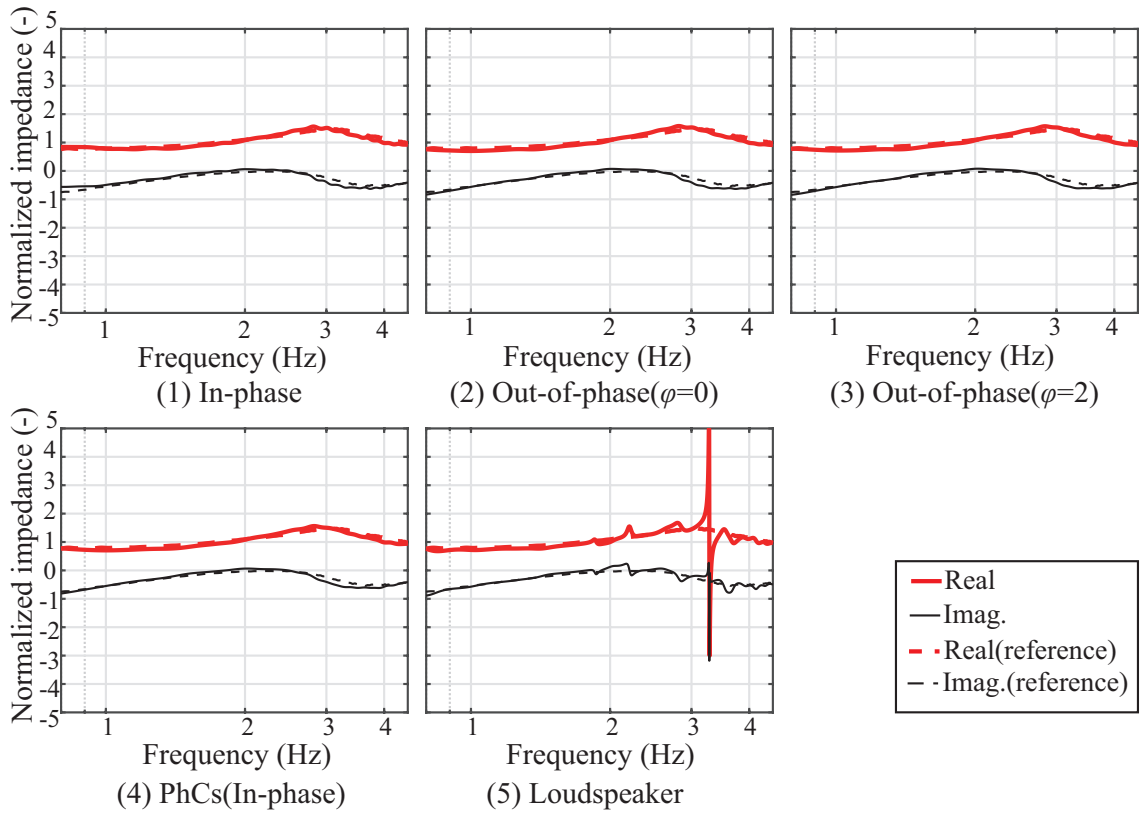


図 6.72: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=30^\circ$)

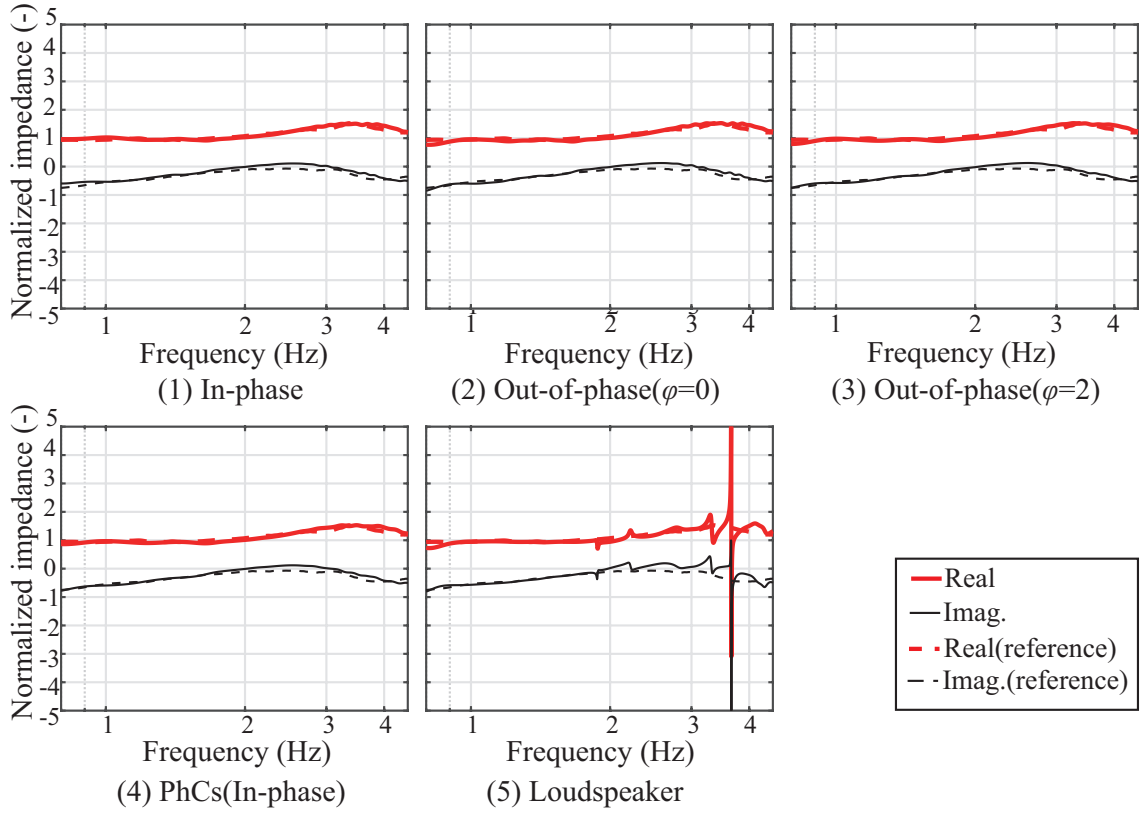


図 6.73: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=45^\circ$)

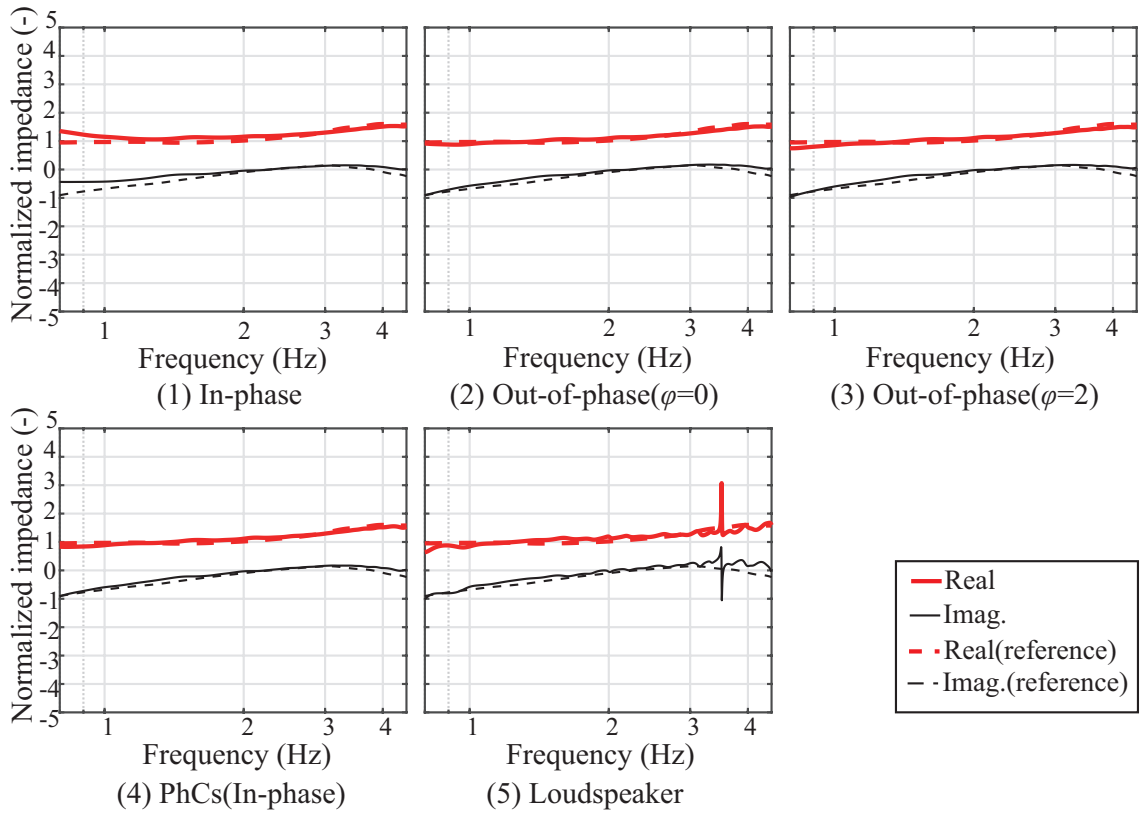


図 6.74: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=60^\circ$)

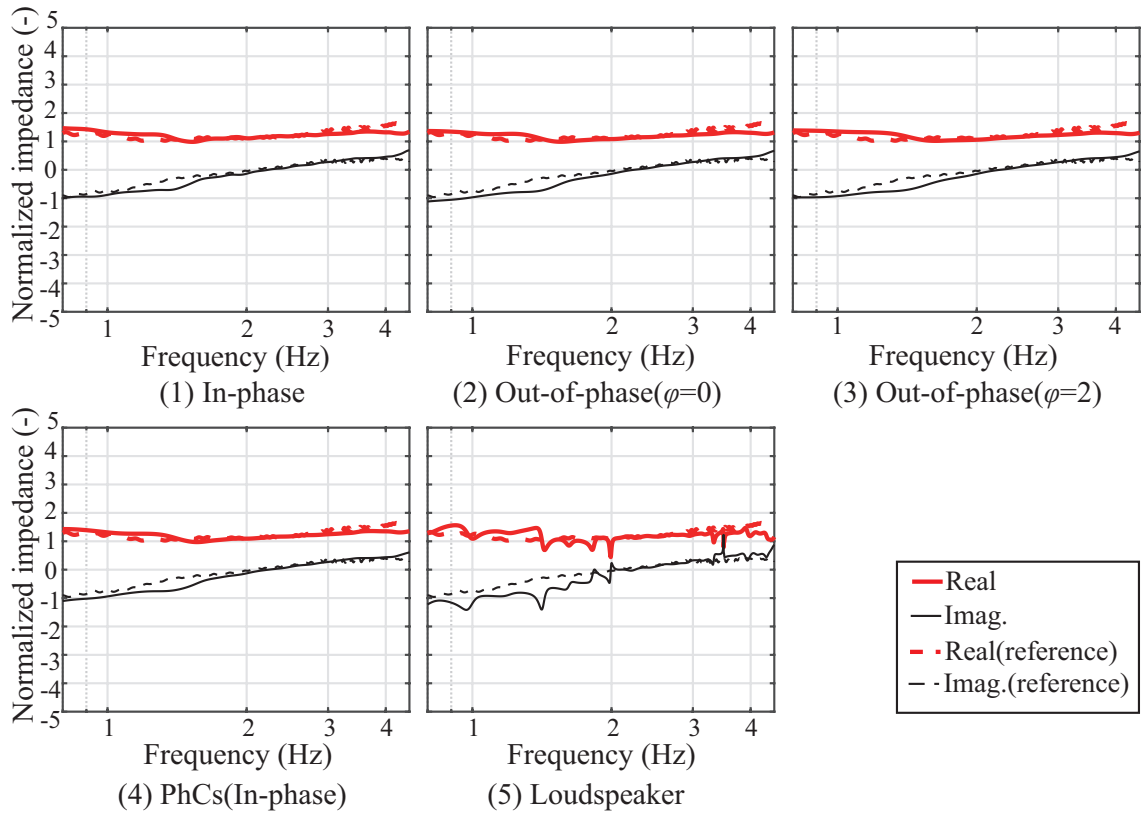


図 6.75: Surface impedance (GW32k) obtained *in-situ* ($R=6,700$ mm, $\theta=75^\circ$)

■ 吸音率

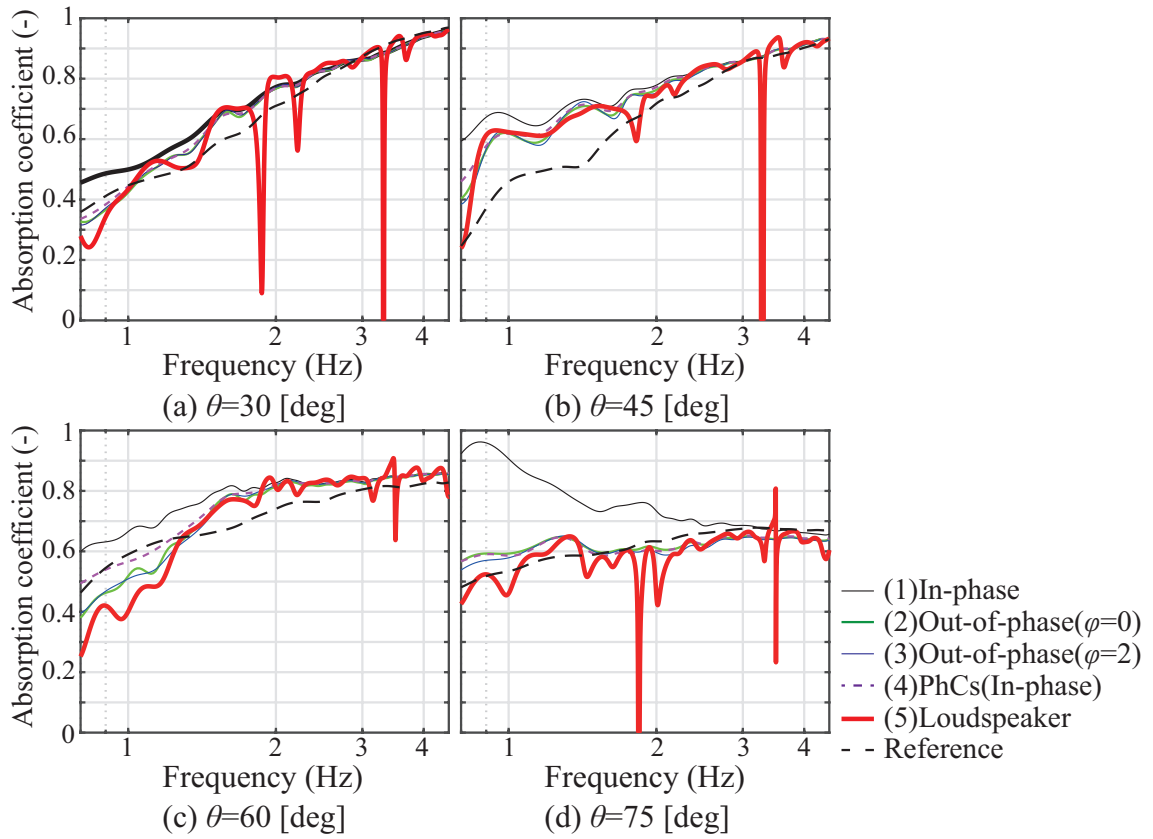


図 6.76: Absorption coefficient (GW96k) measured *in-situ* ($R=6,700$ mm)

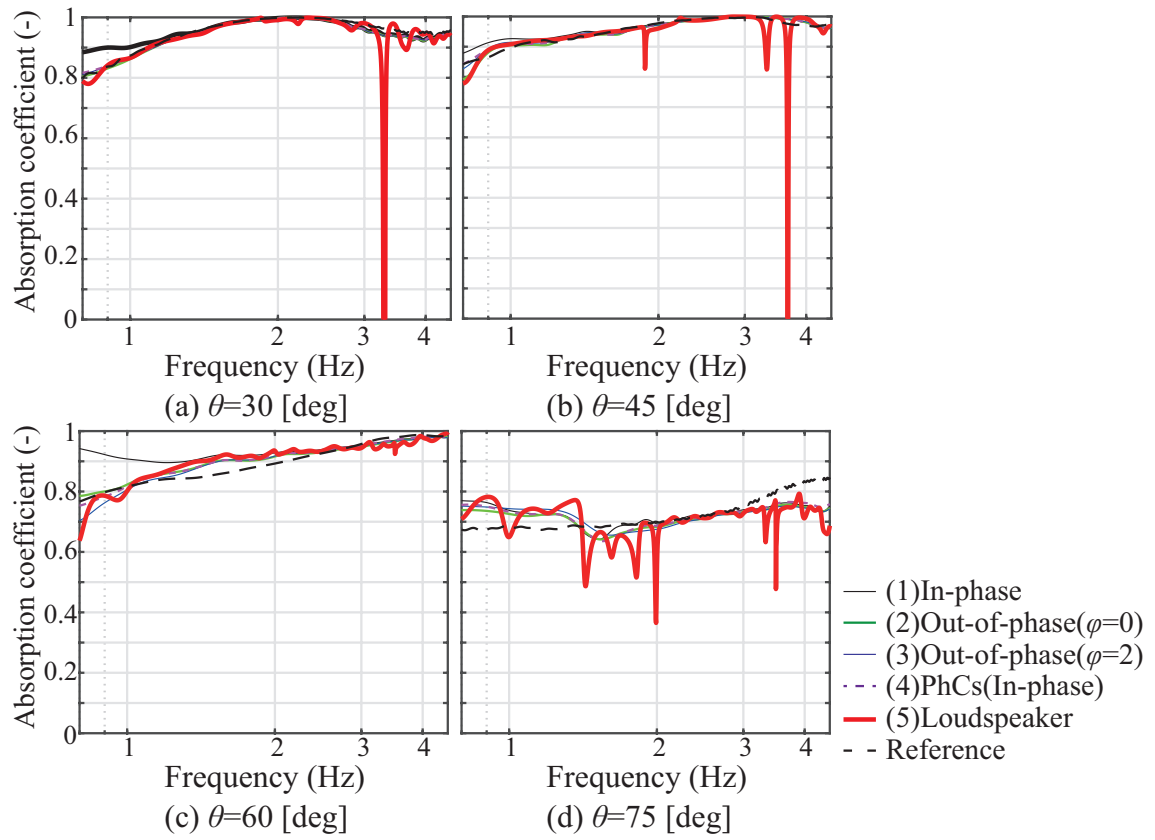


図 6.77: Absorption coefficient (GW32k) measured *in-situ* ($R=6,700$ mm)

第 7 章

総括

本章では本研究で得られた成果を整理し、今後の課題についても述べる。

7.1 本研究の成果

本論文では、パラメトリックスピーカの狭指向性を材料の吸音特性の計測に応用することを目的に、理論的・実験的検討を行った。

第 2 章では本論文に関連する吸音特性の測定法やパラメトリックスピーカについての既往研究をまとめた。

パラメトリックスピーカは物理的な非線形性を有するため、従来の線形な測定理論がそのまま適用できない可能性が考えられたため、第 3 章、第 4 章ではパラメトリックスピーカを用いる上での課題を整理した。

第 3 章ではパラメトリックスピーカの非線形的な音源特性について数値解析を用いた理論的検討を行った。結果から示唆された音源特性及び注意点について以下にまとめる。

- 従来の線形的な音源と比較して非常に鋭い指向性をもつ。故に材料の計測においても局所的に音波を入射し、不要な回折や反射の影響を低減できる可能性が示唆された。ただし、周波数により指向性に差があり、測定可能周波数と試料サイズの間には幾何的な制約が必要である可能性もまた示唆された。
- 差音音圧はその周波数の 2 乗に比例する。そのため低周波数帯域の音圧を確保することが困難である。また、パラメトリックアレイは 1 次波から差音への変換効率が非常に低く、差音の音圧を大きくすることは困難である。この変換効率の低さを改善する実用的な手法はいまだ開発されておらず、特に低周波数帯域については暗騒音の大きい場所での計測には不向きと考えられる。
- 差音は距離と共に振幅を増し、ある距離でピークをとったあとゆるやかに減衰する。計測においては差音の指向性および差音音圧を確保するためある程度長くアレイ長を確保すべきである。

また、パラメトリックスピーカを用いる上で大きな課題となる”擬音”についても述べた。これは音源信号として用いる高音圧な超音波が物体に入射するときに生じる局所歪である。マイクロホンで差音を計測する際にも、その振動面が擬音により振動し、実際には存在しないはずの音を検出する恐れがある。これが計測に及ぼす影響について直接音の計測を通して実験的に検討したところ、2 kHz 以下の比較的低い周波数帯域で実際に存在する音圧より大きい音圧を検出する、という計測誤差を生むことがわかった。結果から、パラメトリックスピーカを材料の計測に用いるためには、擬音に起因する計測誤差を回避しなければならないとことが示唆された。

第 4 章では擬音に起因する計測誤差を低減するための検討を行った。本論文では、伝搬経路上では差音を生成するため十分超音波の音圧を確保し、受音点付近では超音

波をカットする、という音響的条件をみたすため、2つの手法を適用することとした。ひとつ目はフォノンニック結晶とよばれる結晶構造をもつ物理的なバンドギャップフィルタを用いる手法 [21] であり、もうひとつは音源信号を位相反転駆動することで音軸上の超音波をキャンセルさせる手法 [22] である。第 4 章ではこれら 2 つの手法の擬音の低減効果を確認した。また、第 5 章、第 6 章で材料の計測を行う前の予備検討として、その適用条件を検討するため 2 つの擬音の低減手法を適用した上での指向性及び距離減衰特性を計測した。結果より、パラメトリックスピーカの狭指向性を確認し、その狭指向性により不要な回折や反射を回避して材料の吸音特性の計測ができる可能性が示唆された。ただし、計測においては差音の指向性及び音圧を確保するため、フォノンニック結晶もまた音源からある程度距離を離して設置し、アレイ長を確保するほうがよいとの知見を得た。

ここまでの基礎的な検討を踏まえ、第 5 章、第 6 章では多孔質材料の吸音特性を 2 マイクロホン法を用いて計測し、その応用可能性についての検討を行った。

第 5 章では多孔質材料の垂直入射吸音特性に着目した実験的検討を行った。まず、パラメトリックスピーカを通常通り同位相駆動する場合と 2 つの擬音の低減手法を適用する場合を比較した結果、2 つの擬音の低減手法により計測精度を向上できることを確認した。また、無響室での計測において、測定可能周波数帯域の下限と試料サイズの関係について検討したところ、第 4 章の結果から予想された通り、パラメトリックスピーカは従来のスピーカと比べ鋭い指向性を有するがそれでもある程度のビーム幅をもっており測定対象とする周波数が低いほど大きなサイズの試料が必要であることがわかった。ただし、試料サイズと測定周波数帯域の下限との関係をより明確にするための検討を今後更に進める必要がある。次に、パラメトリックスピーカの狭指向性は現場計測にも有効であると期待されたことから、一般的な会議室で現場計測を行ったところ、パラメトリックスピーカはその狭指向性により従来の手法に比べ不要な反射や回折を低減できることを確認した。また、差音のビーム幅は遠距離でもある程度保たれるため、音源-試料間の距離を離れた条件でも不要な反射や回折の影響を低減した計測ができた。これにより、分析において主応答と不要な応答を時間軸上で分離する際の手間を軽減することができ、実用上の利点となることも示唆された。

第 6 章では、多孔質材料の斜入射吸音特性の計測を行った。ここで、音源信号を位相反転駆動するとき超音波の低減領域である零点の領域が非常に狭いことが斜入射吸音特性の計測誤差の要因となる可能性が懸念された。本論文のように斜入射吸音特性の計測を 2 マイクロホン法で行う際、試料に対し垂直に 2 つのマイクロホンを設置するが、理論上幅が 0 となる零点の領域内にこれらを適切に設置することが非常に困難であり、特に入射角が大きい場合で擬音の影響を低減しきれないという問題が起こりうるからである。そこで、この問題を解決するため零点の範囲を拡張することにし

た。Takeoka らの手法 [37, 46, 47] を基に、左右のグループにわけた素子群から、それぞれ少し外側に向けて音波を放射することで零点の範囲を拡張するという方法を用いた。第 4 章と同様距離減衰特性及び音圧の横方向分布を計測してその効果を確認した上で、無響室において垂直・斜入射吸音特性の計測を行った。この手法を用いることで入射角に関わらず擬音の影響を受けずに計測をすることができ、斜入射吸音特性の計測に有用である可能性が示唆された。一方、フォノンニック結晶を用いる場合には領域的に超音波を低減できるため、入射角に関わらず精度よく計測ができた。その後行った現場実験においても、両手法ともに従来法と比べ不要な回折や反射を低減できたため、音源-試料間距離を離れた条件や入射角を大きくした条件での計測が可能となることが示された。

以上の知見についてまとめる。まずパラメトリックスピーカの狭指向性により不要な回折や反射の影響を低減し、入射角が大きい場合や音源-試料間距離が大きい場合など、従来法で計測が困難であった条件でも材料の吸音特性の計測ができる可能性が示されたことは重要な知見であるといえる。同時に音源の非線形性に起因する注意点や課題も存在する。このうち本論文では特に擬音に着目し、その低減手法としてフォノンニック結晶を用いた構造的な制御と音源信号を位相反転駆動する信号処理的な制御をそれぞれ検討した。このように擬音に着目して材料の計測を行った例はこれまでになく、フォノンニック結晶、音源信号の位相反転駆動という 2 つの手法を用いることで同位相駆動で問題となった擬音を低減し、計測精度を向上できる可能性が示されたことは、重要な知見といえる。ただし、それぞれに一長一短がある。フォノンニック結晶は領域的に擬音の低減ができる点が利点であるが、構造体であるがゆえに試料からの反射や差音ビームの回折が起こり得るため配置に注意が必要である。また、音源信号の位相反転駆動は幾何的な制約がフォノンニック結晶を用いる場合より少なく済むが、現段階では信号処理の知識を要する。このようなそれぞれの特長を踏まえ、計測に用いる際には状況に応じて適切な手法を選択されたい。

7.2 今後の課題

本論文ではパラメトリックスピーカを材料の吸音特性の計測へ応用するため検討を行ってきたが、以下の適用範囲についての課題を残した。

第一に、本論文では擬音の影響を低減することで計測が可能となることを示したが、擬音の影響度合は超音波の音圧に依存する。実用段階で材料の計測を行うときに、擬音の影響を受けない計測をするために超音波がどの程度低減できていればよいかを確認するため、超音波の音圧レベルと擬音の関係について今後検討する必要がある。

第二に、第 3 章の結果によれば、パラメトリックスピーカは狭指向性を有するものの試料サイズと測定可能周波数領域の下限との間に制約が必要であることが示唆され

た。そのため、本手法を測定法として確立するには、試料サイズと測定対象周波数の関係を整理するため、試料サイズに着目した実験的な検討を更に進める必要がある。ただし、フォノニック結晶を用いる場合にはその設置位置や音軸方向の列数によってアレイ長が変わるため、放射指向特性もかわる可能性がある。ゆえに下記の距離の検討と併せて検討を行う。

第三に、音源-試料間距離の適用範囲に関する検討も更に進める必要がある。ただし本研究ではこれを距離減衰特性から決定したが、距離減衰特性は音源信号として用いる超音波の周波数や音源音圧で決まるため、距離の適用範囲は用いるパラメトリックスピーカにも依存すると考えられる。また、遠距離での計測では超音波が減衰し、フォノニック結晶や音源信号の位相反転駆動といった擬音の低減手法を用いなくても計測可能となる可能性がある。また、本論文では試料近傍に受音点を設置する 2 マイクロホン法を用いたが、遠距離では Garai の測定法のようにマイクロホンを試料から離れた位置に設置する方法を用いることができる可能性がある。第一の課題と併せ、これらの点に着目した距離に関する検討も行いたいと考えている。

ただし、上記の検討には差音の周波数特性や素子の特性等も考慮する必要がある。ひとつに、パラメトリックスピーカでは低周波数帯域の音圧を確保することが困難であるため、音源特性としてどの程度低い周波数帯域まで計測が可能であるかについて加味する必要がある。また、本研究では 1 種類のパラメトリックスピーカしか用いなかったが、上記の指向性や距離減衰特性は、1 次波周波数や音源音圧・素子の特性にも依存する [26, 46]。これらについても加味して以上の検討を行う必要がある。

上記の課題を解決し、パラメトリックスピーカに 2 マイクロホン法を適用した本測定法をシステム化することを考えてみる。フォノニック結晶と受音点および試料の距離に関しては、多重反射の影響を防ぐことができればよく、現場の状況に応じた調整がそれほど必要ないため、フォノニック結晶とマイクロホンをユニット化することで効率よく計測が可能となると期待される。一方で、音源-フォノニック結晶間の距離(言い換えればアレイ長)は、指向性の確保のため、また、遠方の壁面を計測する場合など設置位置に制約があることも考えられるため、ユニット化するのではなく、状況に応じて現場で調整する必要があると考えられる。

更に、本論文では吸音特性の計測にフォーカスして検討を行ってきたが、その他の材料特性に関する検討にもパラメトリックスピーカの狭指向性は有用であると期待できる。材料の拡散・反射性能など、吸音特性以外を対象とした計測への応用も検討したい。

以上に述べた今後の課題を解決し、本測定法を更に発展させ適用範囲を定めることで、新たな測定法となることを期待し、本論文を締めくくる。

付録 A

音源の指向性に関する基本事項

ここでは、第 3.3 節のパラメトリックスピーカの音源特性に関する検討で比較のため取り上げた従来の線型的な指向性音源であるピストン音源、縦型アレイ音源の基本特性について大賀らの著書 [61]、鎌倉らの解説記事 [31] を参考にまとめる。

A.1 ピストン音源の特性

ここでは、図 A.1(a) に示す無限平面剛体バッフルにはめ込まれた半径 a のピストン音源を考える。このピストン音源は点音源が同位相で半径 a の面上に分布したものであり、これが z 方向に $V = V_0 e^{j\omega t}$ で一様な微小振動をしているとする。ただし、音源以外のバッフルは完全な剛体であり、振動速度は 0 である。図 A.1(b) のように半径 a の面の表裏で振幅が等しい同位相の 2 重音源が分布する点音源群と考えればこの境界条件を満たすことができるので、こちらのモデルに置き換えて考える [61]。微小面積 dS での体積速度は $dQ = V dS$ である。これを面積分し、音圧を求めると

$$\begin{aligned} p &= j\omega\rho \int \frac{dQ}{2\pi r'} e^{-jkr'} \\ &= j\omega\rho \frac{V_0}{2\pi} \int \int_S \frac{e^{-jkr'}}{r'} dS \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

z がレイリー長 $R_d (= \pi a^2/2 = ka^2/2)$ より遠い遠距離場であれば、音源全体の体積速度 $Q = SV$ を用いて

$$p \simeq j \frac{\rho\omega Q}{2\pi} \frac{e^{-jkz}}{z} \quad (\text{A.2})$$

で表される。つまり、遠距離場では音圧は距離に反比例する、音圧レベルにして -6 dB/d.d. となる球面拡散の特性を示す。このとき、その指向性関数 $D_A(\theta)$ は次式で表される。

$$D_A(\theta) = \frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \quad (\text{A.3})$$

$J_1(\cdot)$ はベッセル関数である。指向性を定量評価するときには -3 dB ($|D_A(\theta)| = 1/\sqrt{2}$) となる角度がよく用いられる。ピストン音源についてこの -3 dB 指向角を求めると、

$$\theta_{\text{HP}} \simeq \arcsin\left(\frac{1.6}{ka}\right) \quad (\text{A.4})$$

となり [31]、ピストン音源の指向角は ka が大きい、つまり波長が短く音源寸法が大きいほど指向性が鋭くなることがわかる。例として本研究で用いるパラメトリックスピーカの音源寸法 ($0.32 \times 0.25 = 0.08\text{m}^2$) に近い円形ピストン音源を考えてみる。音速 343 m/s の空气中で半径 $a=16$ cm のピストン音源から 1 kHz の音を放射するとすれば、 $\theta_{\text{HP}}=33$ 度の指向性をもつことになる。

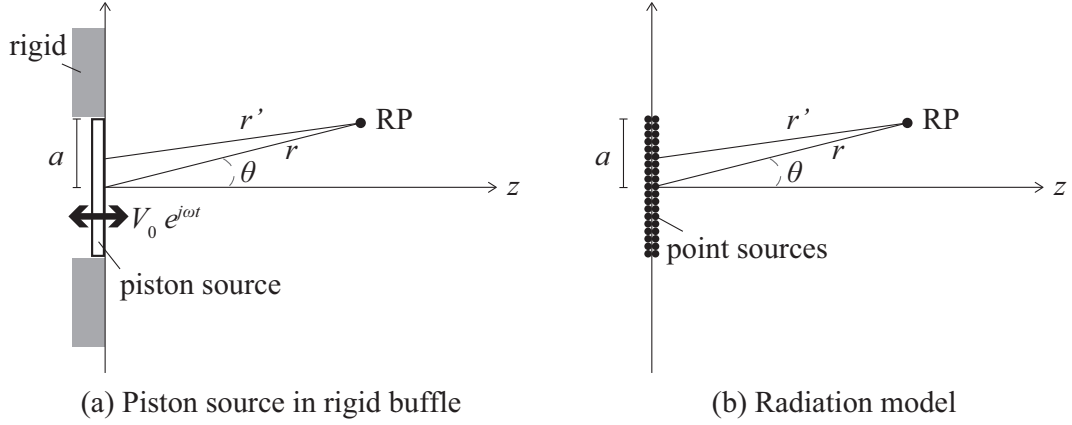


図 A.1: Piston source in the cartesian coordinate system

A.II 縦型アレイ音源の特性

縦型アレイ音源では点音源を音軸方向に分布させる。図 A.2 のような長さ l の縦型アレイ音源を考える。位相が軸上で重なるよう Δz 離れた音源では音波の発生を原点の音源より $\Delta z/c$ 遅らせる。つまり、単位長あたりの体積速度が $z = 0$ で σ_Q とすれば、 $z = z$ では $\sigma_Q e^{-jkz}$ となる。これをアレイ長の分だけ線積分すれば、音圧は次式で表される。

$$p = j\omega\rho \int_0^l \sigma_Q e^{-jkz} \frac{e^{-jkr'}}{4\pi r'} dz \quad (\text{A.5})$$

r が l より十分長いとき、これは以下のように書き換えることができる。

$$p \simeq \frac{j\omega\rho Q}{4\pi r} e^{-jk[r+l\sin^2(\theta/2)]} D(\theta) \quad (\text{A.6})$$

ここで、 $Q = \sigma_Q l$ はアレイ全体の体積速度である。また、指向性関数 $D(\theta)$ は以下の式で表される。

$$D(\theta) = \frac{\sin[kl \sin^2(\theta/2)]}{kl \sin^2(\theta/2)} \quad (\text{A.7})$$

先ほどと同様-3 dB 指向角を求めると、

$$\theta_{\text{HP}} \simeq 2 \arcsin \sqrt{\frac{1.4}{kl}} \quad (\text{A.8})$$

となり、波長が短く、アレイ長が長いほど指向性が強くなることがわかる [31]。例として、アレイ長を第 A.I 節のピストン音源の直径と同じ 32 cm とし、1 kHz の-3 dB 指向角を計算してみると、87.5 度程度となる。計算してみるとわかるように縦型アレイのアレイ長とピストン音源の直径が同程度であれば縦型アレイ音源よりピストン音源のほうが指向性をつけやすい。しかし、パラメトリックアレイを考えると超音波が減衰するまで差音の生成が続くため長いアレイ長をもち、より鋭い指向性をもつと考えられる。

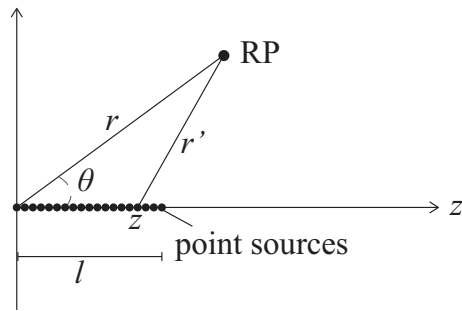


図 A.2: End-fire array source in the cartesian coordinate system

参考文献

-
- [1] M. Garai. Measurement of the sound-absorption coefficient in situ: The reflection method using periodic pseudo-random sequences of maximum length. *Applied Acoustics*, 39(1):119 – 139, 1993. Special Issue on Sound Absorbing Materials.
 - [2] JIS A 1409:1998 残響室法吸音率の測定方法. 1998.
 - [3] JIS A 1405-1:2007 音響管による吸音率及びインピーダンスの測定- 第 1 部: 定在波比法. 2007.
 - [4] JIS A 1405-2:2007 音響管による吸音率及びインピーダンスの測定- 第 2 部: 伝達関数法. 2007.
 - [5] 佐久間哲哉 and 井上尚久. 薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の開発-その 1 測定原理と試作システム-. 日本音響学会研究発表会講演論文集, 2015(2):901–902, Sep 2015.
 - [6] J. F. Allard and B. Sieben. Measurements of acoustic impedance in a free field with two microphones and a spectrum analyzer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 77(4):1617–1618, 1985.
 - [7] J. F. Allard and Y. Champoux. In situ two-microphone technique for the measurement of the acoustic surface impedance of materials. *Noise Control Engineering Journal*, 32(1):15–23, 1989.
 - [8] J.F. Allard, R. Bourdier, and A.M. Bruneau. The measurement of acoustic impedance at oblique incidence with two microphones. *Journal of Sound Vibration*, 101:130–132, July 1985.
 - [9] R. Lanoye, G. Vermeir, W. Lauriks, R. Kruse, and V. Mellert. Measuring the free field acoustic impedance and absorption coefficient of sound absorbing materials with a combined particle velocity-pressure sensor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 119(5):2826–2831, 2006.
 - [10] J. Ducourneau, V. Planeau, J. Chatillon, and A. Nejade. Measurement of sound absorption coefficients of flat surfaces in a workshop. *Applied Acoustics*, 70(5):710 – 721, 2009.
 - [11] E. Mommertz. Angle-dependent in-situ measurements of reflection coefficients using a subtraction technique. *Applied Acoustics*, 46(3):251 – 263, 1995. Building Acoustics.
 - [12] C. Nocke. In-situ acoustic impedance measurement using a free-field transfer function method. *Applied Acoustics*, 59(3):253 – 264, 2000.
 - [13] K. Kimura and K. Yamamoto. The required sample size in measuring oblique incidence absorption coefficient experimental study. *Applied Acoustics*, 63(5):567 – 578, 2002.

-
- [14] M Tamura, J. F. Allard, and D Lafarge. Spatial fourier - transform method for measuring reflection coefficients at oblique incidence. ii. experimental results. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(4):2255–2262, 1995.
- [15] JIS D 8301:2013 自動車及びタイヤの車外騒音測定のための 試験用路面. 2013.
- [16] ISO 13472-2:2010 acoustics - measurement of sound absorption properties of road surfaces in situ - part 2: Spot method for reflective surfaces. 2010.
- [17] Y. Takahashi, T. Otsuru, and R. Tomiku. In situ measurements of surface impedance and absorption coefficients of porous materials using two microphones and ambient noise. *Applied Acoustics*, 66(7):845 – 865, 2005.
- [18] N Sakamoto, T Otsuru, R Tomiku, and S Yamauchi. Reproducibility of sound absorption and surface impedance of materials measured in a reverberation room using ensemble averaging technique with a pressure-velocity sensor and improved calibration. *Applied Acoustics*, 142:87 – 94, 2018.
- [19] P. J. Westervelt. Parametric acoustic array. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 35(4):535–537, 1963.
- [20] M. Yoneyama, J. Fujimoto, Y. Kawamo, and S. Sasabe. The audio spotlight: An application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 73(5):1532–1536, 1983.
- [21] P. Ji, W. Hu, and J. Yang. Development of an acoustic filter for parametric loudspeaker using phononic crystals. *Ultrasonics*, 67:160 – 167, 2016.
- [22] T. Kamakura, S. Sakai, H. Nomura, and M. Akiyama. Parametric audible sounds by phase - cancellation excitation of primary waves. volume 123, pages 4367–4372, 2008.
- [23] J. Y. Chung. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68:907–913, 1980.
- [24] I. Rudnick. The propagation of an acoustic wave along a boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 19(2):348–356, 1947.
- [25] M. A. Nobile and S. I. Hayek. Acoustic propagation over an impedance plane. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(4):1325–1336, 1985.
- [26] 鎌倉友男. 非線形音響学の基礎. 愛智出版, 1996.
- [27] T. Kamakura. パラメトリックスピーカ. 超音波テクノ.
- [28] B.V. Smith. An experimental study of a parametric end-fire array. *Journal of Sound and Vibration*, 14(1):7 – 21, 1971.
- [29] 中村敏明. パラメトリック音源による海底探査の基礎実験. 信学技報, pages

- US86-29, 1986.
- [30] 敏明 中村, 利雄 土屋, 泰孝 網谷, and 秀治 森松. 深海無人探査機用パラメトリック・サブボトムプロファイラ. *海洋音響学会誌*, 20(1):26–36, 1993.
 - [31] 鎌倉友男, 酒井新一, and 野村英之. パラメトリックアレイとその特徴. *日本音響学会誌*, 74(6):345–352, 2018.
 - [32] M. B. Bennett and D. T. Blackstock. Parametric array in air. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 57(3):562–568, 1975.
 - [33] D. Ikefuji, M. Nakayama, T. Nishiura, and Y. Yamashita. Weighted double sideband modulation toward high quality audible sound on parametric loudspeaker. In *2013 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, pages 843–847, May 2013.
 - [34] T. Kamakura. Suitable modulation of the carrier ultrasound for parametric loudspeaker. *Acustica*, 73:215–217, 1991.
 - [35] M Chen, X Qin, L Xu, Y Du, and L Xu. The distortion analysis of the single side band method for parametric loudspeaker based on orthogonal envelope detection. In *2008 2nd International Symposium on Systems and Control in Aerospace and Astronautics*, pages 1–5, Dec 2008.
 - [36] W. Gan, J Yang, and T Kamakura. A review of parametric acoustic array in air. *Applied Acoustics*, 73(12):1211 – 1219, 2012. Parametric Acoustic Array: Theory, Advancement and Applications.
 - [37] S. Takeoka and Y. Yamasaki. Acoustic projector using directivity controllable parametric loudspeaker array. *Proc. 20th Int. Congr. Acoust.*, 01 2010.
 - [38] E. A. Zabolotskaya and R. V. Khokhlov. Quasi-plane waves in the nonlinear acoustics of confined beams. *Sov. Phys. Acoust.*, 15(1):35–40, 1969.
 - [39] V. P. Kuznetsov. Equations of nonlinear acoustics. *Sov. Phys. Acoust.*, 16:467–470, 1971.
 - [40] M. F. Hamilton, J. N. Tjo/tta, and S. Tjo/tta. Nonlinear effects in the farfield of a directive sound source. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(1):202–216, 1985.
 - [41] M. A. Averkiou, Y. S. Lee, and M. F. Hamilton. Self-demodulation of amplitude- and frequency-modulated pulses in a thermoviscous fluid. *Journal of the Acoustical Society of America*, 94(5):2876–2883, 11 1993.
 - [42] T. Kamakura, N. Hamada, K. Aoki, and Y. Kumamoto. Nonlinearly generated spectral components in the nearfield of a directive sound source. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(6):2331–2337, 1989.
 - [43] S.I. Aanonsen. *Numerical Computation of the Nearfield of a Finite Amplitude*

- Sound Beam*. University of Bergen, Department of Applied Mathematics, 1983.
- [44] R.D. Richtmyer and K.W. Morton. *Difference methods for initial-value problems*. Interscience tracts in pure and applied mathematics. Interscience Publishers, 1967.
- [45] L Xu, C Jianfang, and D Huang. Design and characterization of a pvdf ultrasonic acoustic transducer applied in audio beam loudspeaker. volume 4, pages 1992–1997 Vol. 4, 2005.
- [46] 武岡成人. アレイ制御を用いた指向性可変なパラメトリックスピーカ. 電子情報通信学会技術研究報告. *EA*, 応用音響, 112(76):31–36, jun 2012.
- [47] S. Takeoka. Directivity controllable parametric loudspeaker using array control system with high speed 1-bit signal processing. 2012.
- [48] H. E. Bass, L. C. Sutherland, A. J. Zuckerwar, D. T. Blackstock, and D. M. Hester. Atmospheric absorption of sound: Further developments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(1):680–683, 1995.
- [49] H. Takahashi and Y. Kaneda. Study of acoustical impulse response measurement with small error caused by harmonic distortion. *Acoustical Science and Technology*, 32:37–39, 01 2011.
- [50] N. Aoshima. Computer-generated pulse signal applied for sound measurement. *J. Acoust. Soc. Am.*, 69(5):1484–1488, 1981.
- [51] A. J. Berkhout, D. de Vries, and M. M. Boone. A new method to acquire impulse responses in concert halls. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(1):179–183, 1980.
- [52] M. R. Schroeder. Integrated - impulse method measuring sound decay without using impulses. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 66(2):497–500, 1979.
- [53] J Borish and J. B. Angell. An efficient algorithm for measuring the impulse response using pseudorandom noise. *J. Audio Eng. Soc.*, 31(7/8):478–488, 1983.
- [54] 藤本卓也. 低域バンドでの sn 比改善を目的とした tsp 信号に関する検討. 日本音響学会研究発表会講演論文集, 1999(2):433–432, sep 1999.
- [55] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani. Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Phys. Rev. Lett.*, 71:2022–2025, Sep 1993.
- [56] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58:2059–2062, May 1987.

- [57] J. Sajeev. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 58:2486–2489, Jun 1987.
- [58] F. J. Fahy. *Sound intensity*. London : E & F.N. Spon, 2nd ed edition, 1995. Previous ed.: 1989.
- [59] P Beckman and Spizzichino. *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*. Artech House, 1987.
- [60] P Boulanger, T Waters-Fuller, K Attenborough, and K Li. Models and measurements of sound propagation from a point source over mixed impedance ground. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(3):1432–1442, 1997.
- [61] 大賀寿郎, 鎌倉友男, 齋藤繁實, and 武田一哉. 音響エレクトロニクス : 基礎と応用. 培風館, 2005.

謝辭

本論文には東京大学大学院博士課程に在籍する間の研究をまとめております。本研究の遂行に当たり、ご指導ご鞭撻いただいた先生方、学会発表などで貴重なご意見をくださった皆様、共に研究に勤しんだ研究室のメンバーに深く感謝申し上げます。

東京大学生産技術研究所教授 坂本慎一先生には修士課程在籍時から、研究の進め方や論理的な考え方、音響工学などについて基本から丁寧にご指導ご鞭撻を賜り、その研究に対する姿勢などについても学ばせていただきました。また、本研究の遂行にあたっては未熟な筆者に根気強く向き合ってください、示唆に富むご意見、ご助言、激励をいただきました。ここに厚く御礼申し上げます。

東京大学生産技術研究所特任助教 李孝珍先生には、修士課程在籍時から、研究を進めるにあたって貴重なご指導をいただきました。また、研究生活が円滑に進むよう常に気を配り、暖かくご支援いただきました。ここに深く感謝申し上げます。

静岡理工科大学講師 武岡成人先生には、パラメトリックスピーカを使用させていただきました。また、研究を進める上で、幾度となくご相談に乗っていただき、電気工学的な視点から貴重なご意見や有益な知識を与えていただきました。ここに深く感謝いたします。

東京大学生産技術研究所教授 大岡龍三先生には、本論文の審査の段階で、各セメスターごとにさせていただいた研究進捗報告や中間審査、本審査において、示唆に富むご意見・ご指導をいただきました。ここに深く御礼申し上げます。

東京大学新領域創成科学研究科准教授 佐久間哲哉先生には、本論文の審査や学会発表において建築音響に関する数々の的確なご助言・ご指導をいただきました。ここに厚く御礼申し上げます。

東京大学生産技術研究所講師 菊本英紀先生には、本論文の作成にあたり有益なご意見、ご助言を賜りました。ここに深く御礼申し上げます。

早稲田大学教授 及川靖広先生には、音響工学に関する有益なご指導を賜り、本論文の作成にあたっては数々のご助言をいただきました。ここに深く感謝いたします。

最後に、研究者になりたいという自分の背中を押し、これまで温かく見守り多くの支援をしてくださった両親、兄、親戚の皆様に深い感謝の意を表して謝辞といたします。

令和2年1月 菅原彬子