

非線形弾性をもつ微小粒子状材料の
吸音特性への影響因子に関する研究

鶴羽 琢元

目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.1.1 建築に用いられる一般的な吸音材	1
1.1.2 粒子状材料の吸音に関する既往研究	3
1.1.3 現状の課題	4
1.2 研究の目的	5
1.3 論文の構成	6
第2章 粒子径とかさ密度が異なる粒子状材料における吸音率の実験的調査	10
2.1 吸音率の測定方法	10
2.2 実験結果	15
2.3 考察	17
2.4 まとめ	18
第3章 吸音率の計算手法の構築と吸音決定要素の同定	19
3.1 吸音率の計算手法	19
3.1.1 間隙気体と骨格における応力とひずみの関係	19
3.1.2 相互作用を考慮した間隙気体と骨格に働く慣性力	25
3.1.3 波動方程式	27
3.1.4 間隙気体と骨格における伝搬波	28
3.1.5 表面インピーダンスと吸音率	31
3.2 吸音決定要素の同定	34
3.2.1 剛骨格モデルの適用	34
3.2.2 剛骨格モデルの適用妥当性に関する考察	37
3.2.3 弾性骨格モデルの適用	37
3.2.4 弾性骨格モデルの適用妥当性に関する考察	41
3.3 まとめ	41

第4章 容器充填による側方拘束の影響	43
4.1 厚みによる吸音率の変化に関する実験的調査	43
4.1.1 実験方法	43
4.1.2 実験結果	43
4.1.3 考察	44
4.2 容器径による吸音率の変化に関する実験的調査	45
4.2.1 実験方法	45
4.2.2 実験結果	46
4.2.3 考察	47
4.3 側方拘束された骨格の物性の計算モデル	47
4.4 側方拘束された骨格の物性および粒子状材料の吸音率の計算	50
4.4.1 厚みを変数とした吸音率の計算結果	50
4.4.2 容器径を変数とした吸音率の計算結果	53
4.4.3 側方拘束された骨格の物性が吸音率へ与える影響	55
4.4.4 側方拘束された骨格の実効的な軸剛性と質量	57
4.4.5 考察	59
4.5 まとめ	60
第5章 音波により誘発される骨格の非線形弾性の影響	61
5.1 入射する音波の振幅が吸音率に与える影響に関する実験的調査	61
5.1.1 実験方法	61
5.1.2 実験結果	62
5.1.3 考察	66
5.1.4 入射する音波の振幅に依存する骨格の弾性率	67
5.2 入射する音波の振幅に依存する吸音率の計算	68
5.2.1 速度に依存する弾性率をもつ骨格	69
5.2.2 計算手順	70
5.2.3 計算結果	72
5.2.4 考察	76
5.3 入射する音波の振幅による骨格内の弾性率の変化	76
5.4 入射する音波の振幅による骨格内の速度の変化	78
5.4.1 骨格内における正規化速度の計算	78
5.4.2 骨格内における正規化速度の測定	79
5.4.3 考察	83

5.5	まとめ	84
第6章	振動により誘発される骨格の非線形弾性の影響	85
6.1	振動が吸音率に与える影響に関する実験的調査	85
6.1.1	実験方法	85
6.1.2	実験結果	87
6.2	振動下における吸音率の時間的な変化	89
6.2.1	分析方法	89
6.2.2	分析結果	90
6.2.3	考察	93
6.3	まとめ	94
第7章	入射音方向の影響	95
7.1	入射音方向が吸音率に与える影響に関する実験的調査	95
7.1.1	実験方法	95
7.1.2	実験結果	97
7.2	鉛直および水平な入射音方向における吸音率の計算	98
7.2.1	鉛直方向に勾配のある弾性率のモデル化	98
7.2.2	表面インピーダンスと吸音率	99
7.2.3	計算結果	100
7.2.4	考察	105
7.3	吸音面の形状および厚みの影響	106
7.3.1	吸音面の形状が吸音率に与える影響の計算	106
7.3.2	充填する厚みが吸音率に与える影響の計算	107
7.3.3	考察	109
7.4	まとめ	110
第8章	結論	111
8.1	成果の概要	111
8.2	総括	114
8.3	今後の課題と展望	115

謝辭

参考文献

変数一覧

第1章 序論

1.1 研究の背景

1.1.1 建築に用いられる一般的な吸音材

古代ローマの建築家であるウィトルウィウスは、著書 "De architectura" の中で建築の三大要素として「強, 用, 美」を挙げている [1]. それから 2000 年以上経った現代でも, その三大要素の重要性は変わっていない. 三大要素の一つである「用」は, 現代の建築環境工学の分野に該当すると考えられる. 建築環境工学は, 主に熱, 空気質, 光, 衛生, 音に関する分野で構成されており, そのうちの一つである音環境は, 快適な空間を実現する上で欠かせない要素となっている.

用途に適した音環境を実現するために, 建築空間の音響設計がなされる. 音響設計の主軸として, 騒音防止設計と室内音響設計がある. 騒音防止設計では, 対象とする空間の静謐性を確保するために, 空間の外殻となる部材の遮音性に関する検討がなされる. その際, 部材の遮音性の確保に加えて, 内装仕上として吸音性の材料を採用することで, 受信室内および音源室内における騒音の低減が期待される. また, 室内音響設計では, 音の明瞭性と響きの豊かさのバランスがとれた音環境を目指して, エコーの防止や残響時間の調整が行われる. エコーの防止と残響時間の調整のために, 室内の適切な場所に吸音材が配置される. このように, 建築空間の音響設計において, 多くの場面で吸音材が扱われる. また, 建物には, 人の話声, 音楽, 各種機器の駆動音など広範な音への対応が求められる [2]. 建築の音響設計では, 125 Hz~4 kHz 帯域の周波数の音を対象とすることが多く [3], 吸音材にもその周波数範囲をカバーする性能が求められる.

現在, 建築において一般的に用いられている吸音材の種類として, 図 1.1 に示すような多孔質型, 板振動型, 共鳴器型がある [4]. これらは, 吸音構造の違いによって分類されている. 多孔質型の吸音材の例として, グラスウールやロックウールが挙げられる. 多孔質型の吸音材は, 高い周波数における吸音性能が高いといった特徴をもつ. 多孔質型の吸音材を用いて吸音する周波数を調整する場合, 材料の厚みや背後空気層の寸法を増減する方法がとられる. 多孔質型の吸音材は, 安定した吸音性能が得られることや吸音特性の調整が容易であること, 比較的安価であることなどから, 現在において用いられる頻度が最も高い. これに対して, 板振動型および共鳴器型は, 共振周波数で高い吸音性能が得られ, それ以外の周波数の吸音性能は低いことが特徴である. 板振動型は, 板や膜のような薄い面材と背後空気層で構成され, 面材の面密度や背後空気層の寸法により吸音する周波数の調整がなされる. 共鳴器型は, 多数の孔をもつ面材と背後空気

層で構成され、孔の寸法や間隔、背後空気層の寸法により吸音の周波数特性を制御することができる。建築では内装材に難・不燃性が求められることや表面部材の強度を確保する必要があることから、使用される材料や孔の寸法に制約が生じ、板振動型および共鳴器型の吸音材の共振周波数は中音域周辺に位置する場合が多い。

以上で述べたように、これらの吸音材を使って、特に低い周波数の吸音性能の向上を試みる場合、空気を伝搬する音の波長との対応から、図 1.2 に示すように背後空気層を含めた材料の厚みを増す方法が一般的にとられる。内装仕上として設置される吸音材の厚みが増すことは、室内の有効空間の減少につながる。この課題を克服するために、厚みを抑えた吸音材が求められている。

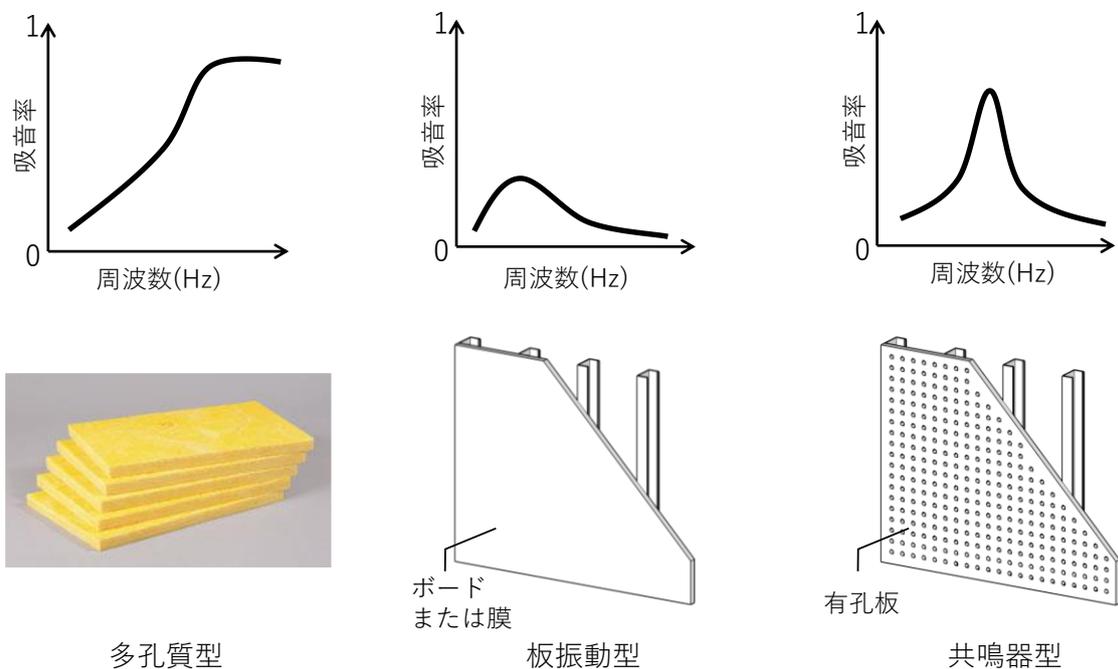


図 1.1 代表的な吸音構造とその吸音特性

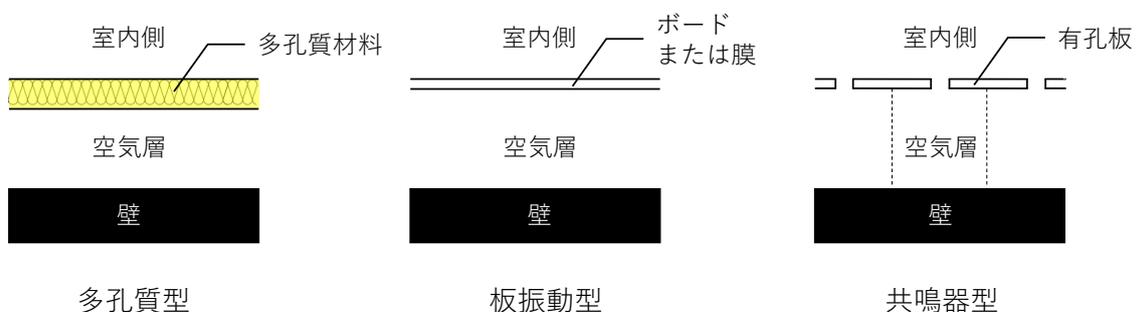


図 1.2 代表的な吸音構造の平面的な構成例

1.1.2 粒子状材料の吸音に関する既往研究

厚みを抑えて低い周波数を吸音する材料として、シリカ粉体やポリマー粒子のようないくつかの粒子状材料が紹介されており、その吸音特性が報告されている [5,6]. これらの粒子状材料は、50 mm 程度の厚みにおいて 250 Hz 帯域周辺の周波数でピークが現れる吸音率を示す。このような吸音率を示す粒子状材料の特徴として、粒子径がマイクロメートルオーダーであることが挙げられる。このような低い周波数でピークが現れる吸音特性が得られる理由として、離散的な粒子が接触により連なった固体部分（以下、骨格と呼ぶ）の共振が考えられている [5]. 吸音率においてピークが現れる周波数は骨格の共振周波数に相当し、その周波数は骨格の弾性率とかさ密度に依存するとされている [7]. 骨格の弾性率は、一般的に粒子自体の弾性率よりも小さく、骨格の力学特性は主に粒子間の接触における相互作用力の和に関係する [8]. 粒子状材料の骨格の弾性率は圧縮応力に依存することが知られており [9], 粒子間にはたらく接触力をモデル化した個別要素法を用いて数値的に弾性率の圧縮応力依存性を調査している例もある [10]. さらに、骨格内における音速の振幅依存 [11]や速度分散 [12], 高調波や低調波の励起 [13,14], 骨格の弾性の軟化 [15]など、骨格は非線形な動的応答を示す場合があることが報告されている [16–19]. 離散的な粒子から成る骨格に動的な力が加わると、粒子配置や粒子同士の接触状態が変化し、その結果として、骨格の力学特性は変化すると考えられている [20]. また、骨格の動的な弾性率の測定方法として、振動を用いた手法がいくつか提案されている [21–23]. 測定に用いられる振動の振幅は、非線形挙動が起きない程度に小さいことが条件として定められている。以上のことから、骨格の共振による吸音の背景には、音波が粒子間を伝搬する際に生じる粒子同士の衝突や滑りによるエネルギー散逸という微視的な現象が起きていると考えられる。

一方、前述した粒子状材料と定性的に異なる吸音特性を示す粒子状材料も報告されている。粒子径がミリメートルオーダーのガラスビーズやバーミキュライトのような粒子状材料は、50 mm 程度の厚みにおいて、1 kHz 帯域周辺でピークが現れる吸音率を示す [24,25]. 粒子状材料を骨格と間隙気体から成る一種の多孔質材料とみなし、このような高い周波数を吸音する粒子状材料に対して、グラスウールのような繊維系多孔質材料に向けて開発された理論を適用している例がある [26–29]. その理論は、骨格を音響的に剛な材料として扱っており、間隙気体を音波が通過する際に粒子近傍における空気の粘性による摩擦および熱伝導が生じることによるエネルギー散逸による吸音を考慮している。すなわち、この理論が当てはまる粒子状材料の吸音特性は間隙気体の物性により決定し、骨格による影響は無視できるほど小さいと言える。多孔質材料の吸音に関係する間隙気体の物性として、空隙率、流れ抵抗、迷路度、粘性特性長、熱的特性長が挙げられている [30]. これらの物性値を実験的に求める方法は提案されている [31–38]が、特殊な装置が必要となることから一般的な普及には至っていない。さら

に、主に繊維系多孔質材料に向けて開発されたこれらの測定方法を粒子状材料に適用することは容易でない場合がある。例えば、流れ抵抗は、気体が通過するときの材料前後の気圧差を測定することによって得られる。一般的に粒子径が小さくなるほど流れ抵抗は増加する傾向にあり、測定に必要な気圧差が大きくなる。さらに、粒子の重量が小さい場合、その気圧差により粒子に移動や浮揚が生じる可能性がある。そのような現象が起きれば、流れ抵抗を正確に測定することは困難となる。一般的に、粒子状材料は粒子径とかさ密度、空隙率によって特徴づけられることから、これらの値から吸音に関係する空隙気体の物性を得ることが望まれる。粒子径、かさ密度、空隙率から、粒子状材料における空隙気体の物性を求める経験式が提案されている [39,40]。また、同一径の球形粒子から成る粒子状材料と仮定した上で、空隙気体の物性を求める理論式も提案されている [41,42]。天然素材の粒子状材料や粉碎により粒子状に加工された材料は、粒子の径や形は統一されておらず、いくらか幅のある粒度分布を持つ。幅のある粒度分布を持つ粒子状材料について、統計モデルを用いることで空隙気体の物性を求める方法も提案されている [43,44]。近年では、空隙の形状を詳細にモデル化し周期性を仮定することで数値的に空隙気体の物性を導いている例もある [45]。逆説的に、測定により得られた吸音特性から空隙気体の物性を推定するという試みもなされている [46]。フライアッシュのように粒子自体が多孔質となっている粒子状材料も存在する。このような構造はダブルポロシティと呼ばれ、その音響特性について検討されている事例がある [47]。

1.1.3 現状の課題

以上で述べたような粒子状材料の吸音に関する研究報告がある。粒子状材料において吸音効果が生じる要素として、骨格と空隙気体の2つが考えられている。骨格と空隙気体のそれぞれについて、物性や音響伝搬に関する研究が行われているが、2つの吸音要素を考慮した吸音率の計算モデルの整備は十分なされていない状況である。2つの吸音要素を考慮した吸音率の計算モデルが整備されれば、広範な物性値をとる粒子状材料について同一モデルを使った吸音特性の予測が可能となると考えられる。また、得られた吸音特性から吸音効果を生んでいる要素の同定が可能となり、所望の吸音特性を実現するための材料の選択や吸音特性の制御方法の立案につながると考えられる。

粒子状材料の吸音要素のうち空隙気体について、その物性は通常の音圧レベルの範囲において線形領域にあると考えられ [48]、微視的な物性である粒子径、空隙率と巨視的な物性である流れ抵抗、迷路度、粘性特性長、熱的特性長の間で理論的な対応付けがなされている [41,42]。一方、骨格は非線形な物性をもつことが報告されているが [9-19]、その非線形な物性が吸音特性に与える影響は十分把握されていない。骨格を主な

吸音要素とする粒子状材料に関して、一定の音圧レベル下における垂直入射吸音率の測定結果に関する報告に留まっており、知見は限られていると言える。図 1.3 に示すように、骨格を主な吸音要素とする粒子状材料は、間隙気体を吸音要素とする粒子状材料や繊維系多孔質材よりも、同程度の厚みにおいて低い周波数の吸音性能が高いことから、厚みを抑えて低い周波数を吸音する材料として活用できる可能性がある。また、骨格を主な吸音要素とする粒子状材料を用いた吸音材の開発において、その吸音特性に影響を与える要因を把握しておくことが望まれる。

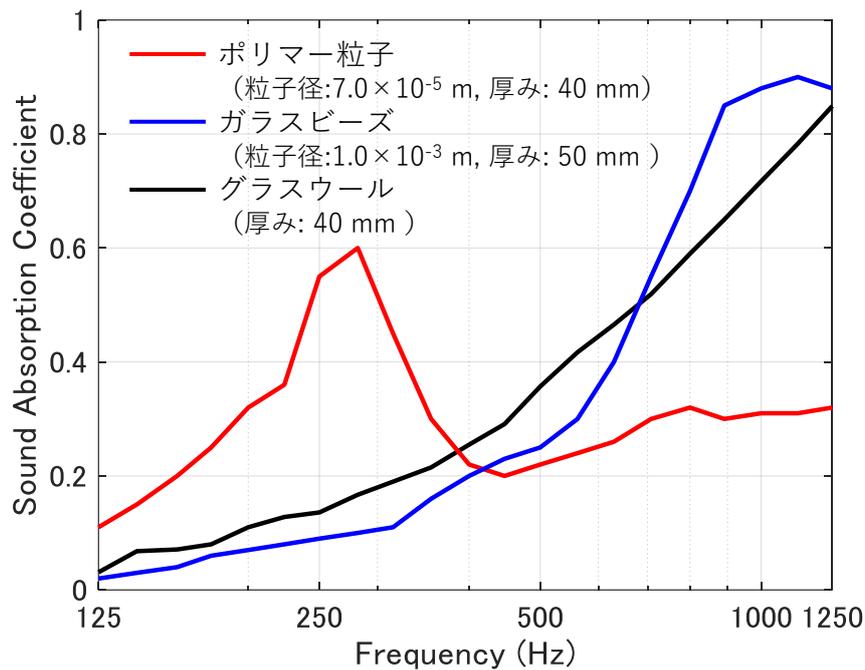


図 1.3 骨格が主な吸音要素となっていると考えられているポリマー粒子 [6], 間隙気体が主な吸音要素となっていると考えられているガラスビーズ [25], 繊維系多孔質材であるグラスウールの垂直入射吸音率の比較

1.2 研究の目的

本研究では、図 1.4 に示すような接触により連なった固体粒子から成り、間隙に気体をもつ粒子状材料を対象とする。本研究の第一の目的は、粒子状材料における吸音の決定要素を同定する手法を提示することである。固体粒子から成る骨格および間隙気体におけるエネルギー散逸を考慮した吸音率の計算手法を構築し、粒子状材料の吸音特性を決める要素の同定を試みる。第二の目的は、骨格が吸音の決定要素となる粒子状材

料について、その吸音特性に影響を与える要因を明らかにすることである。粒子状材料は流動性をもつことから、一般的に容器に充填した状態での使用が想定される。この場合、粒子状材料は側方を拘束されている状態と捉えることができ、側方拘束が吸音特性に影響を与える可能性がある。また、粒子状材料の骨格は粒子同士の接触のみによって形成しているため、動的外力を受けると粒子の接触力に変化が生じ、粒子状材料の骨格の力学特性は変化する可能性が考えられる。さらに、粒子状材料の骨格の弾性率は、重力により鉛直方向に勾配を有する [49] ことから、この骨格の弾性率の勾配方向に対する音波の入射方向が変われば、吸音率が変化することも考えられる。これらの要因が吸音特性に与える影響を調査する。吸音特性を表す指標として、平面波が材料表面の法線方向から入射する条件である垂直入射吸音率、ある角度をもって入射する条件である斜入射吸音率、あらゆる方向から入射する条件である乱入射吸音率がある [4]。本研究では、基本的な吸音特性を表す垂直入射吸音率を評価指標とする。本論文で対象とする研究範囲を、図 1.5 に模式的に示す。

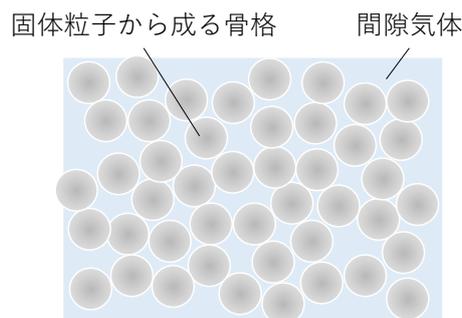


図 1.4 粒子状材料を構成する間隙気体と固体粒子が接触により連なった骨格の概念図

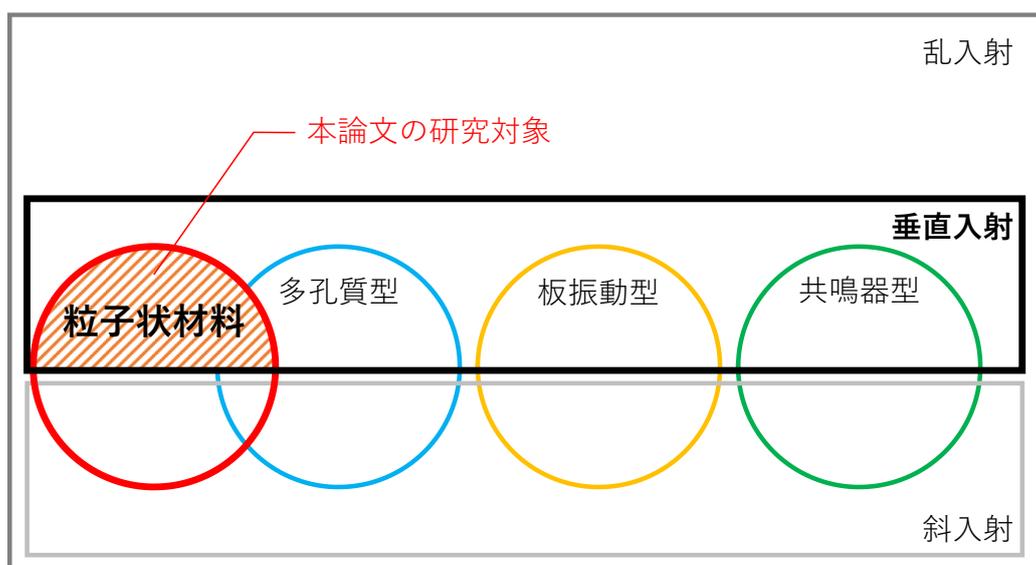


図 1.5 本論文の対象とする研究範囲

1.3 論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。また、図 1.6 に本論文の構成を模式的に表す。

第 1 章「序論」では、建築における空間の音響品質を設計する際に吸音材に期待する役割、および一般的に用いられる吸音材の特徴と課題を概説する。その上で、粒子状材料の吸音に関する既往研究をまとめ、厚みを抑えた吸音材として粒子状材料の活用可能性と課題について述べる。続いて、本論文の目的と構成を示す。

第 2 章「粒子径とかさ密度が異なる粒子状材料における吸音率の実験的調査」では、粒子状材料を特徴づける粒子径とかさ密度の異なる粒子状材料について、垂直入射吸音率を測定する。得られた垂直入射吸音率の傾向と粒子径およびかさ密度の対応について考察する。

第 3 章「吸音率の計算手法の構築と吸音決定要素の同定」では、弾性骨格を持つ多孔質材料の音響伝搬モデルと粒子状材料の間隙気体および骨格の物性を表すモデルを組み合わせることで、間隙気体および骨格における吸音効果を考慮して吸音率を計算する手法を構築する。その計算手法を用いて、2 章で扱った粒子状材料について吸音効果を生んでいる主たる要素の同定を試みる。

第 4 章以降では、骨格が吸音の主な決定要素となる粒子状材料を対象に、それらの吸音特性に影響を与える因子を調査する。

第 4 章「容器充填による側方拘束の影響」では、容器に充填された粒子状材料について、充填する厚みおよび容器径を変えて吸音率を測定する。続いて、側方拘束として骨格と容器の側面の間に働く摩擦を考慮した骨格の物性を 3 章で示した計算手法に導入し、側方拘束された粒子状材料の吸音率を計算する手法を示す。吸音率の実験値と計算値の比較を通じて、粒子状材料を容器に充填することによる側方拘束が吸音率に与える影響を明らかにする。

第 5 章「音波により誘発される骨格の非線形弾性の影響」では、音波による動的な力が粒子状材料の吸音特性に与える影響を調査する。入射音圧の大きさによる吸音率の変化を、実験を通じて確認する。材料内において速度は音圧に比例することから、速度に依存する骨格の弾性率を導入し、吸音率と厚み方向に沿った骨格の速度を計算する。続いて、厚み方向に沿った骨格の速度を測定し、計算値と比較することで、計算モデル

の妥当性を検証する。計算モデルを使って、入射音圧の大きさが変化した時の骨格の弾性率を求め、厚み方向に沿った骨格の弾性率の変化を示す。

第6章「振動により誘発される骨格の非線形弾性の影響」では、低周波数の正弦鉛直振動を粒子状材料に与えた場合の吸音率の変化を実験により確認する。さらに、正弦振動下における吸音率の時間的な変化を分析することで、振動による吸音率の変化を生んでいるメカニズムについて考察する。

第7章「入射音方向の影響」では、重力を受けて鉛直方向に勾配を有する弾性率をもつ粒子状材料について、弾性率の勾配方向に対して平行および垂直な方向から音波が入射する場合の吸音率を測定する。また、入射音方向による吸音率の変化を計算するモデルを提案する。

第8章「結論」では、各章で得られた知見を集約し、本研究の成果として総括する。

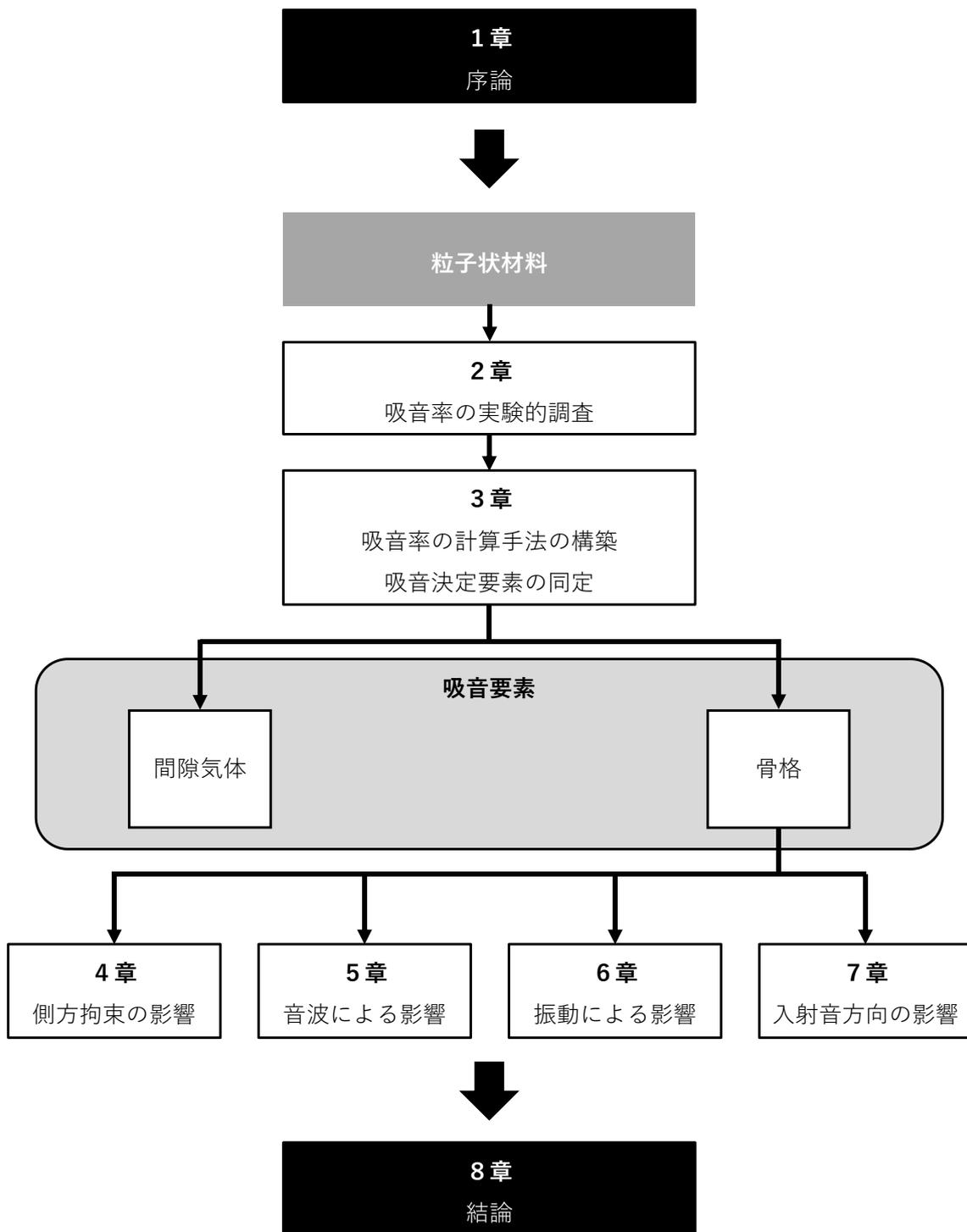


図 1.6 本論文の構成

第2章 粒子径とかさ密度が異なる粒子状材料における

吸音率の実験的調査

粒子状材料は固体粒子の集合体であり、間隙に気体を持つ。一般的に、粒子状材料は、基本的な物性として平均粒子径とかさ密度で特徴づけられる。本章では、粒子状材料の基本的な物性と吸音率の対応を把握するために、平均粒子径とかさ密度が異なる粒子状材料の垂直入射吸音率を実験により調査する。

2.1 吸音率の測定方法

JIS A 1405-2:2007 [50]および ISO 10534-2:1998 [51]に則って、音響管を用いた伝関数法により垂直入射吸音率を測定した。

図 2.1 に示すような一端にスピーカが取り付けられた内径 d ($=100$ mm) の音響管を使用した。音響管におけるスピーカと対向する一端に試験体を設置した。試験体表面から距離 x_1 ($=150$ mm) および x_2 ($=50$ mm) 離れた点をそれぞれ位置 1 と位置 2 とし、各位置に 2 本のマイクロホン A と B を設置した。

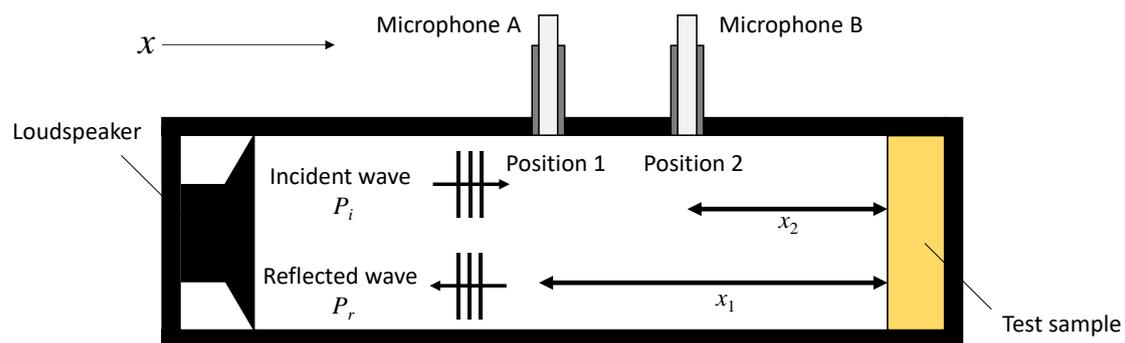


図 2.1 音響管におけるマイクロホンの位置と距離

初めに、2本のマイクロホンの特性の不一致を補正する係数を求めた。位置 1 にマイクロホン A を、位置 2 にマイクロホン B を設置した。この配置を配置 I とする。基準吸音材（ここでは、かさ密度が 32 kg/m^3 で厚みが 50 mm のグラスウールを用いた。）を試験体として設置した状態で、スピーカから白色雑音を放射した。なお、基準吸音材の

背後は、音響的に剛な鉄板でできた音響管の一端に接していた。この状態において、マイクロホン A で観測される複素音圧を p_{posi1} 、マイクロホン B で観測される複素音圧を p_{posi2} とすると、マイクロホン A からマイクロホン B への伝達関数 H_{12}^I は式 (2-1) で表される。

$$H_{12}^I = \frac{p_{\text{posi2}}}{p_{\text{posi1}}} \quad (2-1)$$

次に、2つのマイクロホンの設置位置を入れ替えた。マイクロホン A を位置 2 に、マイクロホン B を位置 1 に取り付け、この配置を配置 II とする。この状態において、配置 I の場合と同様に、スピーカから白色雑音を放射し、マイクロホン B からマイクロホン A への伝達関数 H_{12}^{II} を求めた。 H_{12}^I と H_{12}^{II} を用いて、式 (2-2) で表される校正係数 H_c を得た。

$$H_c = \sqrt{\frac{H_{12}^I}{H_{12}^{II}}} \quad (2-2)$$

続いて、配置 I の状態で対象とする試験体を設置し、複素音圧 p_{posi1} と p_{posi2} を測定した。測定した p_{posi1} と p_{posi2} から試験体を設置した状態における伝達関数 H_{12}' を求めた。マイクロホンの特性の不一致を補正した伝達関数 H_{12} は、式 (2-3) を用いて得られる。

$$H_{12} = \frac{H_{12}'}{H_c} \quad (2-3)$$

試験体への入射波 P_i と試験体からの反射波 P_r は、式 (2-4) のように表される。

$$P_i = \hat{P}_i e^{ik_0 x} \quad (2-4)$$

$$P_r = \hat{P}_r e^{-ik_0 x}$$

ここで、 \hat{P}_i は試験体表面における入射波の振幅、 \hat{P}_r は試験体表面における反射波の振幅、 k_0 は空気における複素波数、 $i = \sqrt{-1}$ である。 x 軸の正の向きは図 2.1 に示す矢印の向きとし、式 (2-4) における入射波が進行波、反射波が後退波を表す。対象とする周波数の波長に対して音響管の径が十分小さい場合、音響管内は一次元音場とみなすことができ、入射波と反射波の和で表すことができる。このことから、音圧 p_{posi1} および p_{posi2} は式 (2-5) として表される。

$$p_{\text{posi1}} = \hat{P}_i e^{ik_0 x_1} + \hat{P}_r e^{-ik_0 x_1} \quad (2-5)$$

$$p_{\text{posi2}} = \hat{P}_i e^{ik_0 x_2} + \hat{P}_r e^{-ik_0 x_2}$$

入射波のみが存在する場合の伝達関数 H_i および反射波のみが存在する場合の伝達関数 H_r は、式 (2-6) で表される。

$$H_i = e^{-ik_0(x_1-x_2)} \quad (2-6)$$

$$H_r = e^{ik_0(x_1-x_2)}$$

2つのマイクロホン間の伝達関数 H_{12} は、式 (2-7) で表すことができる。

$$H_{12} = \frac{p_{\text{posi}2}}{p_{\text{posi}1}} = \frac{\hat{P}_1 e^{ik_0 x_2} + \hat{P}_r e^{-ik_0 x_2}}{\hat{P}_1 e^{ik_0 x_1} + \hat{P}_r e^{-ik_0 x_1}} = \frac{e^{ik_0 x_2} + r e^{-ik_0 x_2}}{e^{ik_0 x_1} + r e^{-ik_0 x_1}} \quad (2-7)$$

r は試験体表面における複素音圧反射率であり、式 (2-8) のように表される。

$$r = \frac{\hat{P}_r}{\hat{P}_1} = \frac{H_{12} - H_i}{H_r - H_{12}} e^{2ik_0 x_1} \quad (2-8)$$

垂直入射吸音率 α を、複素音圧反射率 r を用いて次式より得た。

$$\alpha = 1 - |r|^2 \quad (2-9)$$

試験体として用いた粒子状材料の平均粒子径、かさ密度、空隙率を表 2.1 にまとめた。表 2.1 に示した粒子状材料について、平均粒子径は $1.0 \times 10^{-7} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ m、かさ密度は $80 \sim 1500$ kg/m³ の範囲にある。図 2.2 に、表 2.1 の粒子状材料の粒子径とかさ密度の対応を示す。なお、粒子状材料(a)~(h)の粒子は密実であり、粒子状材料(i)~(l)の粒子は内部に閉じた空洞を持つ。内部に空洞を持たないガラスビーズのかさ密度は、粒子状材料(a)~(d)のように、 1500 kg/m³ であるのに対し、中空ガラスビーズ(i)~(l)のかさ密度は $80 \sim 230$ kg/m³ である。空洞を持たないガラスビーズ(a)~(d)に対する中空ガラスビーズ(i)~(l)のかさ密度比は、それぞれ(i)0.05, (j)0.09, (k)0.15, (l)0.09 である。粒子形状が同一の場合、相似則により同じ空隙率を持つ。ガラスビーズ(a)~(d)と中空ガラスビーズ(i)~(l)は化学的に造粒された材料であり概ね均一な球形を持つと考えられ、中空ガラスビーズのかさ密度比の低さは、内部空洞の体積に由来すると考えられる。粒子状材料(e)~(h)は機械的な粉碎により造粒された材料であることから、その高い空隙率は、粒子形状に凹凸があり不揃いであることに由来すると考えられる。これらの粒子状材料を、内径が 99 mm、側板の厚みが 0.5 mm、底板の厚みが 2.0 mm の PLA (polylactide) 樹脂製容器に自然充填した。充填後、粒子状材料の体積に変化がなくなるまで容器をタッピングした。その後、粒子状材料の表面は平滑であること確認し、粒子状材料の厚みを 40 mm とした。音響管の軸方向が地面と垂直になる向きに音響管を設置し、粒子状材料を充填した容器を音響管の地面側に位置する試験体設置部に挿入した。容器の側面および底面は、音響的に剛とみなせる鉄板でできた音響管の側面および試験体設置部の底面に隙間なく密着させた。実験セットアップの写真と模式図を図 2.3 に、容器に充填した粒子状材料の試験体の写真を図 2.4 に示す。音響管のスピーカから白色雑音を放射した時に、管内の音圧レベルがオーバーオール値で 110 dB (0 dB

= 20 μPa) となるように、音源信号の再生レベルを決定した。なお、予備実験として、空の容器を試験体として設置した場合の吸音率を確認したところ、63 Hz~1 kHz 帯域において吸音率は 0.1 以下であった。このことから、容器自体や容器と音響管の隙間による吸音効果は十分小さいと考えられる。

表 2.1 実験に用いた粒子状材料

	Granular material	Grain size (m)	Bulk density (kg/m^3)	Porosity
(a)	Glass beads	1.0×10^{-3}	1500	0.38
(b)	"	0.5×10^{-3}	1500	0.38
(c)	"	0.1×10^{-3}	1500	0.38
(d)	"	0.6×10^{-4}	1500	0.38
(e)	Gypsum powder	3.7×10^{-5}	750	0.75
(f)	Granulated silica	2.5×10^{-5}	100	0.75
(g)	Talc powder	1.0×10^{-5}	490	0.81
(h)	Carbon powder	0.1×10^{-6}	620	0.65
(i)	Hollow glass beads	6.5×10^{-5}	80	0.38
(j)	"	6.0×10^{-5}	130	0.38
(k)	"	4.5×10^{-5}	230	0.38
(l)	"	3.5×10^{-5}	130	0.38

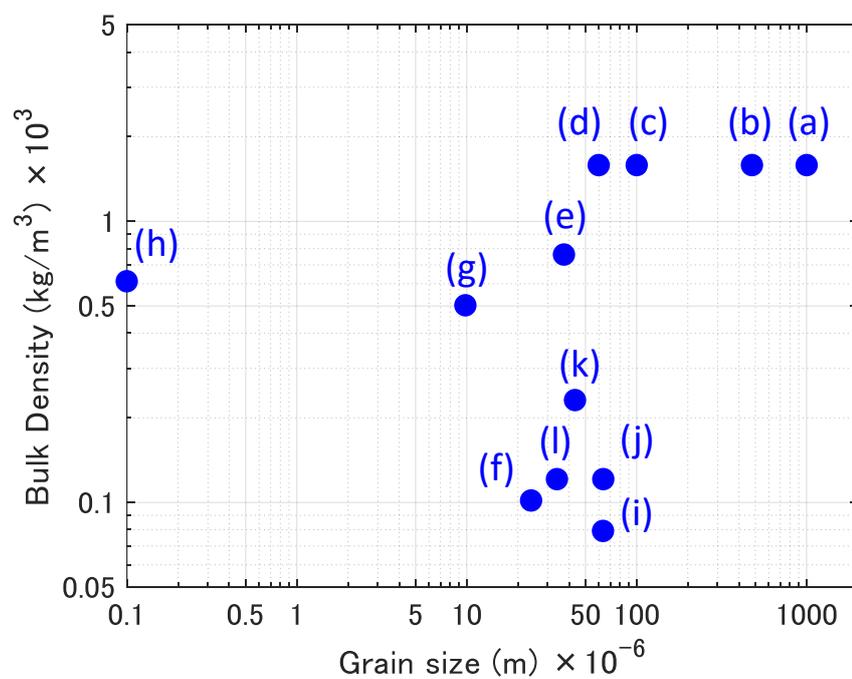


図 2.2 表 2.1 の粒子状材料の粒子径とかさ密度

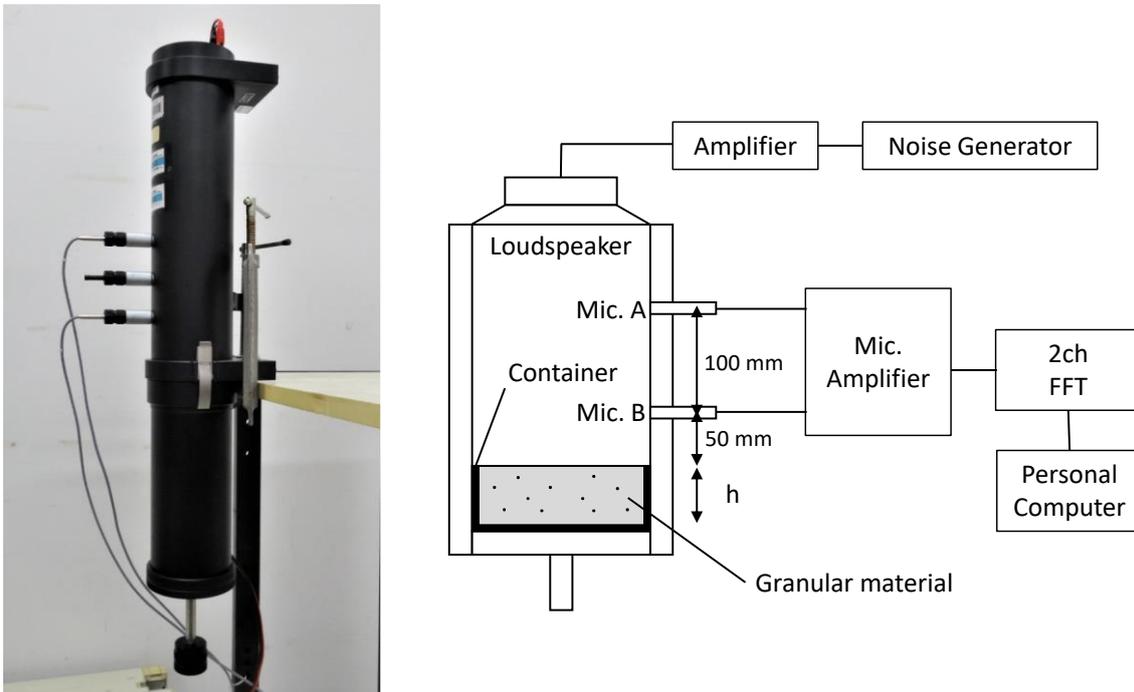


図 2.3 垂直入射吸音率の測定セットアップ



図 2.4 粒子状材料の試験体

(左：容器に充填した状態，右：容器を音響管に挿入した状態)

2.2 実験結果

表 2.1 の粒子状材料について垂直入射吸音率を測定した結果を図 2.5~2.7 に示す。ガラスビーズである粒子状材料(a)~(d)は、1~1.5 kHz の周波数において吸音率のピークが現れた。粒子径が小さいほど、ピークの吸音率 α は小さく、(a)粒子径が $1000 \mu\text{m}$ の場合に $\alpha=0.97$ であるのに対し、(d)粒子径が $60 \mu\text{m}$ の場合に $\alpha=0.3$ であった。石膏粉体である粒子状材料(e)は、ガラスビーズである粒子状材料(d)と類似しており、高い周波数ほど吸音率は大きい。シリカ粉体である粒子状材料(f)、タルク粉体である粒子状材料(g)、カーボン粉体である粒子状材料(h)、中空ガラスビーズである粒子状材料(i)~(l)は、175~450 Hz の間で急峻なピークが現れる吸音率を示した。これらの粒子状材料において、最も低い周波数で現れたピーク（以後、第1ピークと呼ぶ）の吸音率 α は、0.38~0.85 の範囲にあった。かさ密度が低いほど第1ピークの吸音率は大きい傾向にあり、かさ密度が 80 kg/m^3 の中空ガラスビーズである粒子状材料(i)の第1ピークの吸音率は $\alpha=0.85$ であるのに対し、かさ密度が 620 kg/m^3 のカーボン粉体である粒子状材料(h)の第1ピークの吸音率は $\alpha=0.38$ であった。第1ピーク以降、急峻な第2ピークおよび第3ピークが確認された。第2ピークおよび第3ピークの吸音率は、第1ピークと同程度もしくはそれ以下の大きさであった。

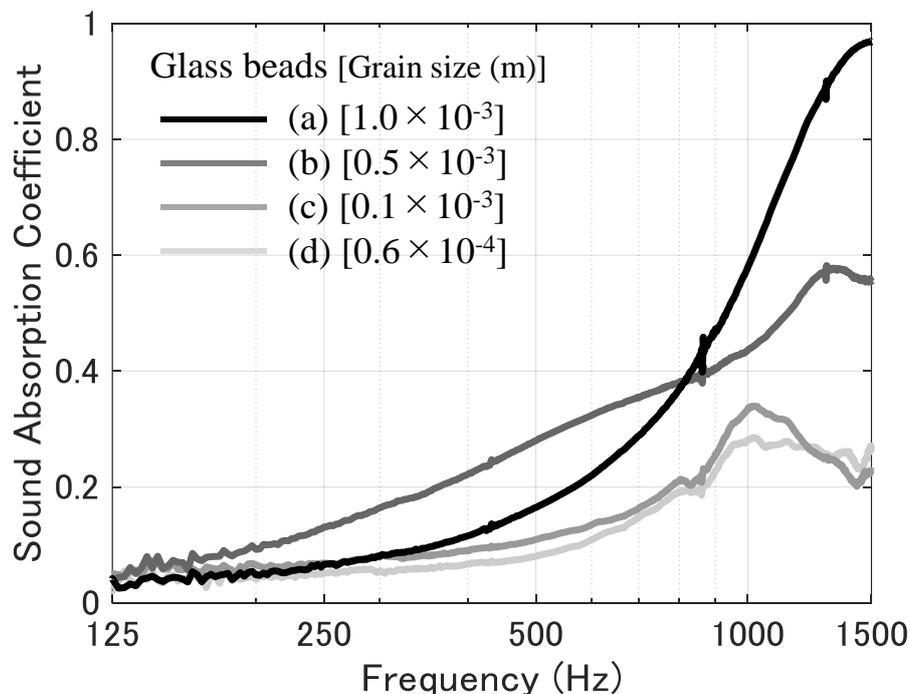


図 2.5 粒子状材料(a)~(d)の垂直入射吸音率（厚み：40 mm）

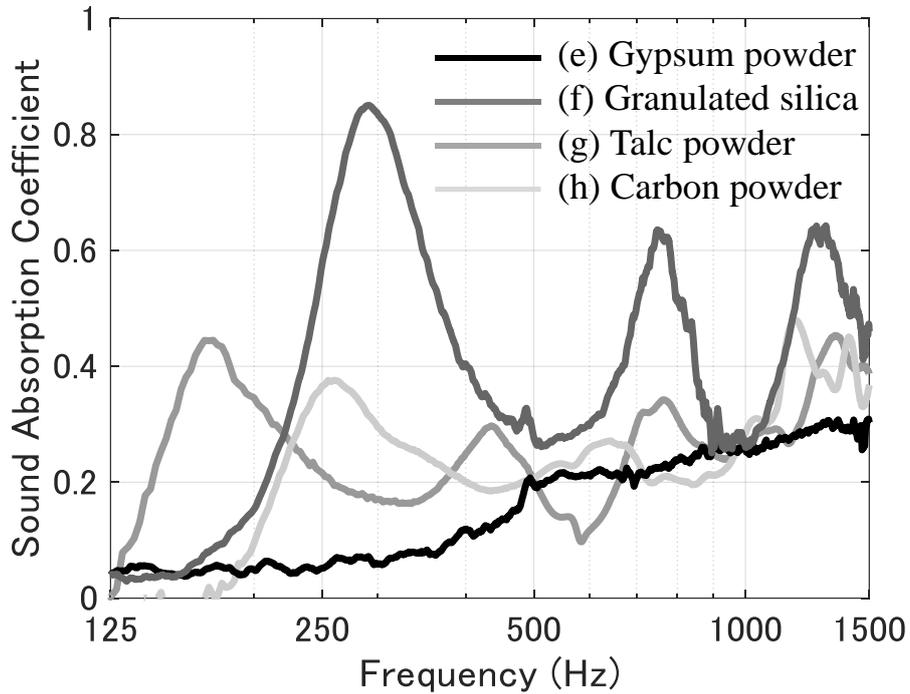


図 2.6 粒子状材料(e)~(h)の垂直入射吸音率 (厚み : 40 mm)

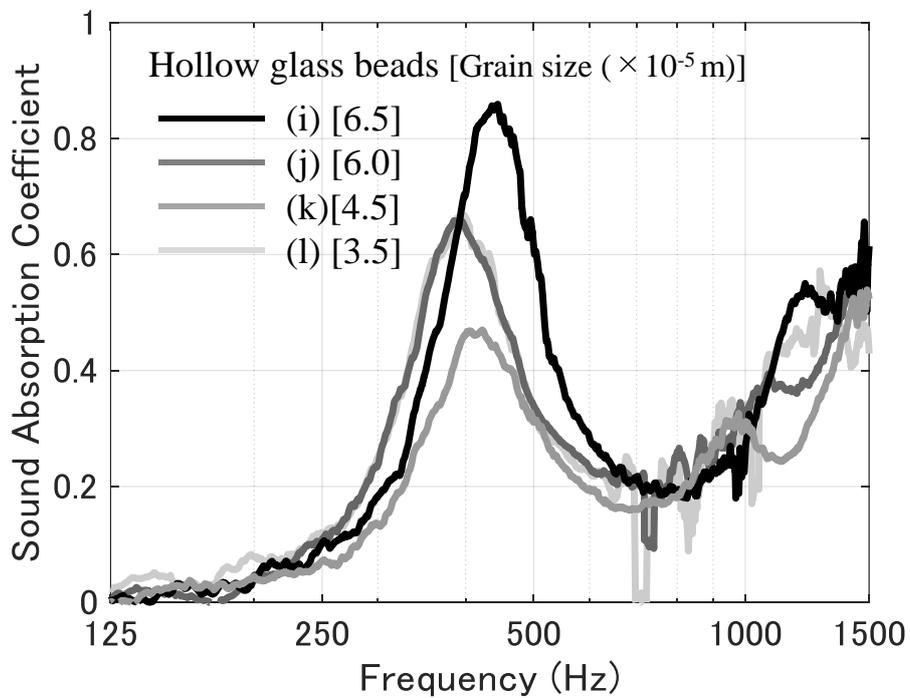


図 2.7 粒子状材料(i)~(l)の垂直入射吸音率 (厚み : 40 mm)

2.3 考察

図 2.5～2.7 に示した吸音率の実験結果から、かさ密度が 700 kg/m^3 を超える粒子状材料は高い周波数ほど大きな吸音率を示し、それを下回るかさ密度の粒子状材料は低い周波数で急峻なピークが現れる吸音率を示すことが確認された。固体粒子が接触により連なった骨格の弾性率は自重に依存することが報告されている [9]。自重はかさ密度に比例することから、かさ密度の大きい粒子状材料ほど骨格の弾性率は大きいと考えられる。かさ密度が 1500 kg/m^3 のガラスビーズの骨格は、音響的に剛として扱われている場合がある [46]。また、図 2.5 のガラスビーズである粒子状材料(a)～(d)の吸音率は、音響的に剛な繊維骨格として扱われるグラスウール [52] と類似した吸音率を示したことから、粒子状材料(a)～(d)の高い周波数における吸音効果は、間隙気体において生じていると推察される。また、粒子径が小さい粒子状材料ほど、高い周波数における吸音率は小さいことが確認された。この結果から、粒子径が小さくなるにつれて、間隙気体において生じている吸音効果は小さくなったと言える。粒子径が小さくなると、相似則により空隙率は不変である一方で、各空隙の寸法は小さくなる。音の波長に対する各空隙の寸法が小さくなることから、吸音率の低下に関係している可能性が考えられる。石膏粉体である粒子状材料(e)はガラスビーズよりも小さなかさ密度を持つが、その吸音率はガラスビーズである粒子状材料(d)の吸音率と類似している。このことから、粒子状材料(e)の骨格も、近似的に剛とみなすことができると考えられる。

図 2.6 と 2.7 において $175 \sim 450 \text{ Hz}$ の低い周波数で急峻なピークが現れる吸音率を示した粒子状材料(f)～(l)の平均粒子径は、 $7.0 \times 10^{-5} \text{ m}$ 以下である。粒子径が小さくなるほど間隙気体で生じる吸音効果は小さくなることと、粒子径が $6.0 \times 10^{-5} \text{ m}$ のガラスビーズである粒子状材料(d)の $175 \sim 450 \text{ Hz}$ における吸音率は 0.1 以下であることから、粒子状材料(f)～(l)の $175 \sim 450 \text{ Hz}$ における吸音率のピークは間隙気体以外で生じていると考えられる。粒子状材料は、間隙気体と骨格から成ることから、粒子状材料(f)～(l)の吸音率におけるピークは、骨格内を音波が伝搬する際のエネルギー散逸に由来している可能性が考えられる。骨格内を音波が伝搬する際に、粒子同士の衝突や滑りが生じ、それによるエネルギー散逸が生じたと推察される。

2.4 まとめ

粒子状材料を特徴づける粒子径とかさ密度の異なる粒子状材料について、吸音特性を調査した。粒子径が $1.0 \times 10^{-7} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ m で、かさ密度が $80 \sim 1500$ kg/m³ の範囲にある 12 種類の粒子状材料を対象とし、垂直入射吸音率を測定した。粒子径が 3.7×10^{-5} m $\sim 1.0 \times 10^{-3}$ m でかさ密度が $750 \sim 1500$ kg/m³ の範囲にある粒子状材料は、40 mm の厚みとした場合に 1~1.5 kHz 周辺でピークをもつ吸音率を示した。ピークの吸音率は、粒子径が小さいほど低かった。粒子径が $1.0 \times 10^{-7} \sim 6.5 \times 10^{-5}$ m でかさ密度が $80 \sim 620$ kg/m³ の範囲にある粒子状材料は、40 mm の厚みとした場合に 175~450 Hz の間でピークをもつ吸音率を示した。この場合、かさ密度が低いほどピークの吸音率は大きい傾向にあった。

この結果から、以下のことが推察された。700 kg/m³ を超える大きなかさ密度をもつ粒子状材料は、間隙気体において吸音効果が得られ、高い周波数を吸音する。また、粒子径が小さいほど間隙気体における吸音効果は小さくなる。700 kg/m³ を下回る小さなかさ密度をもち 7.0×10^{-5} m を下回る小さな粒子径の粒子状材料は、骨格において吸音効果が得られ、低い周波数を吸音する。

第3章 吸音率の計算手法の構築と吸音決定要素の同定

2章において、粒子径とかさ密度の異なる粒子状材料について垂直入射吸音率を測定した。その結果、粒子径とかさ密度が大きな粒子状材料は高い周波数で大きな吸音率を示し、粒子径とかさ密度が小さな粒子状材料は低い周波数で大きな吸音率を示す傾向が確認された。この定性的に異なる2種類の吸音率は、それぞれ間隙気体または骨格におけるエネルギー散逸により得られた可能性があると考えた。本章では、粒子状材料における吸音特性の決定要素を明らかにすることを目的として、吸音率の計算手法を構築し、それを用いて吸音特性の決定要素の同定を試みる。吸音率の計算手法の主構造に、弾性骨格を持つ多孔質材料内の音響伝搬を記述する Biot 理論を用いる。Biot 理論において、間隙気体および骨格の物性に関する変数が導入されている。これらの変数に、粒子状材料特有の性質を反映した値を適用する。構築された吸音率の計算手法を用いて、固体粒子から成る骨格の弾性を考慮に入れる場合と入れない場合の吸音率を求める。吸音率の計算値と実験値の比較を通じて、粒子状材料における2種類の吸音特性の決定要素を同定する。

3.1 吸音率の計算手法

以下に、Biot [53, 54]によって提案された理論を基に Allard と Atalla [30]によって整理された多孔質材料内における音響伝搬を記述するモデルを示す。

3.1.1 間隙気体と骨格における応力とひずみの関係

■ 応力とひずみの関係

多孔質材料内の骨格および空隙における応力とひずみの関係は、次式のように記述される。

$$\sigma_{ij}^s = [(P - 2N)\theta^s + Q\theta^f]\delta_{ij} + 2Ne_{ij}^s \quad (3-1)$$

$$\sigma_{ij}^f = (-\phi p)\delta_{ij} = (Q\theta^s + R\theta^f)\delta_{ij} \quad (3-2)$$

ここで、 σ_{ij}^s と σ_{ij}^f は、それぞれ骨格と間隙気体の応力テンソルの要素である。応力テンソルの向きは、図 3.1 のように定義する。 P 、 Q 、 R は骨格の弾性に関する係数、 N は骨

格のせん断弾性率である。 θ^s と θ^f は、それぞれ骨格と間隙気体の膨張を表す。 ϕ は空隙率、 p は圧力、 δ_{ij} は式 (3-3) で表されるクロネッカーのデルタ関数である。

$$\delta_{ij} = 1 \quad i = j \text{ の時} \quad (3-3)$$

$$\delta_{ij} = 0 \quad i \neq j \text{ の時}$$

e_{ij}^s と e_{ij}^f は、それぞれ骨格と間隙気体のひずみテンソルの要素である。 σ_{ij} は、 $i=j$ の時に法線方向の力、 $i \neq j$ の時に接線方向の力に相当する。式 (3-1) と (3-2) は、 $Q=0$ の場合、弾性固体および弾性流体における応力とひずみの関係式と同義である。 Q は連成係数である。 $Q\theta^f$ と $Q\theta^s$ は、多孔質材料における骨格の応力変化への間隙気体の膨張の寄与、と間隙気体の応力変化への骨格の膨張の寄与をそれぞれ表している。なお、式 (3-1) と (3-2) における応力とひずみの関係式は、波長の大きさに対して多孔質材料の等方性が成立する場合に妥当である [55]。

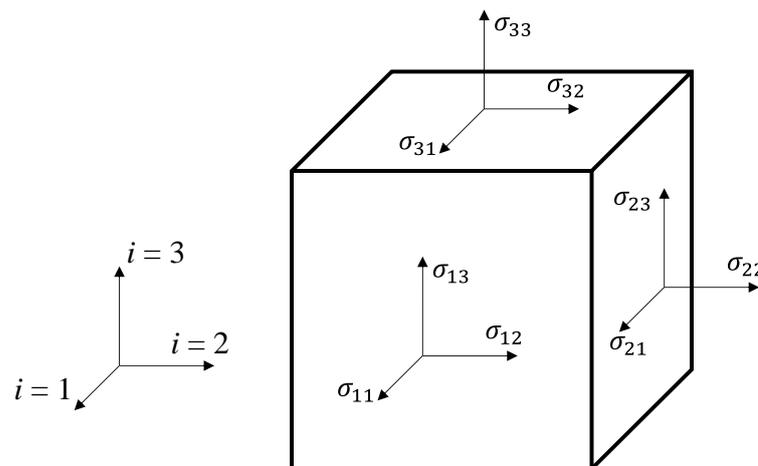


図 3.1 応力テンソルの向き

■弾性係数 P , Q , R , N の決定

弾性係数 P , Q , R , N は 'gedanken experiments' [56] と呼ばれる理想条件を想定した方法によって得られる。

まず初めに、多孔質材料は、膨張を伴わず単にせん断変形する ($\theta^f = \theta^s = 0$) と仮定することで次式が得られる。

$$\sigma_{ij}^s = 2Ne_{ij}^s \quad (3-4)$$

$$\sigma_{ij}^f = 0$$

次に、柔軟な膜で覆った多孔質材料が圧力 p_1 の流体内にあり、膜内の空間は圧力 p_0 の空気と繋がっている状態を想定する (図 3.2).

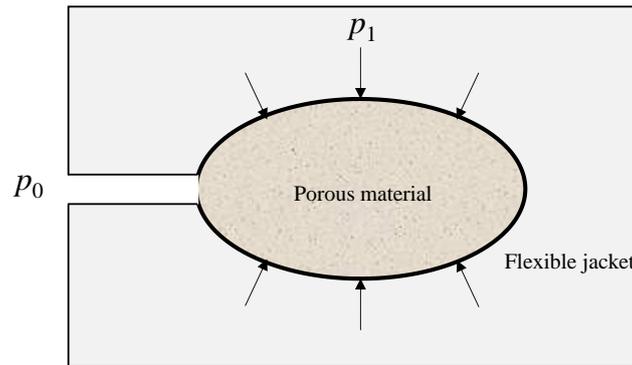


図 3.2 柔軟な膜で覆われた多孔質材料が圧力 p_1 の流体内にあり、膜内の空間は圧力 p_0 の空気と繋がっている状態の模式図

この場合、膜に覆われた多孔質材料内の間隙気体の圧力は p_0 と等しくなる。真空中における骨格の体積弾性率 K_b は、次式で与えられる。

$$K_b = -p_1/\theta_1^s \quad (3-5)$$

ここで、 θ_1^s はこの条件における骨格の膨張であり、 σ_{11}^s 、 σ_{22}^s 、 σ_{33}^s は $-p_1$ と等しい。式 (3-1) ~ (3-5) から、次式が得られる。

$$-p_1 = (P - \frac{4}{3}N)\theta_1^s + Q\theta_1^f \quad (3-6)$$

$$0 = Q\theta_1^s + R\theta_1^f \quad (3-7)$$

ここで、 θ_1^f はこの条件における間隙気体の膨張であり、骨格の膨張による空隙率の変化と関係する。

最後に、膜で被覆されていない多孔質材料が、圧力 p_f の空気に晒されている状態を想定する (図 3.3).

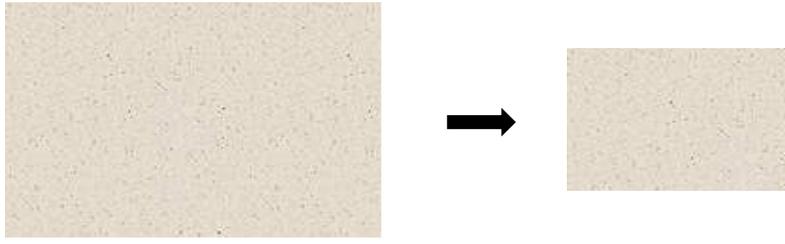


図 3.3 周囲の圧力が増加した場合における膜で被覆されていない多孔質材料の体積変化

空気の圧力は骨格に伝わり，骨格の応力テンソルの要素は次式で表される．

$$\sigma_{ij}^s = -p_f(1 - \phi)\delta_{ij} \quad (3-8)$$

以上のことから，式 (3-1) と (3-2) は，次式のように変換される．

$$-p_f(1 - \phi) = (P - \frac{4}{3}N)\theta_2^s + Q\theta_2^f \quad (3-9)$$

$$-\phi p_f = Q\theta_2^s + R\theta_2^f \quad (3-10)$$

ここで， θ_2^s と θ_2^f は，それぞれこの条件における骨格と間隙気体の膨張を表す．

骨格の基材である弾性固体の体積弾性率 K_s は，次式によって表される．

$$K_s = -p_f/\theta_2^s \quad (3-11)$$

この場合，空隙率は変化せず，骨格は一様に変形することから，単なるスケールの変化が生じる．

空隙気体の体積弾性率 K_f は，次式で表される．

$$K_f = -p_f/\theta_2^f \quad (3-12)$$

式 (3-5) ～ (3-12) から，3つの未知変数 P ， Q ， R を含む以下の式が得られる．

$$\frac{Q}{K_s} + \frac{R}{K_f} = \phi \quad (3-13)$$

$$\frac{(P - \frac{4}{3}N)}{K_s} + \frac{Q}{K_f} = 1 - \phi \quad (3-14)$$

$$\frac{(P - \frac{4}{3}N) - \frac{Q^2}{R}}{K_b} = 1 \quad (3-15)$$

式 (3-13) ～ (3-15) から，骨格の弾性に関する係数 P ， Q ， R は，次式で表される．

$$P = \frac{(1-\phi)\left(1-\phi-\frac{K_b}{K_s}\right)K_s + \phi\frac{K_s}{K_f}K_b}{1-\phi-K_b/K_s+\phi K_s/K_f} + \frac{4}{3}N \quad (3-16)$$

$$Q = \frac{\left(1-\phi-\frac{K_b}{K_s}\right)\phi K_s}{1-\phi-K_b/K_s+\phi K_s/K_f} \quad (3-17)$$

$$R = \frac{\phi^2 K_s}{1-\phi-K_b/K_s+\phi K_s/K_f} \quad (3-18)$$

多孔質材料を構成する骨格の基材の体積弾性率が，多孔質材料および間隙気体の体積弾性率よりも十分大きい場合 ($K_s \gg K_b$, $K_s \gg K_f$)，基材は非圧縮性であると考えられ，式 (3-16) ~ (3-18) は次式となる。

$$P = \frac{4}{3}N + K_b + \frac{(1-\phi)^2}{\phi}K_f \quad (3-19)$$

$$Q = K_f(1-\phi) \quad (3-20)$$

$$R = \phi K_f \quad (3-21)$$

■骨格および間隙気体の体積弾性率 K_b , K_f

粒子状材料の骨格の弾性率は，圧縮応力に依存する [9]。粒子状材料が水平方向に無限大に広がっている場合，水平方向に働く応力は相殺され，骨格の縦弾性率 E は，鉛直方向の圧縮応力 σ_v を用いて次式で書き表される。

$$E = E_0 \sigma_v^n \quad (3-22)$$

ここで， E_0 は材料に応じた定数である。粒子が真球状の場合，Hertz-Mindlin の理論 [57] によれば， $n=1/3$ となる。

付加外力がない場合，粒子状材料が負担する鉛直方向の圧縮応力は，重力により生じる自重に相当する。深さ h における鉛直方向の圧縮応力は，次式で表される。

$$\sigma_v = \rho_b gh \quad (3-23)$$

ここで、 ρ_b は粒子状材料のかさ密度、 g は重力加速度である。式 (3-22) と (3-23) から、深さ方向に勾配をもつ骨格の縦弾性率 E が得られる。

厚み H にわたる骨格の平均縦弾性率 \bar{E} は、次式より求まる。

$$\bar{E} = \frac{1}{H} \int_0^H E(h) dh = \frac{1}{H} \int_0^H E_0 (\rho_b g h)^n dh \quad (3-24)$$

厚み H にわたる平均値を骨格の弾性率として用いることで、骨格の等方性を仮定すると、骨格の体積弾性率 K_b 、せん断弾性率 N 、縦弾性率 \bar{E} 、ポアソン比 ν について、次式の関係が成り立つ。

$$K_b = \frac{\bar{E}}{3(1-2\nu)} \quad (3-25)$$

$$N = \frac{\bar{E}}{2(1+\nu)} \quad (3-26)$$

間隙気体の体積弾性率 K_f と有効密度 ρ_{eff}^f は、それぞれ Champoux と Allard [58] および Johnson ら [59] によって導かれており、次式で表される。

$$K_f = \gamma P_0 / \left[\gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{\sigma \phi}{i \omega p_r \rho_0 \alpha_\infty} G'(\omega)} \right] \quad (3-27)$$

$$\rho_{\text{eff}}^f = \rho_0 \left(\alpha_\infty - \frac{i \sigma \phi}{\omega \rho_0} G(\omega) \right) \quad (3-28)$$

ここで、

$$G(\omega) = \sqrt{1 + \frac{4i\alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\phi^2 \Lambda^2 \sigma^2}} \quad (3-29)$$

$$G'(\omega) = \sqrt{1 + \frac{4i\alpha_\infty^2 \eta \rho_0 p_r \omega}{\phi^2 \Lambda'^2 \sigma^2}} \quad (3-30)$$

であり、 γ は空気の比熱比 ($=1.4$)、 P_0 は大気圧 ($=1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2$, 20°C , 1 気圧)、 σ は流れ抵抗、 α_∞ は迷路度、 η は空気の粘性 ($=1.83 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 20°C , 1 気圧)、 ρ_0 は空気の密度 ($=1.2 \text{ kg/m}^3$, 20°C , 1 気圧)、 Λ は粘性特性長、 Λ' は熱的特性長、 p_r は空気のプラントル数 ($=0.71$, 20°C , 1 気圧)、 ω は角周波数である。

均一な粒子径 R_g の球形粒子から成る粒子状材料の場合、 σ , α_∞ , Λ , Λ' は、次式で与えられる [41, 42].

$$\sigma = \frac{45(1-\phi)(1-\theta)\eta}{2\phi^2 R_g^2 (5 - 9\sqrt[3]{\theta} + 5\theta - \theta^2)} \quad (3-31)$$

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{1-\phi}{2\phi} \quad (3-32)$$

$$\Lambda = \frac{4(1-\theta)\phi\alpha_\infty}{9(1-\phi)} R_g \quad (3-33)$$

$$\Lambda' = \frac{3\Lambda}{2\alpha_\infty(1-\theta)} \quad (3-34)$$

ここで,

$$\theta = \frac{3(1-\phi)}{\sqrt{2\pi}} \quad (3-35)$$

である.

3.1.2 相互作用を考慮した間隙気体と骨格に働く慣性力

骨格と間隙気体の間で相互作用する慣性力を定式化する.

弾性体に働く単位体積あたりの慣性力の要素 q_i は、次式で表される.

$$q_i = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial E_c}{\partial \dot{u}_i} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3-36)$$

ここで、 E_c は運動エネルギー、 \dot{u}_i は速度である.

多孔質材料における運動エネルギーは、次式で与えられる.

$$E_c = \frac{1}{2} \rho_{11} |\dot{u}^s|^2 + \rho_{12} \dot{u}^s \cdot \dot{u}^f + \frac{1}{2} \rho_{22} |\dot{u}^f|^2 \quad (3-37)$$

ここで、 ρ_{11} , ρ_{12} , ρ_{22} は、多孔質材料の性質に関する変数であり、内部構造や流体の密度に関する.

骨格と間隙気体に作用する慣性力の要素 q_i^s , q_i^f は、それぞれ次式で表される.

$$q_i^s = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial E_c}{\partial \dot{u}_i^s} = \rho_{11} \ddot{u}_i^s + \rho_{12} \ddot{u}_i^f \quad i = 1, 2, 3 \quad (3-38)$$

$$q_i^f = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial E_c}{\partial \dot{u}_i^f} = \rho_{12} \ddot{u}_i^s + \rho_{22} \ddot{u}_i^f \quad i = 1, 2, 3 \quad (3-39)$$

骨格と間隙気体の間に、互いの加速度に応じた慣性力が働く. この慣性力の相互作用は間隙気体に粘性がない場合にも生じる [60]. 骨格と間隙気体と同じ速度で動く場合,

$$\dot{u}^s = \dot{u}^f \quad (3-40)$$

となる。また、間隙気体の巨視的および微視的な速度が同一である場合、骨格と間隙気体の間に慣性力の相互作用は働かず、粒子状材料は一体として挙動する。この場合の運動エネルギーは次式となる。

$$E_c = \frac{1}{2}(\rho_b + \phi\rho_0)|\dot{u}^s|^2 \quad (3-41)$$

式 (3-37) と (3-41) から、次式が得られる。

$$\rho_{11} + 2\rho_{12} + \rho_{22} = \rho_b + \phi\rho_0 \quad (3-42)$$

多孔質材料内の間隙気体について、単位体積あたりの慣性力の要素 q_i^f は次式となる。

$$q_i^f = \phi\rho_0 \frac{\partial^2 u_i^f}{\partial t^2} \quad (3-43)$$

式 (3-39) と (3-43) から、次式が得られる。

$$\phi\rho_0 = \rho_{12} + \rho_{22} \quad (3-44)$$

したがって、 ρ_b は次式で与えられる。

$$\rho_b = \rho_{11} + \rho_{12} \quad (3-45)$$

骨格が剛な場合、式 (3-39) は次式となる。

$$q^f = \rho_{22}\ddot{u}^f \quad (3-46)$$

ここで、

$$\rho_{22} = \phi\rho_0 - \rho_{12} \quad (3-47)$$

である。

q^f は非粘性流体の質量 $\phi\rho_0$ に作用する慣性力である。また、非粘性流体の有効密度 ρ_{eff}^f は次式で表される。

$$\rho_{\text{eff}}^f = \alpha_\infty \rho_0 \quad (3-48)$$

式 (3-46) と (3-48) を比較することで、次式が得られる。

$$\rho_{22}\ddot{u}^f = \alpha_\infty \phi\rho_0 \ddot{u}^f \quad (3-49)$$

式 (3-47) と (3-49) から、次式のように ρ_{12} が導かれる。

$$\rho_{12} = -\phi\rho_0(\alpha_\infty - 1) \quad (3-50)$$

慣性力の連成項 ρ_a は、次式のように記述される。

$$\rho_a = -\rho_{12} \quad (3-51)$$

3.1.3 波動方程式

外力のない状態における弾性固体の運動方程式は、次式で表される。

$$\rho \frac{\partial^2 u_i^s}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta^s}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i^s \quad i = 1, 2, 3 \quad (3-52)$$

ここで、 λ と μ はラメ定数である。

弾性固体における応力とひずみの関係式は、次式で表される。

$$\sigma_{ij}^s = \lambda \theta \delta_{ij} + 2\mu e_{ij}^s \quad i = 1, 2, 3 \quad (3-53)$$

間隙気体が非粘性流体の場合、式 (3-38) を用いて、慣性力を表す式 (3-52) の左辺は、次式のように変形される。

$$\rho \frac{\partial^2 u_i^s}{\partial t^2} \rightarrow (\rho_b + \rho_a) \frac{\partial^2 u_i^s}{\partial t^2} - \rho_a \frac{\partial^2 u_i^f}{\partial t^2} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3-54)$$

多孔質材料の場合、間隙気体の膨張の影響を考慮する連成項 $Q \frac{\partial \theta^f}{\partial x_i}$ が、式 (3-52) の右辺に加わる。さらに、間隙気体が粘性流体の場合、粘性に関係する力が骨格に働くことから、式 (3-52) の右辺に $-\sigma \phi^2 G(\omega) j \omega (u_i^s - u_i^f)$ が加わる。

式 (3-1) と (3-53) を比較することで、式 (3-52) は次式のように書き直される。

$$\begin{aligned} & -\omega^2 u_i^s (\rho_b + \rho_a) + \omega^2 \rho_a u_i^f \\ & = (P - N) \frac{\partial \theta^s}{\partial x_i} + N \nabla^2 u_i^s + Q \frac{\partial \theta^f}{\partial x_i} - \sigma \phi^2 G(\omega) j \omega (u_i^s - u_i^f) \quad (3-55) \\ & \quad i = 1, 2, 3 \end{aligned}$$

同様に、間隙気体について、次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & -\omega^2 u_i^f (\phi \rho_0 + \rho_a) + \omega^2 \rho_a u_i^s = R \frac{\partial \theta^f}{\partial x_i} + Q \frac{\partial \theta^s}{\partial x_i} + \sigma \phi^2 G(\omega) j \omega (u_i^s - u_i^f) \quad (3-56) \\ & \quad i = 1, 2, 3 \end{aligned}$$

ベクトル形式に改めると、式 (3-55) と (3-56) は次式のように書き直され、

$$\begin{aligned}
& -\omega^2 u^s (\rho_b + \rho_a) + \omega^2 \rho_a u^f \\
& = (P - N) \nabla \nabla \cdot u^s + Q \nabla \nabla \cdot u^f + N \nabla^2 u^s - j \omega \sigma \phi^2 G(\omega) (u^s - u^f)
\end{aligned} \tag{3-57}$$

$$\begin{aligned}
& -\omega^2 u^f (\phi \rho_0 + \rho_a) + \omega^2 \rho_a u^s \\
& = R \nabla \nabla \cdot u^f + Q \nabla \nabla \cdot u^s + j \omega \sigma \phi^2 G(\omega) (u^s - u^f)
\end{aligned} \tag{3-58}$$

さらに、次のように式が変形される。

$$-\omega^2 (\tilde{\rho}_{11} u^s + \tilde{\rho}_{12} u^f) = (P - N) \nabla \nabla \cdot u^s + Q \nabla \nabla \cdot u^f + N \nabla^2 u^s \tag{3-59}$$

$$-\omega^2 (\tilde{\rho}_{22} u^f + \tilde{\rho}_{12} u^s) = R \nabla \nabla \cdot u^f + Q \nabla \nabla \cdot u^s \tag{3-60}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
\tilde{\rho}_{11} &= \rho_b + \rho_a - j \sigma \phi^2 \frac{G(\omega)}{\omega} \\
\tilde{\rho}_{12} &= -\rho_a + j \sigma \phi^2 \frac{G(\omega)}{\omega} \\
\tilde{\rho}_{22} &= \phi \rho_0 + \rho_a - j \sigma \phi^2 \frac{G(\omega)}{\omega}
\end{aligned} \tag{3-61}$$

である。

3.1.4 間隙気体と骨格を伝搬する音波

弾性固体の場合と同様に、縦波の波動方程式はスカラーである変位ポテンシャルを用いて表される。縦波に関する骨格と間隙気体のスカラーポテンシャル φ^s と φ^f は、次のように定義される。

$$u^s = \nabla \varphi^s \tag{3-62}$$

$$u^f = \nabla \varphi^f \tag{3-63}$$

また、次の関係が成り立ち、

$$\nabla\nabla^2\varphi = \nabla^2\nabla\varphi \quad (3-64)$$

式 (3-59) と (3-60) から, φ^s と φ^f について, 以下の式が導かれる.

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{11}\varphi^s + \tilde{\rho}_{12}\varphi^f) = P\nabla^2\varphi^s + Q\nabla^2\varphi^f \quad (3-65)$$

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{22}\varphi^f + \tilde{\rho}_{12}\varphi^s) = R\nabla^2\varphi^f + Q\nabla^2\varphi^s \quad (3-66)$$

ベクトル表記を $[\varphi]$ とすると, 次のように書き表すことができ,

$$[\varphi] = [\varphi^s, \varphi^f]^T \quad (3-67)$$

式 (3-65) と (3-66) は, 次式として表される.

$$-\omega^2[\rho][\varphi] = [M]\nabla^2[\varphi] \quad (3-68)$$

ここで $[\rho]$ と $[M]$ は, それぞれ次式で表される.

$$[\rho] = \begin{bmatrix} \tilde{\rho}_{11} & \tilde{\rho}_{12} \\ \tilde{\rho}_{12} & \tilde{\rho}_{22} \end{bmatrix} \quad (3-69)$$

$$[M] = \begin{bmatrix} P & Q \\ Q & R \end{bmatrix}$$

さらに, 式 (3-68) は次のように書き直すことができ,

$$-\omega^2[M]^{-1}[\rho][\varphi] = \nabla^2[\varphi] \quad (3-70)$$

式 (3-70) の左辺について, δ_1^2 と δ_2^2 を固有値, $[\varphi_1]$ と $[\varphi_2]$ を固有ベクトルとすると, 次式のように置換される.

$$-\delta_1^2[\varphi_1] = \nabla^2[\varphi_1] \quad (3-71)$$

$$-\delta_2^2[\varphi_2] = \nabla^2[\varphi_2]$$

固有値 δ_1^2 と δ_2^2 は, 2つの縦波における複素波数の二乗に相当し, 次のように記述される.

$$\delta_1^2 = \frac{\omega^2}{2(PR - Q^2)} [P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12} - \sqrt{\Delta}] \quad (3-72)$$

$$\delta_2^2 = \frac{\omega^2}{2(PR - Q^2)} [P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12} + \sqrt{\Delta}]$$

ここで,

$$\Delta = [P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12}]^2 - 4(PR - Q^2)(\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2) \quad (3-73)$$

であり、2つの固有ベクトルは次のように書き表される。

$$[\varphi_1] = \begin{bmatrix} \varphi_1^s \\ \varphi_1^f \end{bmatrix} \quad (3-74)$$

$$[\varphi_2] = \begin{bmatrix} \varphi_2^s \\ \varphi_2^f \end{bmatrix}$$

式 (3-65) を用いて、

$$\frac{\varphi_i^f}{\varphi_i^s} = \mu_i = \frac{P\delta_i^2 - \omega^2\tilde{\rho}_{11}}{\omega^2\tilde{\rho}_{12} - Q\delta_i^2} \quad i = 1, 2 \quad (3-75)$$

もしくは

$$\frac{\varphi_i^f}{\varphi_i^s} = \mu_i = \frac{Q\delta_i^2 - \omega^2\tilde{\rho}_{12}}{\omega^2\tilde{\rho}_{22} - R\delta_i^2} \quad i = 1, 2 \quad (3-76)$$

が得られる。

式 (3-75) または (3-76) は、2つの縦波に関する骨格の速度と間隙気体の速度の比を表しており、どちらの媒質を優先的に音波が伝搬するかを表している。2つの縦波が粒子状材料内の骨格および間隙気体を伝搬することから、4つの特性インピーダンスが得られる。1次元的に音波が伝搬する場合（ここでは、 $i=1$ の方向とする）、間隙気体における音響伝搬に関する特性インピーダンス Z^f は、次式で表される。

$$Z^f = \frac{p}{i\omega u_3^f} \quad (3-77)$$

この場合、骨格と間隙気体の巨視的な変位は $i=1$ の方向に沿っており、式 (3-3) を用いると2つの縦波に関する式 (3-77) は次のように書き直される。

$$Z_1^f = \left(R + \frac{Q}{\mu_1}\right) \frac{\delta_1}{\phi\omega} \quad (3-78)$$

$$Z_2^f = \left(R + \frac{Q}{\mu_2}\right) \frac{\delta_2}{\phi\omega}$$

同様に、骨格における音響伝搬に関する特性インピーダンス Z^s は次式で表され、

$$Z^s = \frac{-\sigma_{11}^s}{i\omega u_1^s} \quad (3-79)$$

式 (3-2) を用いると式 (3-79) は次のように書き直される。

$$Z_i^s = (P + Q\mu_i) \frac{\delta_i}{\omega} \quad i = 1, 2 \quad (3-80)$$

3.1.5 表面インピーダンスと吸音率

一次元の音響伝搬として垂直入射を対象とすると、縦波のみが粒子状材料内を伝搬する。

2つの入射波と2つの反射波が x 軸方向に伝搬する状況を想定する。粒子状材料内の骨格と間隙気体の速度は、それぞれ次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} \dot{u}^s(x) &= V_i^1 \exp(-i\delta_1 x) + V_r^1 \exp(i\delta_1 x) \\ &+ V_i^2 \exp(-i\delta_2 x) + V_r^2 \exp(i\delta_2 x) \end{aligned} \quad (3-81)$$

$$\begin{aligned} \dot{u}^f(x) &= \mu_1 [V_i^1 \exp(-i\delta_1 x) + V_r^1 \exp(i\delta_1 x)] \\ &+ \mu_2 [V_i^2 \exp(-i\delta_2 x) + V_r^2 \exp(i\delta_2 x)] \end{aligned} \quad (3-82)$$

この式において、時間項 $\exp(i\omega t)$ は省略しており、 δ_1 と δ_2 は式 (3-72) から、 μ_1 と μ_2 は式 (3-75) と (3-76) からそれぞれ得られる。 V_i^1 , V_r^1 , V_i^2 , V_r^2 は $x=0$ における骨格の速度であり、添え字の i と r は入射と反射、添え字の 1 と 2 は一次と二次の Biot 理論における縦波をそれぞれ意味する。

粒子状材料内の応力は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^s(x) &= -Z_1^s [V_i^1 \exp(-i\delta_1 x) - V_r^1 \exp(i\delta_1 x)] \\ &- Z_2^s [V_i^2 \exp(-i\delta_2 x) - V_r^2 \exp(i\delta_2 x)] \end{aligned} \quad (3-83)$$

$$\begin{aligned} \dot{u}^f(x) &= -\phi Z_1^f \mu_1 [V_i^1 \exp(-i\delta_1 x) - V_r^1 \exp(i\delta_1 x)] \\ &- \phi Z_2^f \mu_2 [V_i^2 \exp(-j\delta_2 x) - V_r^2 \exp(j\delta_2 x)] \end{aligned} \quad (3-84)$$

$x=0$ において骨格および間隙気体は剛な面と接していることから、骨格および間隙気体の速度は 0 となる。

$$\dot{u}^s(0) = \dot{u}^f(0) = 0 \quad (3-85)$$

$x=-l$ で、骨格および間隙気体は空気と接しており、自由な境界条件である。この境界において、骨格および間隙気体と外側の空気の間には厚み 2ε の薄い層があるとする。

$p(-l-\varepsilon)$ は薄い層の空気側の圧力であり、 $\sigma_{xx}^s(-l+\varepsilon)$ と $\sigma_{xx}^f(-l+\varepsilon)$ は、粒子状材料側の骨格と間隙気体に作用する応力である。この薄い層に作用する応力 ΔF は、次式となる。

$$\Delta F = p(-l-\varepsilon) + \sigma_{xx}^s(-l+\varepsilon) + \sigma_{xx}^f(-l+\varepsilon) \quad (3-86)$$

ε が小さくなると、この応力も0に近づき、 $x=-l$ における応力の境界条件は次式となる。

$$p(-l) + \sigma_{xx}^s(-l) + \sigma_{xx}^f(-l) = 0 \quad (3-87)$$

さらに、もう一つの境界条件として、圧力の連続性から次式が導かれる。

$$\sigma_{xx}^f(-l) = -\phi p(-l) \quad (3-88)$$

境界条件である式(3-87)と(3-88)より次式が得られる。

$$\sigma_{xx}^s(-l) = -(1-\phi)p(-l) \quad (3-89)$$

$x=-l$ における間隙気体と骨格の体積は保存されることから、次式が成立する。

$$\phi \dot{u}^f(-l) + (1-\phi)\dot{u}^s(-l) = \dot{u}^a(-l) \quad (3-90)$$

ここで、 $\dot{u}^a(-l)$ は境界における空気の色度である。

粒子状材料の表面インピーダンス Z は次式で与えられる。

$$Z = \frac{p(-l)}{\dot{u}^a(-l)} \quad (3-91)$$

表面インピーダンス Z は、次の方法で計算することができる。まず初めに、式(3-81)、(3-82)、(3-85)から次式が得られる。

$$V_i^1 = -V_r^1 \quad (3-92)$$

$$V_i^2 = -V_r^2$$

式(3-88)～(3-92)から次式が導かれる。

$$\begin{aligned}
-(1-\phi)\dot{u}^a(-l)Z &= -Z_1^s V_i^1 [\exp(j\delta_1 l) + \exp(-j\delta_1 l)] \\
& - Z_2^s V_i^2 [\exp(j\delta_2 l) + \exp(-j\delta_2 l)]
\end{aligned} \tag{3-93}$$

$$\begin{aligned}
-\phi\dot{u}^a(-l)Z &= -Z_1^f \phi \mu_1 V_i^1 [\exp(j\delta_1 l) + \exp(-j\delta_1 l)] \\
& - Z_2^f \phi \mu_2 V_i^2 [\exp(j\delta_2 l) + \exp(-j\delta_2 l)]
\end{aligned} \tag{3-94}$$

$$\begin{aligned}
\dot{u}^a(-l) &= [\phi \mu_1 + (1-\phi)] V_i^1 [\exp(j\delta_1 l) - \exp(-j\delta_1 l)] \\
& + [\phi \mu_2 + (1-\phi)] V_i^2 [\exp(j\delta_2 l) - \exp(-j\delta_2 l)]
\end{aligned} \tag{3-95}$$

次式が成立する場合,

$$\begin{vmatrix}
-(1-\phi)Z & -2Z_1^s \cos(\delta_1 l) & -2Z_2^s \cos(\delta_2 l) \\
-Z & -2Z_1^f \mu_1 \cos(\delta_1 l) & -2Z_2^f \mu_2 \cos(\delta_2 l) \\
1 & 2j \sin(\delta_1 l)(\phi \mu_1 + 1 - \phi) & 2j \sin(\delta_2 l)(\phi \mu_2 + 1 - \phi)
\end{vmatrix} = 0 \tag{3-96}$$

式 (3-93) ~ (3-95) は, 解 (V_i^1 , V_i^2) をもち, Z は次式で与えられる.

$$Z = -j \frac{(Z_1^s Z_2^f \mu_2 - Z_2^s Z_1^f \mu_1)}{D}$$

$$\begin{aligned}
D &= (1-\phi + \phi \mu_2) [Z_1^s - (1-\phi) Z_1^f \mu_1] \tan(\delta_2 l) \\
& + (1-\phi + \phi \mu_1) [Z_2^f \mu_2 (1-\phi) - Z_2^s] \tan(\delta_1 l)
\end{aligned} \tag{3-97}$$

粒子状材料の表面インピーダンス Z と空気特性インピーダンス Z_0 を用いて, 次式から音圧反射率 r が計算される.

$$r = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \tag{3-98}$$

ここで, $Z_0 = \rho_0 c_0$ であり, ρ_0 は空気の密度, c_0 は空気中の音速である.

音圧反射率 r を用いて次式から, 垂直入射吸音率 α が求まる.

$$\alpha = 1 - |r|^2 \tag{3-99}$$

3.2 吸音決定要素の同定

3.1 節で述べた計算手法を用いて、2章で得られた粒子状材料の吸音率を決定している要素を同定する。

3.2.1 剛骨格モデルの適用

計算モデルにおける未知変数は、粒子径 R_g 、かさ密度 ρ_b 、空隙率 ϕ 、弾性率における係数 E_0 、厚み H 、ポアソン比 ν である。 R_g 、 ρ_b 、 ϕ は、表 2.1 に示した値をそれぞれ使用する。 H は、実験条件と合わせて、 $H=40$ mm とする。ポアソン比は、文献 [61] を参考とし、 $\nu=0.14$ とする。残された未知変数は E_0 である。

まず初めに、骨格の弾性による影響を除外するために、 E_0 に十分大きな値（今回の場合、 $E_0=10^{10}$ ）を与える。これにより骨格は近似的に剛とみなすことができる。未知変数に上記の値を代入して、表 2.1 の粒子状材料(a)~(l)の吸音率を計算した。その結果を、図 2.5~2.7 の実験結果と併せて、図 3.4 と 3.5 に示す。

いずれの粒子状材料においても、高い周波数ほど吸音率が大きい計算結果が得られた。また、粒子状材料(e)~(g)を除いて、粒子径が小さいほど 125~1500 Hz の周波数における吸音率は小さくなった。粒子状材料(e)~(g)は粒子状材料(d)より小さな粒子径をもつにも関わらず、その吸音率は粒子状材料(d)の吸音率より大きい計算結果が得られた。この理由として、空隙率の違いが考えられる。剛骨格モデルでは空隙気体における吸音効果のみを考慮しているため、空隙率の大きい粒子状材料(e)~(g)の吸音率は、空隙率の小さい粒子状材料(d)の吸音率よりも周波数全体にわたって大きくなったと考えられる。

粒子状材料(a)~(e)について、高い周波数ほど吸音率が大きくなる計算結果が得られ、その傾向は実験結果と同様であった。また、粒子状材料(a)~(d)について、粒子径が小さいほど吸音率が小さくなる傾向は、実験結果と計算結果の両方において確認された。粒子状材料(a)~(d)について、500 Hz 以上の周波数において吸音率の計算値と実験値の差は広がった。粒子状材料(f)~(l)について、吸音率の実験結果は 175~450 Hz で急峻なピークをもつものに対して、計算結果はそれと定性的に異なる吸音率を示した。

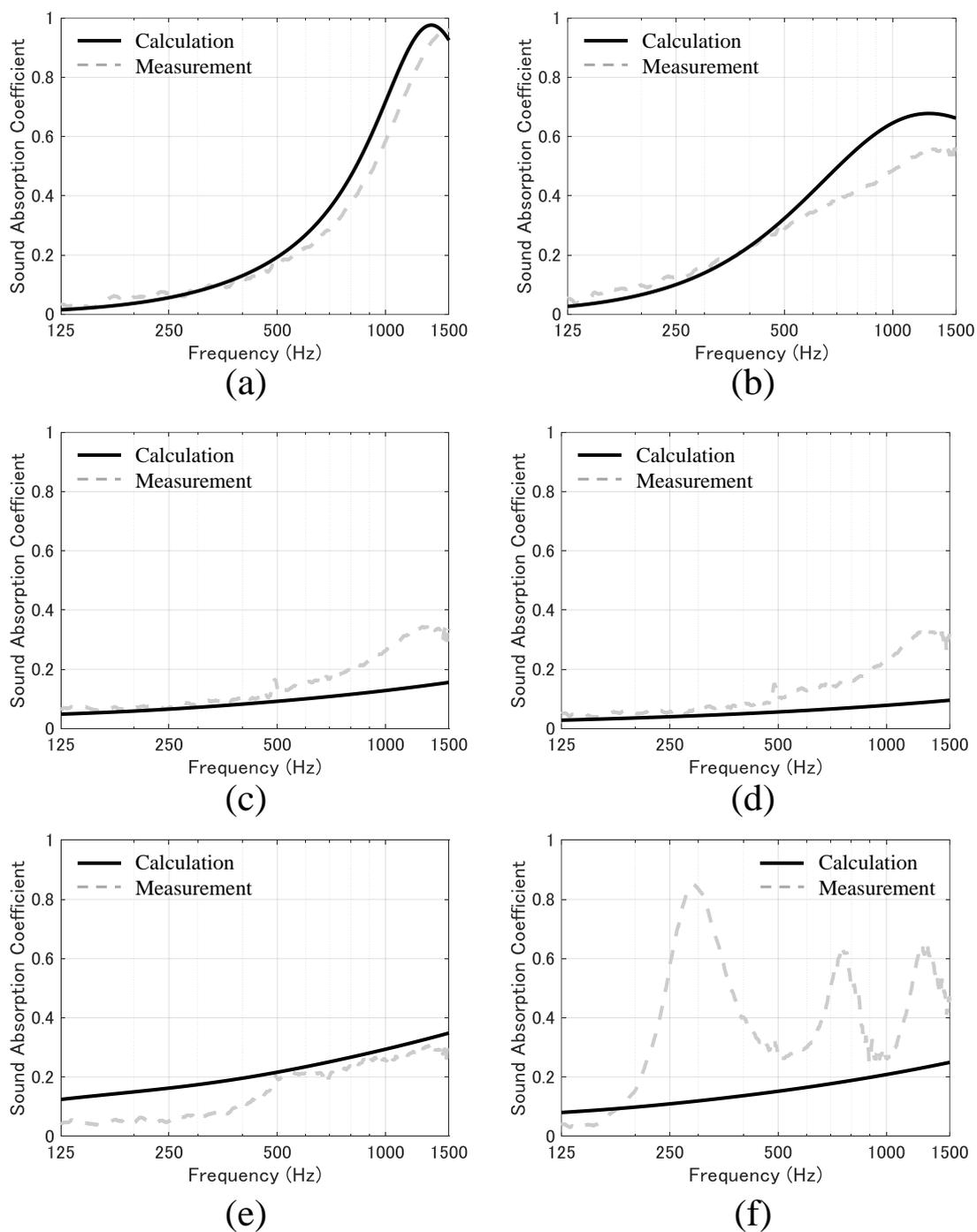


図 3.4 表 2.1 に示した粒子状材料(a)~(f)の吸音率について計算および実験結果の比較.
計算において、骨格は近似的な剛とみなしている.

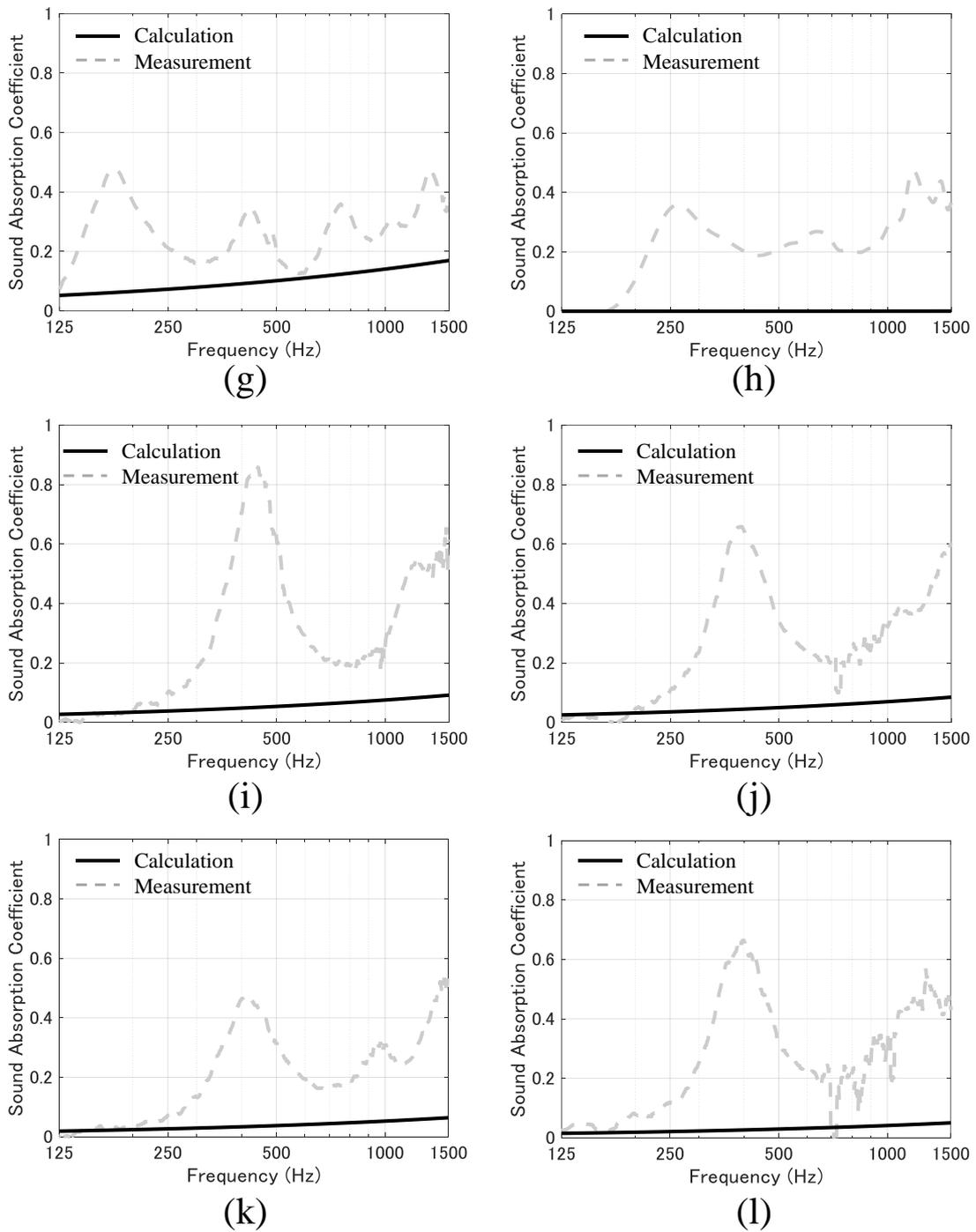


図 3.5 表 2.1 に示した粒子状材料(g)~(h)の吸音率について計算および実験結果の比較。
計算において、骨格は近似的な剛とみなしている。

3.2.2 剛骨格モデルの適用妥当性に関する考察

粒子状材料(a)～(e)について、実験結果とよい対応を示す計算結果が得られたことから、剛骨格モデルの適用は妥当であると考えられる。計算モデルでは、間隙気体を音波が通過する際に粒子近傍において空気の粘性による摩擦および熱伝導が生じることによるエネルギー散逸を考慮している。この場合の吸音率は、間隙気体の物性により決まると考えることができる。500 Hz 以上の高い周波数で、吸音率の計算値と実験値に差が生じた理由として、計算では考慮されていない粒子径のばらつきが考えられる。高い周波数ほど波長が短いため、粒子径すなわち空隙の寸法の影響を受けやすいことが予想される。粒子径のばらつきによる実効的な空隙寸法の違いが、計算と実験の吸音率の差を生んでいる可能性が考えられる。以上のことから、粒子状材料(a)～(e)は、間隙気体において吸音効果が生じていると考えられる。

一方、粒子状材料(f)～(l)の吸音率について、計算では実験結果と定性的に異なる結果が得られた。このことから、粒子状材料(f)～(l)における吸音の決定要素は、間隙気体以外である可能性が考えられる。

3.2.3 弾性骨格モデルの適用

次に、骨格の弾性の影響を含めた吸音率を計算する。

吸音率について、実験値に対して計算値を最小二乗法によるカーブフィッティングを施すことで、 E_0 の値を推定した。カーブフィッティングにおける収束の判定条件として、 E_0 を 10^{-6} 刻みで計算した時に、125～500 Hz 帯域における吸音率の残差の変化が 10^{-6} 以下となる場合を設定した。推定された E_0 の値を、表 3.1 に示す。粒子状材料(a)～(e)について、吸音率の計算における E_0 の感度が判定条件以下であり、推定値が得られなかった。粒子状材料(f)～(l)における E_0 の推定値は、実部について $(2.70 \sim 20.72) \times 10^4$ 、虚部について $(1.97 \sim 6.72) \times 10^4$ の範囲に含まれた。粒子状材料(f)～(l)について、表 3.1 に示した E_0 の値を使って計算した吸音率を、実験結果と併せて図 3.6 と 3.7 に示す。

図 3.6 と 3.7 に示した吸音率の計算結果において、骨格を剛とみなして計算した場合には見られなかった 175～450 Hz に第 1 ピークが現れた。また、第 1 ピークに続く複数のピークが現れた。吸音率の第 1 ピークおよび第 2 ピークについて、実験値に対する計算値の誤差として計算した、ピークの周波数に関する偏差 $(=100|1-f_{cal}/f_{mea}|)$ とピークの大きさに関する差分 $(=|a_{cal}-a_{mea}|)$ を表 3.2 に示す。ここで、 f と a はそれぞれ

ピークの周波数と大きさであり，添字の cal と mea はそれぞれ計算値と実験値を意味する．粒子状材料(f)～(l)の吸音率における第1ピークについて，周波数の誤差は1.4%以内，大きさの誤差は0.07以下であった．また，第2ピークについて，周波数の誤差は5.5～29.9%，大きさの誤差は0.09～0.20であった．第2ピークに関する誤差は，第1ピークに関する誤差よりも大きい結果となった．また，第1ピーク以降の周波数において，吸音率の計算値は実験値よりも小さくなる傾向が確認された．

表 3.1 骨格の弾性率に関する係数 E_0 の推定値

	Granular material	$E_0 (\times 10^4)$	
		real	imaginary
(a)	Glass beads	-	-
(b)	〃	-	-
(c)	〃	-	-
(d)	〃	-	-
(e)	Gypsum powder	-	-
(f)	Granulated silica	2.70	1.97
(g)	Talc powder	5.53	2.46
(h)	Carbon powder	18.16	5.55
(i)	Hollow glass beads	4.86	3.97
(j)	〃	8.13	5.24
(k)	〃	20.72	6.72
(l)	〃	9.41	4.65

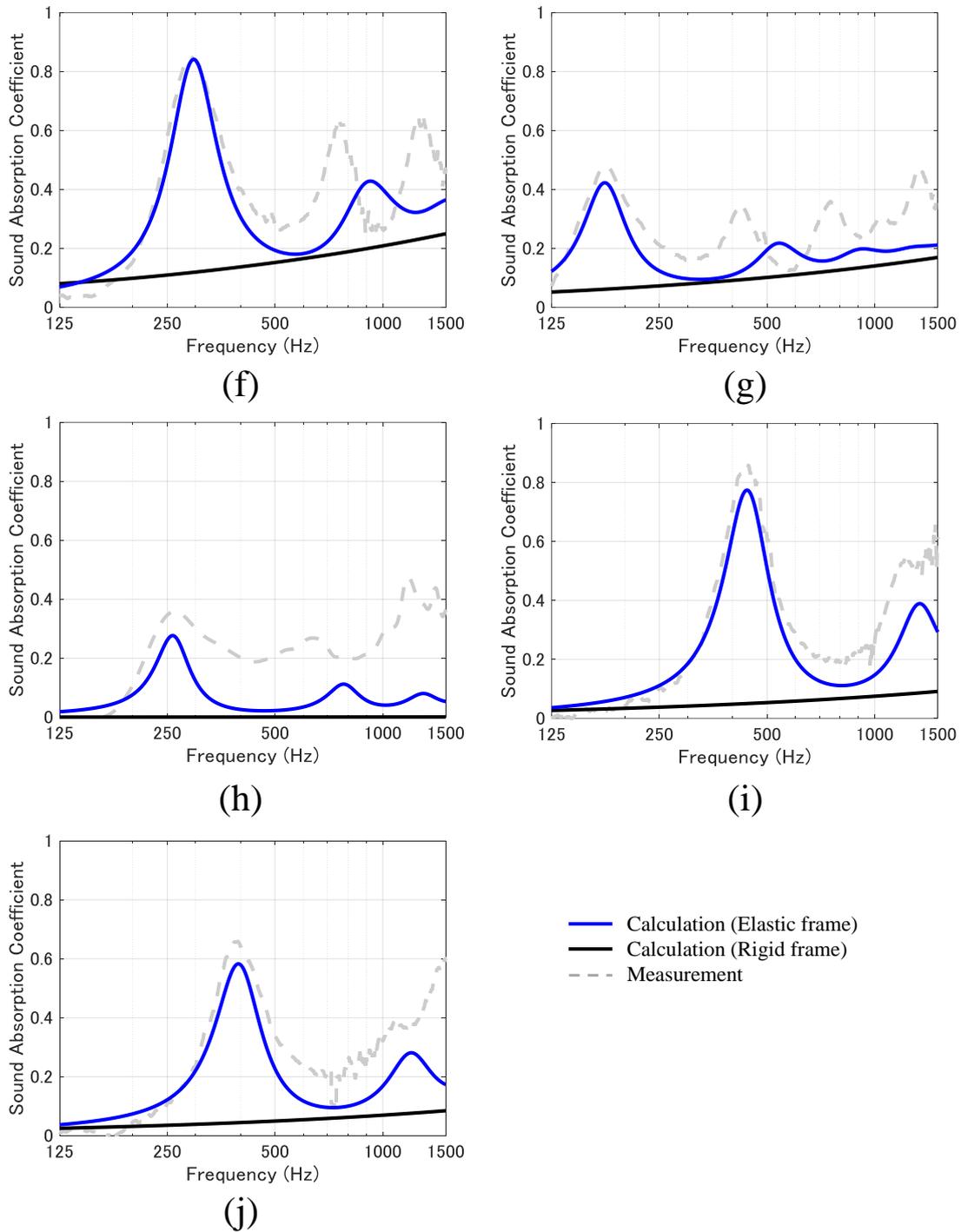


図 3.6 表 2.1 に示した粒子状材料(f)~(j)の吸音率について計算および実験結果の比較.
計算において, 骨格の弾性を考慮している.

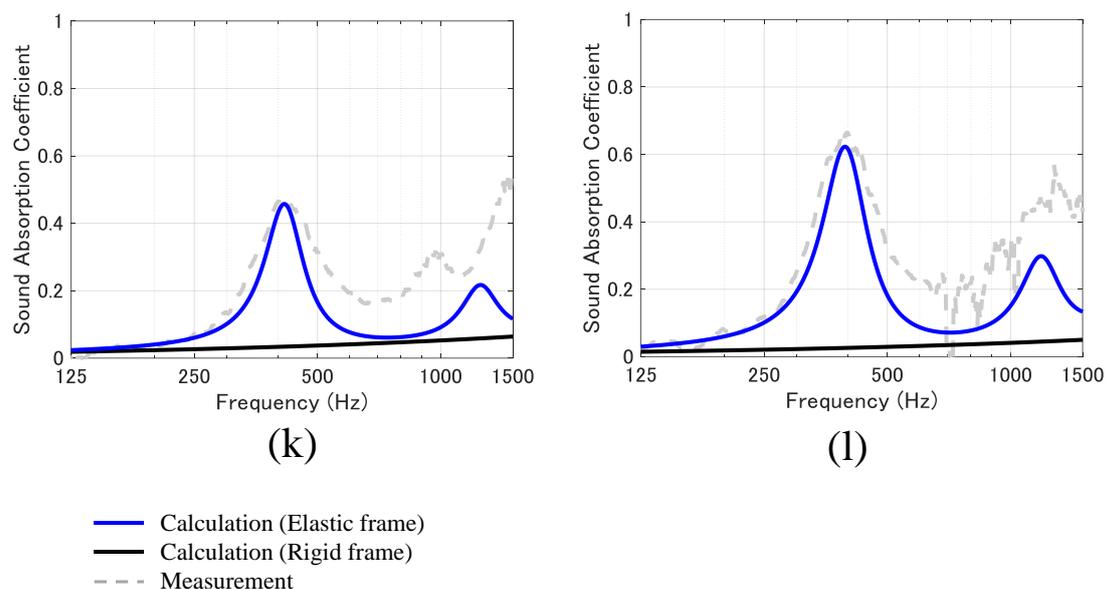


図 3.7 表 2.1 に示した粒子状材料(k)と(l)の吸音率について計算および実験結果の比較。
計算において、骨格の弾性を考慮している。

表 3.2 粒子状材料(f)～(l)の吸音率における第 1 ピークと第 2 ピークについて、実験値に
対する計算値の誤差

Granular material		First peak		Second peak	
		Frequency	Magnitude	Frequency	Magnitude
(f) Granulated silica	Calculation	295	0.85	917	0.43
	Measurement	291	0.85	760	0.62
	Error	1.4%	0.00	20.7%	0.19
(g) Talc powder	Calculation	176	0.43	535	0.22
	Measurement	177	0.48	420	0.34
	Error	0.6%	0.05	27.4%	0.12
(h) Carbon powder	Calculation	260	0.29	770	0.12
	Measurement	260	0.35	650	0.26
	Error	0.0%	0.06	18.5%	0.14
(i) Hollow glass beads	Calculation	438	0.78	1325	0.39
	Measurement	444	0.84	1215	0.55
	Error	1.4%	0.06	9.1%	0.16
(j) "	Calculation	397	0.58	1195	0.28
	Measurement	393	0.65	1095	0.38
	Error	1.0%	0.07	9.1%	0.10
(k) "	Calculation	415	0.46	1260	0.22
	Measurement	410	0.46	970	0.31
	Error	1.2%	0.00	29.9%	0.09
(l) "	Calculation	394	0.62	1200	0.30
	Measurement	398	0.66	1270	0.50
	Error	1.1%	0.04	5.5%	0.20

3.2.4 弾性骨格モデルの適用妥当性に関する考察

粒子状材料(a)～(e)について、吸音率の実験結果に対するカーブフィッティングにより E_0 の推定を試みた結果、その感度は収束判定条件以下であったことから、粒子状材料(a)～(e)の吸音率は間隙気体の物性により決まっていることがここでも確認された。

粒子状材料(f)～(l)について、骨格の弾性を考慮するため E_0 に $10^4 \sim 10^5$ オーダーの値を与えて計算した吸音率は、第1ピークに関して実験結果と概ね一致することが示された。粒子状材料(f)～(l)の 175～450 Hz における吸音率の第1ピークは、剛骨格モデルを適用した計算では得られなかったことから、主に弾性骨格に由来していると考えられる。骨格において生じる吸音は、巨視的に捉えると骨格が共振する時の内部減衰 [5]、微視的に捉えると粒子間の衝突や滑りによるエネルギー散逸 [8] によるものと考えられる。第1ピーク以降の周波数において吸音率の実験値と計算値にいくらか差があることが確認された。この理由として、剛骨格モデルを適用した際にも得られた間隙気体に由来する誤差に加えて、骨格の弾性率における周波数依存性を考慮していないことが考えられる。以上のことを踏まえると、粒子状材料(f)～(l)における吸音の主たる決定要素は骨格であると考えられる。

3.3 まとめ

弾性骨格を持つ多孔質材料内の音響伝搬を記述する理論モデルと粒子状材料の間隙気体および骨格の物性を表すモデルを組み合わせることで、間隙気体および骨格における吸音効果を考慮した吸音率を計算する手法を構築した。この計算手法を用いて、2章で吸音率を測定した粒子状材料について、吸音特性を決定している要素を同定した。

粒子径とかさ密度がそれぞれ $3.7 \times 10^{-5} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ m および $750 \sim 1500$ kg/m³ の範囲にある粒子状材料(a)～(e)について、剛骨格を仮定して計算した吸音率は実験結果と良い対応を示した。このことから、これらの粒子状材料において間隙気体が吸音の決定要素となっていることが示された。粒子径とかさ密度がそれぞれ $1.0 \times 10^{-7} \sim 6.5 \times 10^{-5}$ m および $80 \sim 620$ kg/m³ の範囲にある粒子状材料(f)～(l)について、骨格の弾性を考慮することで吸音率の計算値と実験値は良い対応を示した。このことから、これらの粒子状材料において骨格が吸音の決定要素となっていることが示された。2章で吸音率を測定した表 2.1 の粒子状材料について、粒子径およびかさ密度と吸音の決定要素の対応を図 3.8 にまとめた。

以上のことから、本章で示した計算手法を用いることで、粒子状材料の吸音特性を決定している要素の同定が可能になったと言える。

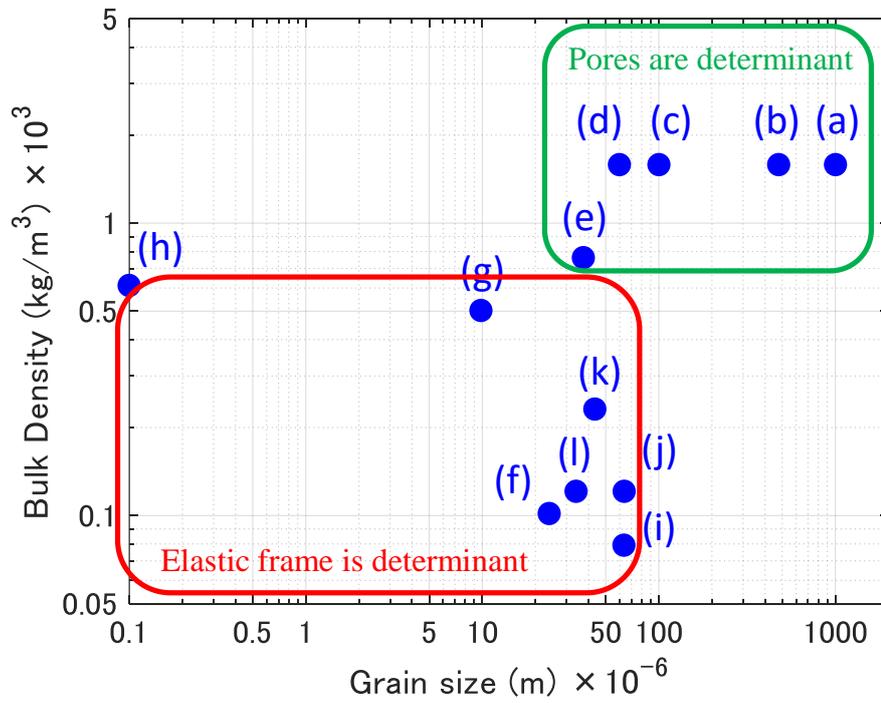


図 3.8 表 2.1 に示した粒子状材料について、粒子径およびかさ密度と吸音決定要素の対応

第4章 容器充填による側方拘束の影響

3章において、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音率は、骨格が決定要素となることが示された。このことから、その吸音率は骨格の物性に依存することが考えられる。粒子状材料は流動性をもつことから、一般的に容器へ充填した状態での使用が想定される。この場合、粒子状材料の骨格は容器によって拘束されていると捉えることができ、拘束により骨格の物性は変化している可能性がある。本章では、粒子状材料を充填する厚みと容器の径を変化させた場合の吸音率を実験により調査する。続いて、骨格と容器の側面の間働く摩擦を考慮した、骨格の実効的な弾性率とかさ密度を提案し、容器による側方拘束が粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音率へ与える影響を明らかにする。

4.1 厚みによる吸音率の変化に関する実験的調査

4.1.1 実験方法

骨格を主な吸音要素とする粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料を対象とし、粒子状材料を容器に充填する厚みによる吸音率の変化を実験により調査する。粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料を代表して、表 2.1 の粒子状材料(j)を試験体として用いた。2章 2.1 節で述べた実験方法と同様に、内径 99 mm の PLA 樹脂製の円筒容器に粒子状材料を充填し、その容器を内径 100 mm の音響管に隙間なく挿入した。この実験セットアップにおいて、音響管を用いた伝達関数法により粒子状材料の垂直入射吸音率を測定した。音響管内の音圧レベルは、オーバーオール値で 110 dB とした。粒子状材料を充填する厚みを 20~550 mm とし、各厚みについて吸音率を測定した。

4.1.2 実験結果

実験により得られた各厚みにおける吸音率を図 4.1 に示す。粒子状材料(j)は、20~550 mm の厚みにおいて、180~700 Hz で第 1 ピークが現れる吸音率を示した。第 1 ピークの値は厚みが大きいほど小さくなり、厚みが 20 mm の時は吸音率 $\alpha=0.79$ であったのに対し、厚みが 550 mm の時は $\alpha=0.39$ であった。厚みの増加に応じて、第 1 ピークが現れる周波数は低下した。さらに、厚みの増加に対する第 1 ピークの周波数の変化

は、厚みが大きくなるにつれて小さくなった。厚みが 320 mm から 550 mm へ増加した時、第 1 ピークの変化は、周波数について 1 Hz、大きさについて 0.02 であった。このことから、今回の実験条件において厚みが 320 mm を超えると、吸音率における第 1 ピークはほぼ変化しなかったとみなすことができる。第 1 ピーク以降の周波数における吸音率は、0.15~0.36 の範囲にあった。

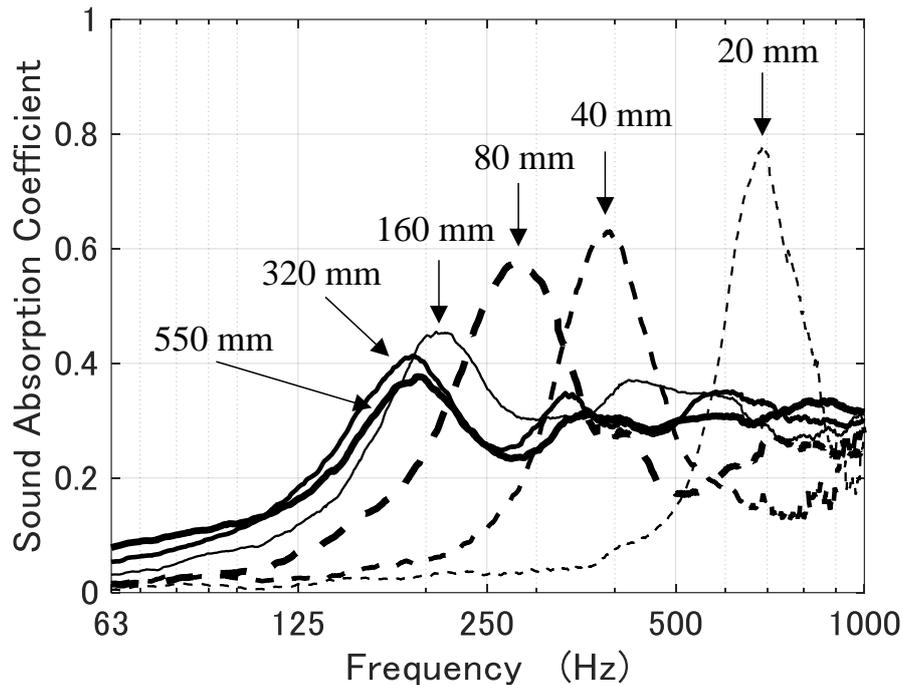


図 4.1 20~550 mm の厚みにおける表 2.1 の粒子状材料(j)の垂直入射吸音率の実験結果。粒子状材料(j)は、内径 99 mm の容器に充填されている。

4.1.3 考察

3章において、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音率のピークは、骨格に由来することが明らかにされた。このことから、吸音率における第 1 ピークの周波数は骨格の共振周波数に相当すると考えられる [5]。粒子状材料の底面と上面はそれぞれ剛壁と空気に接していることから、底面と上面はそれぞれ固定端と自由端に相当し、厚みが $1/4$ 波長に相当する周波数で共振していると考えられる。一般的に、材料の厚みが増すと、厚みに対応する波長は長くなり、結果として材料の共振周波数は低下する。均質な媒質の場合、共振周波数は厚みに反比例する。図 4.1 の実験結果において、厚みが 20 mm から 40 mm へ増加した時、第 1 ピークの周波数は約 $1/2$ に低下した。一方、それより大きな厚みでは、厚みが倍増しても第 1 ピークの周波数の変化率は $1/2$ より小

かった。この理由として、粒子状材料の弾性率は深い位置ほど大きくなる [9] が考えられる。また、厚みが増すほど、音波を受ける面積に対する骨格と容器の側面が接する面積の割合は増加する。このことから、骨格と容器側面との間に働く摩擦が吸音率へ影響を与えている可能性が考えられる。

4.2 容器径による吸音率の変化に関する実験的調査

4.2.1 実験方法

充填する容器の径が粒子状材料の吸音率に与える影響を実験的に調査する。4.1 節と同様に、粒子状材料(j)を試験体として用いる。内径 200 mm の PLA 樹脂製の円筒容器に粒子状材料を充填し、その容器を内径 202 mm のアルミ製の円筒音響管に隙間なく挿入した。実験セットアップと試験体の写真を図 4.2 に示す。この実験セットアップにおいて、音響管を用いた伝達関数法により粒子状材料の垂直入射吸音率を測定した。音響管内の音圧レベルは、オーバーオール値で 110 dB とした。充填する厚みを 40~320 mm とし、各厚みについて吸音率を測定した。内径 200 mm の容器に充填した場合と、4.1 節で示された内径 99 mm の容器に充填した場合の吸音率を比較する。



図 4.2 実験セットアップ（左：実験に用いた内径 202 mm のアルミ製円筒音響管，
右上：厚みを変えた試験体，右下：内径 99 mm と 200 mm の容器に充填した試験体）

4.2.2 実験結果

容器の径が 200 mm の場合における吸音率の測定結果を、図 4.1 に示された容器の径が 100 mm の場合の吸音率と併せて、図 4.3 に示す。いずれの厚みにおいても、容器の径が 99 mm から 200 mm に増加すると、第 1 ピークの周波数は低下した。大きな厚みの場合ほど、容器径の拡大に伴う第 1 ピーク周波数の変化は大きかった。厚みが 40 mm の場合、第 1 ピーク周波数は 400 Hz から 350 Hz となり変化率にして 12.5%であった。それに対して、厚みが 320 mm の場合、第 1 ピーク周波数は 200 Hz から 125 Hz となり変化率にして 37.5%であった。容器径の拡大に伴う第 1 ピークの大きさの変化は 0.06 以下であり、容器の径が第 1 ピークの大きさへ与える影響は限定的であることが確認された。

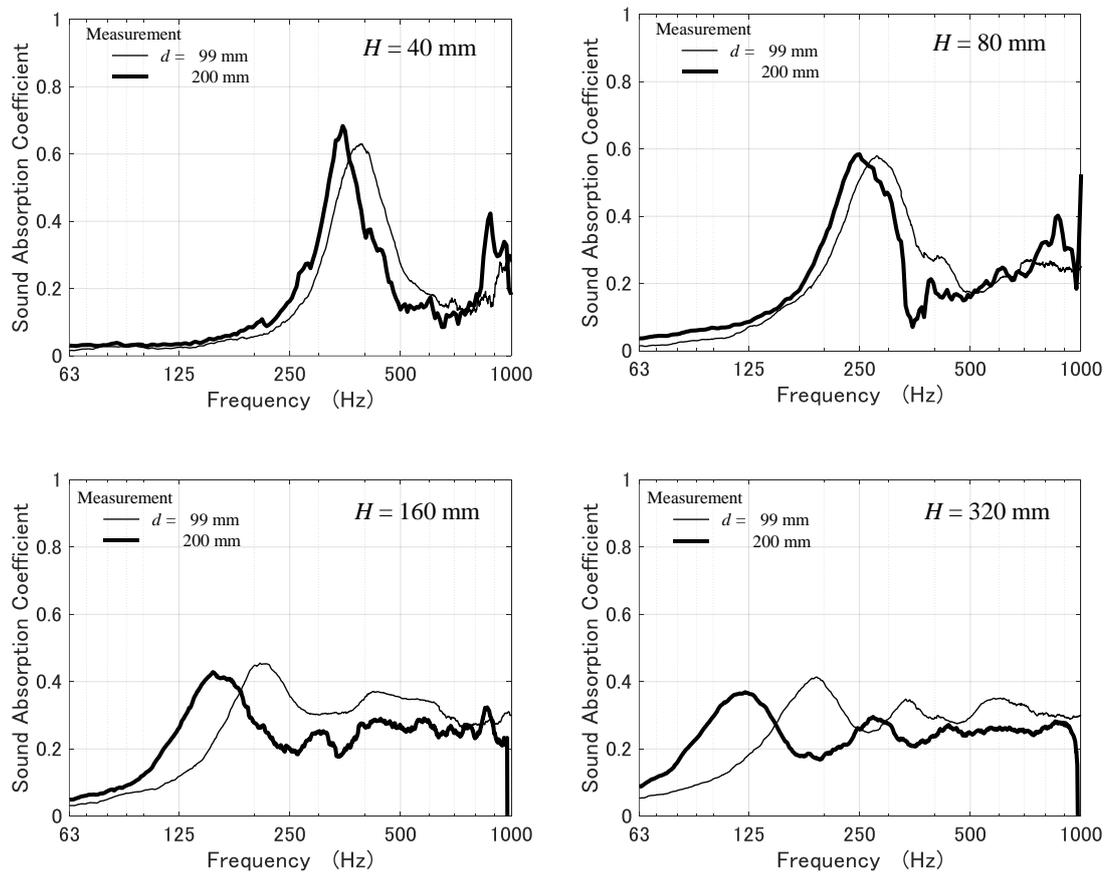


図 4.3 充填する容器の径が 99 mm と 200 mm の場合における粒子状材料(j)の吸音率。

4.2.3 考察

容器の径が拡大すると、吸音率における第1ピークの周波数は低下したことから、粒子状材料の骨格の実効的な弾性率は低下したと考えることができる。一定の厚みにおいて容器の径が拡大すると、音波を受ける面積に対する骨格と容器の側面が接している面積の割合は低下する。このことから、容器の径が拡大すると、骨格と容器側面との間に働く摩擦の影響が相対的に低下し、骨格の実効的な弾性率が低下した可能性が考えられる。

4.3 側方拘束された骨格の物性の計算モデル

4.1節と4.2節において、充填する厚みと容器の径によって粒子状材料の吸音率は変化することが実験により確認された。吸音率が変化する理由として、骨格の弾性率が深さに応じて変化することと骨格と容器側面との間に摩擦が生じることが考えられた。本節では、深さへの依存性と骨格と容器側面との間にはたらく摩擦を考慮して骨格の物性を計算するモデルを導入し、充填する厚みおよび容器の径が粒子状材料の吸音率へ与える影響を理論的な観点から検証する。

3章3.1節で示した骨格の物性には、骨格と容器側面の間にはたらく摩擦は考慮されていない。この摩擦を考慮した粒子状材料の骨格の物性を導出する。

粒子状材料は、受ける力の一部を、その力の方向に対して垂直な方向へそらす性質がある [62]。4.1節および4.2節で行った実験では、付加外力はなく、鉛直方向に重力のみが作用する条件であった。したがって、鉛直方向にはたらく自重の一部が容器側面へ働くと考えられる。それにより粒子状材料の骨格と容器側面との間に摩擦力が生じ、この摩擦力は容器側面へ働く力に比例する。図4.4のような断面積 S 、周長 L の円筒容器内に充填された粒子状材料の深さ h における厚さ dh の薄い層を考える。

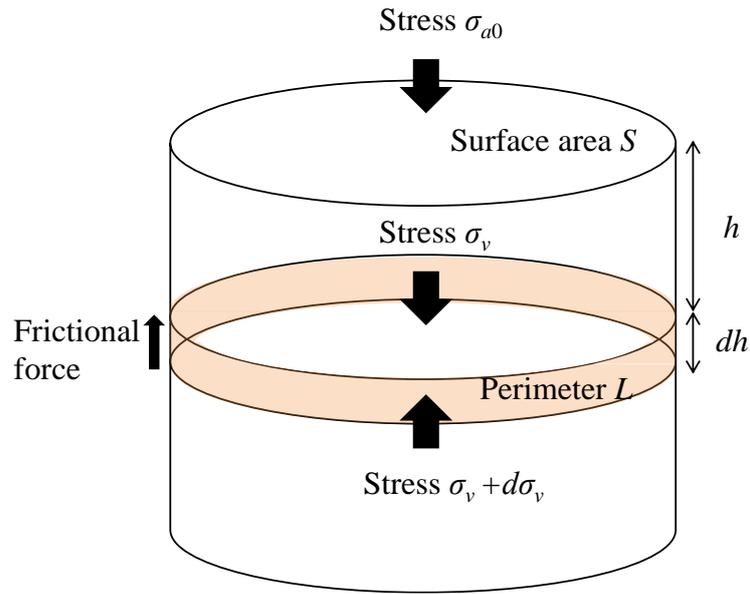


図 4.4 円筒容器に充填された粒子状材料の模式図

この厚さ dh の層における力のつりあいは、次式のように記述される。

$$Sd\sigma_v + j\mu_w\sigma_v Ldh = \rho_b g Ldh \quad (4-1)$$

ここで、 σ_v は深さ h における応力、 j は配向係数と呼ばれる鉛直方向に働く力に対するそれに垂直な方向へそらされる力の比、 μ_w は骨格と容器側面の間の摩擦係数である。式 (4-1) を変形して、次の微分方程式が得られる。

$$\frac{d\sigma_v}{dh} + j\mu_w \frac{L}{S} \sigma_v = \rho_b g \quad (4-2)$$

表面に付加外力 σ_{a0} が働く場合、式 (4-2) の解は次式となる。

$$\sigma_v = \rho_b g \frac{S}{Lj\mu_w} \left(1 - e^{-j\mu_w \frac{L}{S} h}\right) + \sigma_{a0} e^{-j\mu_w \frac{L}{S} h} \quad (4-3)$$

式 (4-3) は、ヤンセン方程式と呼ばれている。式 (4-3) の右辺第二項は外力項である。断面形状が直径 d の正円の場合、式 (4-3) は次式のように書き直される。

$$\sigma_v = \frac{\rho_b g}{\beta} (1 - e^{-\beta h}) + \sigma_{a0} e^{-\beta h} \quad (4-4)$$

$$\beta = \frac{4j\mu_w}{d}$$

動的外力 σ_a が与えられた場合、応力とひずみの関係式は次のように表される。

$$\begin{aligned}\sigma_a &= E \frac{dw_d}{dh} \\ &= \sigma_{a0} e^{-\beta h}\end{aligned}\quad (4-5)$$

ここで、 w_d は動的な変位である。

式 (4-4), (4-5), (3-22) から、次式が得られる。

$$\frac{dw_d}{dh} = \frac{\sigma_{a0} e^{-\beta h}}{E_0' \left(\frac{\rho_b g}{\beta} (1 - e^{-\beta h}) + \sigma_{a0} e^{-\beta h} \right)^{1/3}} \quad (4-6)$$

ここで、骨格と容器の間に働く摩擦を考慮していない3章における弾性率の係数 E_0 と区別するため、弾性率の係数は E_0' の表記とした。この微分方程式の解は次式で与えられる。

$$w_d = \frac{3}{2} \frac{\sigma_{a0}}{\beta E_0' \left(\frac{\rho_b g}{\beta} - \sigma_{a0} \right)} \left[\left\{ \frac{\rho_b g}{\beta} - \left(\frac{\rho_b g}{\beta} - \sigma_{a0} \right) e^{-\beta h} \right\}^{2/3} - \sigma_{a0}^{2/3} \right] \quad (4-7)$$

式 (4-7) を用いて、骨格と容器側面の間にはたらく摩擦を考慮した骨格の実効弾性率 E_b は、次式で表される [23].

$$\begin{aligned}E_b &= \frac{\sigma_{a0}}{\varepsilon_d} = \frac{\sigma_{a0}}{w_d/H} \\ &= \frac{2}{3} \frac{\beta E_0' \left(\frac{\rho_b g}{\beta} - \sigma_{a0} \right) H}{\left\{ \frac{\rho_b g}{\beta} - \left(\frac{\rho_b g}{\beta} - \sigma_{a0} \right) e^{-\beta H} \right\}^{2/3} - \sigma_{a0}^{2/3}}\end{aligned}\quad (4-8)$$

ここで、 ε_d は動的なひずみである。

次に、骨格の実効かさ密度 $\rho_{b,\text{eff}}$ を導出する。容器に充填された粒子状材料に働く鉛直方向の応力 σ_v は式 (4-4) で表され、面積 S の容器の底面に働く力 F は、次式で表される。

$$F = \sigma_v(H)S = S \left\{ \frac{\rho_b g}{\beta} (1 - e^{-\beta H}) + \sigma_{a0} e^{-\beta H} \right\} \quad (4-9)$$

重力を受けて粒子状材料の底面に働く力は、 $\rho_{b,\text{eff}}$ を用いて次式で表される。

$$F = \rho_{b,\text{eff}} S H g \quad (4-10)$$

式 (4-9) と (4-10) より、骨格の実効かさ密度 $\rho_{b,\text{eff}}$ は次式となる。

$$\rho_{b,\text{eff}} = \frac{1}{H g} \left\{ \frac{\rho_b g}{\beta} (1 - e^{-\beta H}) + \sigma_{a0} e^{-\beta H} \right\} \quad (4-11)$$

4.4 側方拘束された骨格の物性および粒子状材料の吸音率の計算

側方拘束された粒子状材料の骨格の物性として、4.3 節で述べた E_b と $\rho_{b,eff}$ を 3 章 3.1 節の E と ρ_b の代わりに用いて、吸音率を計算する。

4.4.1 厚みを変数とした吸音率の計算結果

計算において、各変数に、4.2 節の実験条件に合った値を適用する。表 2.1 の粒子状材料(j)を対象としたことから、 $R_g=6.0 \times 10^{-5}$ m, $\rho_l=130$ kg/m³, $\phi=0.38$, $\nu=0.14$ とする。吸音率を測定した時の音響管内の音圧レベルはオーバーオール値で 110 dB だったことから、 σ_{a0} は音圧の実効値である 7 N/m² とする。容器の径を $d = 99$ mm, 充填する厚みを $H = 20 \sim 550$ mm とする。残された未知変数は、骨格の弾性率の係数 E_0' , 配向係数 j , 摩擦係数 μ_w である。まず初めに、吸音率の計算値を図 4.1 の実験値に最小二乗法を用いてカーブフィッティングすることで、 E_0' , j , μ_w を推定する。 j と μ_w は、式 (4-4) において $j\mu_w$ の形で扱われているため、単一変数 $j\mu_w$ として推定した。各厚みについてフィッティングにより推定された E_0' , $j\mu_w$ を表 4.1 に示す。 E_0' の実部は (3.8 ~ 5.3) $\times 10^4$, E_0' の虚部は (2.6 ~ 7.6) $\times 10^4$, $j\mu_w$ は 0.37 ~ 0.49 の範囲にあった。各変数の代表値として、平均値である $E_0'=(4.5+4.9i) \times 10^4$, $j\mu_w=0.43$ を以下の計算で用いる。

表 4.1 E_0' と $j\mu_w$ の推定値

	Thickness H (mm)						Average
	20	40	80	160	320	550	
$j\mu_w$	0.49	0.37	0.44	0.43	0.41	0.43	0.43
$E_0' \times 10^4$ (N/m ²) ^{2/3}	5.3+2.6i	3.8+3.2i	5.0+4.5i	4.1+5.4i	4.1+6.2i	4.5+7.6i	4.5+4.9i

充填する厚みによる吸音率の変化について、4.3 節に示した計算手法の妥当性を検証する。各変数に上記の値を用いて計算した間隙気体および骨格の物性値を表 4.2 に示す。 E_b と $\rho_{b,\text{eff}}$ は、厚みによって異なる値をもつ。

間隙気体および骨格の物性値に表 4.2 の値を用いて計算した吸音率を、図 4.1 の実験結果と併せて、図 4.5 に示す。

表 4.2 内径 99 mm の容器に充填された粒子状材料(j)の間隙気体および骨格の物性値

porosity	flow resistivity	tortuosity	viscous characteristic length	thermal characteristic length	Poisson's ratio of frame	bulk density of frame	bulk modulus of frame	Material thickness
ϕ	σ Ns/m ⁴	α_∞	A m	A' m	ν	$\rho_{b,\text{eff}}$ kg/m ³	E_b N/m ²	H mm
0.38	5.1×10^6	1.75	9.3×10^{-6}	1.3×10^{-5}	0.14	119.3	$(1.3 + 1.4i) \times 10^5$	20
						96.3	$(1.7 + 1.8i) \times 10^5$	40
						68.1	$(2.4 + 2.6i) \times 10^5$	80
						41.7	$(4.0 + 4.4i) \times 10^5$	160
						22.1	$(7.7 + 8.4i) \times 10^5$	320
						12.9	$(13.2 + 14.3i) \times 10^5$	550

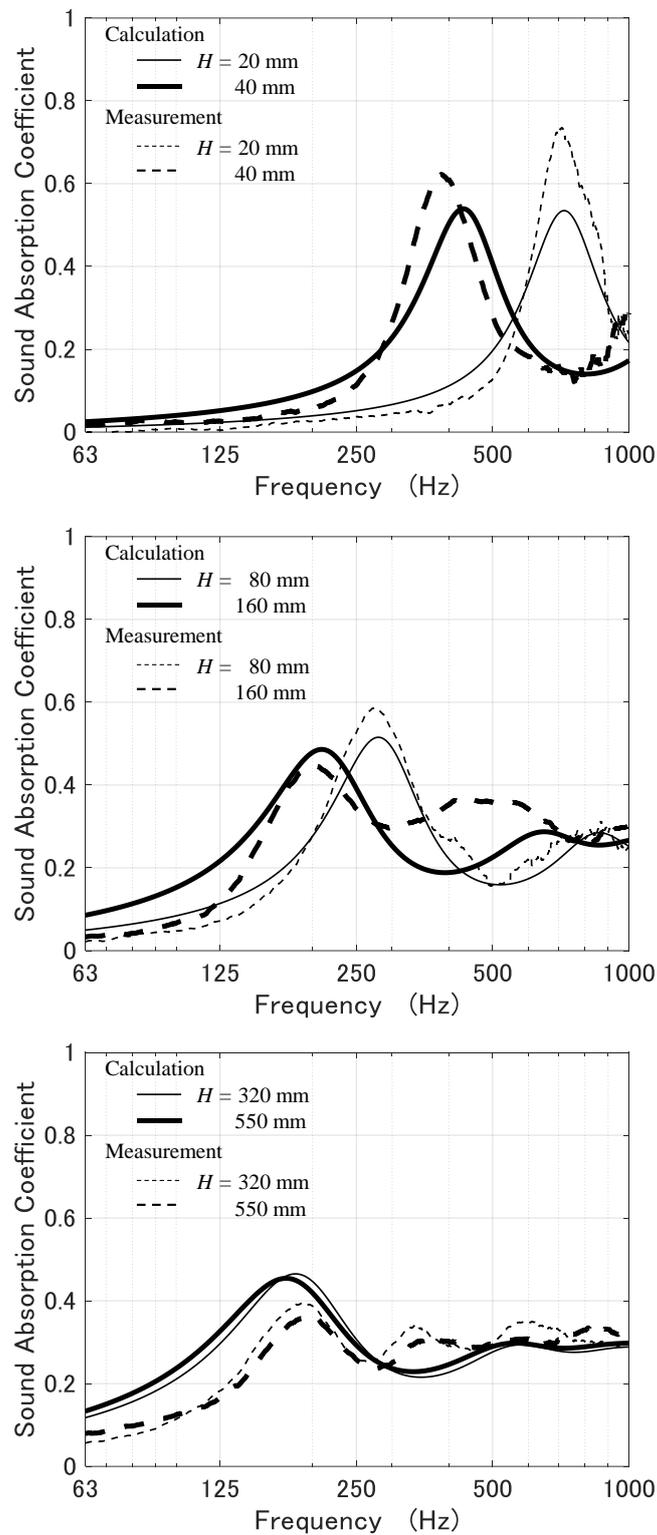


図 4.5 表 4.2 の値を用いて計算した吸音率と図 4.1 の実験結果。
試験体として、内径が 99 mm の容器に充填した表 2.1 の粒子状材料(j)を用いた。

吸音率の計算精度を検証するため、式 (4-12) に示す第 1 ピークの周波数に関する偏差 D_f を計算する。

$$D_f = \left| 1 - \frac{f_{\text{cal}}}{f_{\text{mea}}} \right| \quad (4-12)$$

ここで、 f_{cal} と f_{mea} は、それぞれ計算と実験における吸音率の第 1 ピークが現れる周波数である。各厚みにおける f_{cal} 、 f_{mea} 、 D_f を表 4.3 にまとめた。いずれの厚みにおいても D_f は 0.1 以下となり、第 1 ピーク周波数に関する計算精度は 10% 以内であった。

表 4.3 図 4.5 に示された計算と実験により求めた吸音率において、第 1 ピークが現れる周波数 f_{cal} 、 f_{mea} と偏差 D_f

	Thickness H (mm)					
	20	40	80	160	320	550
f_{cal} (Hz)	719	426	278	210	182	175
f_{mea} (Hz)	709	389	273	207	187	186
D_f	0.01	0.10	0.02	0.01	0.03	0.06

4.4.2 容器径を変数とした吸音率の計算結果

容器の径による吸音率の変化について、4.3 節に示した計算手法の妥当性を検証する。式 (4-8) と (4-11) を用いて容器の径 $d=200$ mm として計算した間隙気体および骨格の物性値を表 4.4 に示す。 E_b と $\rho_{b,\text{eff}}$ は、容器の径によって異なる値をもつ。

表 4.4 内径 200 mm の容器に充填された粒子状材料(j)の間隙気体および骨格の物性値

porosity	flow resistivity	tortuosity	viscous characteristic length	thermal characteristic length	Poisson's ratio of frame	bulk density of frame	bulk modulus of frame	Material thickness
ϕ	σ	α_∞	A	A'	ν	$\rho_{b,\text{eff}}$	E_b	H
	Ns/m ⁴		m	m		kg/m ³	N/m ²	mm
0.38	5.1×10^6	1.75	9.3×10^{-6}	1.3×10^{-5}	0.14	114.6	$(1.5 + 1.6i) \times 10^5$	40
						91.8	$(2.0 + 2.1i) \times 10^5$	80
						66.9	$(2.9 + 3.1i) \times 10^5$	160
						41.6	$(4.9 + 5.3i) \times 10^5$	320

間隙気体および骨格の物性に表 4.4 の値を用いて計算した吸音率を、図 4.3 の実験結果と併せて、図 4.6 に示す。

また、吸音率の計算精度を検証するために、図 4.6 の各厚みにおける f_{cal} , f_{mea} , D_f を表 4.5 にまとめた。いずれの厚みにおいても D_f は 0.1 以下であり、第 1 ピーク周波数に関する計算精度は 10% 以内であった。

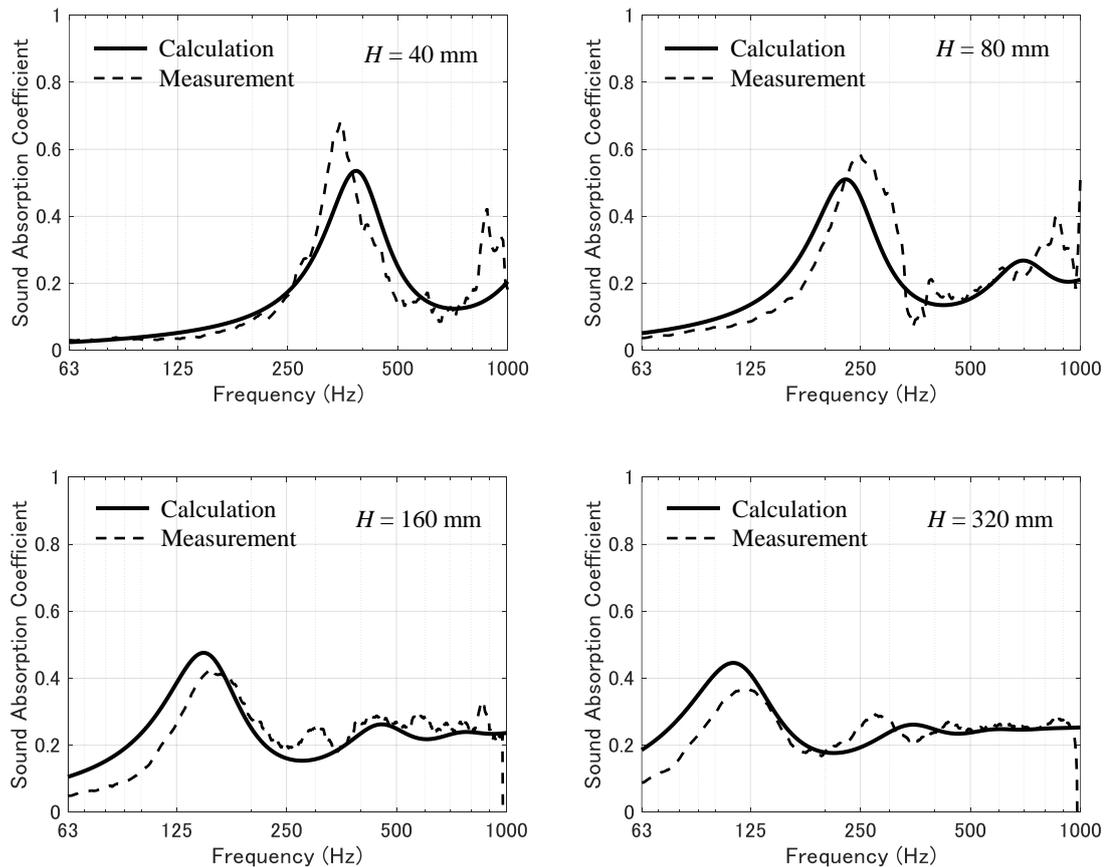


図 4.6 表 4.4 の値を用いて計算した吸音率と図 4.3 の実験結果。
試験体として、内径が 200 mm の容器に充填した粒子状材料(j)を用いた。

表 4.5 図 4.6 の計算と実験における吸音率の第 1 ピークが現れる周波数 f_{cal} , f_{mea} と偏差 D_f

	Thickness H (mm)			
	40	80	160	320
f_{cal} (Hz)	375	228	148	112
f_{mea} (Hz)	344	246	157	120
D_f	0.09	0.07	0.06	0.07

4.4.3 側方拘束された骨格の物性が吸音率へ与える影響

骨格と容器の側面の間働く摩擦を考慮した骨格の実効的な弾性率 E_b とかさ密度 $\rho_{b,eff}$ が、吸音率に与える影響を示す。容器の径が無限大に近づくと、音波を受ける面積に対する骨格と容器の側面が接している面積の割合は 0 に近づき、摩擦の影響は除外される。摩擦を考慮しない条件として、容器の径 d を無限大(ここでは、近似的に $d=10^{10}$) とした場合の各厚みにおける骨格の弾性率 E_{b0} とかさ密度 $\rho_{b0,eff}$ を表 4.6 に示す。併せて、表 4.2 の骨格の実効的な弾性率 E_b とかさ密度 $\rho_{b,eff}$ を示す。

表 4.6 骨格と容器の側面の間働く摩擦を考慮した骨格の弾性率 E_b と実効かさ密度 $\rho_{b,eff}$ および摩擦を考慮しない骨格の弾性率 E_{b0} とかさ密度 $\rho_{b0,eff}$

Material thickness	bulk density of frame	bulk modulus of frame	bulk density of frame	bulk modulus of frame
H	$\rho_{b,eff}$	E_b	$\rho_{b0,eff}$	E_{b0}
mm	kg/m ³	N/m ²	kg/m ³	N/m ²
20	119.3	$(1.3 + 1.4i) \times 10^5$	155.7	$(1.2 + 1.3i) \times 10^5$
40	96.3	$(1.7 + 1.8i) \times 10^5$	137.9	$(1.3 + 1.4i) \times 10^5$
80	68.1	$(2.4 + 2.6i) \times 10^5$	128.9	$(1.6 + 1.7i) \times 10^5$
160	41.7	$(4.0 + 4.4i) \times 10^5$	124.5	$(1.9 + 2.0i) \times 10^5$
320	22.1	$(7.7 + 8.4i) \times 10^5$	122.2	$(2.3 + 2.5i) \times 10^5$
550	12.9	$(13.2 + 14.3i) \times 10^5$	121.9	$(2.7 + 2.9i) \times 10^5$

表 4.6 に示した E_b , $\rho_{b,eff}$, E_{b0} , $\rho_{b0,eff}$ をそれぞれ用いて計算した吸音率を図 4.7 に示す。

また、図 4.7 に示した各吸音率の第 1 ピークの周波数を読み取り、表 4.7 にまとめた、 E_{b0} と $\rho_{b0,eff}$ を用いて計算した吸音率の第 1 ピーク周波数は厚みに応じてほぼ単調的に変化するのに対し、 E_b と $\rho_{b,eff}$ を用いて計算した吸音率の第 1 ピーク周波数の変化は厚みが増すと小さくなった。 E_{b0} と $\rho_{b0,eff}$ および E_b と $\rho_{b0,eff}$ を用いた場合における吸音率の第 1 ピーク周波数は、 E_{b0} と $\rho_{b0,eff}$ を用いた場合と E_b と $\rho_{b,eff}$ を用いた場合の間の値となった。

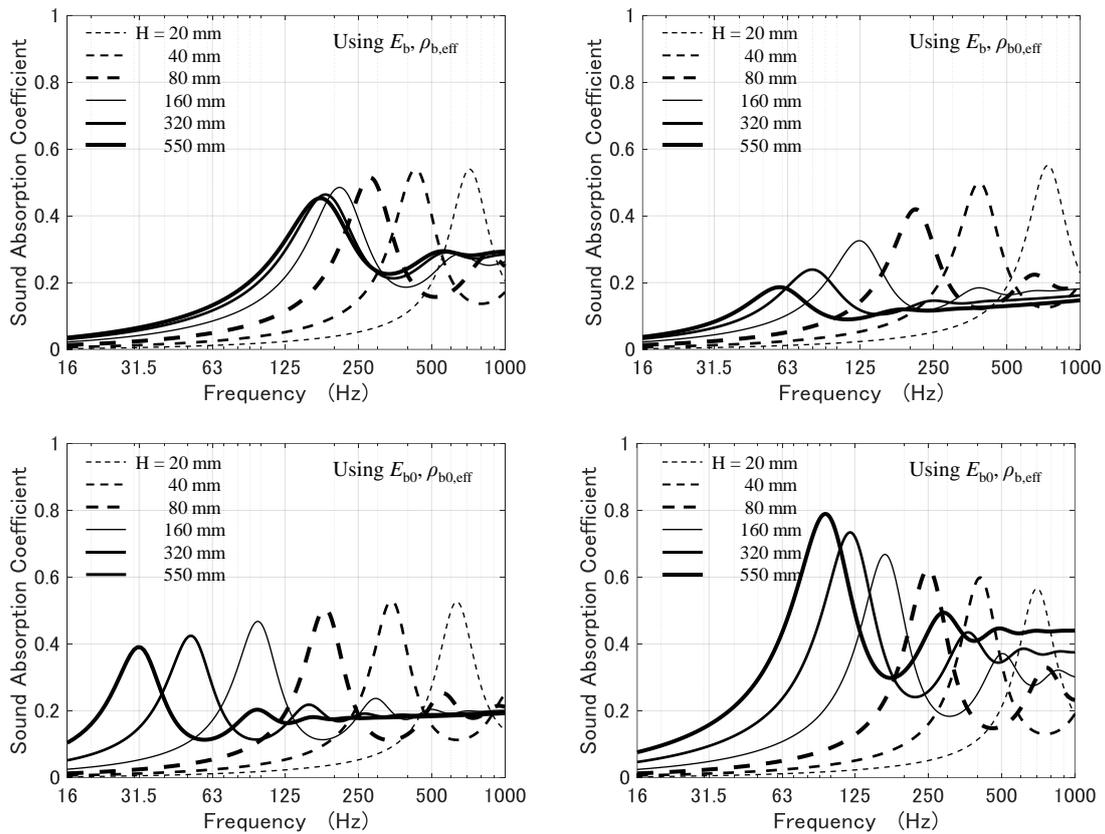


図 4.7 $E_b, \rho_{b,\text{eff}}, E_{b0}, \rho_{b0,\text{eff}}$ をそれぞれ用いて計算した吸音率.

表 4.7 $E_b, \rho_{b,\text{eff}}, E_{b0}, \rho_{b0,\text{eff}}$ をそれぞれ用いて計算した吸音率における第 1 ピーク周波数

	first peak frequency	Thickness H (mm)					
		20	40	80	160	320	550
using $E_b, \rho_{b,\text{eff}}$	f (Hz)	718	430	280	210	181	173
using $E_{b0}, \rho_{b,\text{eff}}$		700	408	250	167	120	95
using $E_b, \rho_{b0,\text{eff}}$		730	385	211	125	79	58
using $E_{b0}, \rho_{b0,\text{eff}}$		630	339	185	96	51	32

4.4.4 側方拘束された骨格の実効的な軸剛性と質量

E_b と $\rho_{b,\text{eff}}$ を用いて、容器への充填により側方拘束された粒子状材料における骨格の単位面積当たりの実効的な軸剛性 k と質量 $M_{b,\text{eff}}$ を、次式により計算する。

$$k = \frac{E_b}{H} \quad (4-13)$$

$$M_{b,\text{eff}} = \rho_{b,\text{eff}} H$$

容器の径が 99 mm, 200 mm, 無限大の場合について計算した厚みに対する k と $M_{b,\text{eff}}$ を、それぞれ図 4.8 と図 4.9 に示す。厚みが増すと、 k は低下し、 $M_{b,\text{eff}}$ は増加した。容器の径が無限大の場合、 k と $M_{b,\text{eff}}$ はそれぞれ対数軸上で厚みに対して直線的に減少と増加する。容器の径が無限大から有限大になると、 k と $M_{b,\text{eff}}$ はそれぞれ増加と減少する傾向にある。容器の径が有限大の場合、厚みが増すと、 k と $M_{b,\text{eff}}$ は容器の径に応じた値に漸近する計算結果となった。厚みが増加した場合の k と $M_{b,\text{eff}}$ の漸近値は、容器径が 99 mm の場合 $2.1 \times 10^6 \text{ N/m}^3$ と 1.8 kg/m^2 、容器径が 200 mm の場合 $1.4 \times 10^6 \text{ N/m}^3$ と 3.5 kg/m^2 であった。

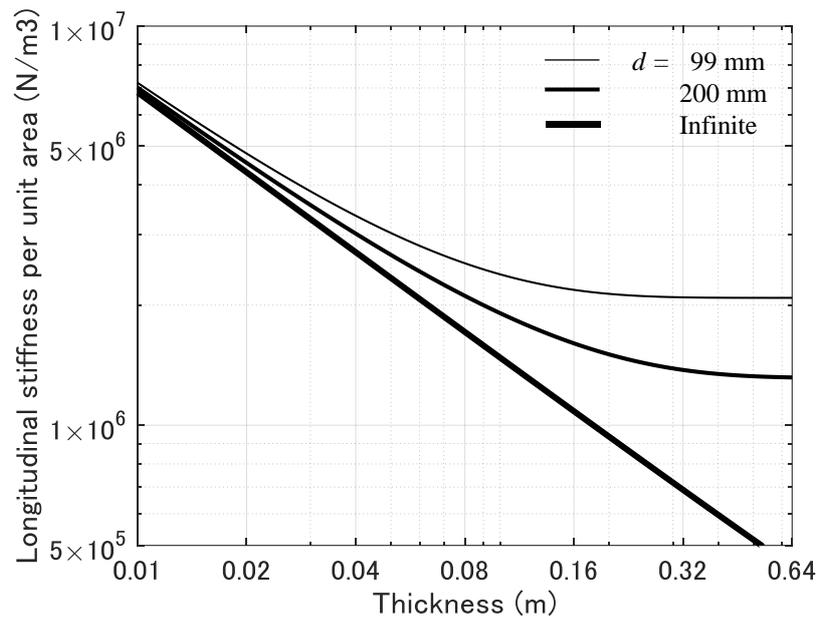


図 4.8 容器に充填された粒子状材料(j)における骨格の単位面積当たりの実効軸剛性 k

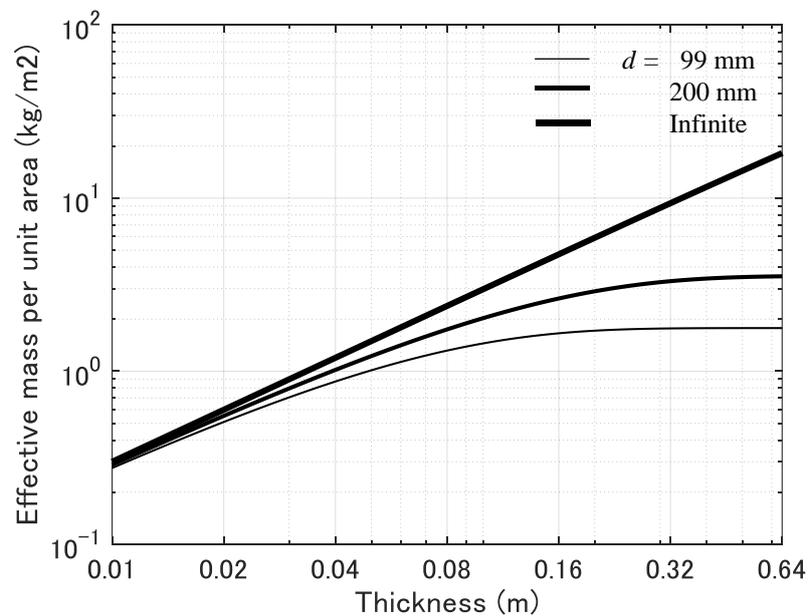


図 4.9 容器に充填された粒子状材料(j)における骨格の単位面積当たりの実効質量 $M_{b,er}$

吸音率の計算結果から読み取った第1ピーク周波数 f を、図4.3の実験結果と併せて、図4.10に示す。厚みが増すと f は低下した。容器の径が無限大の場合、 f は対数軸上で厚みに対して直線的に減少する。容器の径が無限大から有限大になると、 f は増加した。さらに、容器の径が小さいほど、 f は増加した。容器の径が有限大の場合、厚みが増すと、 f は容器の径に応じた値に漸近する傾向にある。容器の径が99 mmの場合、 f は約180 Hzに、容器の径が200 mmの場合、 f は約100 Hzに漸近した。

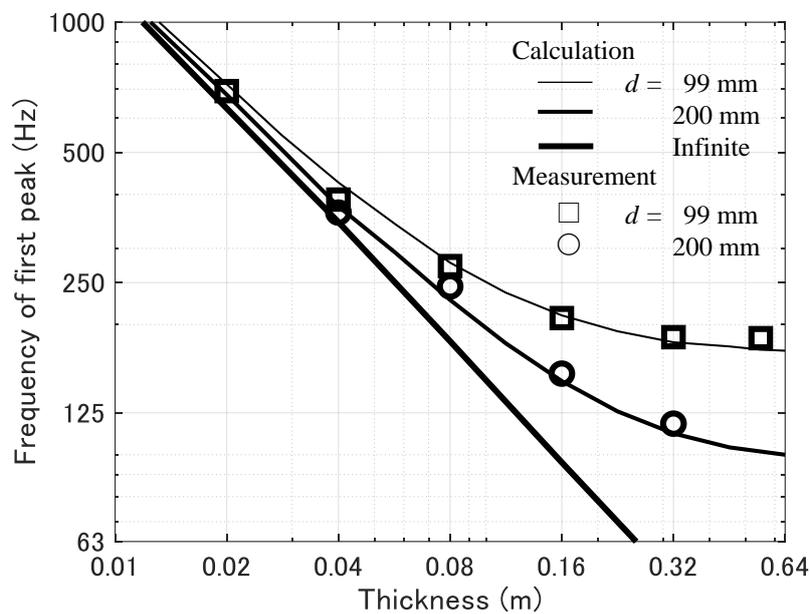


図 4.10 容器に充填された粒子状材料(j)における第1ピークの周波数

4.4.5 考察

4.4.1~4.4.2項で行った吸音率の計算結果と実験結果の比較から、吸音率における第1ピークの計算精度は10%以下であることが示された。このことから、本章で提案した計算モデルは妥当であると考えられる。4.4.3~4.4.4項において、骨格と容器側面の間に働く摩擦を考慮した実効的な軸剛性、質量および吸音率の変化を示した。その結果、次のことが示唆された。有限寸法の容器に粒子状材料を充填した場合、骨格と容器側面の間に摩擦が生じる。充填する厚みを増した場合、その摩擦により骨格の実効的な軸剛性および質量は、単調に増加および減少せず、容器の径に応じた値に漸近する。その結

果、吸音率における第1ピークの周波数は、摩擦が働かない場合と比べて高くなり、厚みを増しても容器の径に応じた特定の値以下には下がらない。また、充填する容器の寸法を拡大することで、骨格と容器側面の間に働く摩擦の影響は相対的に低減する。

この検討結果から、骨格を主たる吸音要素とする小さな粒子径とかさ密度をもつ粒子状材料を、容器に充填することで吸音材として活用する場合、充填する厚みおよび容器の径により吸音特性を調整できることが示唆された。充填する厚みと容器の径を増すことで、低い周波数の吸音率の向上が期待できる。

4.5 まとめ

粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料を代表して表2.1の粒子状材料(j)を対象とし、容器に充填した条件において、充填する厚みおよび容器の径を変化させて吸音率を測定した。充填する厚みは、20～550 mmの範囲で変化させた。容器の径は、99 mmおよび200 mmとした。その結果、厚みが増すもしくは容器の径が拡大すると、吸音率のピークが現れる周波数は低下した。厚みが大きくなるにつれて、厚みの増加に対するピーク周波数の変化は小さくなった。また、厚みが多い場合ほど、容器の径が拡大した時のピーク周波数の変化は大きかった。充填する厚みおよび容器の径が変化した場合の吸音率を計算するために、骨格と容器の側面の間に働く摩擦を考慮した骨格の実効弾性率および実効かさ密度を導入した。骨格の実効弾性率および実効かさ密度を用いて吸音率を計算した結果、第1ピークに関して実験結果と良い対応を示した。このことから、容器へ充填する厚みおよび容器の径が増加した時の吸音率のピーク周波数の低下は、骨格と容器の側面の間に働く摩擦が関係していることが明らかになった。骨格の実効弾性率と実効かさ密度にそれぞれ比例する骨格の実効剛性と単位面積あたりの実効質量を計算した。容器の径が無限大で摩擦の影響が無視できるほど小さい場合、骨格の実効剛性と実効質量は、厚みに対してそれぞれ線形的に減少および増加する結果が得られた。容器の径が小さいほど摩擦の影響が大きく表れ、骨格の実効剛性と実効質量は、厚みが増すにつれて容器の径に応じた値へ漸近する傾向を示した。その結果として、容器に充填された粒子状材料における吸音率の第1ピーク周波数は、摩擦を無視できる場合よりも高くなり、厚みを増しても容器の径に応じた特定の値以下に下がらないことが示唆された。

第5章 音波により誘発される骨格の非線形弾性の影響

粒子状材料は、隣接する固体粒子が接触により連なった骨格をもつ。粒子は互いに結合されていないため、粒子状材料に外部から力が作用すると、粒子の接触状態や配置が変化し、骨格の力学特性は変化する可能性が考えられる。粒子状材料に入射する音波は、動的な外力として捉えることができる。粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の場合、その吸音率は骨格の物性と関係することが3章で明らかになった。したがって、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音率は、入射する音波の影響を受ける可能性が考えられる。本章では、音波による動的な外力が粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音特性に与える影響を明らかにすることを目的とし、入射する音波の振幅による吸音率の変化を実験により調査する。また、入射する音波の振幅が変化した時の骨格内の速度分布および弾性率分布の変化を計算と実験により求める。

5.1 入射する音波の振幅が吸音率に与える影響に関する実験的調査

5.1.1 実験方法

入射する音波の振幅が粒子状材料の吸音率に与える影響を実験により調査した。実験で用いたセットアップは、2章2.1節で示したものと同様である。粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料として、表2.1の粒子状材料(i)~(k)を試験体に用いた。粒子状材料を内径99mmのPLA樹脂製円筒容器に充填した。充填する厚みは、80mmとした。63Hz~1kHz帯域の成分を含む白色雑音を、音響管に取り付けられたスピーカから再生した。音響管内における入射音圧 P_1 は、次式から得られる。

$$P_1 = \frac{1}{e^{ik_0x_2} + re^{-ik_0x_2}} p_2 \quad (5-1)$$

音響管内では管長に応じた共鳴が生じることで、共鳴周波数における実効的な入射音圧は増加する。63Hz~1kHz帯域の入射音圧が均一になるように、音源信号として用いた白色雑音の周波数特性に加工処理を施した。図5.1に、式(5-1)を用いて求めた実効的な入射音圧レベルを示す。63Hz~1kHz帯域の周波数における入射音圧レベルの偏差は、1dB以内であった。入射音圧レベルをオーバーオール値で60~110dBの間で変化させ、各入射音圧レベルにおける吸音率を伝達関数法により求めた。

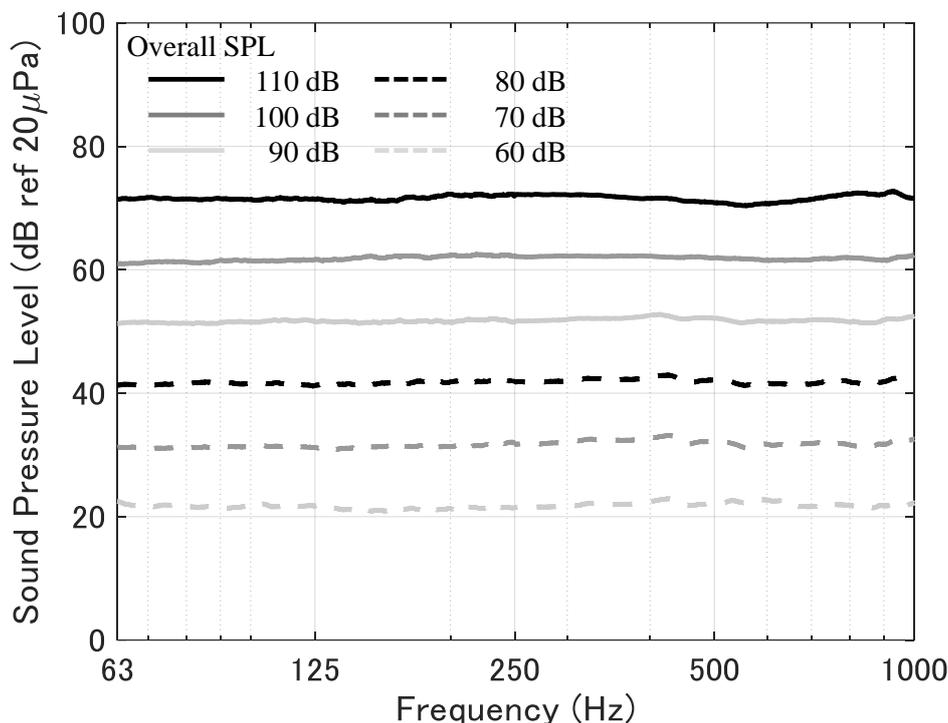


図 5.1 音響管内における 63 Hz～1 kHz の入射音圧レベル

5.1.2 実験結果

表 2.1 の粒子状材料(i)～(k)について垂直入射吸音率を測定した結果を、図 5.2～5.4 に示す。粒子状材料(i)～(k)は、複数の急峻なピークをもつ吸音率を示した。

入射音圧レベルが 60 dB の場合、吸音率における第 1 ピークの周波数は、粒子状材料(i)について 400 Hz、粒子状材料(j)について 420 Hz、粒子状材料(k)について 390 Hz であった。80 dB 以下の入射音圧レベルでは、いずれの粒子状材料も第 1 ピークに顕著な変化は見られず、第 1 ピークの周波数の偏差は 3%以内、第 1 ピークの大きさの変化は 0.1 以下であった。第 1 ピークが現れた周波数の非整数倍のいくつかの周波数において、2 番目以降のピークが現れた。粒子状材料(i)と(j)において、80 dB 以下の入射音圧レベルの場合、吸音率における 2 番目以降のピークの大きさと周波数は、入射音圧レベルに応じてわずかに変化した。粒子状材料(k)において、80 dB 以下の入射音圧レベルの場合、吸音率における 2 番目以降のピークの大きさと周波数は、入射音圧レベルに依存せず一定であった。

入射音圧レベルが 80 dB を超えると、入射音圧レベルに応じて吸音率は変化した。入射音圧レベルが高くなるにつれて、第 1 ピークはより低い周波数で現れ、ピークの幅は広がった。入射音圧レベルが 110 dB のとき、第 1 ピークの周波数は、粒子状材料(i)

の場合 250 Hz、粒子状材料(j)の場合 260 Hz、粒子状材料(k)の場合 310 Hz であった。

したがって、入射音圧レベルが 80 dB から 110 dB に増加する間に、第 1 ピークの周波数は、粒子状材料(i)と(j)では約 2/3 オクターブバンド幅、粒子状材料(k)では約 1/3 オクターブバンド幅分だけ低下した。入射音圧レベルが 60 dB の時に確認された吸音率における 2 番目以降のピークのうちいくつかは、入射音圧レベルが 80 dB を超えると消失し、100 dB 以上の入射音圧レベルでは、第 1 ピークの約 3 倍の周波数におけるピークが 2 番目として残った。

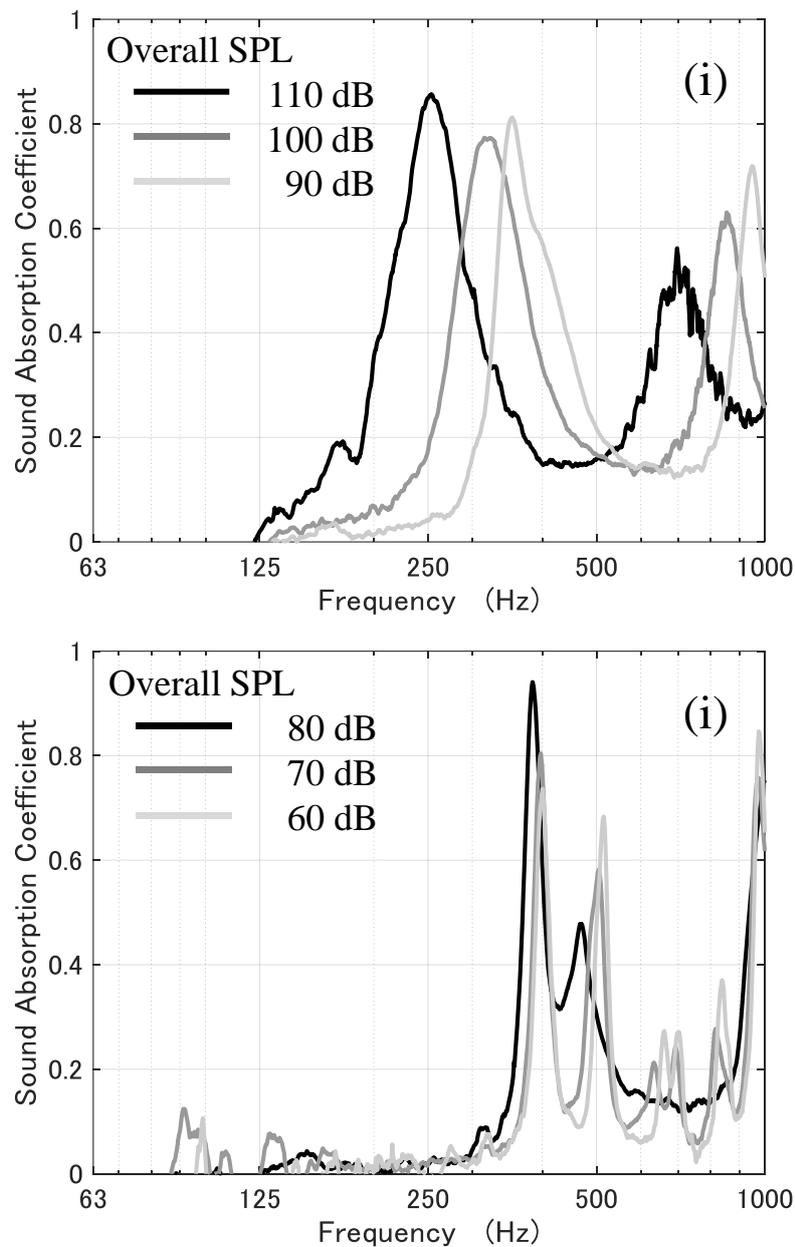


図 5.2 60～110 dB の入射音圧レベルにおける表 2.1 の粒子状材料(i)の吸音率

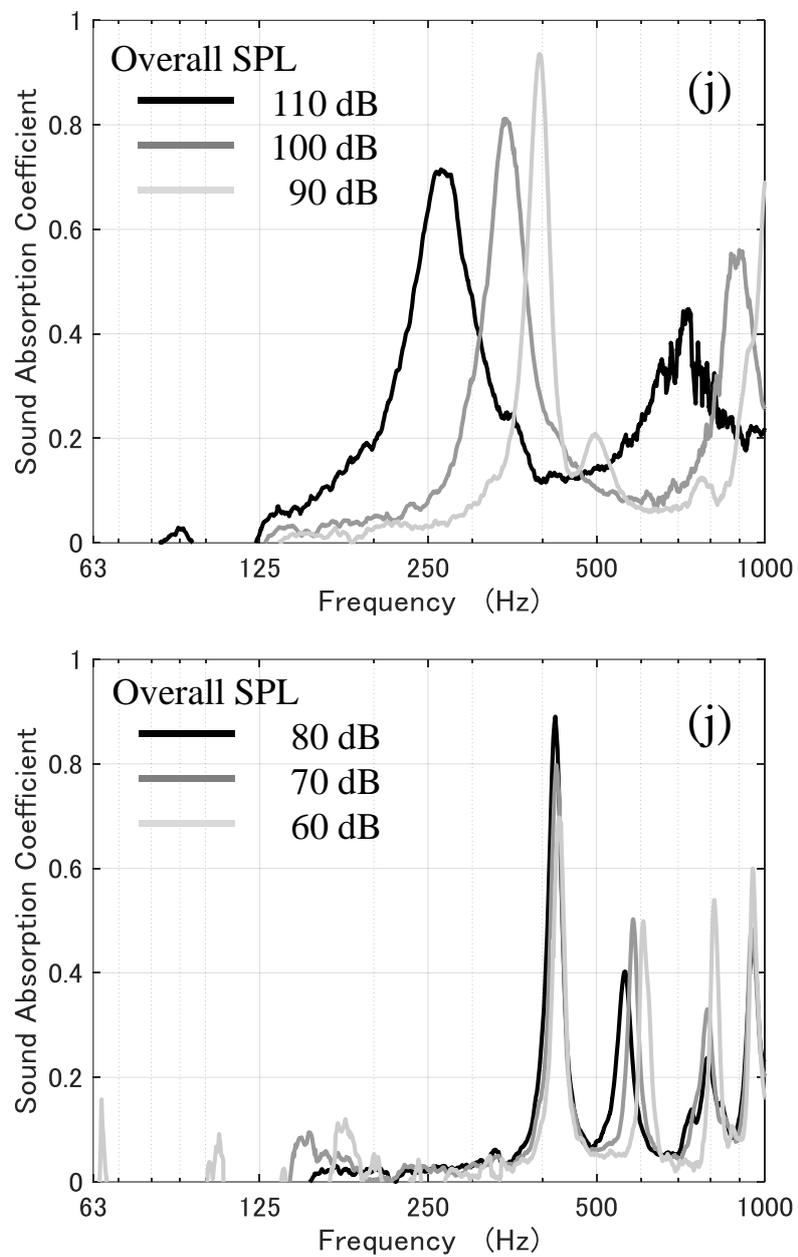


図 5.3 60～110 dB の入射音圧レベルにおける表 2.1 の粒子状材料(j)の吸音率

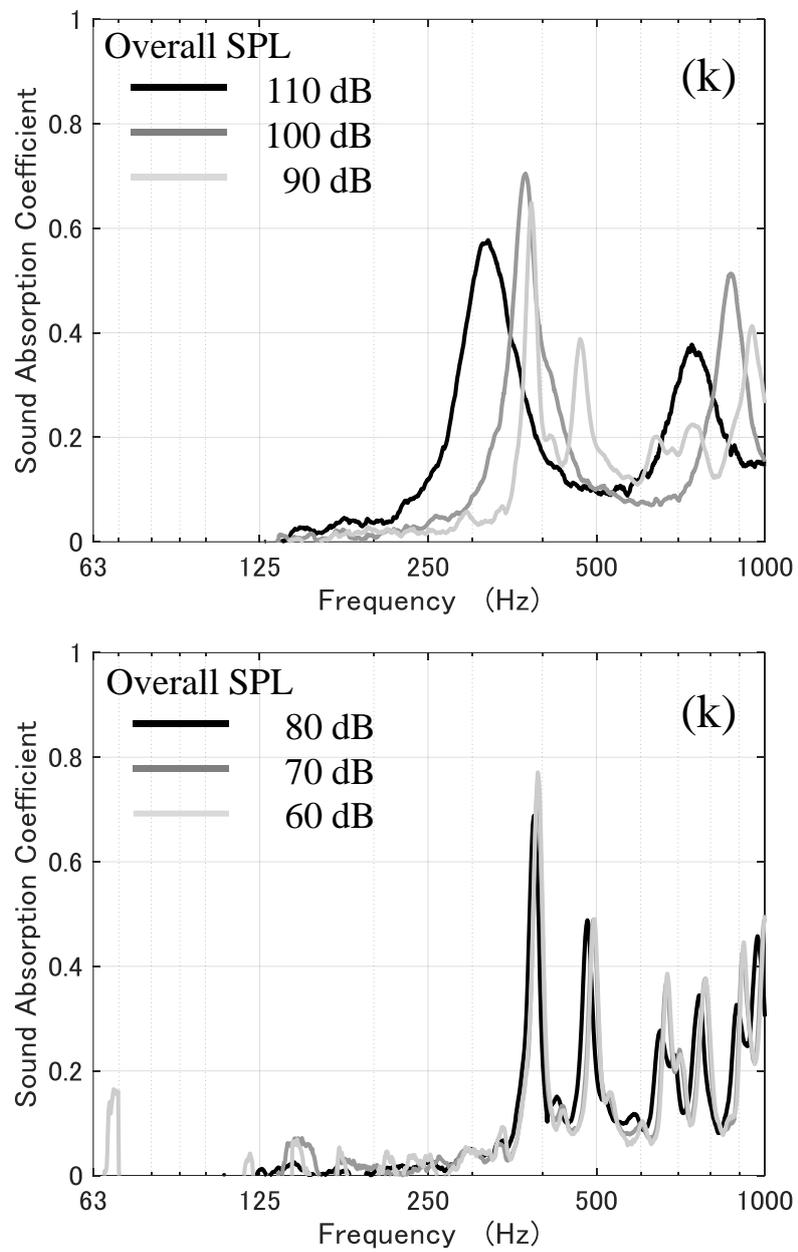


図 5.4 60～110 dB の入射音圧レベルにおける表 2.1 の粒子状材料(k)の吸音率

参考として、粒子状材料(i)および(j)と同程度の粒子径をもつ粒子状材料(d) (粒子径が $6.0 \times 10^{-5} \text{ m}$ で、かさ密度が 1500 kg/m^3 のガラスビーズ) について、60~110 dB の入射音圧レベルにおける吸音率を図 5.5 に示す。充填する厚みは 80 mm とした。63 Hz ~1 kHz において、粒子状材料(d)の吸音率は 0.2 以下であった。入射音圧レベルの違いによる粒子状材料(d)の吸音率の差は、0.01 以内であった。

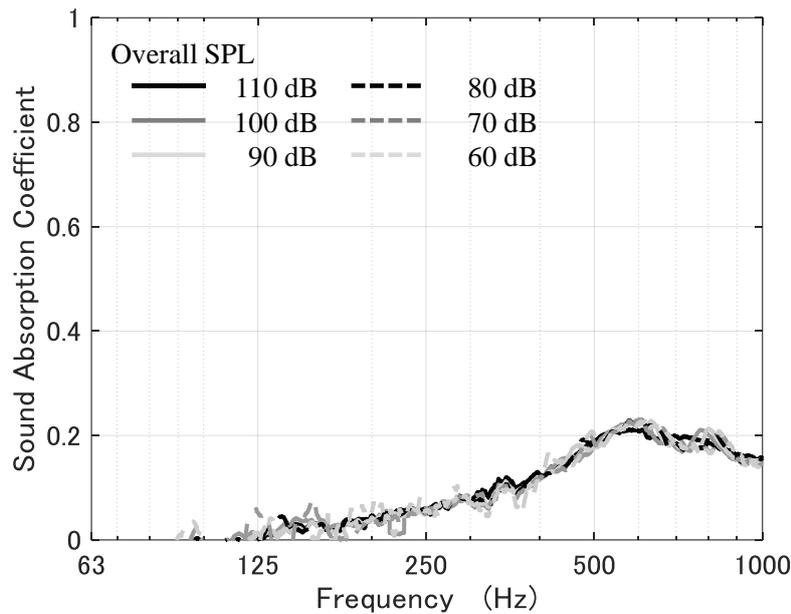


図 5.5 60~110 dB の入射音圧レベルにおける粒子状材料(d)の吸音率

5.1.3 考察

3章および先行研究 [46] から、ガラスビーズは音響的に剛な骨格とみなすことができる。このことから、図 5.5 に示された粒子状材料(d)の吸音効果は、主に間隙気体において生じたと考えられる。したがって、今回の入射音圧レベルの範囲において間隙気体における吸音効果の入射音圧依存性は十分小さいと考えられる。また3章において、粒子状材料(i)~(l)の吸音率におけるピークは、骨格の物性と関係していることが示された。以上のことから、図 5.2~5.4 に示された粒子状材料(i)~(l)の吸音率における入射音圧レベルに応じた第1ピークの周波数シフトは、骨格の物性の変化が理由として考えられる。

図 5.2~5.4 において確認された、入射音圧レベルの増加にともない消失した第1ピーク以降のいくつかのピークは、弱接触している粒子間の衝突や滑りによるエネルギー散逸と関係している可能性が考えられる。Tournat と Gusev [16] は、弱接触において非線形性が現れると言及している。また、Lemrich ら [8] は、加振された粒子状材料

の動的なひずみを個別要素法により計算している。個別要素法は、隣接する粒子間における衝突および滑りをモデル化した数値解法である。ひずみの周波数応答の計算結果において複数のピークが現れており、共振に由来する第1ピーク以降のいくつかのピークは加振振幅の増加にともない消失している。このひずみにおけるピークの消失は、今回実験で確認された吸音率におけるピークの消失と類似している。

5.1.4 入射する音波の振幅に依存する骨格の弾性率

粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音率におけるピークは、骨格の共振により生じることから、粒子状材料(i)~(k)の吸音率における第1ピークは、厚みが1/4波長に相当する周波数で現れていると考えられる。この場合、第1ピークが現れる周波数 f とかさ密度 ρ_b 、厚み H を用いて、次式から厚みに渡って平均された骨格の縦弾性率 \bar{E} が求まる。

$$\bar{E} = \rho_b(4Hf)^2 \quad (5-2)$$

なお、式(5-2)における $4Hf$ は、厚みが1/4波長に相当する周波数における骨格内を伝搬する音の実効速度に相当する。

図5.2~5.4における f を用いて式(5-2)から求めた60~110 dBの入射音圧レベルにおける粒子状材料(i)~(k)の縦弾性係数 \bar{E} を図5.6に示す。

粒子状材料(i)~(k)はいずれも、80 dB以下の入射音圧レベルにおいて縦弾性率は一定であり、入射音圧レベルが80 dBを超えると、それに伴って縦弾性率は低下した。このことから、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料における骨格の弾性率は、入射音圧レベルに依存すると考えられる。

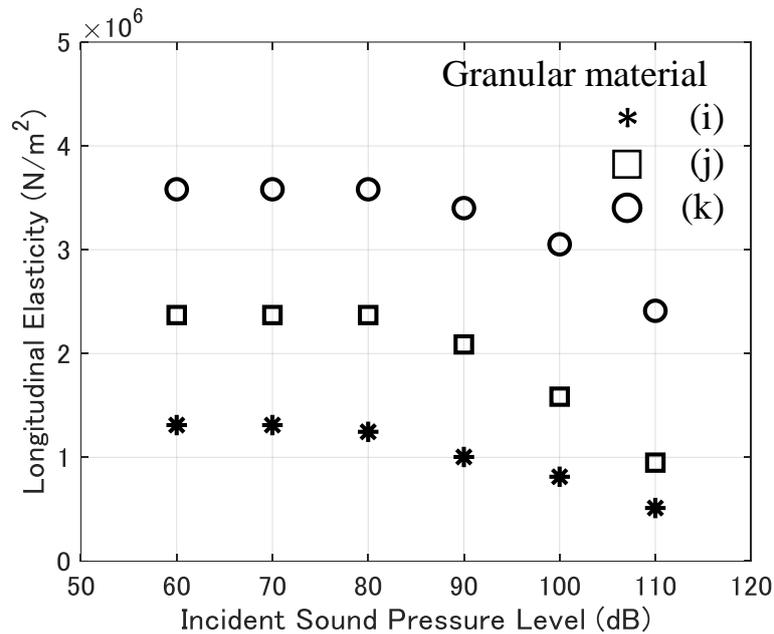


図 5.6 粒子状材料(i)~(k)について、入射音圧レベルに対する骨格の縦弾性率

5.2 入射する音波の振幅に依存する吸音率の計算

5.1 節において、粒子状材料(i)~(k)の骨格の縦弾性率は、入射音圧レベルに依存することが示された。空气中を一次元的に伝搬する音波の音圧 p と粒子速度 u の間に、次の関係が成り立つ。

$$u = \frac{p}{Z_0} = \frac{p}{\rho_0 c_0} \quad (5-3)$$

ここで、 Z_0 は空気の特徴インピーダンス、 ρ_0 は空気の密度、 c_0 は空気中の音速である。すなわち、空气中において、音圧は粒子速度に比例する。空気と粒子状材料間の境界条件として、音波が入射する空気側の粒子速度と粒子状材料側の速度は等しい。以上のことから、粒子状材料(i)~(k)の骨格の縦弾性率は、材料表面の速度に依存すると換言できる。本節では、骨格の縦弾性率の速度依存性を考慮して、粒子状材料の垂直入射吸音率を計算する手法を示す。なお、3章において、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音率は、骨格の物性により決まることが明らかにされたことから、本節の計算では間隙気体における吸音効果を省略する。

5.2.1 速度に依存する弾性率をもつ骨格

音波が入射する空気側の骨格表面における音圧 p_s と速度 v_s は、次式により求まる。

$$p_s = (1+r)P_i \quad (5-4)$$

$$v_s = \frac{1-r}{Z_0} P_i$$

式(5-4)を用いて、図 5.6 に示された入射音圧レベルと骨格の縦弾性率の関係を、表面速度と縦弾性率の関係に変換した結果を図 5.7 に示す。

図 5.7 に示された骨格の縦弾性率の速度依存性を現象論的に記述する方法として、次式を用いる。

$$\bar{E} = E_b \frac{1}{1 + (v_s/v_0)^a} \quad (5-5)$$

ここで、 E_b は容器に充填された粒子状材料の骨格の厚み H にわたる平均縦弾性率であり、式 (4-8) で表される。 v_0 は $\bar{E}=E_b/2$ となる時の速度であり、 a は曲線の傾きを与える変数である。式 (5-5) の \bar{E} は、速度依存性を考慮した骨格の厚み H にわたる平均縦弾性率である。

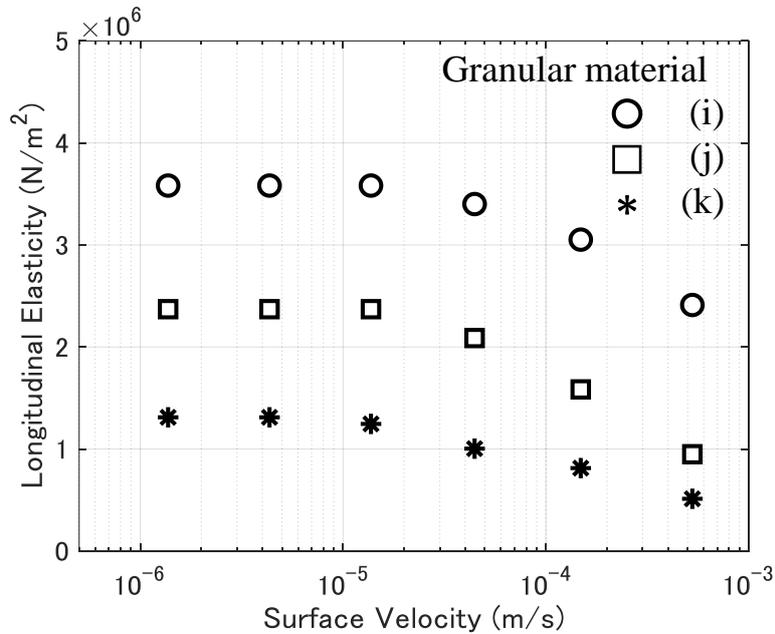


図 5.7 粒子状材料(i)~(k)について、音波が入射する表面の速度に対する骨格の縦弾性率

式 (5-5) の骨格における表面速度 v_s と平均縦弾性率 \bar{E} の関係が、骨格内における速度 v と縦弾性率 E の関係においても成り立つと仮定すると、式 (5-5) における \bar{E} , E_b , v_s は、次式のように E , E_s , v に置き換わる。

$$E = E_s \frac{1}{1 + (v/v_0)^a} \quad (5-6)$$

ここで E_s は、式 (4-4) の σ を式 (3-22) に代入することにより求まる深さ h における骨格の縦弾性率である。したがって、式 (5-6) の E は、深さと速度の依存性を考慮した骨格の縦弾性率となる。

5.2.2 計算手順

厚み H の粒子状材料を均等な厚みの m 層に離散化し、伝達マトリクス法 [30] により各層の音圧と速度を求める。表面から数えて n 番目の層における縦弾性率の代表値 E_n は次式で記述される。

$$E_n = 1/D \int_{(n-1)D}^{nD} E \, dh \quad (5-7)$$

$$D = \frac{H}{m}$$

今回、粒子状材料内における一次元の音響伝搬を扱っており、この場合の各層の伝達マトリクス T_n は次式で表される。

$$T_n = \begin{bmatrix} t_{n,11} & t_{n,12} \\ t_{n,21} & t_{n,22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_n D) & iZ_{c,n} \sin(k_n D) \\ i/Z_{c,n} \sin(k_n D) & \cos(k_n D) \end{bmatrix} \quad (5-8)$$

ここで、各層について、 k_n は層内を伝わる音波の波数 ($= \omega \sqrt{\rho_b/E_n}$)、 $Z_{c,n}$ は層の特性インピーダンス ($= \sqrt{\rho_b E_n}$)、 ω は角周波数である。なお、式 (5-6) で表されるように、粒子状材料の骨格は、深さおよび速度に依存する非線形な弾性をもつが、離散化幅 D を小さくすることで各層の骨格は線形な弾性をもつと仮定して、式 (5-8) を用いる。

骨格の底部は音響的に剛とみなせる容器と接していることから、骨格の底における速度は 0 となる。このことから、第 n 層の音圧 p_n と速度 v_n は式 (5-9) で表される。

$$\begin{bmatrix} p_n \\ v_n \end{bmatrix} = [T_n][T_{n+1}] \cdots [T_{m-1}][T_m] \begin{bmatrix} p_b \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5-9)$$

ここで、 p_b は底面における音圧である。

骨格表面の音圧 p_s , 特性インピーダンス Z_s , 音圧反射率 r は, 式(5-10)から求まる.

$$\begin{aligned} p_s &= t_{11}p_b \\ Z_s &= \frac{t_{11}}{t_{21}} \\ r &= \frac{Z_s - Z_0}{Z_s + Z_0} \end{aligned} \quad (5-10)$$

ここで,

$$\begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} = [T_1][T_2] \cdots [T_{m-1}][T_m] \quad (5-11)$$

である.

各層の速度と弾性率を, 図 5.8 に示す手順で計算する. 初めに底面の音圧 p_b に任意の初期値を与える. 次に, 各層の弾性率を $E_n = E_s$ として各層の音圧 p_n と速度 v_n および表面の音圧 p_s と速度 v_s を求める. 計算により得られた表面の音圧と速度が, 式(5-4)を使って実験結果から求まる表面における音圧 $p_{s,m}$ と速度 $v_{s,m}$ の値にそれぞれ等しくなるように調整係数 $A = p_s/p_{s,m}$, $B = v_s/v_{s,m}$ を各層の音圧と速度にそれぞれ乗算する. 各層について調整係数を乗算後の音圧と速度に対する縦弾性率 E_n を, 式 (5-6) と (5-7) を用いて計算する. 計算した縦弾性率 E_n を用いて, 式 (5-8) ~ (5-11) から表面の音圧と速度を再び求める. 以上の手順を $A < 10^{-3}$ かつ $B < 10^{-3}$ となるまで繰り返す.

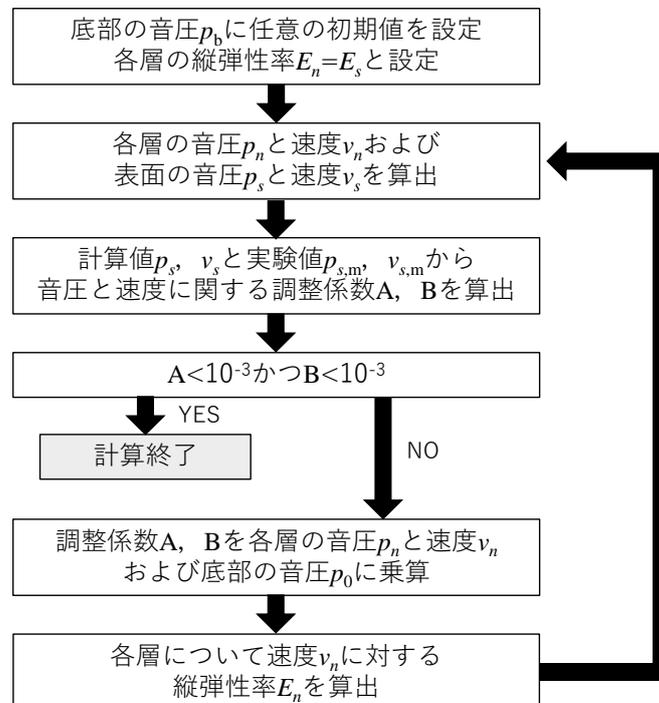


図 5.8 速度依存性を考慮した粒子状材料の深さ方向における縦弾性率の計算手順

5.2.3 計算結果

粒子状材料(i)~(k)について吸音率を計算する。初めに、式(5-5)の表面速度 v_s に対する平均縦弾性率 \bar{E} を、図5.7の実験結果に最小二乗法を用いたカーブフィッティングを行うことで、材料に応じた定数 E_0'' 、 a 、 v_0 を推定する。ここで、 E_0'' は式(4-8)の E_0' に相当するが、速度依存性を考慮した点で第4章と異なるため、 E_0'' の表記を用いる。実験条件に合わせて、粒子状材料のかさ密度 ρ_b に表2.1の値を用いた。厚み $H=80$ mm、容器の直径 $d=99$ mmとした。 j と μ_w の値は3章から引用し、単一変数として $j\mu_w=0.43$ とした。フィッティングの結果、推定された粒子状材料(i)~(k)の E_0'' 、 a 、 v_0 を表5.1に示す。

表 5.1 粒子状材料(i)~(k)における E_0'' 、 a 、 v_0 の推定値

	Granular material		
	(i)	(j)	(k)
E_0''	3.3×10^5	5.0×10^5	6.3×10^5
a	0.81	0.85	0.80
v_0	0.2×10^{-2}	0.3×10^{-2}	1.5×10^{-2}

表5.1の E_0'' 、 a 、 v_0 を用いて5.2.2項の手順に従い、粒子状材料(i)~(k)について各入射音圧レベルにおける吸音率を計算する。なお、上述した E_0'' の推定では、吸音率におけるピークの大きさに関係する E_0'' の虚部は求まらない。吸音率の計算において、 E_0'' に虚部を与える必要がある。今回の吸音率の計算において、暫定的に表5.1に示した E_0'' の実部の5%を E_0'' の虚部として与えた。厚み方向の分割数 $m=80$ とし、離散化幅 $D=1$ mmとした。吸音率の計算結果を図5.9~5.11に示す。また、吸音率における第1ピークの周波数について、計算値と実験値、それらと式(4-12)から計算した偏差を表5.2に示す。粒子状材料(i)~(k)のいずれにおいても、偏差は3.0%以下であった。

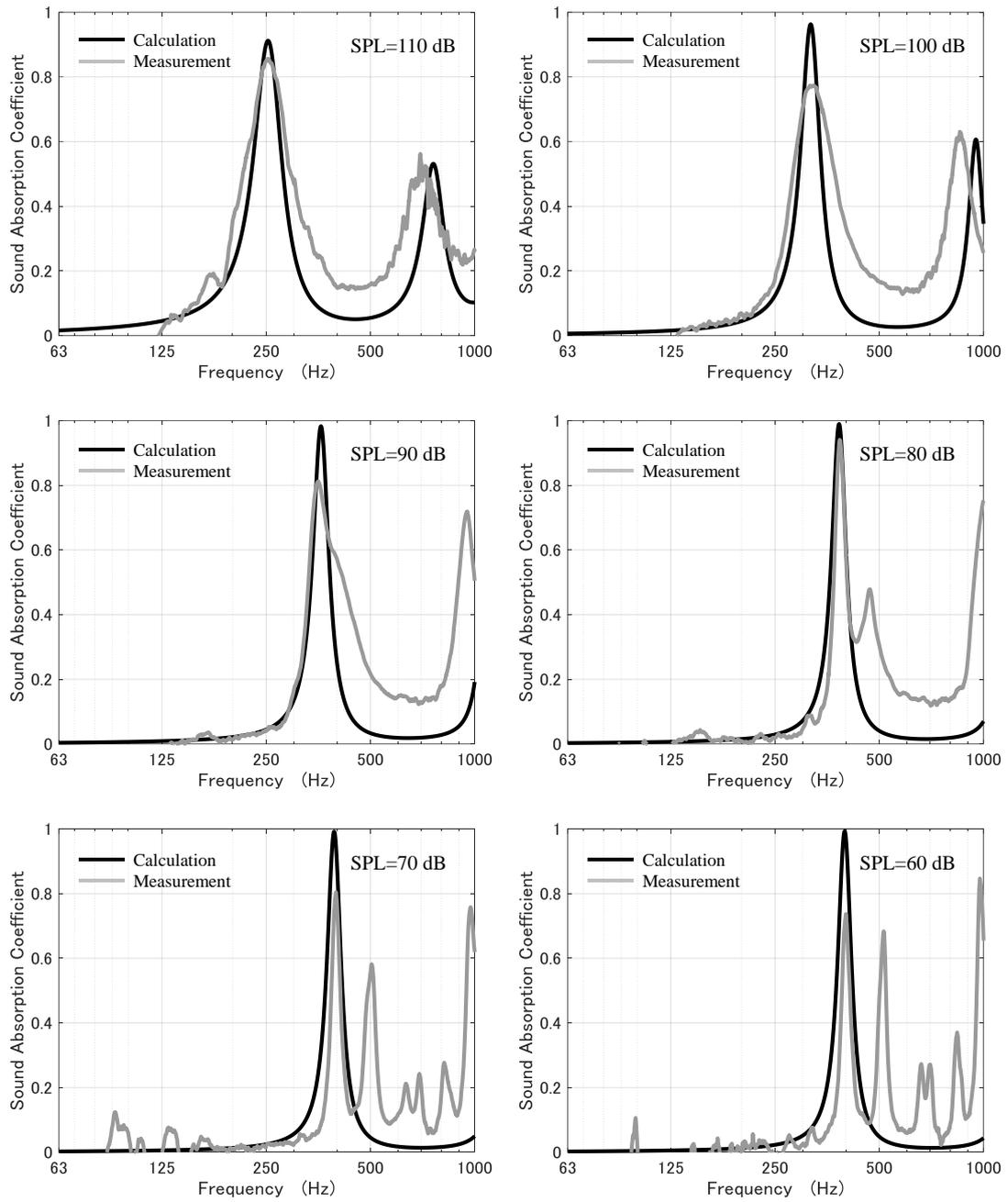


図 5.9 粒子状材料(i)について、入射音圧レベルに依存する吸音率の計算値と実験値

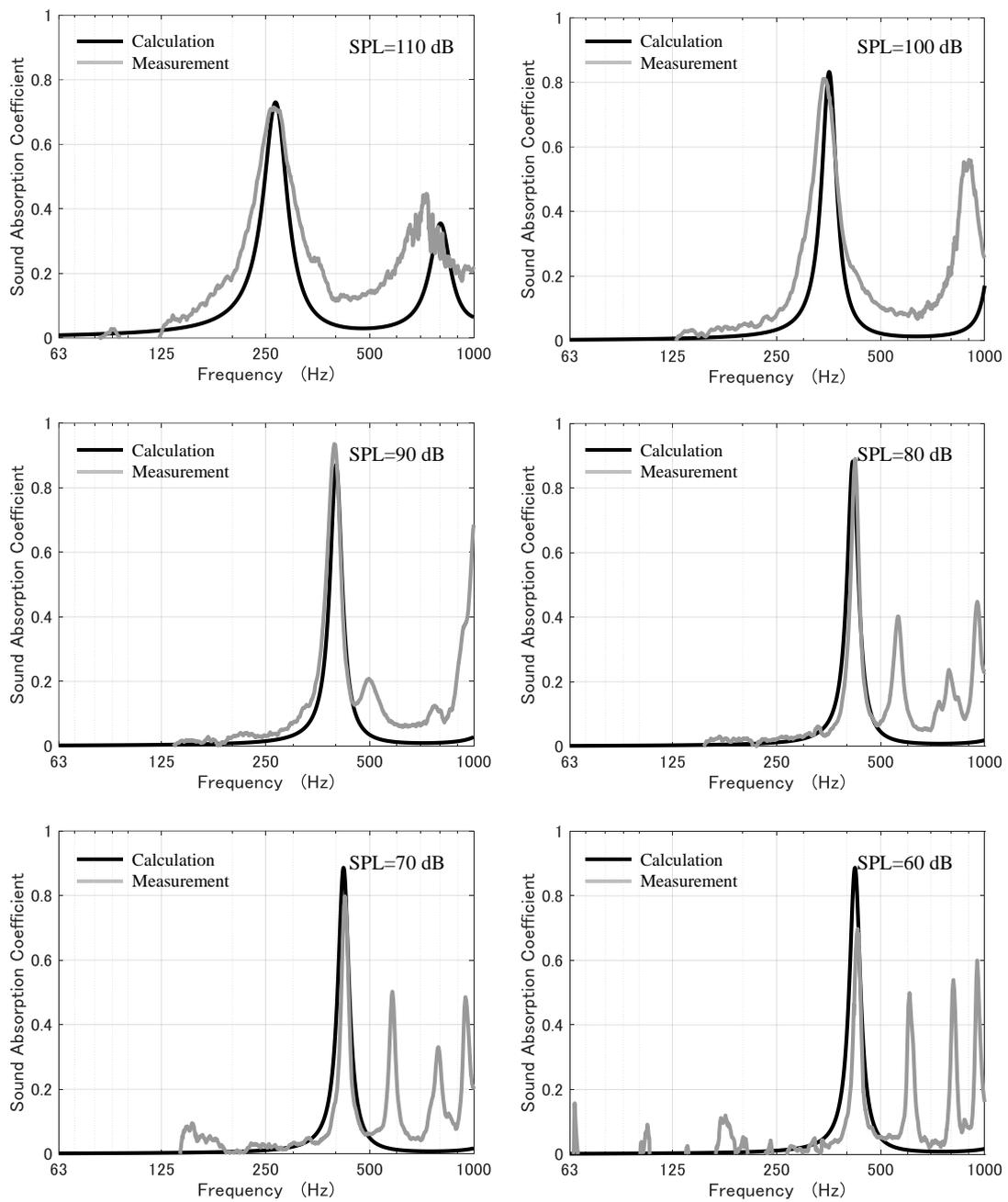


図 5.10 粒子状材料(j)について、入射音圧レベルに依存する吸音率の計算値と実験値

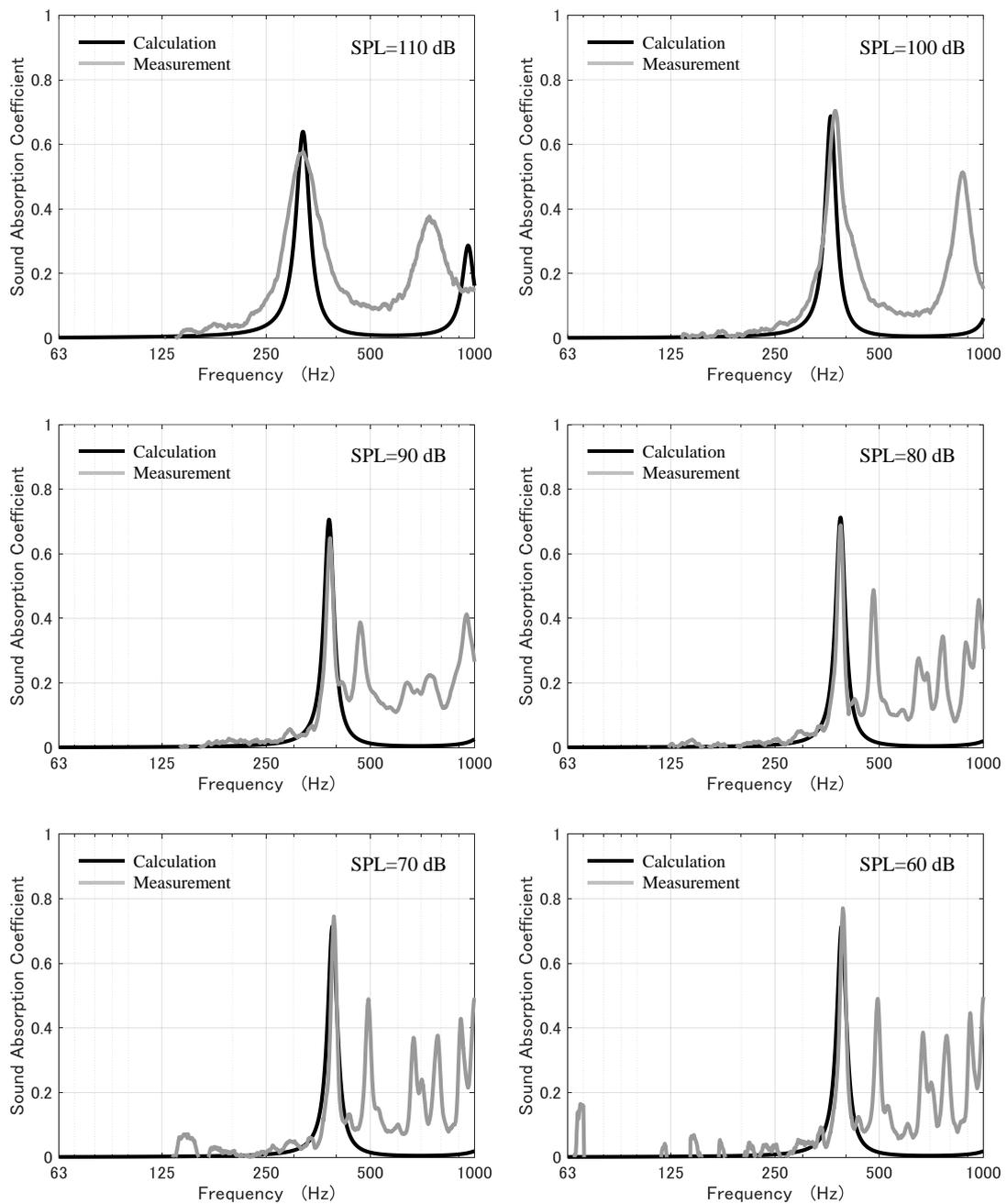


図 5.11 粒子状材料(k)について、入射音圧レベルに依存する吸音率の計算値と実験値

表 5.2 吸音率における第 1 ピークの周波数の計算値と実験値, その偏差

		Incident sound pressure level (dB)					
		60	70	80	90	100	110
Granular material (i)	Calculation	395	393	384	360	316	251
	Measurement	399	397	385	350	316	251
	Deviation	1.0%	1.0%	0.2%	2.9%	0.0%	0.0%
Granular material (j)	Calculation	420	422	416	400	355	268
	Measurement	429	425	422	395	345	264
	Deviation	2.1%	0.7%	1.4%	1.3%	2.9%	1.5%
Granular material (k)	Calculation	390	389	387	380	362	319
	Measurement	392	392	387	384	373	320
	Deviation	0.6%	0.8%	0.0%	1.0%	3.0%	0.3%

(単位 : Hz)

5.2.4 考察

吸音率の第 1 ピークの周波数について, 粒子状材料(i)~(k)のいずれにおいても計算値と実験値の偏差は 3.0%以下であったことから, 計算モデルの妥当性が示された. その一方で, 第 1 ピーク以降の周波数において, 実験結果と計算結果の吸音率に差があることが確認された. 特に, 80 dB 以下の入射音圧レベルにおける第 1 ピーク以降の複数のピークは計算では現れなかった. 5.1.3 で考察したように, 実験結果におけるそれらのピークは粒子間の非線形な弱接触が関係している可能性が考えられる. 今回の計算モデルはそれを考慮しておらず, この点におけるモデルの改良が将来の課題である.

5.3 入射する音波の振幅による骨格内の弾性率の変化

粒子状材料(k)を対象とし, 70, 90, 110 dB の入射音圧レベルにおける厚み方向に沿った骨格内部の弾性率を計算した. 図 5.4 の各入射音圧レベルにおける第 1 ピークの周波数について, 骨格の弾性率を計算した結果を図 5.12 に示す. また, 入射音圧レベルが 70dB の場合の弾性率に対する入射音圧レベルが 90 dB と 110 dB の場合の弾性率の比を, 図 5.13 に示す.

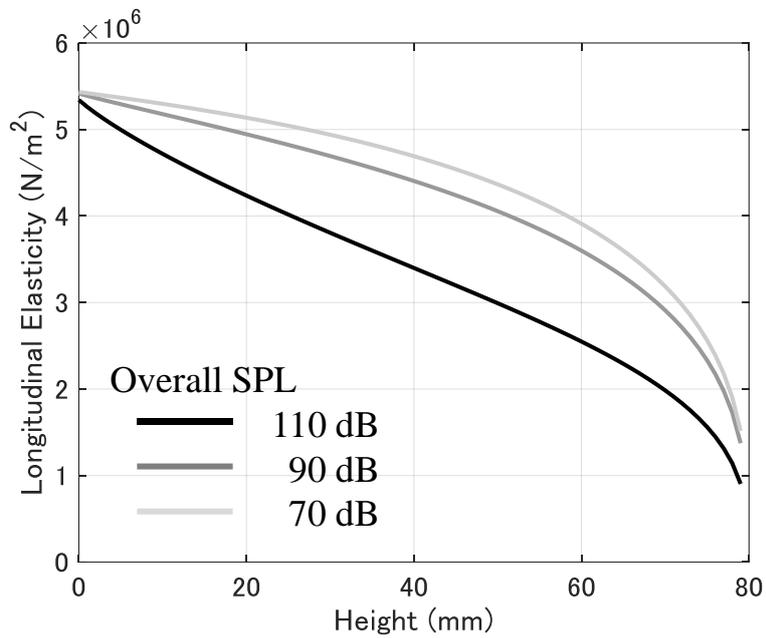


図 5.12 入射音圧レベルが 70, 90, 110 dB の場合について, 厚み方向における粒子状材料(k)の骨格の縦弾性率. 横軸の 0 mm は底面, 80 mm は表面に対応する.

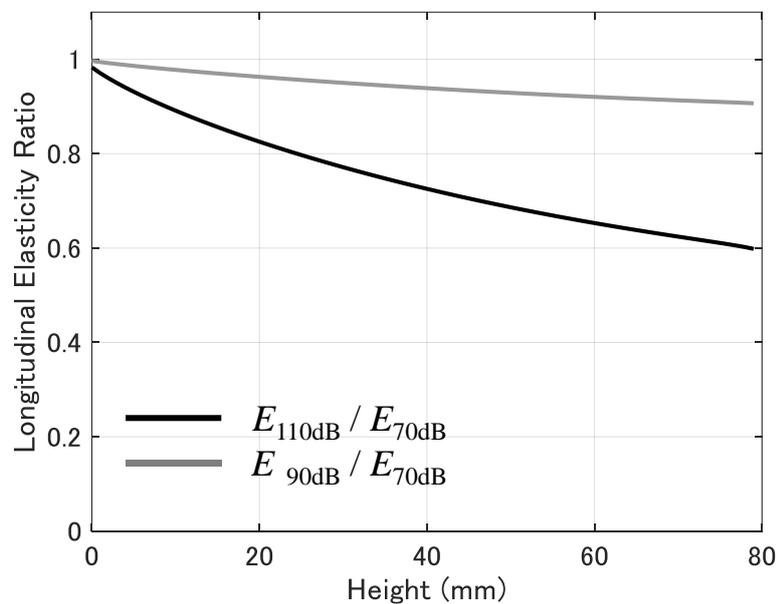


図 5.13 入射音圧レベルが 70 dB の場合の弾性率に対する入射音圧レベルが 90 dB と 110 dB の場合の弾性率の比. 横軸の 0 mm は底面, 80 mm は表面に対応する.

図 5.12 において、入射音圧レベルが 70dB の場合、表面に近づくにしたい指数関数的に弾性率が低下している。入射音圧レベルが増すと、骨格の内部における弾性率は全体的に低下した。入射音圧レベルの増加による弾性率の低下量は、厚みの中央付近において表面および底面よりも大きい。また、入射音圧レベルが 70 dB から 90 dB に増加する場合よりも、90 dB から 110 dB に増加する場合の方が、入射音圧レベルの増加による弾性率の低下率は大きい結果が得られた。図 5.13 から、入射音圧レベルの増加に応じた弾性率の低下率は、表面に近いほど大きいことが示された。

以上のことから、厚み方向における骨格内部の弾性率を表す曲線の形状は入射音圧レベルに依存して変化し、弾性率の低下率は厚み方向において均等でなく表層ほど大きくなると予測された。

5.4 入射する音波の振幅による骨格内の速度の変化

5.4.1 骨格内における正規化速度の計算

粒子状材料(k)を対象とし、入射音圧レベルが 70, 90, 110 dB の場合の骨格内部における速度を計算する。図 5.4 の各入射音圧レベルにおける第 1 ピークの周波数について、骨格内部の速度を表面の速度で除した正規化速度の計算結果を図 5.14 に示す。

図 5.14 から、第 1 ピークの周波数において、表面と底面がそれぞれ速度の腹と節になることが確認される。このことから、厚みが $1/4$ 波長に相当する周波数で吸音率の第 1 ピークが現れていると考えることができる。入射音圧レベルが 70 dB から 90 dB に増加した場合の正規化速度の変化はいずれの深さにおいても 0.02 以下と小さいのに対し、入射音圧レベルが 90 dB から 110 dB に増加すると厚みの中央付近の基準化速度は低下した。

以上、厚み方向における骨格内部の正規化速度を表す曲線の形状は、入射音圧レベルに依存して変化することが予測された。

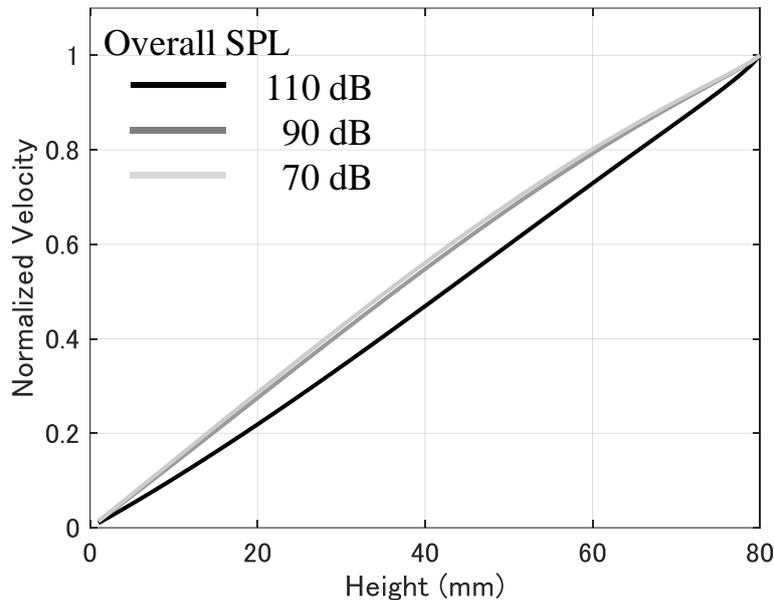


図 5.14 入射音圧レベルが 70, 90, 110 dB の場合について, 厚み方向における粒子状材料 (k) の骨格の正規化速度. 正規化速度は, 骨格内部の速度を骨格表面の速度で除したものと定義する. 横軸の 0 mm は底面, 80 mm は表面に対応する.

5.4.2 骨格内における正規化速度の測定

5.4.1 項で予測された骨格内部における厚み方向の正規化速度の入射音圧レベル依存性を実験により確認する.

■ 実験方法

音波の照射下における粒子状材料内部の振動加速度を測定した. 実験セットアップの模式図と写真を図 5.15 に示す. 試験体として粒子状材料(k)を使用した. 粒子状材料を内径 100 mm のアクリル製円筒容器に充填し, 充填する厚みを 80 mm とした. 粒子状材料を充填した容器と音響管を鉛直に接続した. 粒子状材料内の振動加速度を測定するために, 粒子状材料内の底面から 20, 40, 60, 75 mm の位置に加速度計を挿入した. なお, 一回の測定につき, 一か所に加速度計を挿入した. 加速度計の設置が粒子の挙動を抑制することを防ぐために, 小型で軽量な一軸加速度計 (小野測器製 NP2110, 直径 6.5 mm, 重さ 0.6 g) を使用した. また, 粒子状材料と加速度計が一体として動くように接触面積を高めることを意図して加速度計にフィルム (PET 製, 厚み 0.5 mm, 直径

40 mm, 重さ 0.8 g) を取り付けた。加速度計の写真を図 5.16 に示す。一軸加速度計の軸方向は、音響伝搬方向と一致させた。音源信号に、5.1 節の実験と同様の白色雑音を使用し、均一な周波数特性をもつ音波を粒子状材料に入射させた。入射音圧レベルを 70, 90, 110 dB とした場合の粒子状材料の加速度を測定した。

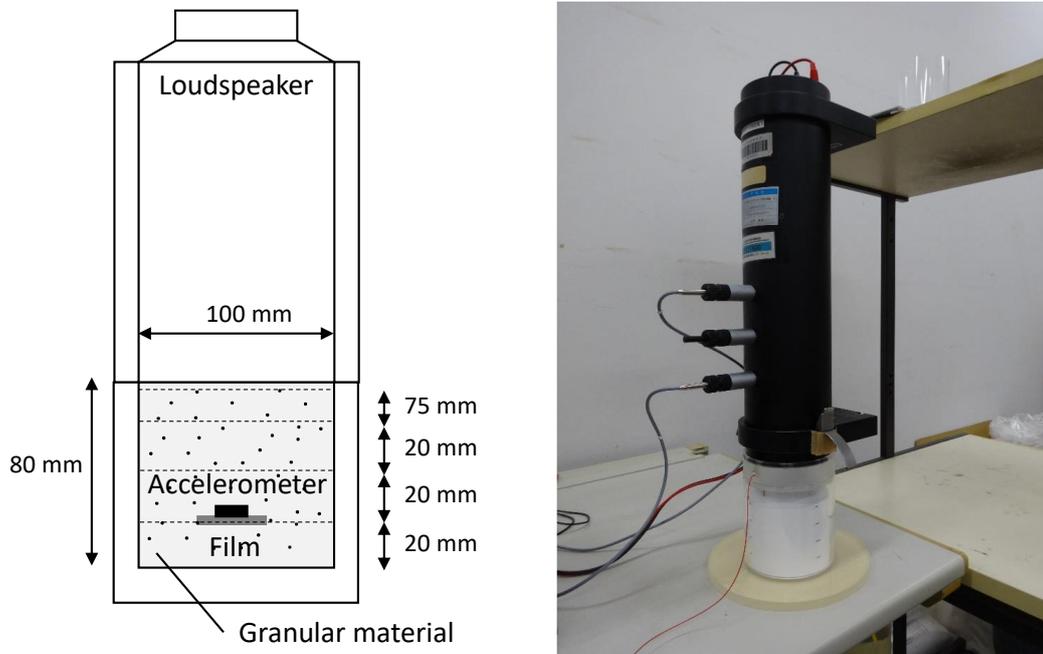


図 5.15 粒子状材料内の振動加速度測定用セットアップ

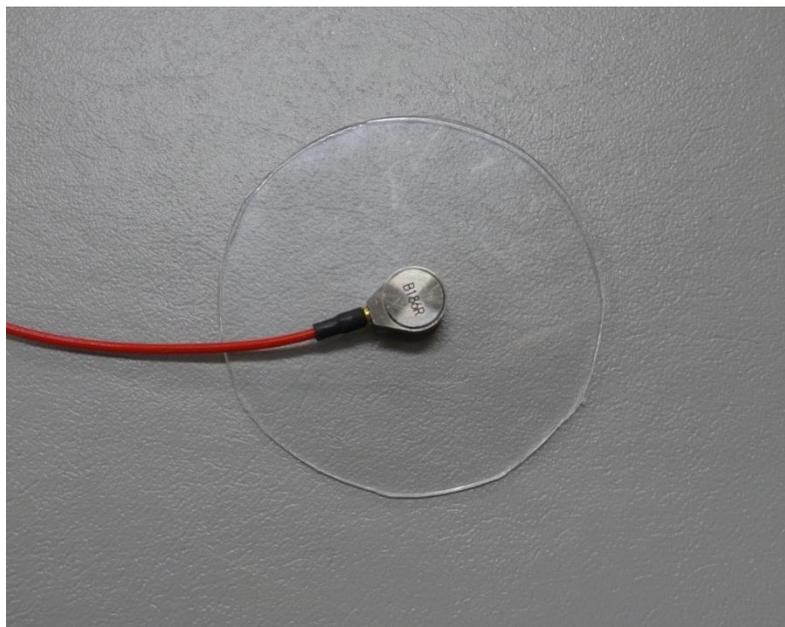


図 5.16 粒子状材料内の振動加速度の測定において使用した加速度計

■ 実験結果

先ず最初に予備実験として、加速度計をそれぞれ底面から 40 mm と 75 mm の位置に設置した場合と設置しなかった場合の吸音率を測定した。入射音圧レベルは、オールパス値で 110 dB とした。吸音率の測定結果を図 5.17 に示す。吸音率における第 1 ピークの周波数について、加速度計の有無や位置による変化は 5 Hz 以内であった。第 1 ピークの吸音率の大きさ α について、加速度計を設置しない場合に $\alpha=0.57$ であり、加速度計を 75 mm の位置に設置した場合に $\alpha=0.55$ 、40 mm の位置に設置した場合に $\alpha=0.50$ となった。この結果から、加速度計の設置は、音波の照射下における粒子の挙動に影響を与えるものの、その程度は限定的であると考えられる。

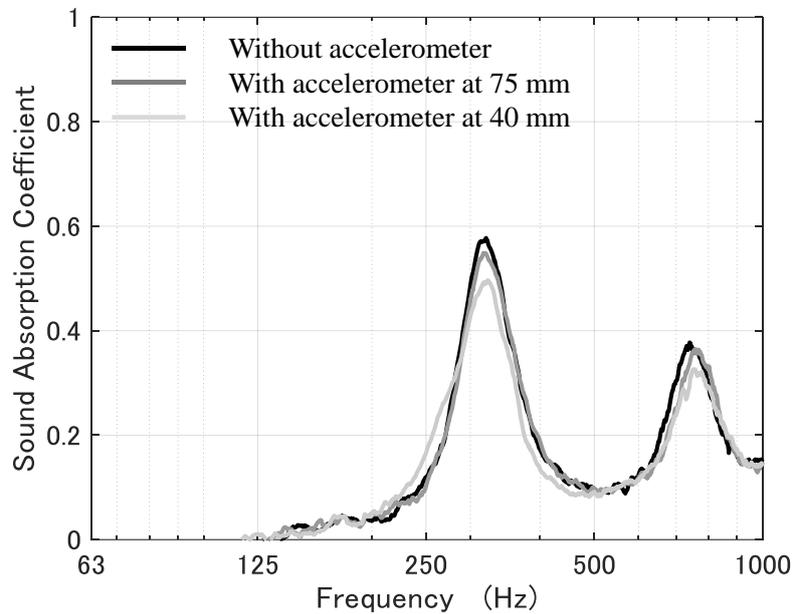


図 5.17 加速度計を設置した場合と設置しなかった場合における吸音率

実験で得られた加速度 Acc を、式 (5-12) を使って変換した速度 v の周波数応答を図 5.18 に示す。

$$v = \left| \frac{Acc}{i\omega} \right| \quad (5-12)$$

各入射音圧レベルにおいて、加速度計の位置に関わらず速度の第 1 ピークは同じ周波数で現れた。入射音圧レベルの増加に伴って、速度において第 1 ピークが現れる周波数は低下した。図 5.18 における速度の第 1 ピークの周波数は、図 5.4 の吸音率の第 1 ピークの周波数と一致する。第 1 ピークにおける速度の大きさは、表面に近い位置ほど大きかった。

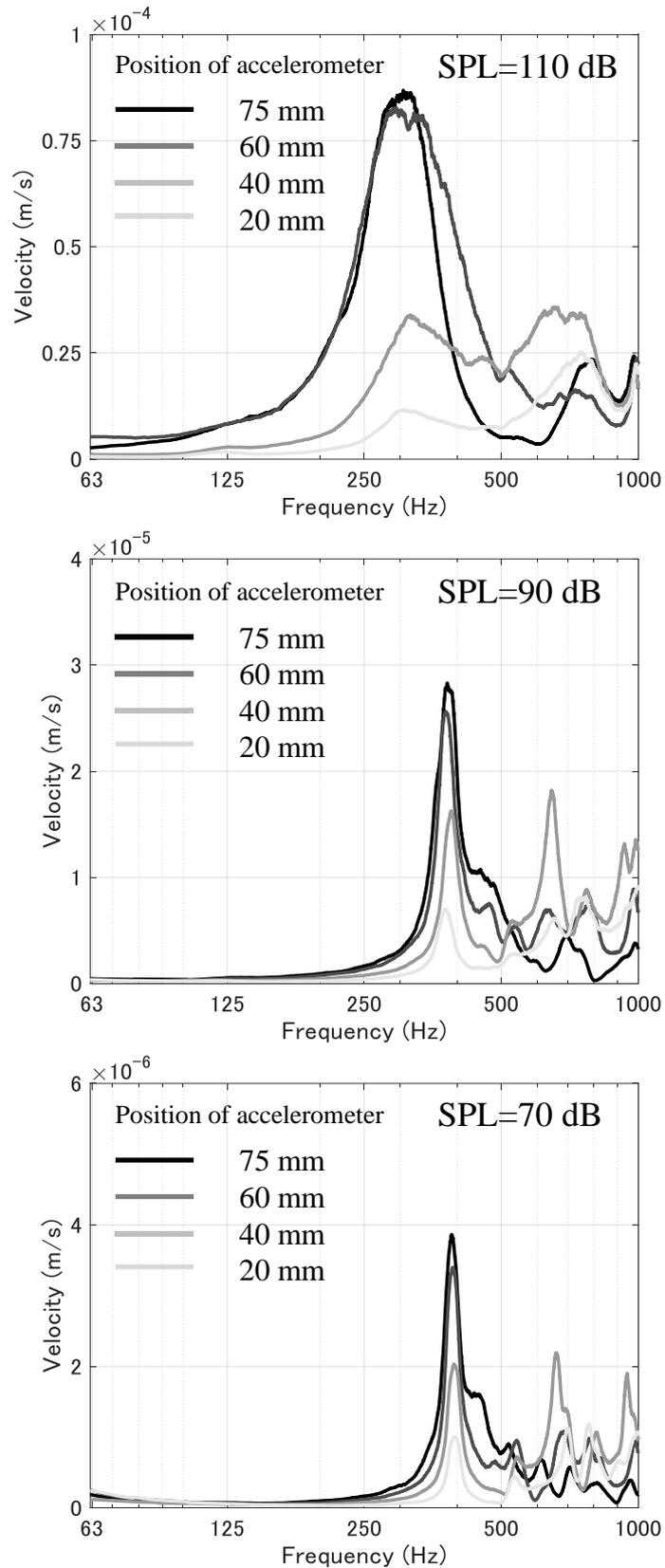


図 5.18 粒子状材料(k)の内部における振動速度の測定結果

図 5.18 に示した速度における第 1 ピークの値を読み取り、底面から 75 mm の位置における速度の第 1 ピークの値で除した骨格内部における各位置の正規化速度を求めた。正規化速度の実験結果を、図 5.14 の計算結果と併せて、図 5.19 に示す。

入射音圧レベルが 70 dB と 90 dB の場合における正規化速度の差は、各位置において 0.05 以内であった。入射音圧レベルが 110 dB の場合、他の入射音圧レベルの場合と比べて底面から 20 mm と 40 mm の位置における正規化速度は 0.1 程度小さかった。この結果から、入射音圧レベルが増すと、表面の速度に対して厚みの中央付近の速度は小さくなることが示された。この傾向は、計算結果と実験結果の両方において確認された。

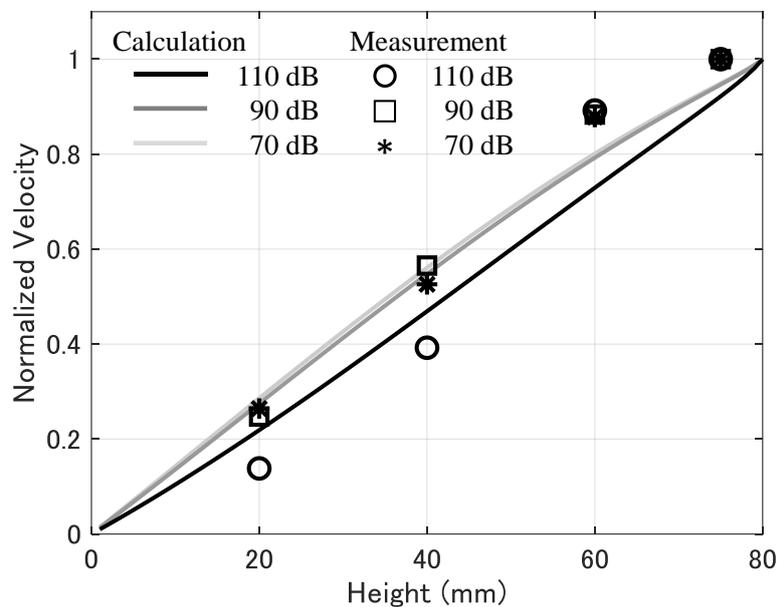


図 5.19 粒子状材料(k)における厚み方向の正規化速度の実験結果と計算結果

5.4.3 考察

厚み方向における骨格の正規化速度は、入射音圧レベルに応じて変化することが実験と計算の両方において確認された。したがって、5.2 節に示した計算方法は妥当であると考えられる。その一方で、図 5.19 における実験結果と計算結果に、いくらか誤差が残されている。その理由として、骨格内における減衰が考えられる。これは、図 5.9 ~ 5.11 に示された吸音率の第 1 ピークの幅について計算値と実験値に差があることか

らも示唆されている。

5.5 まとめ

粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料を代表して、 $4.5\sim 6.5\times 10^{-5}$ m の粒子径で $80\sim 230$ kg/m³ のかさ密度をもつ表 2.1 の粒子状材料(i)~(k)について、入射する音波の振幅による吸音率の変化を実験により調査した。入射音圧レベルをオーバーオール値で $60\sim 110$ dB の間で変化させ、吸音率を測定した。粒子状材料(i)~(k)の場合、80 dB 以下の入射音圧レベルでは一定の吸音率を示した。それを超える入射音圧レベルでは、入射音圧レベルが大きいほど、吸音率の第 1 ピークが現れる周波数は低下することが確認された。吸音率における第 1 ピークは、厚みが $1/4$ 波長に相当する周波数で骨格が共振することにより得られたと考えられる。これを踏まえて、各入射音圧レベルにおける骨格の縦弾性率を求めた。入射音圧レベルが特定の値を超えると、骨格の縦弾性率は入射音圧レベルの大きさに応じて低下することが示唆された。

骨格内の速度は音圧に比例することから、速度に依存する骨格の弾性率を導入し、吸音率を計算した。続いて、骨格を音波の伝搬方向に沿って離散化し、深さと速度に依存する骨格の弾性率を考慮して、各入射音圧レベルにおける厚み方向における弾性率を計算した。その結果、入射音圧レベルが増すと、骨格内部の弾性率は低下し、特に表層に近い位置ほど弾性率の低下率は大きくなることが示された。また、各入射音圧レベルにおける骨格内部の速度を計算した。骨格の厚み方向の速度の分布は、入射音圧レベルに応じて変化すると予測された。この骨格の厚み方向の速度の分布を実験により確認するために、小型で軽量な加速度計を粒子状材料の中に挿入し振動速度を測定した。実験において予測と同様の結果が得られたことから、計算方法の妥当性が確認された。

以上のことから、入射音圧レベルが増すと特に表層に近い位置で骨格は軟化し、その結果、吸音率における第 1 ピークはより低い周波数で現れることが示された。今回得られた知見から、骨格を主たる吸音要素とする粒子状材料を吸音材として活用する場合、使用環境の音圧レベルを把握したうえで吸音特性を設計することが望ましいと言える。なお、今回の実験では定常音である白色雑音を入射音として使用していることから、得られた知見の妥当性は、定常音場の場合に限られる。残響過程のように過渡的な音場の場合、音圧レベルに応じて時間的に吸音率が変化する可能性が推察される。

第6章 振動により誘発される骨格の非線形弾性の影響

5章において、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の吸音率は、入射音圧レベルに依存することが明らかになった。その理由として、音波による動的外力により、骨格の弾性率が変化したことが考えられた。本章では、音波以外の動的外力として、機械的な振動が粒子状材料の吸音率に与える影響を実験により調査する。今回、基本的な条件である1次元の鉛直振動を扱う。

6.1 振動が吸音率に与える影響に関する実験的調査

6.1.1 実験方法

鉛直振動を受ける粒子状材料の垂直入射吸音率を測定した。図6.1に、実験で用いたセットアップを示す。粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料を代表して、表2.1の粒子状材料(j)を試験体に用いた。試験体を、厚みが80 mmになるまで内径100 mm、外径120 mmの亚克力樹脂製の円筒容器に充填した。粒子状材料を充填した容器を加振器(EMIC, 512-A)の振動部の上に固定させた。振動部と容器底の間に加速度計(ACO, 7300)を挿入し、吸音率の測定中における容器の振動加速度を観察した。容器と同じ内径をもつ円筒音響管(Brüel & Kjær, 4206)に、振動絶縁を目的とした厚さ10 mmのEPDMゴムを介して、容器を鉛直に連結させた。音響管は、剛な床に設置された台座から支持されており、加振器の振動から絶縁されている。5章において、粒子状材料(j)の吸音率は入射音圧レベルに依存することが確認された。吸音率における入射音圧レベルの影響を除外するために、5章の結果を参考として、音響管内の入射音圧レベルを80 dBとした。加振器を用いて、粒子状材料を充填した容器に10 Hzの正弦鉛直振動を与えた。図6.2に示すように振動の変位を、0.02 mm/sの速さで線形的に増加させ、peak-to-peak値で0.0 mmから1.2 mmになるように変化させた。なお、容器は少なくとも500 Hzまでは分割振動せず一体として挙動することを別途振動試験にて確認している。63 Hz~1 kHzにおいて入射音圧レベルが均一な白色雑音を音響管に取り付けられたスピーカから放射し、振動を与えている間における音響管内の音圧を測定した。測定のサンプリング周波数 f_s は、48 kHzとした。測定した音圧信号に、40 Hzのカットオフ周波数をもつ高域通過フィルタを通過させた。図6.3に示すように、400msに相当する長さをもつハン窓を適用し、50ms間隔で切り出した音圧信号を用いて、伝達関数法により垂直入射吸音率を算出した。吸音率の計算に用いた信号のサンプル数は $5 \times f_s$

であり、ハン窓により切り出された音圧信号を含む $0.4 \times f_s$ 点以外の点における値は 0 とした。

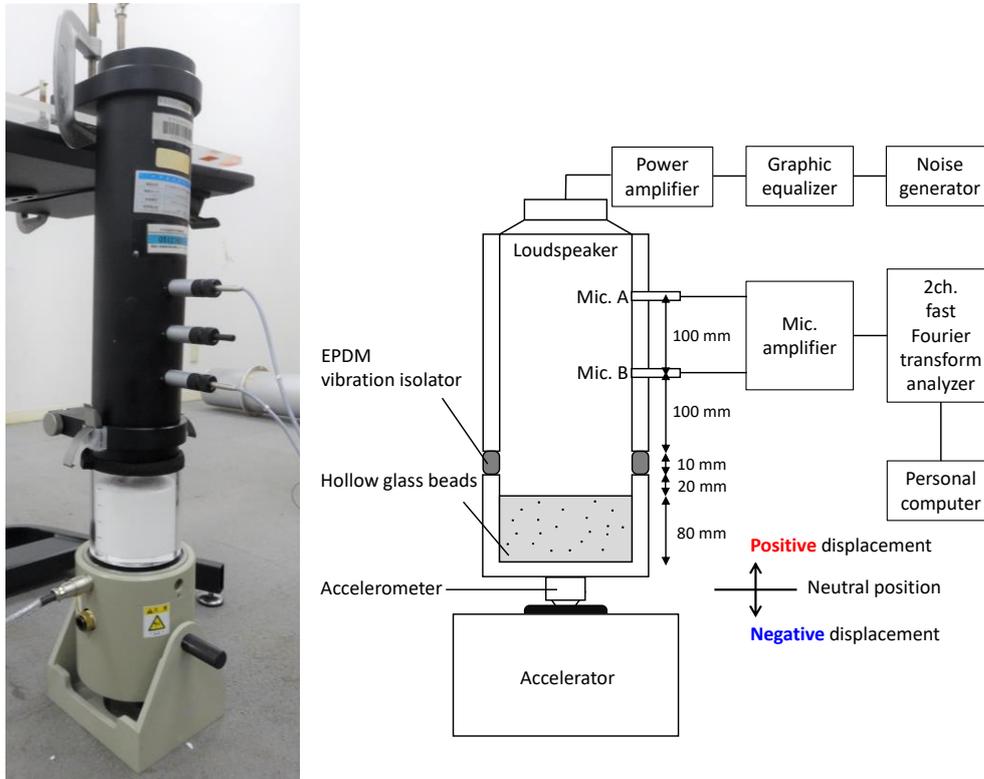


図 6.1 鉛直振動を受ける粒子状材料の吸音率の測定に使用された実験セットアップ

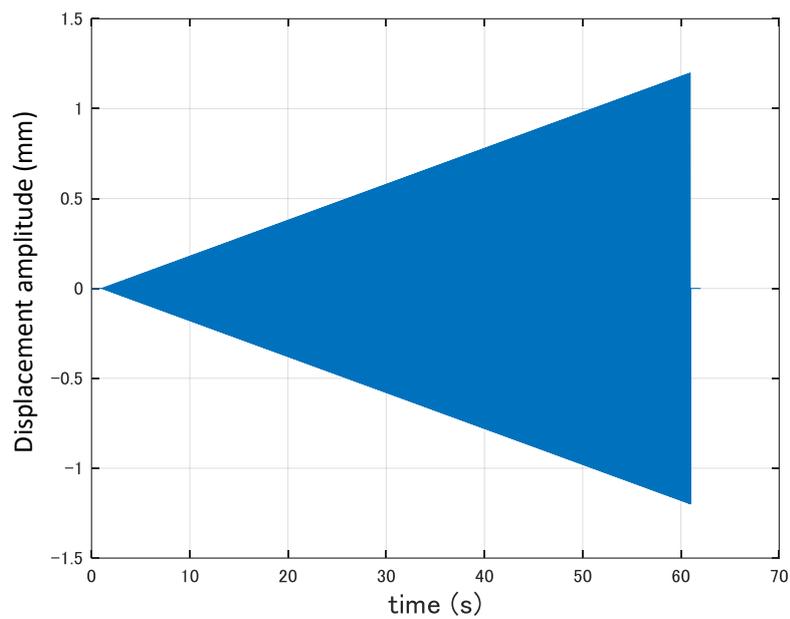


図 6.2 加振器を用いて粒子状材料に与えた振動の変位振幅

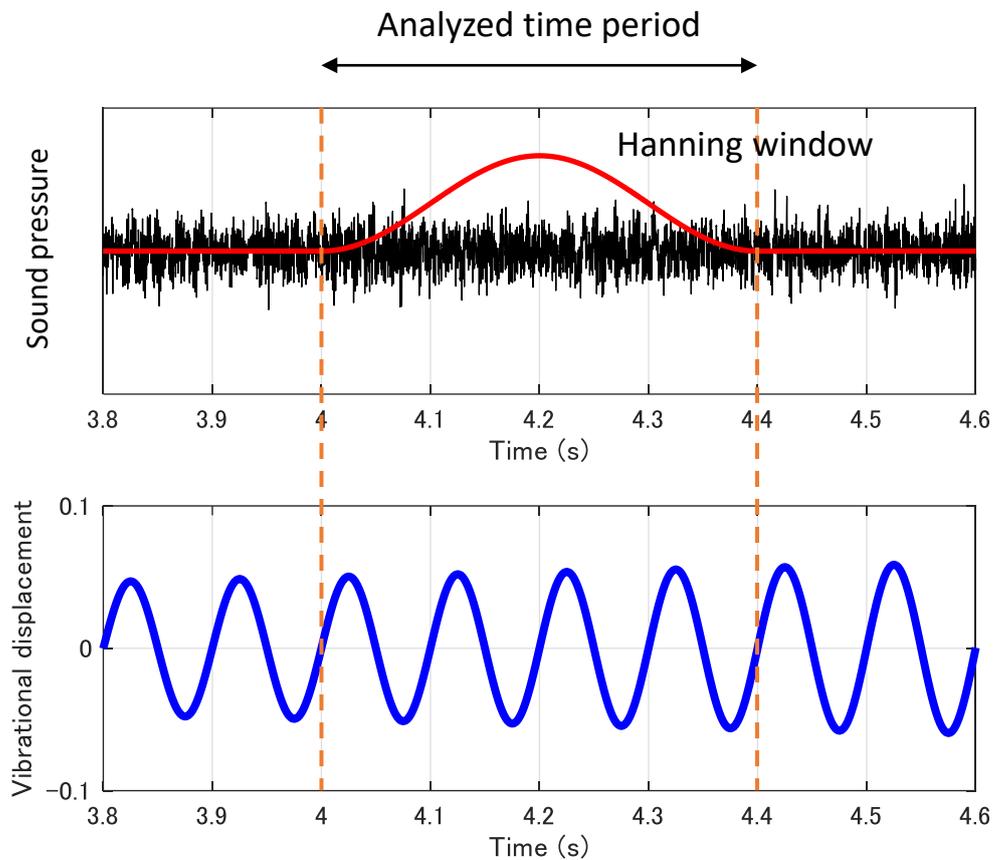


図 6.3 吸音率を算出するための音圧信号の切り出しに使用した窓関数と、その窓関数の適用時間における振動の変位。窓関数には 400ms 長のハン窓を用いた。10 Hz の正弦振動の場合、400ms は 4 周期の振動に相当する時間である。

6.1.2 実験結果

鉛直振動を受ける粒子状材料(j)について、垂直入射吸音率の測定結果を図 6.4 に示す。また、振動の変位振幅 w が $w=0.0, 0.5, 1.0$ mm となる時点の吸音率 α_w を図 6.5 に示す。振動を受けない場合 ($w=0.0$ mm) の吸音率において第 1 ピークの現れる周波数 f_0 は、 $f_0=360$ Hz であり、その大きさは $\alpha_0=0.82$ だった。第 1 ピークの半値幅 H_0 は、 $H_0=40$ Hz だった。振動の変位振幅が $w<0.3$ mm の場合、振動を受けない場合に対する振動を受ける場合の第 1 ピークの大きさに関する比 $|\alpha_w/\alpha_0|$ は 0.95 以上、半値幅に関する比 $|H_w/H_0|$ は 2.0 以下だった。したがって、 $w<0.3$ mm において、振動による吸音率の変化は限定的であると考えられる。 $w\geq 0.3$ mm において、吸音率における第 1 ピークの大きさは減少し、第 1 ピークの幅は特に低周波側に広がった。 $w=1.0$ mm では、第 1 ピークを明確に読み取ることは難しくなり、吸音率は最大値で約 0.65 であった。第 1 ピー

ク以降の周波数におけるピークの大きさは、変位振幅 w が 0.3 mm を超えると減少し、0.5 mm を超えると区別できなくなった。

以上より、変位振幅が特定の大きさを超える鉛直振動を与えると、粒子状材料の吸音特性は振動の変位振幅に応じて変化することが明らかとなった。

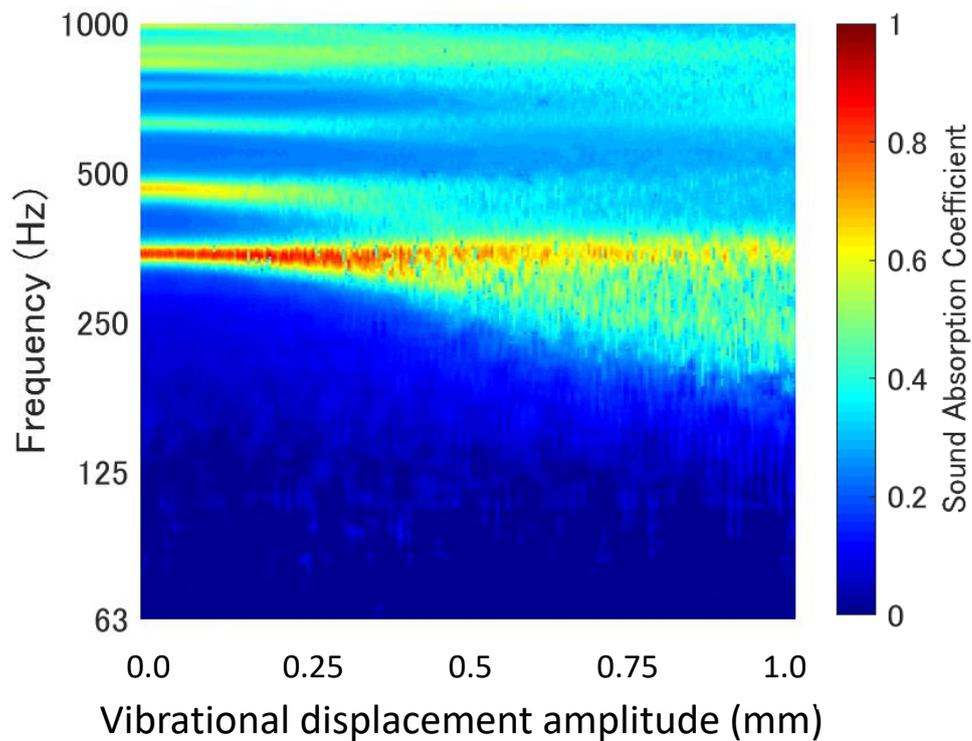


図 6.4 線形的に変位振幅が増加する 10 Hz の鉛直振動を受ける粒子状材料(j)の吸音率

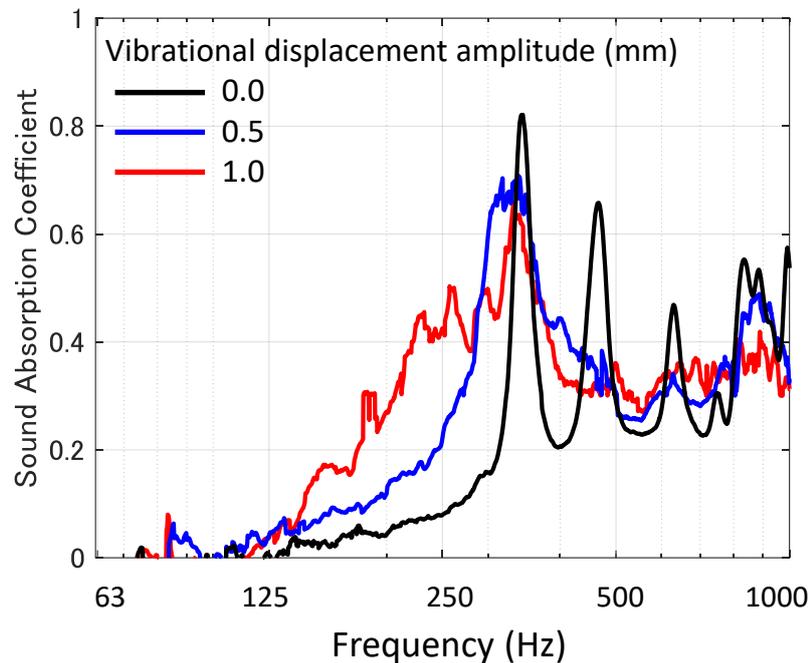


図 6.5 振動の変位振幅が 0.0, 0.5, 1.0 mm における粒子状材料(j)の吸音率

6.2 振動下における吸音率の時間的な変化

6.1 節では, 図 6.3 に示すように 400ms 長のハン窓により切り出した信号から吸音率を算出した. 窓の時間長である 400ms は, 10Hz の振動における 4 周期の時間に相当する. 本節では, 振動を受けることによる粒子状材料の吸音率の変化をより詳細に分析するために, 粒子状材料が静止状態の基準位置より鉛直方向に上 (振動の変位が正) および下 (振動の変位が負) に位置する時間毎に吸音率を算出する.

6.2.1 分析方法

図 6.4 に示した 10 Hz の振動を受ける場合の吸音率を対象に分析する. 10 Hz の振動において粒子状材料が静止状態の基準位置より鉛直方向に上 (振動の変位が正) および下 (振動の変位が負) に位置する半周期の時間長は 50ms である. 図 6.6 に示すように, 50ms の時間長のハン窓を用いて, 振動の変位が正および負に位置する時間毎に音圧信号を切り出して, それぞれの吸音率を算出する.

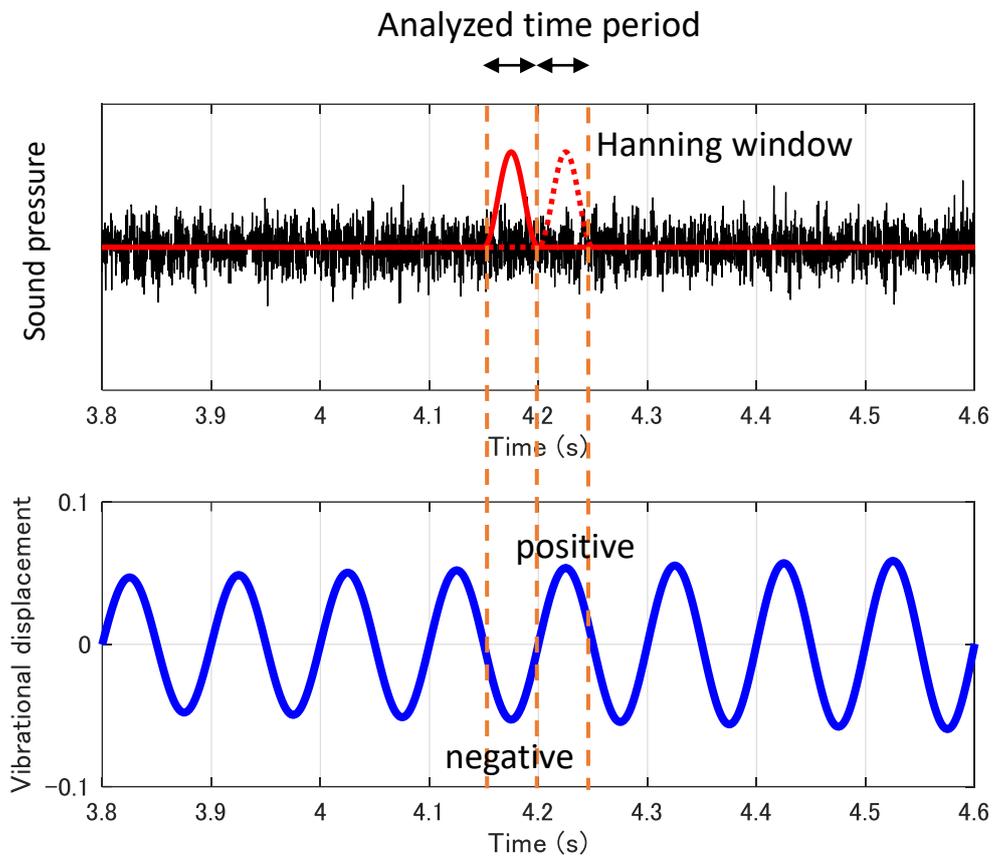


図 6.6 吸音率を算出するための音圧信号の切り出しに使用した窓関数と、その窓関数の適用時間における振動の変位。窓関数には 50ms 長のハン窓を用いた。10 Hz の正弦振動の場合、50ms は半周期の振動に相当する時間であり、振動の変位が正または負となる時間毎に吸音率を算出した。

6.2.2 分析結果

鉛直振動を受ける粒子状材料(j)について、振動の変位が正または負に相当する時間毎に分析した吸音率を、それぞれ図 6.7 と 6.9 に示す。また、振動の変位振幅 w が $w=0.0$, 0.5 , 1.0 mm となる時点における吸音率 α_w を、それぞれ図 6.8 と 6.10 に示す。

振動の変位が負となる区間について、変位振幅の増加に伴う吸音率の変化は限定的であった。 $0.0 \leq w \leq 1.0$ mm において、第 1 ピークの大きさに関する比 $|\alpha_w/\alpha_0|$ は 0.8 以上であり、第 1 ピークの周波数は 360 Hz から変化しなかった。振動の変位振幅の増加に伴い、第 2 ピークの大きさは減少し、第 1 ピークと区別できなくなったため、半値幅に関する比 $|H_w/H_0|$ は得られなかった。

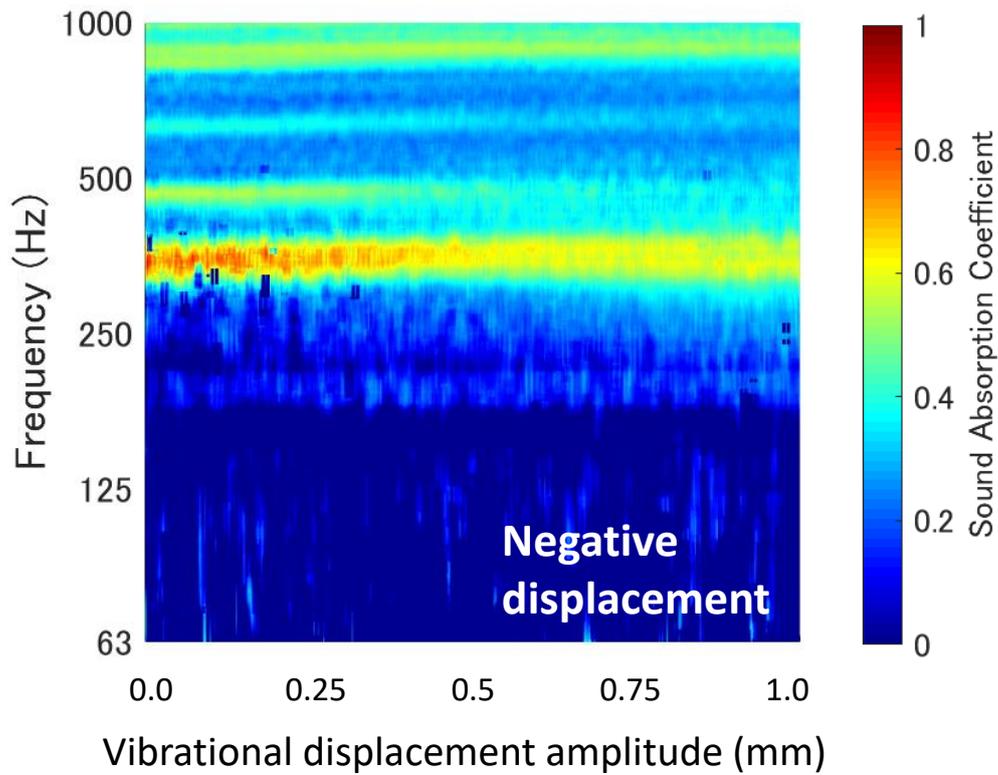


図 6.7 線形的に変位振幅が増加する 10 Hz の鉛直振動において、振動の変位が負に位置する時間を対象に分析した粒子状材料(j)の吸音率.

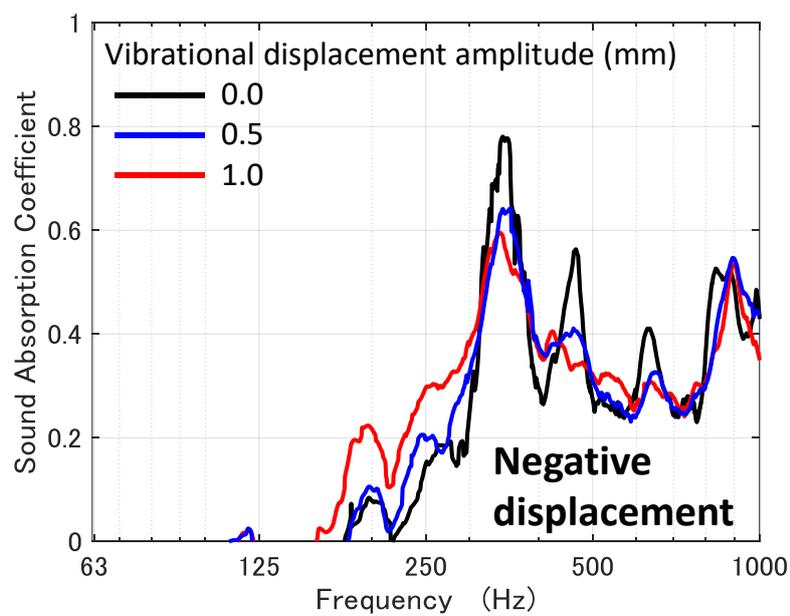


図 6.8 振動の変位が負となり、変位振幅が 0.0, 0.5, 1.0 mm における粒子状材料(j)の吸音率

振動の変位が正となる区間について、変位が $w < 0.3$ mm において、吸音率の変化は小さかった。第1ピークの大きさに関する比 $|\alpha_w/\alpha_0|$ は 0.9 以上であり、半値幅に関する比 $|H_w/H_0|$ は 1.5 以下であった。さらに、振動を受けない場合に対する振動を受ける場合の第1ピークの周波数に関する比 $|f_w/f_0|$ は、0.9 以上だった。振動の変位が 0.3 mm を超えて大きくなると、 α_w と f_w は減少し、 H_w は増加した。 $w=0.5$ mm において、 $|\alpha_w/\alpha_0|$ は 0.7、 $|f_w/f_0|$ は 0.7、 $|H_w/H_0|$ は 4.5 であった。 $w=1.0$ mm において、 $|\alpha_w/\alpha_0|$ は 0.7 であるのに対し、 $|f_w/f_0|$ は 0.55、 $|H_w/H_0|$ は 5.5 であった。

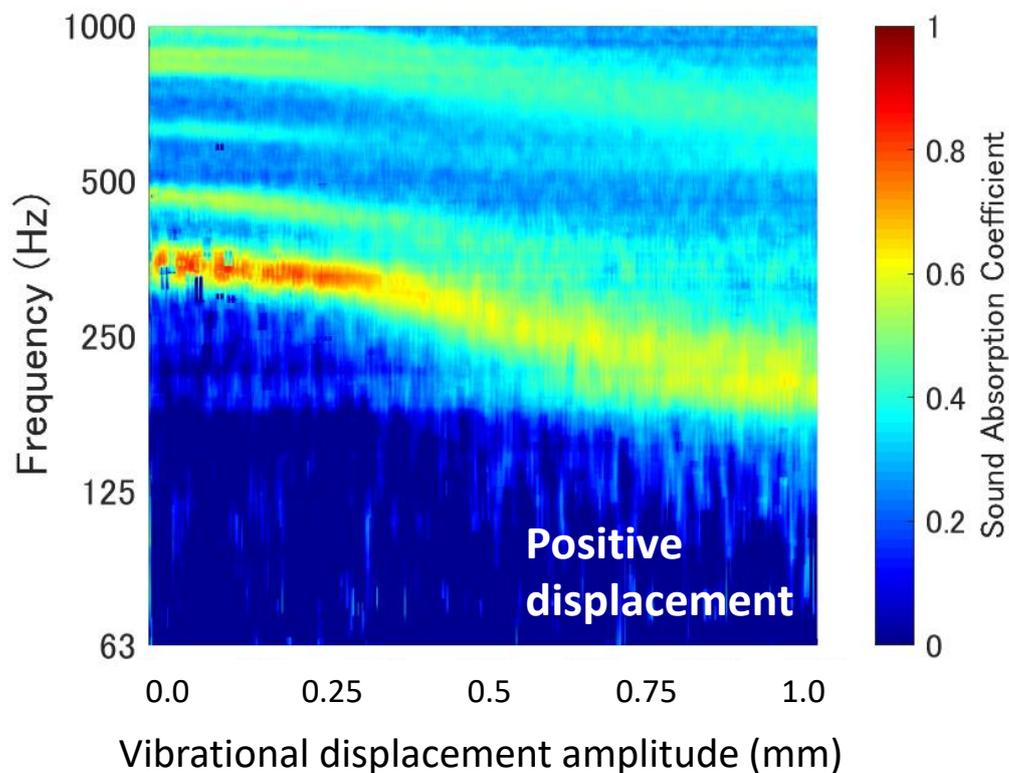


図 6.9 線形的に変位振幅が増加する 10 Hz の鉛直振動において、振動の変位が正に位置する時間を対象に分析した粒子状材料(j)の吸音率.

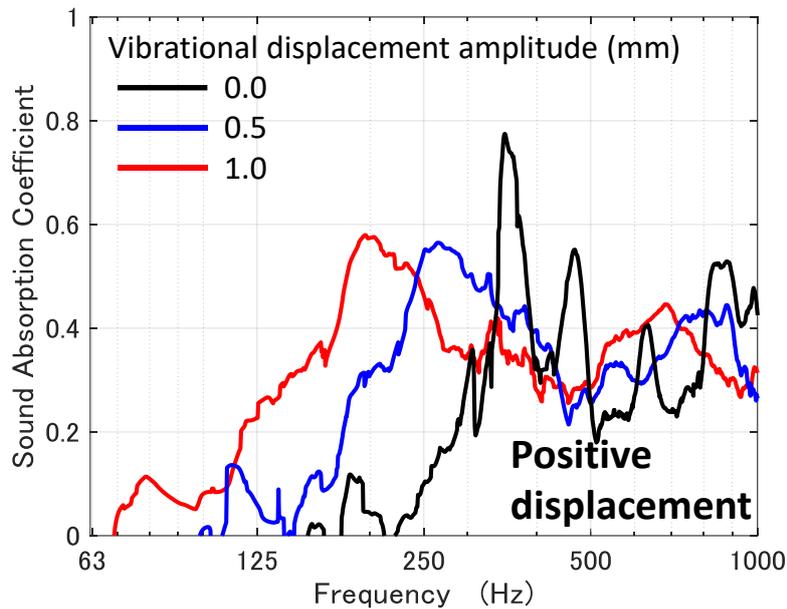


図 6.10 振動の変位が正となり，変位振幅が 0.0, 0.5, 1.0 mm における粒子状材料(j)の吸音率

6.2.3 考察

図 6.7~6.10 に示されるように，振動の変位が負となる区間における吸音率はその変位振幅に依存せず，振動の変位が正となる区間における吸音率はその変位振幅に依存して変化した．7.1 節のように，振動の変位が正および負となる両区間にわたって吸音率を算出する場合，それぞれの区間における吸音率を平均した結果が現れていると考えられる．また，振動の変位振幅が特定の値（今回の場合，0.3mm）を超えると，振動の変位が正と負になる区間で吸音率は異なると言える．振動の変位が正になる区間では，振動加速度に応じた慣性力が重力と反対方向に働く．また，振動の変位が負になる区間では，重力による静圧に加えて振動加速度に応じた慣性力が重力方向に働く．このことから，粒子状材料に働く圧縮応力は，振動の変位が正になる区間で減少し，負になる区間で増加すると考えられる．式 (3-22) で表されるように骨格の弾性率は圧縮応力の $1/3$ 乗に比例する．また，吸音率における第 1 ピークは骨格の共振に由来することから，第 1 ピークの周波数と骨格の弾性率の間に式 (5-2) の関係が成立する．したがって，吸音率における第 1 ピークの周波数は，圧縮応力の $1/6$ 乗に比例する．この関係を今回得られた実験結果に適用すると，振動の変位が正になる区間において $w=0.5$ mm で $|f_w/f_0|=0.70$ ， $w=1.0$ mm で $|f_w/f_0|=0.55$ となることから，粒子状材料に働く圧縮応力はそれぞれ 12%と 3%に減少する計算となる．また，振動の変位が負になる区間において

圧縮応力が同程度増加することを考えた場合、 $w=0.5\text{ mm}$ で $|f_w/f_0|=1.11$ 、 $w=1.0\text{ mm}$ で $|f_w/f_0|=1.12$ となることが予想される。つまり、振動を与えることによる吸音率の第1ピークが現れる周波数の変化は、振動の変位が正になる区間の方が負になる区間よりも大きくなることが予測される。実際、実験結果において予測されたような吸音率の第1ピークの変化が確認された。しかし、振動の変位が負となる区間における吸音率の第1ピークの変化は、予測されたよりも小さかった。このことから、振動を与えることによる吸音率の変化は、Hertz 理論に基づく粒子の変形ではなく、粒子の充填状態の変化に起因していることが示唆される。振動の変位が正となる区間で疎な充填状態となり、負となる区間で密な充填状態となっていると考えられる。さらに、振動の変位が負となる区間における吸音率の変化が予測より小さい理由として、振動を与える以前の初期充填状態が十分に密であった可能性が考えられる。

6.3 まとめ

振動による動的な力が粒子状材料の吸音率へ与える影響を調査した。10 Hz の正弦鉛直振動を表 2.1 の粒子状材料(j)に与えた場合の吸音率の変化を実験により調査した。振動の変位振幅を peak-to-peak の値として 0.0~1.2 mm の間で変化させた。鉛直振動を受ける粒子状材料(j)の吸音率は、振動の変位振幅に応じて変化した。振動の変位振幅が特定の値を超えると、吸音率における第1ピークの大きさは減少し、第1ピークの幅は低周波側に広がった。振動による吸音率の変化のメカニズムを調査するために、正弦振動における変位が正もしくは負となる時間区間について、それぞれの吸音率を算出した。負の変位となる時間区間における吸音率は、振動の変位振幅に依存せず一定であるのに対し、正の変位となる時間区間における吸音率は、振動の変位振幅に依存して変化した。振動の変位が正となる区間では、変位振幅が増すほど吸音率において第1ピークが現れる周波数は低下した。この結果から、次のことが示唆された。低周波鉛直振動を受ける粒子状材料の吸音率の変化は、振動の変位が正となるタイミングで粒子の充填状態が疎になることで生じている。振動の変位が正および負となる両時間区間を含めて分析した時に確認された変位振幅の増加に伴う吸音率の変化は、両区間における吸音率の平均値が現れている。

この結果を踏まえると、骨格を主たる吸音要素とする粒子状材料の吸音特性は、振動により調整が可能であることが示唆された。

第7章 入射音方向の影響

3章3.1節の式(3-22)と(3-23)で表されるように、骨格の弾性率は深さに依存する。換言すれば、粒子状材料の骨格は鉛直方向に勾配のある弾性率を有する。

このような粒子状材料を吸音材として室内の壁や天井のような鉛直または水平な面に設置することを想定した場合、主たる入射音の方向は弾性率の勾配方向に対してそれぞれ垂直または平行となる(図7.1)。本章では、鉛直方向に勾配のある弾性率をもつ粒子状材料について、入射音の方向が吸音率に与える影響を調査する。基礎的な条件として、鉛直方向および水平方向から一次元的に音波が入射する場合について検討する。

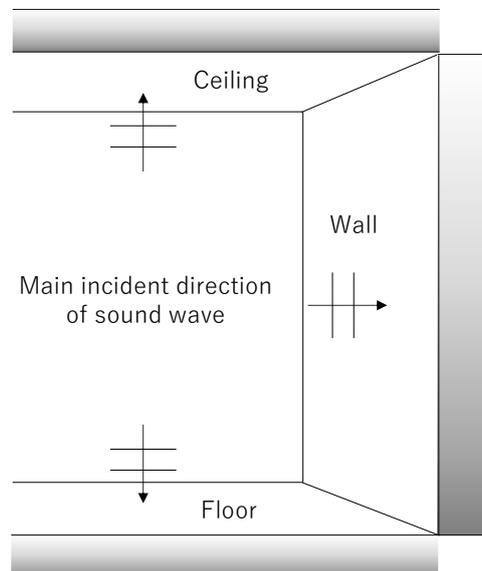


図7.1 吸音材を室内の壁や天井に設置する場合の主な入射音の方向

7.1 入射音方向が吸音率に与える影響に関する実験的調査

7.1.1 実験方法

鉛直方向に勾配のある弾性率をもつ粒子状材料のうち、骨格を主な吸音要素とする粒子状材料について、入射音の方向が吸音率に与える影響を実験的に調査する。骨格を主な吸音要素とする粒子状材料を代表して、表2.1の粒子状材料(1)を試験体として用いた。2章2.1節で述べた実験方法と同様に、音響管を用いた伝達関数法により垂直入射吸音率を算出した。測定には、内径100mmの円筒音響管を用いた。音源信号に白色

雑音を使用し、音響管内の音圧レベルをオーバーオール値で 110 dB とした。内径 99 mm、外径 100 mm の PLA 樹脂製の円筒容器に、厚みが 80 mm になるまで試験体を充填した。容器に充填後、流出防止を目的として、厚みが 0.12 mm のポリプロピレン製フィルム（面密度 $M=0.18 \text{ kg/m}^2$ ）を容器の側壁の上端に固定した。試験体を充填した容器を音響管に挿入し、容器の底面はスピーカと対向する剛面に隙間なく密着させた。音響管内に設置された容器を含む試験体の模式図と写真を図 7.2 に示す。試験体側が下に来るように音響管を設置し鉛直方向に音波を入射させる場合を条件 A、試験体側が上に来るように音響管を設置し鉛直方向に音波を入射させる場合を条件 B、音響管を地面と平行に設置し水平方向に音波を入射させる場合を条件 C とし、各条件について吸音率を測定した。図 7.3 に条件 A~C の模式図を示す。

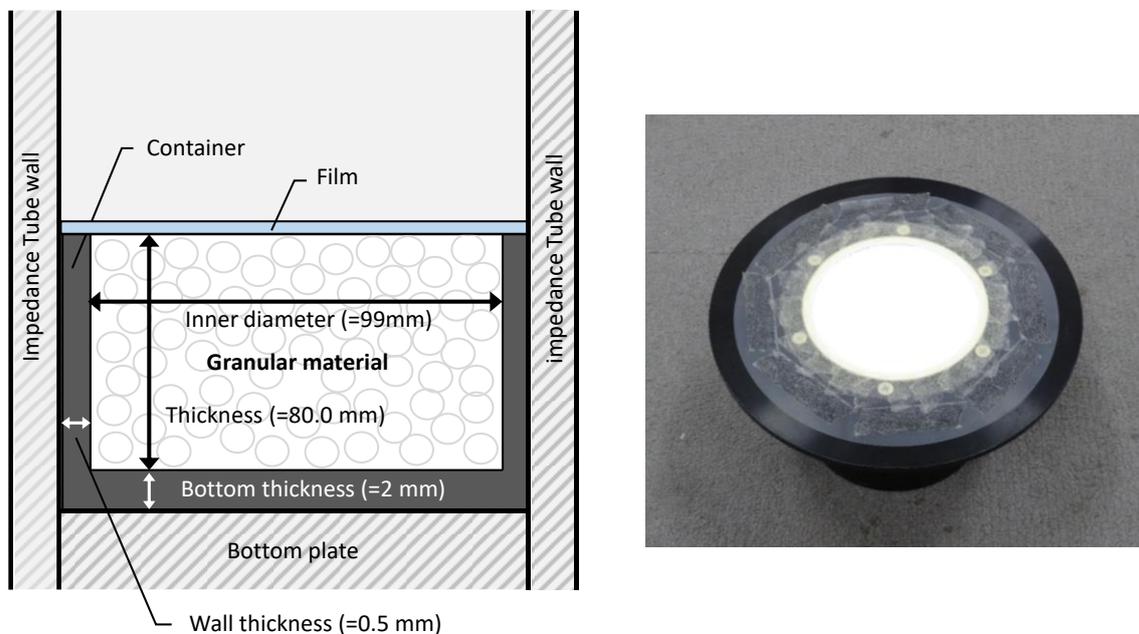


図 7.2 音響管の一端に設置された粒子状材料の試験体。粒子状材料は、円筒容器に充填され、表面に流出防止用のフィルムが取り付けられている。

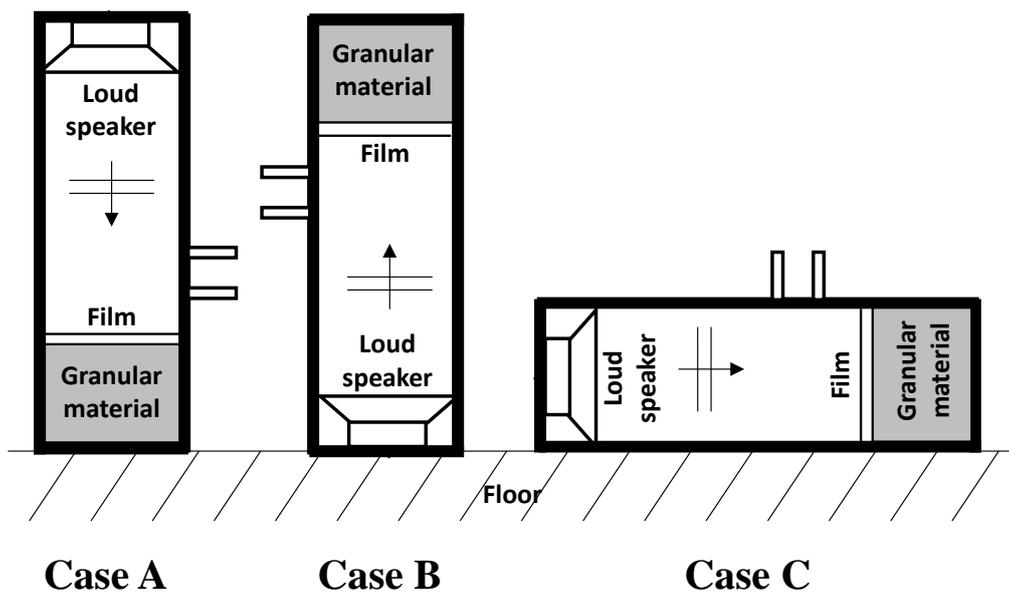


図 7.3 測定条件 A, B, C における音響管の設置状況

7.1.2 実験結果

条件 A~C における粒子状材料(1)の吸音率の測定結果を図 7.4 に示す。いずれの条件においても、ピークをもつ吸音率が得られた。吸音率において第 1 ピークが現れる周波数は、それぞれ、条件 A の場合に 265 Hz、条件 B の場合に 207 Hz、条件 C の場合に 265 Hz であった。また、第 1 ピークの吸音率 α は、それぞれ、条件 A の場合に $\alpha=0.59$ 、条件 B の場合に $\alpha=0.52$ 、条件 C の場合に $\alpha=0.38$ であった。鉛直方向から音波が入射する条件 A と B の吸音率を比較すると、条件 A よりも B の方が第 1 ピークの周波数は低かった。水平方向から音波が入射する条件 C の第 1 ピークは、条件 A と同じ周波数で現れたが、その吸音率の大きさは条件 A よりも小さかった。ピークの急峻さを表すために、ピークにおける最大値からその半分になる 2 つの周波数間の幅である半値幅を求めた。半値幅は、それぞれ、条件 A において 69 Hz、条件 B において 47 Hz、条件 C において 238 Hz であった。条件 C における吸音率の第 1 ピークは、条件 A と B の場合と比べて緩やかといえる。

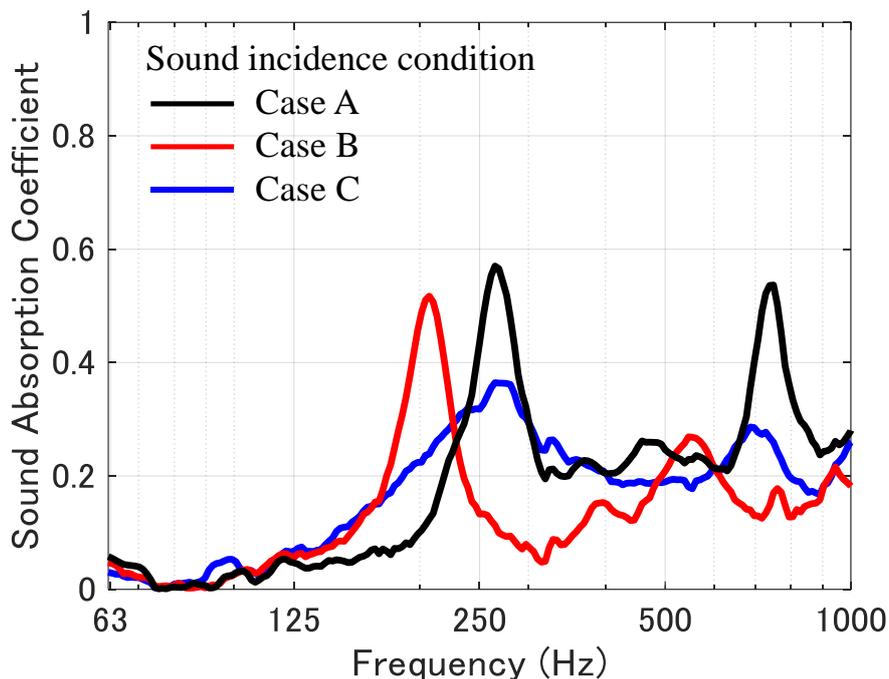


図 7.4 条件 A, B, C における粒子状材料(I)の吸音率の測定結果

7.2 鉛直および水平な入射音方向における吸音率の計算

7.1 節の実験における条件 A~C のように、音波が鉛直および水平に入射する場合の吸音率を計算する手法を提案する。3 章において、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料は骨格を主な吸音要素とし、その吸音率は骨格の物性によって決まることが明らかにされており、本節の計算では間隙気体における吸音効果を省略する。また、粒子状材料の厚みは一定である条件のもと検討を進めることから、簡便のため、粒子状材料の骨格と容器側面の間に働く摩擦の影響も省略する。

7.2.1 鉛直方向に勾配のある弾性率のモデル化

粒子状材料の骨格の縦弾性率 E は、圧縮応力 σ_v に依存し、式 (3-22) で表される。重力以外の付加外力が作用しない条件において、圧縮応力は自重に相当し、式 (3-23) で表される。式 (3-23) を式 (3-22) に代入することで、深さに応じて変化する骨格の縦弾性率が求まる。初めに、計算において厚み H の粒子状材料を鉛直方向に均等な厚みの m 層に離散化する。鉛直方向に変化する骨格の弾性率を離散的に表した概念図を、図 7.5 に示す。表面から数えて n 番目の層の平均縦弾性率 E_n は、式 (5-7) から求まる。

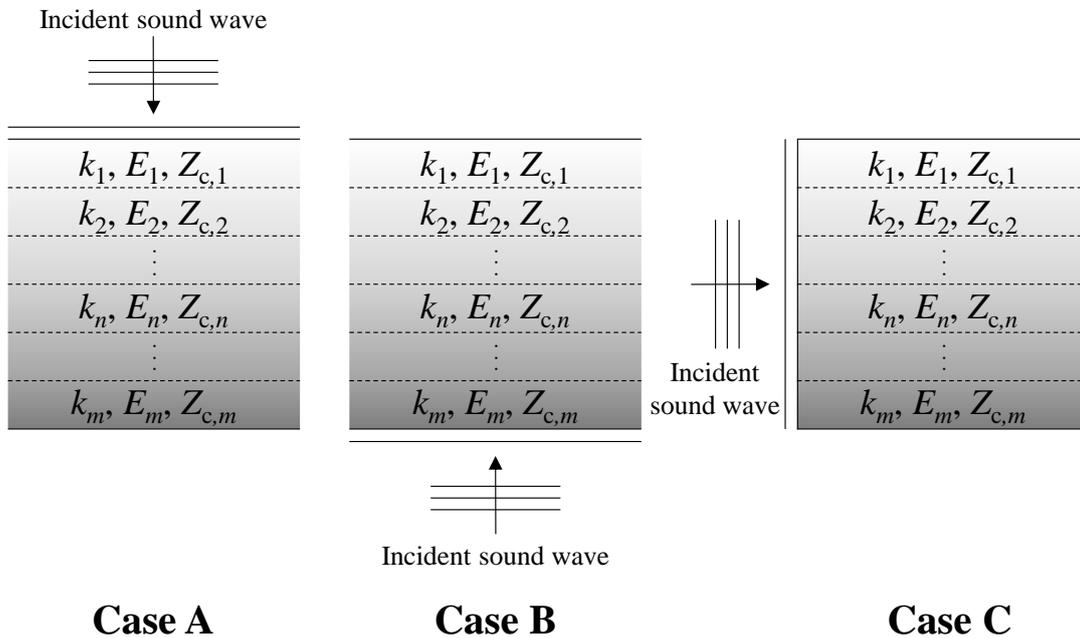


図 7.5 鉛直方向に変化する骨格の弾性率を離散的に表した概念図

入射した音波が材料内を距離 D だけ一次的に伝搬する場合、各層の伝達マトリクス T_n は式 (5-8) で表される。また、フィルムの伝達マトリクス T_0 は次式となる。

$$T_0 = \begin{bmatrix} t_{0,11} & t_{0,12} \\ t_{0,21} & t_{0,22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & i\omega M \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7-1)$$

ここで、 M は音波が入射する表面に設置されたフィルムの面密度である。

7.2.2 表面インピーダンスと吸音率

■鉛直方向から音波が入射する場合

骨格の縦弾性率の勾配方向と平行に音波が入射する場合 (条件 A, B) の表面インピーダンスを求める。条件 A と B において、図 7.3 のように音波の入射側にフィルムが取り付けられている状態を想定する。

式 (5-8) と (7-1) の伝達マトリクスを用いて伝達マトリクス法 [30] により、上方から音波が入射する場合 (条件 A) の総合伝達マトリクス T は次式で表される。

$$\begin{aligned}
 T &= [T_0][T_1][T_2] \cdots [T_n] \cdots [T_{m-1}][T_m] \\
 &= \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{7-2}$$

下方から音波が入射する場合（条件 B）の総合伝達マトリクス T は、式(7-2)の $T_1 \sim T_m$ の順序を入れ替えることで表される。

鉛直方向から音波が入射する場合、式（5-8）における各層の音波が伝搬する距離 D は、各層の厚み H/m に相当する。

表面インピーダンス Z_s は、 $Z_s = t_{11}/t_{21}$ によって求まる。

■水平方向から音波が入射する場合

骨格の縦弾性率の勾配方向に対して垂直に音波が入射する場合（条件 C）の表面インピーダンスを求める。図 7.3 のように音波の入射側にフィルムが取り付けられている状態を想定する。

鉛直方向に離散化した各層の相互作用は無視できると仮定すると、音波の入射側の表面にフィルムが取り付けられた各層の伝達マトリクス T_n' は、式（7-3）で表される。

$$T_n' = [T_0][T_n] = \begin{bmatrix} t'_{n,11} & t'_{n,12} \\ t'_{n,21} & t'_{n,22} \end{bmatrix} \tag{7-3}$$

各層の表面インピーダンス $Z'_{s,n}$ は、 $Z'_{s,n} = t'_{n,11}/t'_{n,21}$ によって求まる。

音波の入射する面積に対する各層の面積の割合を R_s とすると、全体の表面インピーダンス Z_s は次式で表される [63]。

$$Z_s = 1 / \left(R_s \sum_{n=1}^m \frac{1}{Z'_{s,n}} \right) \tag{7-4}$$

表面インピーダンス Z_s を用いて、垂直入射吸音率 α は式（3-98）と（3-99）により求まる。

7.2.3 計算結果

7.2.1～7.2.3 項で述べた方法により、条件 A～C における粒子状材料(1)の吸音率を計算する。材料定数に、 $E_0 = (2.4 + 0.6i) \times 10^5$ を用いる。7.1 節の実験条件と合わせるために、厚み $H = 80$ mm、円筒容器の半径 $r_h = d/2 = 49.5$ mm とする。

先ず初めに予備検討として、離散化数 m が吸音率に与える影響を調査した。条件 A において $m=1, 2, 4, 10, 100$ とした場合の吸音率の計算結果を図 7.6 に示す。離散化数が増えると、吸音率における第 1 ピークは高周波側に移行し、その吸音率の大きさは増加した。吸音率における第 1 ピークの変化は、離散化数の増加に伴って収束することが確認された。 $m \geq 10$ で、第 1 ピークの周波数と大きさに関する変化はともに 1% 以下となった。この結果を踏まえて、以降の計算では離散化数 $m=10$ として計算する。

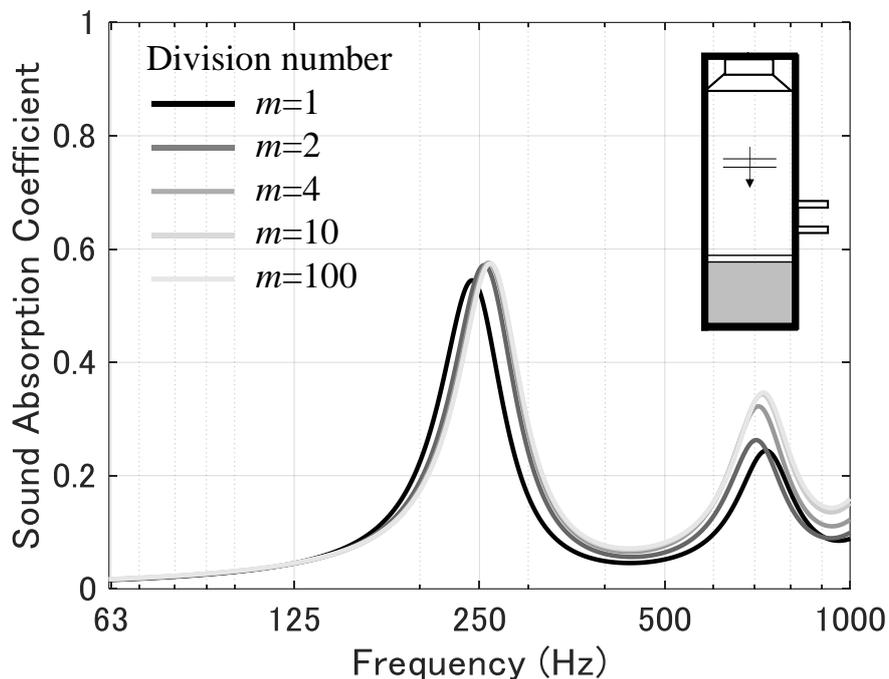


図 7.6 離散化数 m による吸音率の変化 (条件 A)

■鉛直方向から音波が入射する場合 (条件 A, B)

骨格と容器側面の間働く摩擦を考慮しない場合、容器の形状に関わらず圧縮応力 σ_v は式 (3-23) で表される。条件 A, B における吸音率の計算結果を、図 7.4 の実験結果と併せて、図 7.7 に示す。

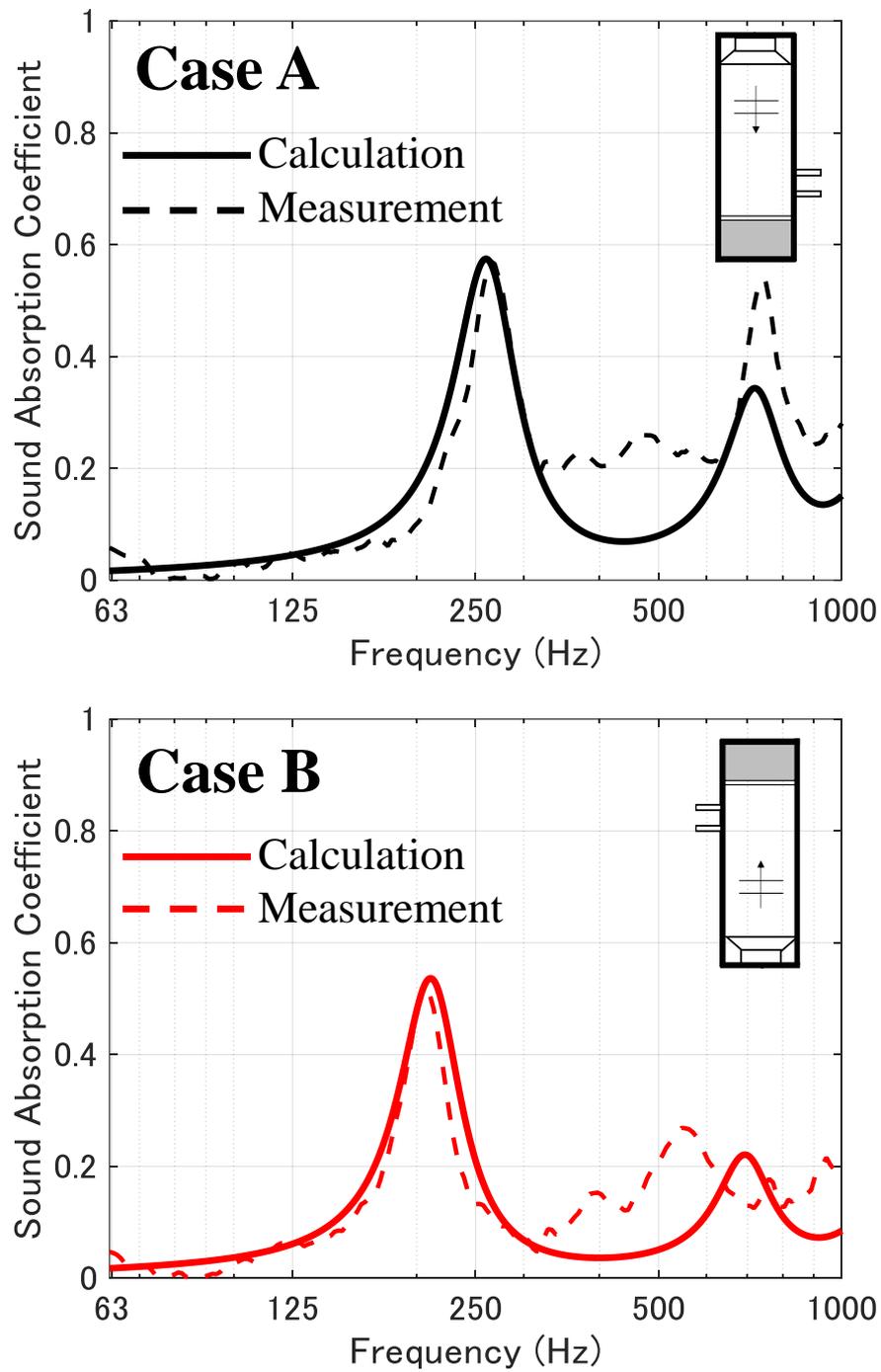


図 7.7 条件 A, B における吸音率の計算結果と実験結果の比較

■水平方向から音波が入射する場合（条件 C）

7.1 節の実験において、円筒形の容器と音響管を用いた。粒子状材料は横向きに設置された円筒容器に充填されたており、その粒子状材料の深さ h における圧縮応力 σ_v は次式で表される。

$$\sigma_v = \rho g S_h / W \quad (7-5)$$

式 (7-5) における S_h と W は、図 7.8 に示すように、それぞれ深さ h より上部の面積と深さ h における容器の幅であり、次式で表される。

$$S_h = \frac{r_h^2 \sin^{-1}(1 - h/r_h) - (r_h - h) \sqrt{2r_h h - h^2}}{\pi r_h^2} \quad (7-6)$$

$$W = 2\sqrt{2r_h h - h^2}$$

条件 C における吸音率の計算において、7.1 節の実験条件に合わせるために、式 (7-5) と (7-6) を式 (3-22) に代入して深さ h における骨格の弾性率を得る。

また、円形表面の場合、各層の表面積の割合 R_s は、式 (7-6) の S_h を用いて、次式のように記述される（図 7.9 参照）。

$$R_s = S_{h=H/m} \quad n=1 \quad (7-7)$$

$$R_s = S_{h=n\frac{H}{m}} - S_{h=(n-1)\frac{H}{m}} \quad n \neq 1$$

式 (7-7) を式 (7-4) に代入して、条件 C における吸音率を計算した結果を、図 7.4 の実験結果と併せて、図 7.10 に示す。

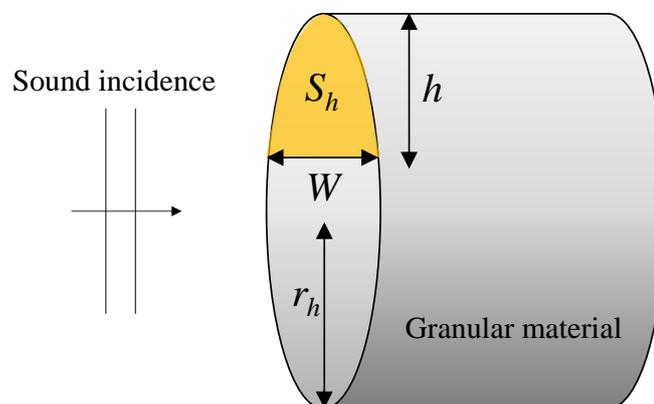


図 7.8 円筒形の表面をもつ粒子状材料に水平方向から音波が入射する場合の模式図

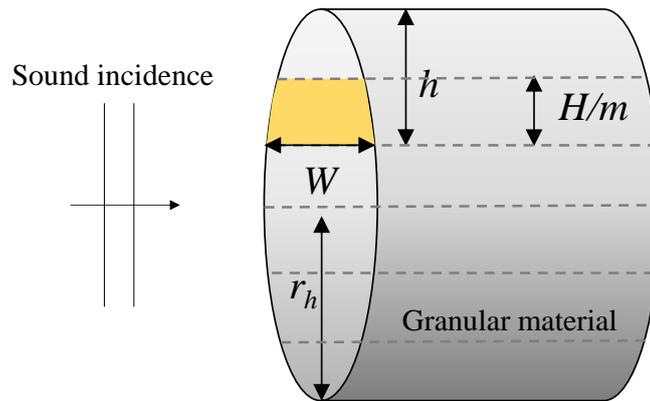


図 7.9 円形表面の場合における各層の表面積の割合を表す模式図

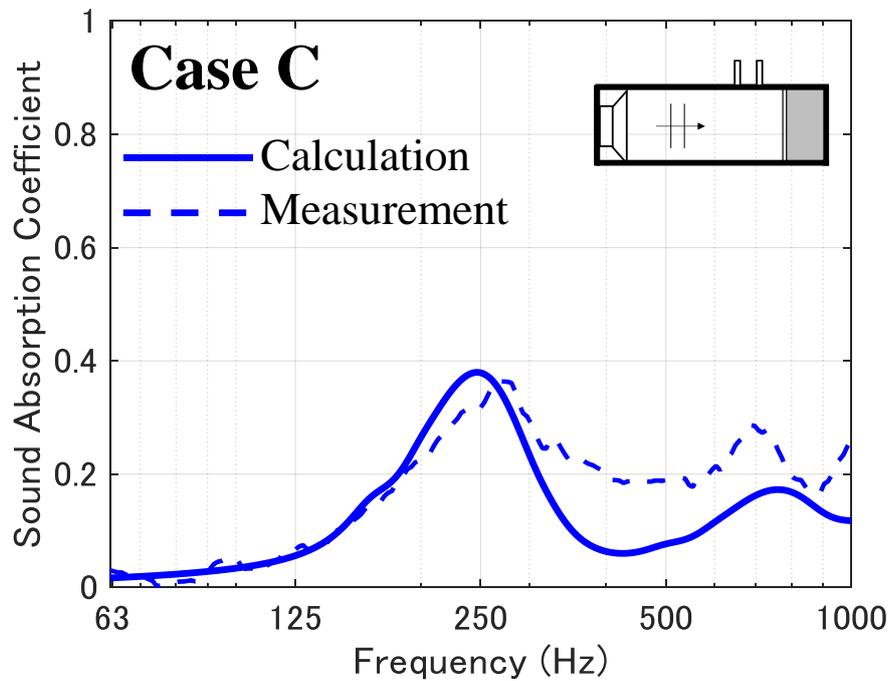


図 7.10 条件 C における吸音率の計算結果と実験結果の比較

実験値に対する計算値の誤差を評価するため、次式より、吸音率の第 1 ピークの周波数に関する偏差 D_f と半値幅に関する偏差 D_H を求める。

$$D_f = \left| 1 - \frac{f_{\text{cal}}}{f_{\text{mea}}} \right| \quad (7-8)$$

$$D_H = \left| 1 - \frac{H_{\text{cal}}}{H_{\text{mea}}} \right|$$

ここで、 f_{mea} と f_{cal} はそれぞれ実験と計算による第1ピークの周波数であり、 H_{mea} と H_{cal} はそれぞれ実験と計算による第1ピークの半値幅である。図 7.7 と 7.10 に示した吸音率から f_{mea} , f_{cal} , H_{mea} , H_{cal} を読み取り、式 (7-8) より得られた D_f と D_H を表 7.1 に示す。

第1ピークの周波数に関する偏差 D_f は、それぞれ、条件 A において 0.02、条件 B において 0.02、条件 C において 0.08 であった。第1ピークの半値幅に関する D_H は、それぞれ、条件 A において 0.17、条件 B において 0.32、条件 C において 0.47 であった。

表 7.1 吸音率における第1ピークの周波数と半値幅について計算値、実験値、その偏差

	Vertical incidence (A)		Vertical incidence (B)		Horizontal incidence (C)	
	Peak frequency	Half width	Peak frequency	Half width	Peak frequency	Half width
Calculation	260	81	211	62	250	131
Measurement	265	69	207	47	272	248
Deviation	0.02	0.17	0.02	0.32	0.08	0.47

7.2.4 考察

吸音率における第1ピークの周波数に関して、計算結果は実験結果とよい対応を示したことから、提案した計算方法は妥当であると考えられる。第1ピークの半値幅に関する偏差 D_H は、周波数に関する偏差 D_f と比べて大きい結果となった。半値幅は、減衰を表す骨格の弾性率の虚部と関係する。今回の計算において、縦弾性率の実部と虚部は深さ方向に同様の勾配をもつと仮定しており、それが半値幅に関する誤差の一因になっている可能性が考えられる。

実験と計算から、弾性率の勾配方向に対する入射音の方向に応じて、吸音率は変化することが示された。この結果から、粒子状材料を吸音材として壁や天井、床のような鉛直または水平な面に設置する場合、同じ構成としても設置する場所によって異なる吸音率が得られることが示唆された。したがって、粒子状材料を用いた吸音材は、設置する部材に応じて吸音率が変化することを踏まえて、吸音特性の設計がなされることが望ましいと言える。特に天井面への適用は、低周波数の吸音を試みる場合に有効であると考えられる。また、壁面へ適用する場合、高い位置（上層）の粒子状材料は、弾性率の低さから低周波数を吸音し、低い位置（下層）の粒子状材料は、弾性率の高さから高周波数を吸音することが予測される。これを踏まえると、水平方向に仕切板を入れることで、低い位置（下層）にある粒子状材料の弾性率の増加が抑えられ、低周波数を吸音する面積の確保に有効であると考えられる。

7.3 吸音面の形状および厚みの影響

7.2 節に示した計算モデルを使って、入射音方向に関する条件 A~C において吸音面の形状および充填する厚みが吸音率へ与える影響を明らかにする。

7.3.1 吸音面の形状が吸音率に与える影響の計算

吸音面の形状が粒子状材料の吸音率へ与える影響を、計算により調査する。

7.2 節で示した計算手法では、鉛直方向から音波が入射する場合（条件 A, B）、吸音面の形状に関わらず粒子状材料の骨格の弾性率は式 (3-22) と (3-23) で表される。したがってこの場合の吸音率は、吸音面の形状に依存しないと考えられる。

入射方向が水平の場合（条件 C）、7.3.4 項に記したように、吸音面の形状によって各層の圧縮応力 σ_v と面積比率 R_s は異なる。水平方向から音波が入射する条件において、吸音面が方形の場合と円形の場合の吸音率を計算する。吸音面が方形の場合、圧縮応力 σ_v は式 (3-23) で表され、 $R_s=H/m$ となる。吸音面が方形および円形の場合の吸音率を計算した結果を図 7.11 に示す。厚みは $H=80$ mm とした。吸音面が方形の場合は一辺 100 mm の正方形を、吸音面が円形の場合は直径 100 mm の正円を想定した。図 7.11 において、吸音面の形状により吸音率の第 1 ピークの周波数 f は異なり、吸音面が円形の場合に $f=250$ Hz、方形の場合に $f=265$ Hz であった。

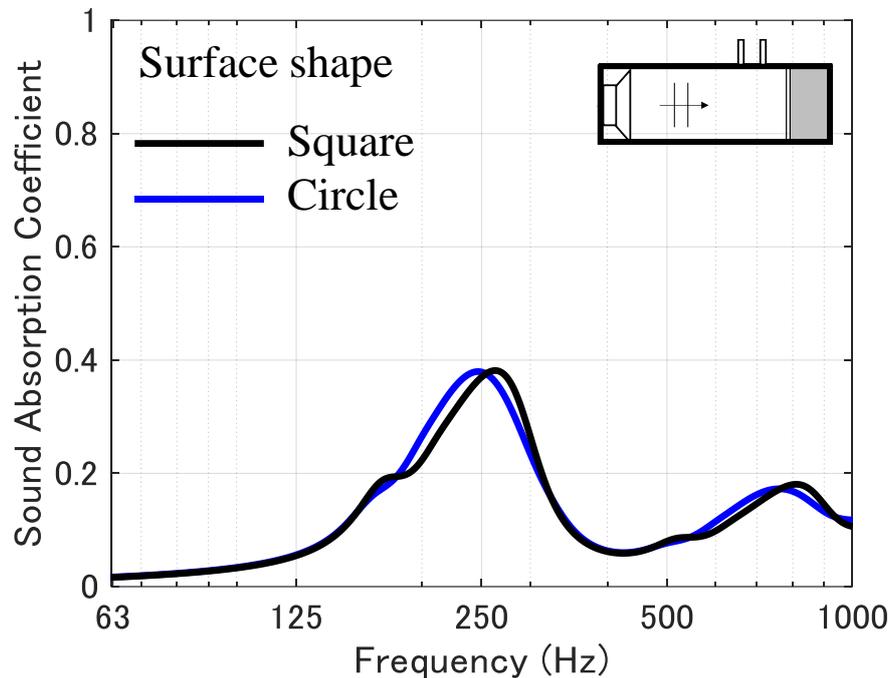


図 7.11 水平方向から音波が入射する場合（条件 C）において、吸音面の形状が吸音率に与える影響

7.3.2 充填する厚みが吸音率に与える影響の計算

条件 A～C において、粒子状材料を充填する厚みが吸音率へ与える影響を、計算により調査する。厚みが 40 mm と 160 mm の場合の吸音率の計算結果を、厚みが 80 mm の場合（図 7.7, 7.10）と併せて、図 7.12 に示す。吸音面は、直径 100 mm の円形とした。各厚みにおいて同じ離散化幅とするために、離散化数 m はそれぞれ、厚みが 40 mm の場合に $m = 5$ 、厚みが 80 mm の場合に $m = 10$ 、厚みが 160 mm の場合に $m = 20$ とした。

条件 A～C のいずれにおいても、粒子状材料を充填する厚みが小さいほど、吸音率の第 1 ピークの周波数は低下した。条件 A と B では、厚みが小さいほど第 1 ピークにおける吸音率の値は大きくなった。条件 C では、厚みによる第 1 ピークの吸音率の値の違いは 0.01 以下と小さかった。厚みが 40 mm の場合、他の厚みの場合と異なり、条件 C の方が条件 A と B よりも高い周波数で第 1 ピークが現れた。

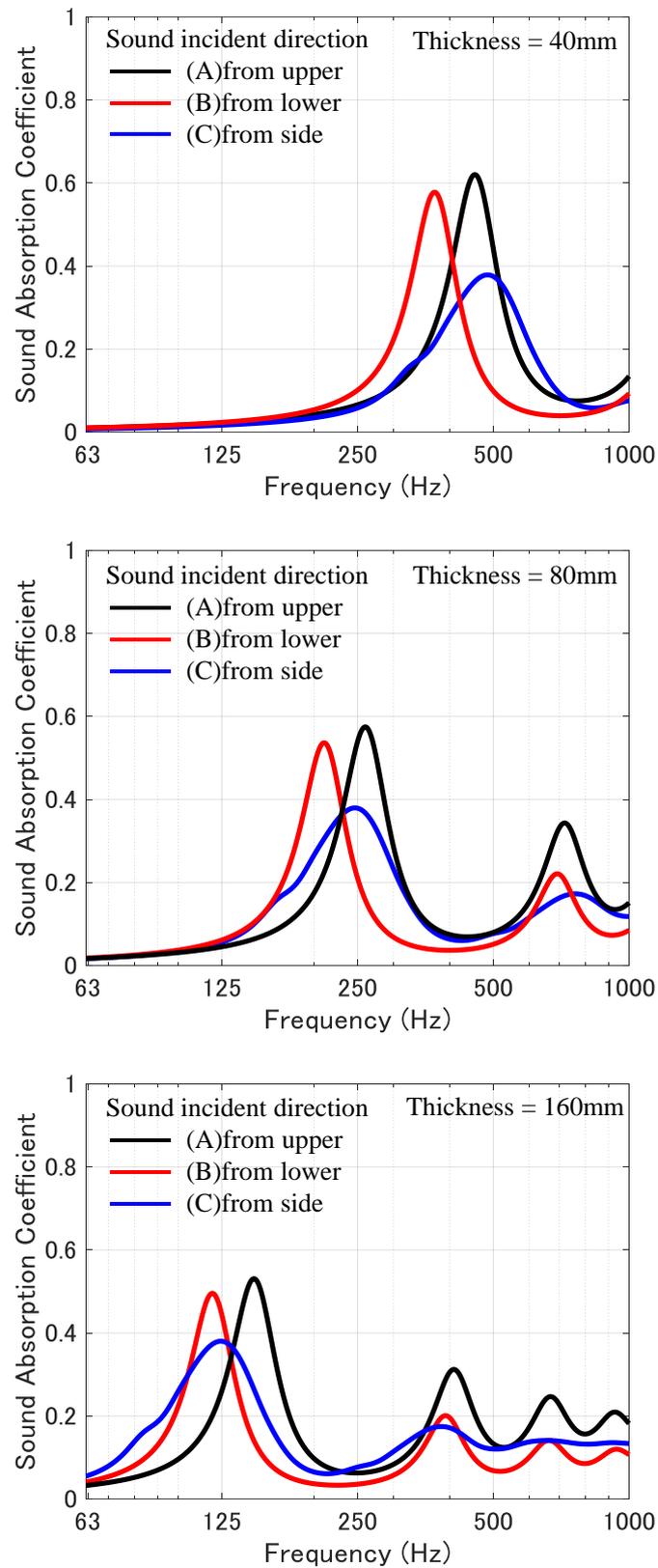


図 7.12 条件 A~C において充填する厚みが 40, 80, 160 mm の場合の吸音率の計算結果

7.3.3 考察

7.2 節に示した計算手法を用いて、吸音面の形状および充填する厚みによる吸音率の変化を調査した。

入射音の方向が鉛直の場合、粒子状材料の吸音率は吸音面の形状に依存せず、入射音の方向が水平の場合、吸音率は吸音面の形状により変化することが示された。入射音の方向が水平の場合において、吸音面の形状により吸音率が変化する理由として、吸音面が方形の場合、深さ方向に離散化した各層の面積比率 R_s は一定であるのに対して、吸音面が円形の場合、各層の面積比率 R_s は異なることが考えられる。吸音面が円形の場合、弾性率の小さい上層および弾性率の大きい下層の R_s に比べて中間層の R_s は大きく、吸音率において中間層の影響が大きく表れていると考えられる。

また、条件 A～C のいずれにおいても、厚みが増えると、吸音率における第 1 ピークが現れる周波数は変化することが示された。吸音率における第 1 ピークは骨格の共振に由来しており、厚みが増えるとそれに対応する共振周波数は変化すると考えられる。厚みが 40 mm の場合、より大きな厚みの場合と異なり、条件 C の方が条件 A と B よりも高い周波数で第 1 ピークが現れた。この理由として、条件 A と B では、伝搬距離に相当する厚みに対して弾性率が変化するのに対し、条件 C では、伝搬距離に相当する厚みではなく、吸音面の大きさ（今回の場合、容器の直径）に対して弾性率が変化することが関係していると考えられる。

粒子状材料を吸音材として壁面に設置する場合、重力により粒子状材料が下部に集中することを防ぐために、図 7.13 のように仕切板で区画することが考えられる。今回の結果から、仕切板の形状により吸音特性を制御できる可能性があることが示唆された。また、水平方向の仕切板の間隔と厚みも吸音特性の設計要素となることが示唆された。

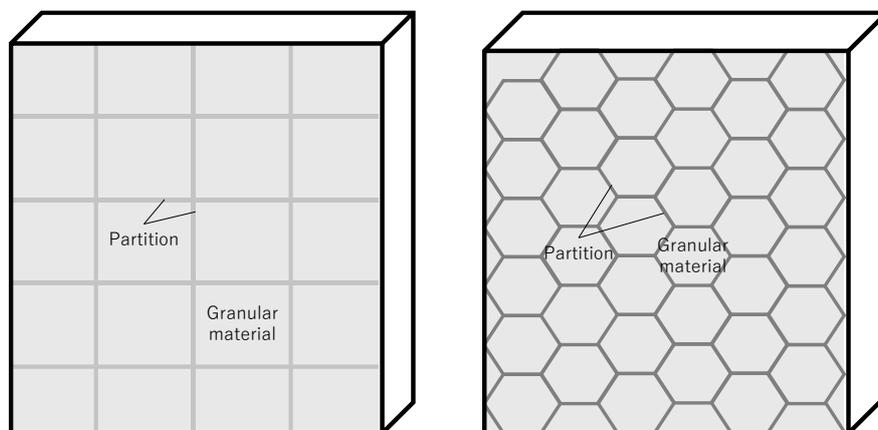


図 7.13 粒子状材料を吸音材として壁面に設置する場合について、仕切板の形状による吸音特性の調整

7.4 まとめ

粒子状材料の骨格は、重力により鉛直方向に勾配のある弾性率をもつ。骨格の弾性率の勾配方向に対する音波の入射方向の違いが、吸音率に与える影響を調査した。骨格が主な吸音要素となる粒子状材料を代表して、表 2.1 の粒子状材料(1)を試験体として用いた。粒子状材料(1)について、弾性率の勾配方向に対して、平行および垂直な方向から音波が入射する場合の吸音率を測定した。その結果、音波が上方、下方、側方から入射した場合の吸音率は、それぞれ異なることが確認された。80 mm の厚みにおいて、上方から音波が入射した場合の吸音率を基準とすると、下方から音波が入射した場合、吸音率における第 1 ピークの周波数は低下した。側方から音波が入射した場合、吸音率の第 1 ピークの幅は広がった。続いて、弾性率の勾配方向に沿って骨格を離散化し、深さ依存性をもつ骨格の弾性率を考慮して、伝達関数法により吸音率を計算する手法を提案した。第 1 ピークに関して、吸音率の計算結果は実験結果と良い対応を示すことが確認され、一次元音場の場合、提案した計算手法は妥当であることが示された。さらに計算により、吸音面の形状と充填する厚みによる吸音率の変化を調査した。骨格と容器側面の間に働く摩擦を無視すると、鉛直方向から音波が入射する場合、吸音面の形状によらず吸音率は一定であるのに対し、水平方向から音波が入射する場合、吸音面の形状により吸音率が変化すると予測された。また、充填する厚みが大きい場合、水平方向から音波が入射する場合の吸音率の第 1 ピーク周波数は、上方と下方から音波が入射する場合の吸音率の第 1 ピーク周波数の中間に位置し、充填する厚みが小さい場合、水平方向から音波が入射する場合の吸音率の第 1 ピーク周波数は、上方と下方から音波が入射する場合の吸音率の第 1 ピーク周波数よりも高い結果が得られた。

これらの結果から、粒子状材料を吸音材として壁や天井、床のような鉛直または水平な面に設置する場合、同じ構成としても設置する場所によって異なる吸音率が得られることが示唆された。粒子状材料を用いた吸音材は、設置する部材に応じて吸音率が変化することを踏まえた吸音特性の設計が必要であると言える。特に天井面への適用は、低い周波数の吸音を試みる場合に有効であると考えられる。壁面へ適用する場合、中間部に仕切板を挿入し、その形状や間隔により吸音特性を制御できる可能性が示唆された。

第8章 結論

本研究では、粒子状材料における吸音の決定要素を同定する手法を提示することを目的として、粒子径およびかさ密度の異なる粒子状材料における吸音率の調査、間隙気体および固体粒子から成る骨格におけるエネルギー散逸を考慮した吸音率の計算手法の構築、粒子状材料における吸音の決定要素の同定を行った。また、固体粒子から成る骨格を主たる吸音要素とする粒子状材料について、その吸音特性に影響を与える要因を明らかにすることを目的として、容器へ充填することによる側方拘束、音波と振動による動的外力、骨格の弾性率勾配方向に対する入射音方向が吸音率に与える影響を調査した。本論文は、それらを通じて得られた知見を研究成果としてまとめたものである。

8.1 成果の概要

以下に、各章で得られた成果の概要を記す。

第1章では、建築における空間の音響品質を設計する際に吸音材に期待する役割、および一般的に用いられる吸音材の特徴と課題を概説した。その上で、固体粒子の集合体である骨格と間隙気体から成り幅広い物性をもつと考えられる粒子状材料に着目し、その吸音に関する既往研究をまとめ、厚みを抑えた吸音材として粒子状材料の活用可能性と課題について述べた。また、本論文の目的と構成を示した。

第2章では、粒子状材料を特徴づける粒子径とかさ密度が異なる粒子状材料について吸音特性を調査した。粒子径が $1.0 \times 10^{-7} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ m、かさ密度が $80 \sim 1500$ kg/m³ の範囲にある12種類の粒子状材料の垂直入射吸音率を測定した。その結果、粒子径が $3.7 \times 10^{-5} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ m で、かさ密度が $750 \sim 1500$ kg/m³ の範囲にある粒子状材料は、40 mmの厚みにおいて1 kHz周辺でピークをもつ吸音率を示すことが確認された。また、粒子径が $1.0 \times 10^{-7} \sim 6.5 \times 10^{-5}$ m で、かさ密度が $80 \sim 620$ kg/m³ の範囲にある粒子状材料は、40 mmの厚みにおいて125～500 Hzの間でピークをもつ吸音率を示すことが確認された。調査した12種類の粒子状材料のうち、かさ密度と粒子径が比較的大きい粒子状材料は、間隙気体を主な吸音要素として高周波数を吸音し、かさ密度と粒子径が比較的小さい粒子状材料は、骨格を主な吸音要素として低周波数を吸音すると推察された。

第3章では、弾性骨格をもつ多孔質材料内の音響伝搬を記述するモデルと、粒子状材料における間隙気体および骨格の物性に関するモデルを組み合わせることで、間隙気体および骨格における吸音効果を考慮した吸音率を計算する手法を構築した。その計算手法を用いて、2章で扱った粒子状材料について、その吸音特性を決定している要素を同定した。まず初めに、骨格を近似的に剛とみなして吸音率を計算した。吸音率の計算値と実験値が良い対応を示したことから、粒子径とかさ密度が大きい粒子状材料における高周波数の吸音は、間隙気体を音波が通過する際に粒子近傍において空気の粘性による摩擦および熱伝導が生じることによるエネルギー散逸によるものと推定された。次に、骨格を剛と仮定した場合の吸音率の計算値が実験値と定性的に異なった粒子状材料について、骨格の弾性を考慮して吸音率を計算した。その結果、骨格に 10^5 N/m^2 オーダーの縦弾性率を与えることで、特に最も低周波側のピークについて吸音率の計算値は実験値と良い対応を示すことが確認された。以上のことから、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料における低周波数の吸音は、主に固体粒子から成る骨格で生じるエネルギー散逸に由来し、その吸音特性は主に骨格の弾性により決定することが明らかになった。

第4章では、骨格を主な吸音要素とする粒子状材料を対象とし、容器に充填した条件において、充填する厚みおよび容器の径による吸音率の変化を調査した。充填する厚みは、20～550 mm の範囲で変化させた。容器の径は、99 mm および 200 mm とした。厚みが増すもしくは容器の径が大きいほど、吸音率のピークは低周波数側へ移行することが実験により確認された。厚みが増加するにつれて、それに伴うピーク周波数の移行量は小さくなった。また、厚みが大きいほど、容器の径が拡大した時のピーク周波数の移行量は大きかった。充填する厚みおよび容器の径による吸音率の変化を計算により求めるために、骨格と容器の側面の間に働く摩擦を考慮した骨格の実効的な弾性率およびかさ密度を導入した。骨格の実効的な弾性率およびかさ密度を用いて吸音率を計算した結果、実験結果と良い対応を示した。このことから、充填する厚みおよび容器の径による吸音率の変化は、骨格と容器の側面の間に働く摩擦が関係していることが明らかになった。骨格の実効的な弾性率とかさ密度にそれぞれ比例する骨格の実効剛性と単位面積あたりの実効質量を計算した。容器の径が無限度で摩擦の影響が無視できるほど小さい場合、骨格の実効剛性と実効質量は、厚みに対してそれぞれ線形的に減少および増加する結果が得られた。容器の径が小さいほど摩擦の影響が大きく表れ、骨格の実効剛性と実効質量は、厚みが増すにつれて容器の径に応じた値へ漸近する傾向を示すことが確認された。

第5章では、音波により誘発される骨格の非線形性が吸音特性に与える影響を調査した。入射音圧レベルをオーバーオール値で 60～110 dB の間で変化させて、粒子状材

料の吸音率を測定した。特定の入射音圧レベル以下の条件では、一定の吸音率を示した。それを超える入射音圧レベルでは、入射音圧レベルが大きいほど、吸音率における第1ピークは低周波側へ移行した。吸音率における第1ピークは、厚みが $1/4$ 波長に相当する周波数で骨格が共振することによって得られる。このことから、各入射音圧レベルにおける骨格の弾性率を求めた。入射音圧レベルが特定の値を超えると、骨格の弾性率は入射音圧レベルの大きさに応じて低下することが示された。骨格内において速度は音圧に比例することから、速度に依存する骨格の弾性率を導入した。骨格を音波の伝搬方向に沿って離散化し、深さと速度に依存する弾性率を考慮して、各入射音圧レベルにおいて厚み方向に沿った弾性率を計算した。その結果、入射音圧レベルが増すと、骨格内部の弾性率は低下し、特に表層に近い位置ほど骨格の弾性率の低下率は大きくなることが示された。さらに、骨格の厚み方向に沿った速度は、入射音圧レベルに応じて変化すると予測された。小型振動ピックアップを粒子状材料の中に挿入し、厚み方向に沿った粒子状材料の速度を測定した。その結果、実験において予測と同様の結果が確認された。これらのことから、入射音圧レベルが増すと、表層に近い位置ほど骨格の弾性率は低下し、その結果、吸音率における第1ピークが現れる周波数は低下することが示された。

第6章では、振動により誘発される骨格の非線形性が吸音特性に与える影響を調査した。10 Hz の正弦鉛直振動を粒子状材料に与えた場合の吸音率の変化を実験により調査した。振動の変位振幅を peak-to-peak の値として 0.0~1.2 mm の間で変化させた。特定の値を下回る変位振幅の振動下では、吸音率に変化は現れなかった。振動の変位振幅が特定の値を超えると、ピークの吸音率は低下し、ピークの幅は低周波数側に広がった。続いて、粒子状材料が静止状態の基準位置より鉛直方向に上（変位が正）および下（変位が負）に位置する時間区間に分けて吸音率を算出した。その結果、振動の変位が正となる区間では、変位振幅の増加にしたがって吸音率においてピークが現れる周波数は低下した。振動の変位が負となる区間では、変位振幅が増加しても吸音率の変化は限定的であることが確認された。このことから、低周波鉛直振動を受ける粒子状材料の吸音率の変化は、振動の変位が正となり粒子間の圧縮力が小さくなる時間区間に由来していることが明らかになった。

第7章では、重力により鉛直方向に勾配を有する弾性率をもつ粒子状材料において、弾性率の勾配方向に対する音波の入射方向の違いが吸音率に与える影響を調査した。弾性率の勾配方向に対して、平行および垂直な方向から音波が入射する場合について吸音率を測定した。その結果、音波の入射方向が粒子状材料の上面、下面、側面と変化した場合の吸音率は、それぞれ異なることが確認された。上面に音波が入射した場合の吸音率を基準とすると、下面に音波が入射した場合、吸音率のピーク周波数は低下した。

側面に音波が入射した場合、吸音率のピークの幅は広がった。弾性率の勾配方向に沿って骨格を離散化し、骨格の弾性率に深さの依存性を与えて、伝達関数法により吸音率を計算した。吸音率の計算値は、実験値と良い対応を示すことが確認された。このことから、音波の入射方向に応じて、鉛直方向に勾配のある弾性率をもつ粒子状材料の表面インピーダンスは異なり、結果として吸音特性は異なることが計算を通じて明らかになった。

8.2 総括

厚みを抑えた吸音材の実現を目指して、本研究では粒子状材料の活用可能性を調査した。粒子状材料は固体粒子の集合体である骨格および間隙気体から成ることから、骨格および間隙気体における吸音を考慮した粒子状材料の吸音特性の計算手法を構築した。その計算手法を用いて、実験により得られた粒子状材料の垂直入射吸音率から吸音特性の決定要素を同定した。その結果、特定の値を超える粒子径とかさ密度をもつ粒子状材料は、間隙気体における吸音が支配的になり、高い周波数で大きな吸音率を示すことが明らかになった。一方、特定の値を下回る粒子径とかさ密度をもつ粒子状材料は、骨格における吸音が支配的となり、低い周波数で大きな吸音率を示すことが明らかになった。このことから、厚みを抑えた吸音材を実現するためには、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料の使用が有用であると考えられる。骨格を主な吸音要素とする粒子状材料の吸音率は、充填する厚み、容器の径、動的外力である音波および振動の振幅、入射音方向に依存することが明らかになった。換言すれば、これらにより吸音特性の調整が可能であることが示唆された。充填する厚みおよび容器の径を増すことで、より低い周波数の吸音率を高めることが期待できる。さらに、一定以上の振幅の振動を与えることでも、低い周波数の吸音率を高めることが期待できる。また、粒子状材料の吸音率は、入射音圧レベルや入射音方向の影響を受けることから、粒子状材料を吸音材として使用する環境の音圧レベルや吸音材として設置する部材を考慮に入れて吸音特性を設計する必要があることが示唆された。使用する空間の音圧レベルが高いほど、より低い周波数の吸音率が向上すると考えられる。鉛直な壁面に設置する場合より、水平な天井面に設置する場合の方が吸音率のピークが現れる周波数は低くなる傾向にある。以上の検討結果より、粒子径とかさ密度が小さい粒子状材料を用いて、骨格の物性を制御することで、厚みを抑えた吸音材を実現できる可能性があることが明らかになった。

8.3 今後の課題と展望

本研究で示した粒子状材料における吸音率の計算手法では、単一粒子径の球形粒子を仮定することで間隙気体の物性を求めており、また接触により連なった離散的な固体粒子を巨視的に捉えた弾性骨格として扱っている。より微視的な観点で粒子状材料を捉えることで、更なる計算精度の向上を図れる余地が残されている。今後の課題として残された粒子状材料の微視的な項目を以下に挙げる。

- a) 粒度分布（粒子径のばらつき）
- b) 粒子形状
- c) 粒子配置
- d) 粒子単体の弾性
- e) 粒子表面の摩擦と粘着性

上記の項目 a～c は間隙気体の物性に、項目 a～e は骨格の物性に、それぞれ関係すると考えられる。粒子状材料の吸音特性の予測に、これらの微視的な項目が反映されることを今後の研究に期待する。

本研究で得られた成果は、粒子状材料を活用して吸音材を設計する際に有用であると考えられる。近年、材料分野では、ナノスケールでの製品開発が行われ始めている。粒子状材料の微視的な項目まで設計することができれば、より幅広い吸音特性を実現できる可能性がある。また、粒子状材料は、流動性を有することから形状の自由度は高いと考えられる。さらに、環境負荷の少ない建設材料の需要の高まりに対して、粒子状材料は余剰材料や廃材を砕粒加工することにより製造できる可能性を持っている。本研究が、新たな吸音材の開発ならびに騒音制御による空間の快適性の向上の一助になることを願う。

謝辞

本論文は、筆者が京都大学大学院工学研究科建築学専攻博士後期課程に在籍中の研究成果をまとめたものです。本論文をまとめるにあたり、指導教員としてご指導ご鞭撻いただきました同専攻教授 高野靖先生に深甚なる感謝の意を表します。また、論文執筆において懇切丁寧なご指導をいただきました同専攻准教授 大谷真先生に謹んで御礼申し上げます。先生方のご指導により、研究を進展させることができました。

本研究を進めるにあたり、有益な示唆をいただきました同専攻教授 小椋大輔先生、石田泰一郎先生、原田和典先生に深く感謝を申し上げます。論文審査の調査委員として数多くのご意見をいただいたばかりでなく、ドクターセミナーの場においても広い視野からの貴重なご助言をいただきました。

修士課程在学時にご指導いただいた京都大学名誉教授 高橋大弐先生、関西大学教授 豊田政弘先生に改めて感謝いたします。筆者を研究の道に導いてくださいました。

博士号の取得に際してご支援を頂きました株式会社竹中工務店 技術研究所の皆様にご礼申し上げます。研究環境に関して格別のご配慮をいただきました。

最後に、日頃から心身ともに支えていただいた妻子ならびに両親に感謝いたします。

参考文献

- [1] ウィトルウィウス(訳 森田慶一), *ウィトルーウィウス建築書*, 東海大学出版会, 1979.
- [2] 渡辺充敏他, *音響技術*, 日本音響材料協会, No. 161 (vol. 42, no. 1), 2013.
- [3] 日本建築学会, *建築物の遮音性能基準と設計指針 第二版*, 技報堂出版, 1997.
- [4] 前川純一, 森本政之, 阪上公博, *建築・環境音響学 第2版*, 共立出版, 2000.
- [5] 奥平有三, 安藤秀行, 佐藤宗武, 宮南啓, "粉体層の音響特性に及ぼす粒径の影響", *Vol. 32, No. 5, pp. 311-318 (1995)*.
- [6] Z. Hong, L. Bo, and H. Guangsu, "Sound absorption behavior of multiporous hollow polymer micro-spheres", *Materials Letters*, 60, pp. 3451-3456 (2006).
- [7] Y. Okudaira, Y. Kurihara, H. Ando, M. Sato, and K. Miyanami, "Sound absorption measurements for evaluating dynamic physical properties of a powder bed", *Powder Technology*, 77, pp. 39-48 (1993).
- [8] L. Lemrich, J. Carmeliet, P. A. Johnson, R. Guyer, and X. Jia "Dynamic induced softening in frictional granular materials investigated by discrete-element-method simulation", *Physical review E*, 96, 062901 (2017).
- [9] H.A. Makse, N. Gland, D. L. Johnson, and L. Schwartz, "Granular packings: Nonlinear elasticity, sound propagation, and collective relaxation dynamics", *Physical review E*, 70, 061302 (2004).
- [10] X. Gu, J. Yang, and M. Huang, "DEM simulations of the small strain stiffness of granular soils: effect of stress ratio", *Granular Matter*, 15, pp. 287-298 (2013).
- [11] T. G. Muir, J. M. Cormack, C. M. Slack, and M. F. Hamilton, "Elastic softening of sandstone due to a wideband acoustic pulse", *Journal of Acoustical Society of America*, 147 (2), pp. 1006-1014 (2020).
- [12] V. Tournat and V.E. Gusev "Nonlinear effects for coda-type elastic waves in stressed granular media", *Physical review E*, 80, 011306 (2009).
- [13] V. Tournat, V.E. Gusev, V.Y. Zaitsev, and B. Castagnède "Acoustic second-harmonic generation with shear to longitudinal mode conversion in granular media", *Europhysics Letters*, 66 (6), pp. 798-804 (2004).
- [14] V. Tournat, V.E. Gusev, and B. Castagnède, "Subharmonics and noise excitation in transmission of acoustic wave through unconsolidated granular medium", *Physical Letters A*, 326, pp. 340-348 (2004).
- [15] X. Jia, T. Brunet, and J. Laurent, "Elastic weakening of a dense granular pack by acoustic fluidization: Slipping, compaction, and aging", *Physical review E*, 84, 020301 (2011).
- [16] V. Tournat and V.E. Gusev, "Acoustics of Unconsolidated "Model" Granular Media: An

Overview of Recent Results and Several Open Problems", *Acta Acustica*, Vol. 96, pp. 208-224 (2010).

- [17] T. Brunet, X. Jia, and P.A. Johnson, "Transitional nonlinear elastic behaviour in dense granular media", *Geophysical Research Letters*, Vol. 35, L19308 (2008).
- [18] P.A. Johnson and X. Jia, "Nonlinear dynamics, granular media and dynamic earthquake triggering", *Nature*, Vol. 437, pp. 871-874 (2005).
- [19] A.N. Norris and D.L. Johnson, "Nonlinear Elasticity of Granular Media", *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 64, pp. 39-49 (1997).
- [20] 湯晋一, 中村佐三, 古沢丈晴, "粉体の応力とひずみの関係", *粉体工学会誌*, Vol. 23, No. 12, pp. 882-888, (1986).
- [21] J. Park, "Measurements of the frame acoustic properties of porous and granular materials", *Journal of Acoustical Society of America*, 118 (6), pp. 3483-3490, (2005).
- [22] Y. Okudaira, H. Ando, M. Satoh, and K. Miyanami, "Dynamic measurements for the stiffness constant of a powder bed", *Powder Technology*, 81, pp. 139-147 (1994).
- [23] T. Yanagida A.J. Matchett, J.M. Coulthard, B.N. Asmar, P.A. Langston, and J.K. Walters "Dynamic Measurement for the Stiffness of Loosely Packed Powder Beds", *AIChE Journal*, Vol. 48, No. 11, pp. 2510-2517 (2002).
- [24] J. Sikora and J. Turkiewicz, "Sound Absorption Coefficients of Granular Materials", *Mechanics and Control*, Vol. 29, No. 3, pp. 149-157 (2010).
- [25] 坂本秀一, 佐久間陽介, 柳本, 憲作, 渡部誠二, "粒状材料の音響特性に関する基礎的研究 (粒径の異なる層が重なる場合の垂直入射吸音率)", *日本機械学会論文集 (C編)*, 74 巻, 745 号, pp. 148-153 (2008).
- [26] 立道有年, 田中皓一, 岡崎明彦, 松井正樹, "粒子質多孔材の流れ抵抗と吸音特性", *日本機械学会論文集 (C編)*, 49 巻, 443 号, pp. 1190-1199 (1983).
- [27] 立道有年, 岡崎明彦, 柴田高利, "粒子質多孔材の流れ抵抗と吸音特性 (第2報 背後空気層のある吸音板の特性)", *日本機械学会論文集 (C編)*, 49 巻, 448 号, pp. 2155-2162 (1983).
- [28] K. Attenborough, "Acoustical characteristics of rigid fibrous absorbents and granular materials", *Journal of Acoustical Society of America*, 73 (3), pp. 785-799, (1983).
- [29] J. F. Allard, M. Henry, and J. Tizianel, "Sound propagation in air-saturated random packings of beads", *Journal of Acoustical Society of America*, 104 (4), pp. 2004-2007 (1998).
- [30] J.F. Allard and N. Atalla, *Propagation of Sound in Porous Media: Modelling Sound Absorbing Materials 2nd Edition*, John Wiley & Sons Ltd, UK (2009).
- [31] ISO 15901-1:2005, "Pore size distribution and porosity of solid materials by mercury porosimetry and gas adsorption - Part 1: Mercury porosimetry".

- [32] ISO 15901-2:2006, "Pore size distribution and porosity of solid materials by mercury porosimetry and gas adsorption - Part 2: Analysis of mesopores and macropores by gas adsorption".
- [33] ISO 9053-1:2018, "Acoustics - Determination of airflow resistance - Part 1: Static airflow method".
- [34] ISO 9053-2:2020, "Acoustics - Determination of airflow resistance - Part 2: Alternating airflow method".
- [35] C. J. Gommers, A.J. Bons, S. Blacher, J.H. Dunsmuir, and A.H. Tsou, "Practical Methods for Measuring the Tortuosity of Porous Materials from Binary or Gray-Tone Tomographic Reconstructions", *AIChE Journal*, Vol. 55, No. 8, pp. 2000-2012 (2009).
- [36] P. Leclaire, L. Kelders, W. Lauriks, C. Glorieux, and J. Thoen, "Determination of the viscous characteristic length in air-filled porous materials by ultrasonic attenuation measurements", *Journal of Acoustical Society of America*, 99 (4), pp. 1944-1948 (1996).
- [37] J.P. Groby, E. Ogam, and L. De Ryck, N. Sebaa, and W. Lauriks "Analytical method for the ultrasonic characterization of homogeneous rigid porous materials from transmitted and reflected coefficients", *Journal of Acoustical Society of America*, 127 (2), pp. 764-772 (2010).
- [38] X. Only and R. Panneton, "Acoustical determination of the parameters governing thermal dissipation in porous media", *Journal of Acoustical Society of America*, 123 (2), pp. 814-824 (2008).
- [39] N.N. Voronina and K.V. Horoshenkov, "A new empirical model for the acoustic properties of loose granular media", *Applied Acoustics*, 64, pp. 415-432 (2003).
- [40] V.V. Voronina and K.V. Horoshenkov, "Acoustic properties of unconsolidated granular mixes", *Applied Acoustics*, 65, pp. 673-691 (2004).
- [41] O. Umnova, K. Attenborough, and K.M. Li, "Cell model calculations of dynamic drag parameters in packings of spheres", *Journal of Acoustical Society of America*, 107 (6), pp. 3113-3119 (2000).
- [42] O. Umnova, K. Attenborough, and K.M. Li, "A Cell Model for the Acoustical Properties of Packings of Spheres", *Acta Acustica*, Vol. 87, pp. 226-235 (2001).
- [43] K.V. Horoshenkov and M.J. Swift, "The acoustic properties of granular materials with pore size distribution close to log-normal", *Journal of Acoustical Society of America*, 110 (5), pp. 2371-2378 (2001).
- [44] P. Glé, E. Gourdon, L. Arnaud, K.V. Horoshenkov, and A. Khan, "The effect of particle shape and size distribution on the acoustical properties of mixtures of hemp particles", *Journal of Acoustical Society of America*, 134 (6), pp. 4698-4709 (2013).
- [45] T. G. Zieliński, "Microstructure-based calculations and experimental results for sound

absorbing porous layers of randomly packed rigid spherical beads", *Journal of Applied Physics*, 116, 034905 (2014).

- [46] P. Cobo and F. Simón, "A comparison of impedance models for the inverse estimation of the non-acoustical parameters of granular absorbers", *Applied Acoustics*, 104, pp. 119-126 (2016).
- [47] R. Venegas and O. Umnova, "Acoustical properties of double porosity granular materials", *Journal of Acoustical Society of America*, 130 (5), pp. 2765-2776 (2011).
- [48] O. Umnova, K. Attenborough, E. Standley, and A. Cummings, "Behavior of rigid-porous layers at high levels of continuous acoustic excitation: Theory and experiment", *Journal of Acoustical Society of America*, 114 (3), pp. 1346-1356 (2003).
- [49] V. Aleshin, V. Gusev, and V. Tournat, "Acoustic modes propagating along the free surface of granular media", *Journal of Acoustical Society of America*, 121 (5), pp. 2600-2611 (2007).
- [50] 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".
- [51] ISO 10534-2:1998 "Acoustics - Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes - Part 2: Transfer-function method".
- [52] C.N. Wang and J.H. Torng, "Experimental study of the absorption characteristics of some porous fibrous materials", *Applied Acoustics*, 62, pp. 447-459 (2001).
- [53] M.A. Biot, "Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range", *Journal of Acoustical Society of America*, 28, pp. 168-178 (1956).
- [54] M.A. Biot, "Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher-Frequency Range", *Journal of Acoustical Society of America*, 28, pp. 179-191 (1956).
- [55] S.R. Pride and J.G. Berryman, "CONNECTING THEORY TO EXPERIMENT IN POROELASTICITY", *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 46, No.4, pp. 719-747 (1998).
- [56] M.A. Biot and D.G. Willis, "The Elastic Coefficients of the Theory of Consolidation", *Journal of Applied Mechanics*, 24 (4), pp. 594-601 (1957).
- [57] K.L. Johnson, *Contact mechanics*, Cambridge University Press, UK (1985).
- [58] Y. Champoux and J.F. Allard, "Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media", *Journal of Applied Physics*, 70, pp. 1975-1979 (1991).
- [59] D. L. Johnson, J. Koplik, and R. Dashen, "Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 176, pp. 379-402 (1987).
- [60] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *FLUID MECHANICS 2nd Edition*, Pergamon Press,

UK, 1987.

- [61] T. Bourbie, O. Coussy, and B. Zinszer, *acoustics of porous media*, Editions Technip, France, 1987.
- [62] J.Duran, Sand, *Powders, and Grains -An Introduction to the Physics of Granular Materials-*, Springer, USA, 2000.
- [63] K. Verdière, R. Panneton, S. Elkoun, T. Dupont, and P. Leclaire, "Transfer matrix method applied to the parallel assembly of sound absorbing materials", *Journal of Acoustical Society of America*, 134 (6), pp. 4648-4658 (2013).

変数一覧

※複数の章において使用される変数は、最初に登場する章に記載されている。

[第2章]

d	: 音響管の内径
x_1	: 位置 1 から試験体表面までの距離
x_2	: 位置 2 から試験体表面までの距離
p_{posi1}	: 位置 1 で観測された複素音圧
p_{posi2}	: 位置 2 で観測された複素音圧
H_{12}^I	: 配置 I における基準吸音材設置時の伝達関数
H_{12}^{II}	: 配置 II における基準吸音材設置時の伝達関数
H_c	: マイクロホン A と B における感度および位相の特性の差を校正する係数
H_{12}'	: 配置 I における試験体設置時の伝達関数 (マイクロホン特性の校正前)
H_{12}	: 配置 I における試験体設置時の伝達関数 (マイクロホン特性の校正後)
H_i	: 入射波のみが存在する場合の伝達関数
H_r	: 反射波のみが存在する場合の伝達関数
P_i	: 入射波
P_r	: 反射波
\hat{P}_i	: 入射波の振幅
\hat{P}_r	: 反射波の振幅
k_0	: 空気の複素波数
r	: 複素音圧反射率
α	: 垂直入射吸音率

[第3章]

σ_{ij}^s	: 骨格の応力テンソルの要素
σ_{ij}^f	: 間隙気体の応力テンソルの要素
e_{ij}^s	: 骨格のひずみテンソルの要素
e_{ij}^f	: 間隙気体のひずみテンソルの要素
P, Q, R	: 骨格の弾性に関する係数
N	: 骨格のせん断弾性率
K_b	: 骨格の体積弾性率

K_s	: 骨格の基材の体積弾性率
K_f	: 間隙気体の体積弾性率
E	: 骨格の縦弾性率
\bar{E}	: 充填する厚みにわたって平均した骨格の縦弾性率
E_0	: 骨格の縦弾性率に関する材料定数
θ^s	: 骨格の膨張
θ^f	: 間隙気体の膨張
ϕ	: 空隙率
δ_{ij}	: クロネッカーのデルタ関数
p_1	: 'second gedanken experiments'における多孔質材料の外圧
p_0	: 'second gedanken experiments'における多孔質材料の内圧
p_f	: 'third gedanken experiments'における多孔質材料にかかる圧力
σ_v	: 鉛直方向の圧縮応力
h	: 粒子状材料における音波を受ける表面からの深さ
H	: 充填された粒子状材料の厚み
ρ_b	: 粒子状材料のかさ密度
ρ_{eff}^f	: 間隙気体の有効密度
g	: 重力加速度
ν	: 骨格のポアソン比
γ	: 空気の比熱比 (=1.4)
P_0	: 大気圧 (=1.013×10 ⁵ N/m ² , 20°C, 1 気圧)
σ	: 流れ抵抗
α_∞	: 迷路度
η	: 空気の粘性 (=1.83×10 ⁻⁵ Pa·s, 20°C, 1 気圧)
ρ_0	: 空気の密度 (=1.2 kg/m ³ , 20°C, 1 気圧)
L	: 粘性特性長
L'	: 熱的特性長
p_r	: 空気のプラントル数 (=0.71, 20°C, 1 気圧)
ω	: 角周波数
R_g	: 粒子の直径
q_i	: 媒質に働く単位体積あたりの慣性力の要素
q^f	: 非粘性流体の質量 $\phi\rho_0$ に作用する慣性力
E_c	: 運動エネルギー
\dot{u}_i	: 速度
\dot{u}^a	: 空気と粒子状材料の境界における速度
$\rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{22}$: 多孔質材料の性質に関する変数

ρ_a	: 骨格と間隙気体における慣性力の連成に関する係数
λ	: ラメの第一定数
μ	: ラメの第二定数
φ^s	: 骨格を伝搬する縦波のスカラーポテンシャル
φ^f	: 間隙気体を伝搬する縦波のスカラーポテンシャル
δ_1^2, δ_2^2	: 粒子状材料を伝搬する縦波の固有値 (縦波の複素波数の二乗)
$[\varphi_1], [\varphi_2]$: 粒子状材料を伝搬する縦波の固有ベクトル
μ_i	: 骨格を伝搬する縦波の速度と間隙気体を伝搬する縦波の速度の比
Z^s	: 骨格の特性インピーダンス
Z^f	: 間隙気体の特性インピーダンス
Z_0	: 空気の特徴インピーダンス
Z	: 粒子状材料の表面インピーダンス
$V_i^1, V_i^2, V_r^1, V_r^2$: $x=0$ における骨格の速度. i と r は入射と反射, 1 と 2 は一次と二次の Biot 波を意味する.
ρ_0	: 空気の密度
c_0	: 空気中の音速
f_{cal}, f_{mea}	: 吸音率における第 1 ピークが現れる周波数の計算値と実験値
$\alpha_{cal}, \alpha_{mea}$: 第 1 ピークにおける吸音率の大きさの計算値と実験値

[第 4 章]

S	: 粒子状材料において音波を受ける表面の面積
L	: 円筒容器の周長
j	: 粒子状材料において鉛直方向に働く力に対するそれと垂直な方向に働く力の比
μ_w	: 骨格と容器側面の間における摩擦係数
σ_{a0}	: 表面に働く外力
σ_a	: 表面に働く動的外力
w_d	: 動的外力 σ_a が与えられた場合の粒子状材料の動的変位
ε_d	: 動的外力 σ_a が与えられた場合の粒子状材料の動的ひずみ
E_0'	: 骨格と容器の側面の間働く摩擦を考慮した場合における骨格の縦弾性率に 関係する材料定数
E_{b0}	: 骨格と容器の側面の間働く摩擦を考慮しない場合における骨格の縦弾性率
$\rho_{b,eff}$: 骨格と容器の側面の間働く摩擦を考慮した骨格の実効かさ密度
$\rho_{b0,eff}$: 骨格と容器の側面の間働く摩擦を考慮しない骨格のかさ密度
k	: 容器への充填により側方拘束された骨格の単位面積当たりの実効軸剛性
$M_{b,eff}$: 容器への充填により側方拘束された骨格の単位面積当たりの実効質量

- F : 粒子状材料を容器に充填した状態における面積 S の容器の底面に働く力
 D_f : 吸音率における第 1 ピークの周波数に関する計算値と実験値の偏差

[第 5 章]

- f : 吸音率において第 1 ピークが現れる周波数
 p : 空気を伝搬する音波の音圧
 u : 空気を伝搬する音波の粒子速度
 p_s : 音波が入射する空気側の骨格表面における音圧
 p_n : 表面から数えて n 番目の層における音圧
 p_b : 計算で用いる底面における音圧の初期値
 v_s : 音波が入射する空気側の骨格表面における速度
 v_n : 表面から数えて n 番目の層における速度
 v_0 : $\bar{E}=E_b/2$ となる時の骨格の速度
 a : 骨格の縦弾性率の速度依存曲線の傾きを与える変数
 E_s : 深さ h における骨格の縦弾性率
 E_n : 表面から数えて n 番目の層における縦弾性率
 T_n : 表面から数えて n 番目の層における伝達マトリクス
 k_n : 表面から数えて n 番目の層における音波の波数 ($=\omega\sqrt{\rho_b/E_n}$)
 $Z_{c,n}$: 表面から数えて n 番目の層の特性インピーダンス ($=\sqrt{\rho_b E_n}$)
 m : 厚み方向の離散化数
 A : 反復計算における音圧振幅の調整係数
 B : 反復計算における速度振幅の調整係数
 Acc : 加速度計により観測された粒子状材料内部の加速度
 D : 厚み方向に離散化した各層の伝搬距離

[第 6 章]

- w : 振動の変位振幅
 f_s : 測定におけるサンプリング周波数
 f_0 : 振動を受けない場合の吸音率において第 1 ピークが現れる周波数
 f_w : 変位振幅 w の振動を受ける場合の吸音率において第 1 ピークが現れる周波数
 α_0 : 振動を受けない場合の吸音率における第 1 ピークの大きさ
 α_w : 変位振幅 w の振動を受ける場合の吸音率における第 1 ピークの大きさ
 H_0 : 振動を受けない場合の吸音率における第 1 ピークの半値幅
 H_w : 変位振幅 w の振動を受ける場合の吸音率における第 1 ピークの半値幅

[第7章]

- T_0 : 音波の入射側の表面に設置したフィルムの伝達マトリクス
- M : 音波の入射側の表面に設置したフィルムの面密度
- T_n' : 音波の入射側の表面にフィルムが取り付けられた場合の各層の伝達マトリクス
- $Z'_{s,n}$: 音波の入射側の表面にフィルムが取り付けられた場合の各層の
表面インピーダンス
- Z_s : 粒子状材料の表面インピーダンス
- r_h : 円筒容器の半径
- S_h : 円の頂点から h だけ下がった位置までに含まれる円の一部の面積
- W : 円の頂点から h だけ下がった位置における円周上の2点を結んだ長さ
- R_s : 音波を受ける表面積に対する、粒子状材料を鉛直方向に離散化し各層の表面積の
割合
- $H_{\text{mea}}, H_{\text{cal}}$: 吸音率における第1ピークの半値幅の実験値と計算値
- D_H : 吸音率における第1ピークの半値幅の実験値に対する計算値の偏差

発表論文リスト

■査読論文

1. T. Tsuruha, M. Otani and Y. Takano, Experimental study on sound absorption of hollow glass beads with inner closed cavities under low-frequency vertical vibration, *JASA Express Letters* **in press** (2022).
2. T. Tsuruha, M. Otani and Y. Takano, Effect of acoustically-induced elastic softening on sound absorption coefficient of hollow glass beads with inner closed cavities, *The Journal of the Acoustical Society of America* **150**, 841 (2021).
3. T. Tsuruha, Y. Yamada, M. Otani and Y. Takano, Effect of casing on sound absorption characteristics of fine spherical granular material, *The Journal of the Acoustical Society of America* **147**, 3418 (2020).

■国際会議論文（査読有）

1. T. Tsuruha, Y. Yamada, M. Otani and Y. Takano, Experimental study on sound absorption characteristics of granular material: Influence of lateral constraints of casing, *Proceedings of the 23rd International Congress on Acoustics (ICA)*, Aachen, Germany, pp. 2979-2983, 2019.
2. T. Tsuruha, Sound Absorbing Characteristics of Granular Material Multi-divided by Membranes supported by Rigid Frame, *Conference Proceedings of Euronoise*, Crete, Greece, pp. 65-70, 2018.

■その他の論文

1. 靄羽琢元, 大谷真, 高野靖, 中空ガラスビーズの吸音率の入射音圧レベル依存性に関する実験的検討, *日本音響学会講演論文集*, pp. 535-536, 2021年9月.
2. 靄羽琢元, 大谷真, 高野靖, 重力方向に弾性率勾配を有する粒子状材料の吸音特性に関

する基礎的検討, 日本音響学会建築音響研究会資料, AA2021-13, 2021年6月.

3. 鶴羽琢元, 大谷真, 高野靖, 重力方向に弾性率勾配を有する粒子状材料の吸音特性—吸音面が鉛直または水平な場合—, 日本音響学会講演論文集, pp. 503-504, 2020年9月.
4. 鶴羽琢元, 小柳慎一郎, 山田祐生, 薄膜で仕切った積層構造粉粒体の吸音特性, 日本音響学会講演論文集, pp. 1457-1458, 2018年9月.
5. 鶴羽琢元, 粉粒体の吸音特性に関する研究—その2 JCAモデルを用いた物理パラメータに関する考察—, 日本音響学会講演論文集, pp. 957-958, 2017年9月.
6. 鶴羽琢元, 粉粒体の吸音特性に関する研究—その1 実験的検討—, 日本音響学会講演論文集, pp. 889-890, 2016年9月.