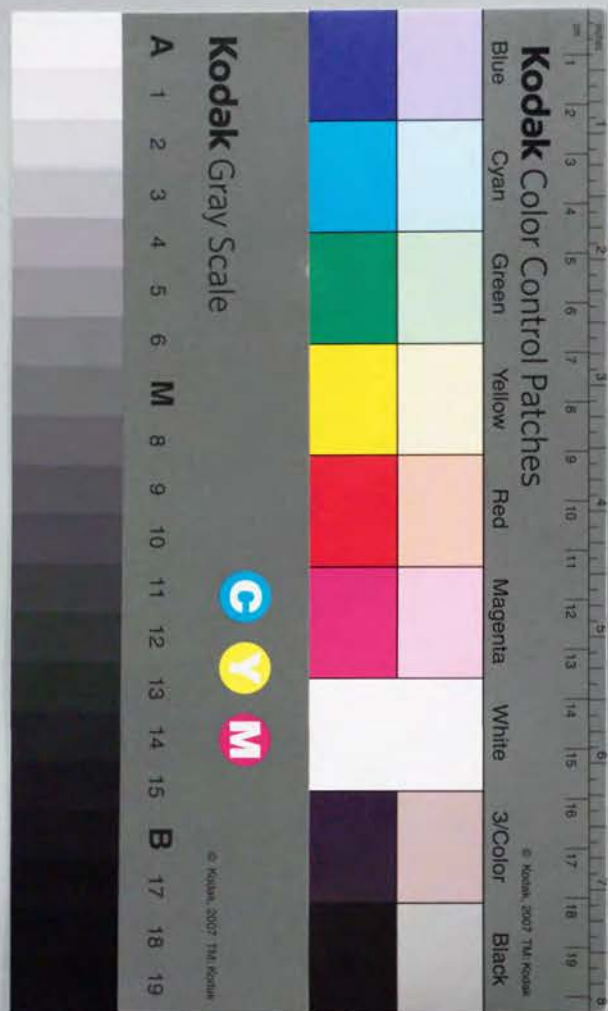


防音材料の減衰性能に関する研究

平成6年3月

宇津野 秀 夫



①

防音材料の減衰性能に関する研究

平成6年3月

宇津野 秀 夫

目次

記号

1 緒論	1
1.1 緒言	1
1.2 これまでの研究の概要	5
1.2.1 吸音材料の吸音特性に関する研究	5
1.2.2 吸音性音場の数値解析手法に関する研究	7
1.2.3 制振鋼板の減衰特性に関する研究	8
1.2.4 制振材料の減衰性能測定法に関する研究	10
1.2.5 制振鋼板製成形品の振動特性に関する研究	11
1.3 本研究の目的とその概要	12
2 吸音材料の音響特性測定法に関する研究	17
2.1 緒言	17
2.2 音波の波動方程式	18
2.2.1 完全流体中を伝わる音波の波動方程式	18
2.2.2 粘性流体中を伝わる音波の波動方程式	22
2.2.3 吸音材料中を伝わる音波の波動方程式	23
2.3 空気中を伝播する平面波	25
2.3.1 平面波伝播に関する基礎式	25
2.3.2 2点マイク法の測定原理	28
2.4 Improved two-cavity 法	30
2.4.1 Improved two-cavity 法の測定原理	30
2.4.2 実験装置	33
2.4.3 供試吸音材料と測定結果	33

2.4.4	空気層厚の選定に関する指針	38
2.5	測定結果の妥当性に関する検討	38
2.5.1	背後空気層厚と吸音率	41
2.5.2	吸音材厚と吸音率	41
2.6	結言	44
3	自動車車室の音響共鳴問題の解析	47
3.1	緒言	47
3.2	境界要素法による3次元音場解析手法の定式	47
3.2.1	Helmholtz 方程式の積分方程式表現	47
3.2.2	積分方程式の離散化表現	50
3.2.3	マトリクス成分の数値積分	51
3.2.4	境界条件を満たす連立1次方程式の作成	53
3.3	剛境界壁を有する車室共鳴問題への適用	54
3.3.1	自動車車室のモデル化	54
3.3.2	有限要素法との比較	55
3.3.3	計算と実験との比較	58
3.4	インピーダンス境界壁を有する車室共鳴問題への適用	64
3.4.1	車室内装材の音響インピーダンス	64
3.4.2	計算と実験との比較	68
3.5	結言	71
4	吸音材料の体積作用効果を仮定した吸音音場の解析	75
4.1	緒言	75
4.2	多媒質音場問題における境界要素法の定式	75
4.2.1	直ダクト問題における数値計算	77
4.3	吸音性音場における音響共鳴問題の解析	77
4.3.1	計算方法	77
4.3.2	供試吸音材の特性	80

4.3.3	実験方法	80
4.3.4	計算と実験との比較	82
4.4	多層型吸音材料の性能予測問題への適用	88
4.4.1	計算方法	88
4.4.2	計算と実験との比較	89
4.5	結言	89
5	粘弾性三層型制振梁の減衰特性に関する研究	93
5.1	緒言	93
5.2	粘弾性三層型制振梁の減衰特性	94
5.2.1	DiTarant-Mead-Markus モデル	94
5.2.2	両端単純支持条件における DTMM モデル	101
5.2.3	RKU モデルを利用した制振梁の強制振動応答解析	106
5.3	三層梁の複素曲げ剛性の計算方法	107
5.3.1	中間層に用いる粘弾性体の複素せん断弾性係数	107
5.3.2	RKU モデルから求まる複素曲げ剛性	108
5.4	強制振動応答解析の計算と実験との比較	108
5.4.1	実験装置	108
5.4.2	供試体の切り出し方法	110
5.4.3	両端自由・中央加振梁の駆動点モビリティ	110
5.4.4	両端自由・中央加振梁の伝達モビリティ	114
5.5	結言	114
6	望ましい粘弾性体特性に関する考察	119
6.1	緒言	119
6.2	歪エネルギーに着目した RKU モデルの定式	119
6.3	粘弾性体の望ましい特性に関する数値実験	123
6.3.1	せん断弾性係数の大きさ	123
6.3.2	せん断弾性係数の損失係数	125

6.3.3	せん断弾性係数の周波数特性	127
6.4	粘弾性体特性と三層梁の損失係数との関係	128
6.4.1	実在する粘弾性体の複素せん断弾性係数	128
6.4.2	三層梁損失係数の温度依存性	128
6.4.3	三層梁損失係数の周波数依存性	130
6.5	結言	131
7	制振梁の減衰性能測定法に関する研究	135
7.1	緒言	135
7.2	測定理論	135
7.2.1	両端自由中央加振梁の駆動点モビリティ	135
7.2.2	複素曲げ剛性の求値アルゴリズム	136
7.2.3	数値実験	137
7.2.4	複素せん断弾性係数の計算式	139
7.3	粘弾性三層型制振梁への適用	142
7.3.1	供試体と実験装置	142
7.3.2	三層梁の複素縦弾性係数	142
7.3.3	粘弾性体の複素せん断弾性係数	144
7.3.4	測定結果に対する考察	148
7.4	結言	149
8	制振鋼板の置換効果予測手法に関する研究	151
8.1	緒言	151
8.2	置換効果予測手法	151
8.2.1	普通鋼板と制振鋼板の材料特性の差異	152
8.2.2	制振鋼板振動特性の概算式	153
8.3	制振鋼板の複素曲げ剛性	154
8.4	計算と実験との比較	156
8.4.1	梁問題における制振効果の計算	156

8.4.2	成形品における制振効果の計算	158
8.5	制振効果の試験システム	161
8.6	境界要素法を用いた成形品の放射音解析	163
8.7	結言	167
9	結論	171
	謝辞	175
	参考文献	177
	本研究に関連した既発表論文	185

記号

本研究に用いた主な記号を以下に示す。なお特別な記号の使い方については本文中に示している。

第2章から第4章の吸音材料の利用技術に関する研究で用いられた記号

- c : 音波の伝播速度
- c_e : 粘性媒質中の音波の伝播速度
- d : 吸音材の厚さ
- D_x : マイクロフォン間の距離
- E_i : 入射波の音の強さ
- E_r : 反射波の音の強さ
- f : 周波数
- F : 体積力
- g_{ij} : 行列 G の i 行 j 列成分
- h_{ij} : 行列 H の i 行 j 列成分
- h : 空孔率
- j : 虚数単位
- k : 波数
- L : 吸音材の背後空気層厚さ
- L_x : 第1マイクroフォンと吸音材表面との距離
- n : 法線方向の単位ベクトル
- p : 音圧
- p_0 : 大気圧
- p_a : マイクroフォン a 位置における音圧
- p_b : マイクroフォン b 位置における音圧
- P : 音場領域内の点

Q :音場領域内の点
 q :粒子速度ベクトル
 r :点 P, Q 間の距離
 t :時間
 u :平面波における粒子速度
 u_0 :吸音材前面位置における粒子速度
 u_a :マイクロフォン a 位置における粒子速度
 u_b :マイクロフォン b 位置における粒子速度
 u_n :加振境界面の法線方向の振動速度
 Z_0 :吸音材前面の音響インピーダンス
 Z_1 :吸音材後面の音響インピーダンス
 α :垂直入射吸音率
 α_n :加振境界面の法線方向の振動加速度
 Γ :音場の境界面
 Δ :境界要素の面積
 ε :微小半径
 ζ :吸音音場の減衰比
 θ :角度
 λ :波長
 μ :粘性係数
 ρ :密度変化
 ρ_0 :空気の密度
 ρ_e :粘性媒質の実効密度
 ϕ :ポテンシャル関数
 ϕ^* :基本解
 Ψ :流体抵抗係数
 Ω :音場領域
 ω :角周波数

第 5 章から第 8 章の制振鋼板の利用技術に関する研究で用いられた記号

b :梁の幅
 D : $\partial/\partial x$
 d : $h_2 + (h_1 + h_3)/2$
 e : $E_1 h_1 / (E_3 h_3)$
 E :縦弾性係数
 E_0 :三層梁の便宜的な縦弾性係数 $(EI)_0/I_0$
 E_1 :上層梁の縦弾性係数
 E_3 :下層梁の縦弾性係数
 $(EI)_0$:三層梁の曲げ剛性
 $(EI)_0(1+j\eta_0)$:三層梁の複素曲げ剛性
 $(EI)_{tot}$: $I_1 + I_3$
 F_0 :加振力
 G_2 :せん断弾性係数
 $G_2(1+j\eta_2)$:粘弾性体の複素せん断弾性係数
 h_1 :上層梁の厚さ
 h_2 :中間層の厚さ
 h_3 :下層梁の厚さ
 I :断面 2 次モーメント
 I_0 :三層梁の断面 2 次モーメント $I_0 = b(h_1 + h_2 + h_3)^3/12$
 I_1 :上層梁の断面 2 次モーメント $I_1 = bh_1^3/12$
 I_3 :下層梁の断面 2 次モーメント $I_3 = bh_3^3/12$
 j :虚数単位
 k :曲げ波の波数
 k_b :三層梁の曲げ波の波数

k_i	:鋼板成形品の第 i 次モードの等価剛性
m_i	:鋼板成形品の第 i 次モードの等価質量
u_1	:上層梁の縦変位
u_{10}	:上層梁の中立面の縦変位
u_3	:下層梁の縦変位
u_{30}	:下層梁の中立面の縦変位
w	:梁の撓み変位
\dot{w}	:梁の撓み速度
W	:撓みの減衰振動モード
γ_2	:中間層粘弾性体のせん断歪
ε_1	:上層梁の歪
ε_3	:下層梁の歪
η	:制振材の損失係数
η_0	:三層梁の損失係数
η_2	:粘弾性体の損失係数
λ	:曲げ波の波長
μ	:三層梁の単位長さ当たりの質量 $\mu = (\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2 + \rho_3 h_3)b$
ρ_1	:上層梁の密度
ρ_2	:中間層の密度
ρ_3	:下層梁の密度
σ_1	:上層梁に働く応力
σ_3	:下層梁に働く応力
τ_1	:上層梁に働くせん断力
τ_2	:中間層に働くせん断力
τ_3	:下層梁に働くせん断力
ω	:角周波数

第 1 章 緒論

1.1 緒言

これまでの工業製品は、高速化・高出力化・軽量化などの機能面を優先して開発が進められてきた。しかし近年生活が豊かになるにつれ、これまでは副次的とされていた人間の感性や快適性の充足にも注意が向けられるようになってきている。実際に、静音性や快適音をセールスポイントとした技術・製品が注目を集め、その実現が工学上の重要な課題の一つになってきている。最近報じられた騒音に関する話題を拾い上げてみても、以下に示すようにわれわれの身近に多数の例を見い出すことができる。

- 家電業界における静かな洗濯機、エアコンの開発競争
- JR 各社の新幹線スピードアップと環境騒音問題
- 大阪国際空港などにおける航空機の環境騒音問題
- 自動車業界の米国 CAFE(Consumption Average Fuel Economics) 法案向け軽量化指向と自動車騒音問題
- 高層集合住宅におけるフローリング騒音問題

もちろん高速化、高出力化、小型化、軽量化など機能面の充実も引き続き企図されており、静音化を図る上での技術的課題は増加すると共に、困難の度合いを強めていると言える。このため「静音化と高機能化との両立」が、機械技術者にとって今後ますます重要な技術課題になってくると予想される。図 1.1 を例にとり機械の静音化を考える。車室やエンジンルームのように音波を反射する壁面で囲まれた音場では、音のエネルギーが重畳して共鳴やこもり音が発生することがある。このため反射壁面に吸音材を配置して音のエネルギーを吸収し、騒音増大の抑制が図られている。またエンジンが始動するとシリンダブロック表面から騒音が放射されるだけでなく、剛性の低いオイルパンやダッシュロワー材にも振

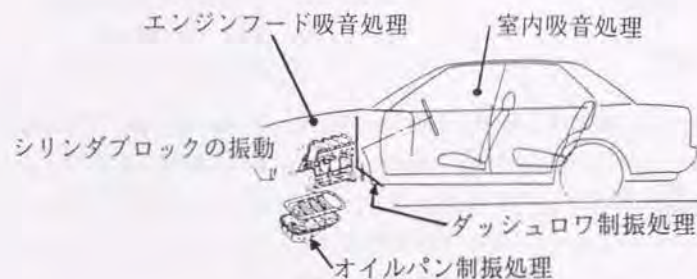


図 1.1: 機械から発生する騒音の概念図

動が伝播し、その部位からも騒音が放射される。このため振動の伝播経路に制振材料を用いて振動エネルギーを消散し、振動振幅を低減する事で騒音の抑制が図られている。

吸音材料は空気の波動を、制振材料は固体の振動を対象とするが、どちらも減衰作用を利用して振動エネルギーの低減を図り、最終的には騒音を防止する防音材料である。これらの防音材料を用いると、比較的容易に大きな減衰効果を実現でき、大幅な形状変更や重量の増加を招くことなく、振動や音響特性の改善を図れる場合が多い。このため減衰の付与は、機能面を損なうことなく静音化を実現する重要な設計手法の一つと言える。

以上に示したように、機械の静音化設計においては「減衰」の果たす役割が重要になる。しかし現状は、減衰効果を考慮した静音化設計が一般的に用いられているとは言い難い。そこで以下に防音材料の使用法などを概括し、その問題点を整理する。

吸音材としては、一般にグラスウールやウレタンフォームが良く知られている。また最近では新しい特長を持たせた吸音材の開発も活発化してきており、例えばセラミック細粒を焼結したセラミック吸音材やアルミニウムを発泡させた発泡アルミ吸音材なども開発されている。これらの多孔質吸音材の減衰機構は、吸音材内の空気中を伝播する音波のエネルギーが、吸音材の殻となる繊維や薄膜上の境界層において、粘性により熱エネルギーに変換されることにより得られる。音響工学では、この減衰特性を表す最も基本的な指標として、

吸音材表面における入射波と反射波との振幅比から定まる吸音率が用いられる。また吸音材表面における反射波の位相情報も含んだ指標として、音響インピーダンスが用いられることもある。両指標が吸音材の厚みに応じて変化することに対し、吸音材固有の特性を表す指標として、特性インピーダンスや伝播速度、実効密度なども使われる。しかしいずれの指標も一般的には周波数の関数となり、可聴周波数域全域にわたってデータを入手する事は容易ではない。また吸音材の開発や性能改善を図るには、伝播速度や実効密度の値が参考になるが、吸音率に比べると測定方法が飛躍的に複雑となり、現実にはあまり用いられていない。

吸音材料の適用分野に目を転じると、ホールや工場建屋などの内装材、圧縮機やポンプなど機械装置類の防音パッケージ内貼り材、或いは消音器や消音ダクト、自動車の車室内装材と、非常に多岐にわたり使用される。音波の波長に比べて、代表寸法が大きくなるホールや工場建屋の場合、通常は音響エネルギーの分布を統計的に取り扱う幾何音響理論に基づいて音響設計が行われる。この場合、吸音材の特性は吸音率で評価される。一方、代表寸法が波長の数倍より短くなる車室や消音ダクトの場合、音波の波動性を考慮した検討が必要となる。その場合も、吸音材の効果として吸音材表面の音響インピーダンスを境界条件として課す局所作用効果と、吸音材自体を音波が伝播する1つの媒質と考え、伝播速度と実効密度とで表す体積作用効果とに分けて考える必要がある。ただし対象となる音場空間は、車室や消音ダクトの様に複雑形状となる場合が多く、厳密な解析は困難であった。幸い近年の計算機利用技術の発達により、数値解析が可能になり、減衰の無い音場に関しては次第に解析手法が確立されてきている。ところが吸音性音場に関しては、吸音材特性が簡便には入手できないことも一因して、充分には計算手法が確立されておらず、設計段階で事前検討が行われる状況には至っていない。

本研究のもう1つの課題として、2枚の鋼板の間に粘弾性体をはさんだ構造の制振銅板を取り上げる。制振銅板は、家電・自動車業界を始め、建築分野にも使用される代表的な制振材料であり、その減衰効果は、銅板の曲げ変形により中間層の粘弾性体がせん断変形し、銅板の曲げ振動エネルギーが粘弾性体内で熱エネルギーに変換されることにより得られる。この減衰性能を表す指標として、一般的には損失係数が用いられ、短冊状に切り出した試験片から測定されている。

しかし制振鋼板の用途を考えると、梁・板材として用いることは少なく、例えばオイルパシンの様にプレス成形品として用いられる場合が多い。またユーザの関心が損失係数ではなく、「音がどうなるか？」にあることから、成形品の騒音低減効果予測技術の開発が必要とされている。実際、制振鋼板の用途開発では、経験則による制振鋼板厚・粘弾性体の選定、プレス・溶接など加工方法の確立、騒音評価実験の順に進められ、目標値が未達であれば、再び板厚・粘弾性体の選定に戻って各段階を繰り返す。このため用途開発の着手時点において、概略の騒音低減効果を予測でき、板厚・粘弾性体の最適選定が可能になれば、開発期間の短縮化・効率化が図られることになる。

ところで、制振鋼板の減衰性能は粘弾性体で決まると言っても過言ではない。このため制振鋼板メーカーの化学技術者は、粘弾性体の開発にしのぎを削っている。その開発課程は、新しい粘弾性体の試作、制振鋼板製供試体の製作、損失係数評価実験の三段階からなる。制振鋼板用粘弾性体の開発のため当然ではあるが、粘弾性体試作品の可否は、第3段階まで進まないことには判断できない。更に言えば、損失係数が温度依存性、周波数依存性を示し、材料厚にも影響されるため、形式的な可否の判別は困難となっている。粘弾性体単独の特性で可否を判断できれば、開発目標が明確となり開発効率が高まるのだが、現状では粘弾性体の望ましい特性は明確には提示されていない。

また制振鋼板の損失係数の測定には、通常、片持ち梁法、機械インピーダンス法などが用いられる。これらの方法は、基本的には試験片の共振点近傍の振動測定データから、損失係数を算出する方法である。このため可聴周波数域で詳細に減衰性能が必用な場合には、実験は煩雑を極める。即ち長さの異なる多数の試験片を用意し、共振周波数が測定希望周波数と合致するように試験片を選定し、1周波数ずつ丹念に測定を繰り返す必要がある。

以上をまとめると、次のような問題点が浮かび上がってくる。

- 吸音材や制振鋼板の減衰特性の測定が簡便ではない。
- 吸音材や制振鋼板の適用効果の予測技術が充分には確立されていない。
- 設計上入用な減衰値を、具現化する材料の選定が困難である。

そこで本研究は、代表的な防音材料である多孔質吸音材料と制振鋼板の減衰性能に関する一連の研究を行い、静音化設計を行うための手法を確立し、その実用化を目指したもので

ある。この目的のため、前段では多孔質吸音材料の実効密度と伝播速度とを広範な周波数域にわたり一括して測定する手法を提案する。次に境界要素法を用いた自動車車室の音場解析を行い、更に吸音材料の体積作用効果を考慮した吸音性音場の解析手法についても論じる。後段では、制振鋼板梁の減衰振動特性が、複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて表現できることを実証し、次に粘弾性体に望まれる特性と損失係数の挙動とを考察する。更に共振点に関係なく損失係数を測定する手法を提案する。最後に、制振鋼板製成形品の振動特性を概算する実用的な手法を提案し、実時間畳み込み積分器を利用した振動低減効果の試験システムを紹介する。

もとより本研究は、吸音材料や制振鋼板に関する静音化設計技術について、残された問題のすべてを解明するものではない。吸音材に関しては空気の振動を対象に定式化しており、音波と殻との連成振動は考慮していない。また吸音性音場の解析では、表面が膜材などで保護される実的な吸音材のモデル化に課題を残している。制振鋼板に関しては、成形品の振動特性が複素曲げ剛性で表現できる事を示したが、現実問題を考えると成形品取付部の構造減衰の評価や加振境界条件の評価に課題を残している。しかしながら本研究が減衰を考慮した設計技術開発の一助となることを期待するものである。

1.2 これまでの研究の概要

本節では、吸音材料と制振鋼板の静音化設計技術に関するこれまでの研究の中で、本研究に関係の深いものを中心に概説する。まず吸音材料の吸音特性に関する研究について述べる。次に吸音性音場の数値解析手法に関する研究、続いて制振鋼板の減衰特性に関する研究、制振材料の減衰性能測定法に関する研究、最後に制振鋼板製成形品の振動特性に関する研究について述べる。

1.2.1 吸音材料の吸音特性に関する研究

吸音材料に関する最初の系統的な研究として C. Zwicker と C. Kosten の研究 [1] が知られている。吸音の基本原理として、吸音材内の空気中を伝播する音波が、吸音材の殻となる繊維や薄膜上に形成される境界層内で、空気粘性により減衰されること、境界層内の減

衰効果がポアズイユ則で表現できること、殻が柔な場合には空気と殻との連成振動を考慮する必要があること、などが明らかにされている。また文献 [2] には、吸音材中の減衰波動が巨視的には複素数で記述される実効密度と伝播速度を用いて表現できることが示されている。実効密度や伝播速度を求める理論的な研究として、グラスウールを対象とした L. Beranek の研究 [3] や、ウレタンフォームを対象とした M. Biot [4] の研究がある。他にも種々の吸音材のモデル化を図った同様な研究 [5] - [9] が多数報告されている。

これに対し、吸音材の特性を音響実験により直接測定する研究も進められている。R. Scott [10] は、音響管内に十分に長く吸音材を充填することにより進行波だけを生じさせ、吸音材中の 2 点の音圧とその位相差とから伝播速度と実効密度とを算出している。また、一定厚に切り出した吸音材を音響管内に装着し、吸音材表面の音響インピーダンスを測定して、伝播速度と実効密度とを算出する手法も研究されている。S. Yaniv [11] は、two-cavity 法を用いて伝吸音材の背後に剛壁を密着させた場合と、背後に測定周波数の $1/4$ 波長に相当する空気層を設けて剛壁がある場合との、両音響インピーダンスから伝播速度と実効密度とを算出している。また、C. Smith と T. Parrott [12] は、two-thickness 法を用いて 2 種類の厚みの吸音材を用意し、背後を剛壁に密着させて測定した両音響インピーダンスから、伝播速度と実効密度とを算出している。ところでこれ迄は、吸音材表面の音響インピーダンスは定在波法 [13] を用いて離散的に 1 周波数ずつ測定されていた。このため広範な可聴域周波数を対象とする場合には、かなり煩雑な測定方法であった。しかし、A. Seybert [14] や J. Chung と D. Blaser [15, 16] の研究により、2 点マイクロフォンとランダム信号とを用いることで、吸音材表面の音響インピーダンスを、広範な周波数域にわたり一括して測定することが可能となった。寺尾と関根 [17] は、この手法と two-thickness 法とを併用し、ウレタン吸音材の実効密度と伝播速度とを連続した周波数で測定することに成功している。

このように吸音材の特性を求めるため、理論と実験の両面から研究が続けられているが、なお次のような問題を残している。すなわち理論的な手法においては、実際の吸音材の殻が不規則で入り組んだ形状のため、境界層の有効面積を解析的に定めることが困難である。このため、通気抵抗 (flow resistance [3]) や構造係数 (structural factor [3])、形状関数 (shape factor [4]) などを、別途実験などにより定める必要がある。一方、実験的手法では、精度と測定効率の点で問題が残されている。すなわち文献 [10] の方法では、低周波数にな

ると反射波の影響が無視できず精度の保証が困難である。文献 [11] の方法では、1 周波数毎に空気層厚を調整する必要があるため、煩雑な測定作業を要する。また、文献 [17] の方法では、基本的には Two-thickness 法を利用しているため、吸音材の個体差や取付け状態の影響を受け測定誤差が混入しやすい等の問題が挙げられる。

1.2.2 吸音性音場の数値解析手法に関する研究

消音器や防音パッケージ、自動車の車室など、工学上重要な音場は、比較的複雑な形状となることが多い。このため音響学の分野にも、1970 年代前半に A. Craggs [18] や T. Shuku と K. Ishihara [19] らにより、有限要素法が適用された。以降、音場の数値解析手法に関して、多数の研究が続けられている。ここでは消音器の消音性能に関する研究と車室の音響共鳴に関する研究に着目し、音響エネルギーの消散を伴う吸音性音場の解析手法の発展課程について述べる。

消音器に関しては、比較的単純な形状で平面波伝播の仮定が成立する場合に限れば、これまでの福田 [20]、奥田 [21, 22]、小幡ら [23, 24] の研究により、一つの体系としてほぼ確立されている。また消音ダクトに関しても、吸音材を内装した軸対称円筒状の消音管路に限れば、吸音材を音波が伝播する 1 つの媒質として取り扱う体積作用効果を考慮した解析的な消音性能の検討 [25] が可能である。しかし、実在する消音器や消音ダクトでは、消音性能を高める目的で、これらの仮定を満たさない形状の物が少なくない。このため、消音性能の計算には、さまざまな数値解析手法が適用されてきた。C. J. Young と M. J. Crocker [26] は、剛壁で構成された膨張型消音器の透過損失の計算に、2 次元有限要素法を適用している。Y. Kagawa ら [27] は、吸音材の効果を吸音材表面の音響インピーダンスで表現する局所作用効果を仮定して、吸音材が内貼られた膨張型消音器の透過損失を軸対称有限要素法を用いて計算している。A. Craggs は、局所作用効果の仮定のもと、吸音材特性の実験式を利用して同様な問題 [28] を計算するとともに、吸音材の体積作用効果を表現する有限要素モデル [29, 30] を導いている。R. J. Astley と A. Cummings [31] は、吸音材の体積作用効果を考慮して、有限要素法により消音ダクト性能を計算し、実験値との比較を行っている。田中ら [32, 33] は、有限要素法に比べると要素数が少なくすむ境界要素法を用

い、膨張型消音器の消音性能を計算している。寺尾らは、既述文献[17]で体積作用効果を考慮した2次元膨張型消音器の性能を、境界要素法を用いて計算している。

一方、車室の音響共鳴解析に関しては、A. Craggsが既述文献[18]の中で、剛壁で囲まれたエネルギー消散のない直方形状の音場を、有限要素法を用いて解析している。珠久らは既述文献[19]の中で、剛壁で構成される2次元形状の車室の共鳴周波数を有限要素法を用いて計算し、実験と比較している。この他にも同様な研究[34, 35]が見られる。また、D. J. Nefskeら[36]は、車体の振動と車室の音響共鳴との連成問題を有限要素法を用いて解析している。鈴木ら[37]は、音響系を境界要素法で構造振動を有限要素法でモデル化した連成解析や、吸音材の局所作用効果を仮定した吸音性車室の共鳴音解析を行っている。これに対し、吸音材の体積作用効果を考慮した音響共鳴問題の研究としては、吸音処理された直方形状の部屋の共鳴周波数を計算し、実験との比較を試みたA. Craggs[38]の研究がみられる程度である。

以上に示したように、音場解析に有限要素法や境界要素法を適用する研究は、年々活発化しており、消音器と消音ダクトに対しては、吸音性音場の解析手法も徐々に確立されてきている。しかし車室のような閉音場の共鳴音解析に関しては、大部分の研究が剛壁で構成される音場を解析するに留まっており、吸音性音場を解析した研究は、僅かに文献[38]と、最近になって文献[37]が見られる程度である。ただし文献[38]では、吸音材の体積作用効果を検討しているものの、計算と実験との一致性は充分ではないようである。E. H. Dowellの研究展望[39]にも述べられたように、吸音性車室音場の解析技術に関してはまだ解明すべき課題が残されていると言える。

1.2.3 制振鋼板の減衰特性に関する研究

制振鋼板の振動特性に関する最初の研究として、E. M. Kerwin[40]、D. Ross[41]、E. E. Ungar[42]らの研究が知られている。Ross, Kerwin, Ungarらは、振動モードを正弦波で表現できる両端単純支持三層梁を対象に、上下の鋼板層が曲げと伸縮を受け、中間の粘弾性層がせん断変形する振動モデル（以降、RKUモデル[43]と略記）を提示している。このモデル化により梁断面の幾何形状と材料定数とから、三層梁の等価な複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$

が定まり、両端単純支持の自由振動に限れば、梁の支配方程式も $\mu \ddot{w} + (EI)_0(1+j\eta_0)w'''' = 0$ と、弾性梁と同様に4階の微分方程式で表現される。R. A. Ditaranto[44]とM. J. MeadとS. Markus[45]らは、RKUモデルを拡張して、一般的な境界条件における三層梁の振動が6階の方程式で記述できること（以降、DTMMモデル）を示し、損失係数の計算を行っている。また、三層梁上下層の伸縮変形と回転変形時の慣性力をも考慮し、更に高階のモデルを提案して損失係数を求めた研究[47]～[50]も見られる。この他にも、粘弾性層の厚さ方向の変形を考慮して損失係数を求めた研究[51, 52]、4層以上の多層梁の振動特性を解析した研究[53, 54]、有限要素法を用いて三層梁や三層板の振動特性を数値解析した研究[55]～[59]などが報告されている。

ところで、提案された振動モデルの妥当性を検証する実験的な研究として、T. P. Yinら[60]は、振動モードの節で支持された三層梁の損失係数を測定し、RKUモデルによる計算値との比較を試み、最低次を除く振動モードで、両者が良好に一致することを報告している。Y. P. LuとB. E. Douglas[61]は、種々の境界条件の三層梁に対して、低次モードにおけるDTMMモデルの有効性を示している。C. V. R. Reddyらは、既述文献[58]で有限要素法で計算した損失係数とDTMMモデル及び実験との比較を行っている。またD. I. G. Jones[62]らは、多層梁に関して損失係数の予測精度を検討している。

これに対し、三層梁の振動特性を周波数応答関数の形で評価して実験との比較を試みた研究は僅かである。DTMMモデルに基づいて片持ち梁の周波数応答関数を求めた既述文献[51]や、両端自由梁の応答を求めた伊藤らの研究[63]、NASTRANを用いて周辺自由の矩形板の伝達モビリティを計算し、実験と比較した既述文献[57]などが見られる程度である。

ところで三層梁の損失係数は、中間層に用いる粘弾性体の特性に大きく依存する。これまで粘弾性体の開発指針として、長井[64]によれば、粘弾性体の損失係数 η_2 の大きな粘弾性体が、渡辺[65]によれば、せん断弾性係数 G_2 と η_2 の大きな粘弾性体が望ましいとの記述がみられる。谷内[66]は、粘弾性体の分子量と損失係数との関係を調べている。またRKUモデルに基づいて三層梁の損失係数が最大となるshear parameterを考察した文献[67, 68]も見られるが、望ましい粘弾性体特性を具体的に提示した研究は報告されていない。

以上に示したように、三層材の減衰特性に関しては多数の解析的な研究が報告されてい

る。これに対し、解析モデルの妥当性を検証した実験的な研究は、まだ充分とは言えない。特に RKU モデルに関しては、任意の振動モードを表現できる DTMM モデルが提案されてからは、あまり研究が加えられていない。これは RKU モデルが正弦波状の振動モードを前提として導かれたためであるが、本論文が取り扱うような可聴周波数域の騒音問題では、構造体の振動モードも高次となり、RKU モデルの前提は必ずしも不合理とは言えない。また、望ましい粘弾性体特性に関しても、RKU モデルの逆問題を詳細に検討することで、解答が得られると思われる。これらの理由により、三層梁の減衰特性を複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ で簡潔に表現でき、損失係数と諸定数との関係に明快な洞察を与える RKU モデルは、工学的な意味でまだ検討すべき課題が残されていると言える。

1.2.4 制振材料の減衰性能測定法に関する研究

制振材料の減衰性能試験は、試験片の支持条件や測定原理により、いくつかの試験法 [69] に分類できる。支持方法で分類すると、一端固定他端自由の片持ち支持法、振動モードの節 2 点を弦で支える 2 本吊り支持法、試験片の中央を加振器の軸心で支える両端自由中央加振支持法などがある。片持ち支持法は、H. Oberst [70] により、鋼板の表面に粘弾性体を被覆した非拘束型制振材料の損失係数測定に用いられた。現在は、拘束型制振材料である制振鋼板の性能試験にも用いられているが、制振鋼板の場合には固定部に粘弾性体が圧縮され、境界条件があいまいとなる問題を残している。二本吊り支持法 [67] は、支持点のエネルギー損失を少なくするため、振動モードが節となる 2 点を弦などで支持している。しかし各振動モード毎に支持位置を変更する必要があり、また減衰性能が大きな試験片では複素振動モードとなるため、節位置が定まらないこともある。

制振梁の減衰性能は、振動実験 [71] により測定される。時間領域の測定法では試験片に衝撃的な力を加え、その時の自由振動減衰波形の包絡線から損失係数を求める方法が一般的である。周波数領域の測定法では、試験片を強制加振して加振力と応答を測定し、その位相差から損失係数を求める非共振法と、共振点近傍の周波数応答関数から損失係数を求める共振法とがある。非共振法は、通常ブロック状の試験片を対象とし、第 1 次共振周波数より低い周波数域で試験が行われる。このため可聴域周波数を対象とする制振鋼板の減

衰性能測定には、共振法が利用される場合が多い。共振法では、上述した支持条件で試験片を保持し、加振力と応答とを測定して両者の伝達関数から振幅応答法 (半値幅法) や虚数部応答法で損失係数を求めている。しかし、片持ち支持法 [72, 73] や二本吊り支持法 [74] では、加振力を直接測定することが困難であり、電磁石に輸入する電圧で代用するため加振力評価にあいまいさが残されている。

このため試験片の中央を加振器で支持する両端自由中央加振支持法 [75] は、比較的容易に単純な境界条件を実現できるだけでなく、駆動点の加振力と振動応答とを容易に測定できる利点をも有している。ただし可聴周波数域全域を測定対象と考えると、離散的な周波数で損失係数を求めているため、まだ煩雑な手法と言える。そこで測定効率を高めるため、反共振周波数近傍における測定データから損失係数を求める研究 [76] も行われている。

拘束型や非拘束型の制振梁の減衰性能試験から、粘弾性体の特性を同定する研究も進められている。D. I. G. Jones ら [77] は、片持ち支持法で梁状試験片の損失係数と共振周波数とを測定し、減衰が小さいものと仮定して弾性梁の振動方程式を参照し、粘弾性体のせん断弾性係数を計算している。また、この結果と非共振法で得られた粘弾性体単体の測定値との比較を行っている。この他にも同様の研究が多数 [78] - [80] 報告されている。

1.2.5 制振鋼板製成形品の振動特性に関する研究

工学上の製品に制振鋼板を適用し、騒音や振動の低減を図った事例は多い。A. Nashif は既述文献 [43] で、ジェットエンジンの案内翼の振動低減やヘリコプタ操縦室のパネル振動の低減、排気管路の疲労破壊防止に、RKU モデルに基づいて拘束型制振材を選定している。自動車部品への適用事例として、オイルパンの放射音低減を図った遠藤ら [81] の報告、ダッシュパネルに用いた鈴川らの報告 [82]、他に [83, 84] などが見られる。また中村ら [85] は、RKU モデルと統計的手法である SEA (Statistical Energy Analysis) 法とを併用し、客船における客室へのエンジン騒音伝播の低減を図っている。

上述した報告では、損失係数の大小を基準に制振鋼板の選定が行われている。この選定は、共振時における最大応力の低減や、船舶のように多数の振動モードが存在し、振動エネルギーを統計的に処理できる場合には有効な手法と言える。しかしオイルパンやダッシュ

パネルのような小型の成形品の騒音を対象とする場合、必ずしも適切な選定とは言えない。このような場合、可聴周波数域に共振モードが離散的に存在するため、騒音低減効果を判断するには、周波数応答関数の形状を把握する必要がある。

1.3 本研究の目的とその概要

本研究では、代表的な防音材料である多孔質吸音材料と制振鋼板の減衰特性を把握し、静音化設計手法の開発に寄与することを目的として、以下の項目を取り上げる。

1. 多孔質吸音材料の実効密度と伝播速度とを、広範な周波数域にわたり一括して測定する実用的な手法を開発する。
2. 実物大の自動車車室音場を取り上げ、剛壁境界と吸音性境界の場合とを、3次元境界要素法を用いて解析し、実験との比較により数値解析手法の有効性を示す。
3. 体積作用効果を考慮した吸音性音場の解析手法を開発し、音響共鳴周波数の予測や、多層型吸音材の性能計算に有効であることを示す。
4. 両端自由で中央を加振された制振鋼板梁の減衰振動特性を、両端単純支持を仮定して導かれた RKU モデルの複素曲げ剛性 $(EI)_0(1 + j\eta_0)$ を用いて計算し、実験と比較することで RKU モデルが両端単純支持境界以外の支持条件にも有効であることを示す。
5. RKU モデルの逆問題を検討することで、制振鋼板用の粘弾性体に望まれる特性を解明する。
6. 両端自由で中央を加振した制振鋼板梁の駆動点モビリティ測定値から、複素曲げ剛性 $(EI)_0(1 + j\eta_0)$ を広範な周波数域で一括して同定する手法を開発する。
7. 制振鋼板製成形品の振動特性を概算する実用的な手法を開発し、実時間畳み込み積分器を利用した振動低減効果の試験システムを提案する。

第2章以下の各章は、これらの目的に沿って構成されている。以下に各章の概要を述べる。

第2章では、吸音材料の実効密度と伝播速度の同定法について述べる。一端が閉じられた音響管内に、空気層を設けて設置された吸音材を考える。吸音材両端の境界条件を既知とし、吸音材中を伝播する音波の1次元波動方程式を変形して、実効密度と伝播速度とを陽な形で表現する式を導出する。ここで吸音材後面の境界条件には、解析的に求まる閉管の音響インピーダンスを、前面の境界条件には吸音材表面の音響インピーダンスを実測することを考える。供試体としてグラスウール吸音材と発泡アルミニウム吸音材を取り上げ、2点マイク法で音響インピーダンスを測定する。測定結果を提案する式に代入し、それぞれの吸音材の実効密度と伝播速度とを広範な周波数域にわたり一括して同定する。

同定結果の妥当性を実証するため、吸音材厚と背後空気層深さを任意に設定し、その条件での吸音率と音響インピーダンスとを得られた伝播速度と実効密度とから計算する。ついで設定条件を満たすように吸音材を切り出し、吸音率と音響インピーダンスとを測定する。計算値と測定値とを比較する事で提案する手法の妥当性を示す。

第3章では、実物大の自動車車室の音響共鳴問題を境界要素法を用いて検討する。3次元境界要素法の定式化を行い、内壁を剛壁と仮定して、車室の音響共鳴周波数と音響共鳴モードとを計算する。境界要素法による計算結果と有限要素法による固有値解析との比較、および石膏製車室の実験値との比較を試みる。ついで、内壁の一部が実車仕様の吸音材で内装された吸音性音場を境界要素法を用いて解析する。この場合、吸音材効果は局所作用的であると考え、2点マイク法で測定した吸音材試験片の音響インピーダンスを境界要素法に代入して計算を行った。計算と実験とを比較することで3次元境界要素法の車室音響共鳴問題への適用可能性を検討する。

第4章では、体積作用効果を考慮した吸音性音場の解析に境界要素法を適用する。吸音材を音波が伝播する1つの媒質と考え、その特性は吸音材の実効密度と伝播速度とで表現できる。第3章に記した境界要素法プログラムを、吸音材と空気とが混在する多媒質の音場を解析できるように拡張し、自動車車室の前席のように吸音材が空中に保持される音場と、吸音材で仕切られた2つの部屋からなる音場の解析に適用する。計算では、第2章に記した手法で求めた吸音材の実効密度と伝播速度とを材料特性データとして入力し、周波数応答関数を計算している。計算と実験とを比較することで、体積作用効果のある吸

音性音場が提案する手法で精度良く解析できることを示す。また多層型吸音材の吸音性能の解析にも適用し有用性を示す。

第5章では、制振鋼板梁の振動応答が、RKUモデルから求まる複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて表現できることを示す。粘弾性三層型制振鋼板の支配方程式をDTMMモデルに従って導き、両端単純支持境界条件を与えるとRKUモデルに一致する結果が得られることを示す。次に両端自由・中央加振支持条件の制振鋼板の運動方程式を、導いた $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて記述して駆動点モビリティを与える式を導く。強制ねじり振動試験により粘弾性体単体のせん断弾性係数を測定し、導出した式に代入して駆動点モビリティ周波数応答関数を計算する。実験では、試験片の切り出し方法を検討した後、駆動点モビリティを測定する。計算と実験とを比較し、両端単純支持条件を仮定して導かれたRKUモデルが、本境界条件においても充分有効であることを示す。

第6章では、RKUモデルの逆問題を考えて、制振鋼板用の粘弾性体が満たすべき特性を検討する。粘弾性体のせん断弾性係数は、損失係数が極大値を示す周波数と密接に関連している。そこで可聴域周波数に極大値をもたらすせん断弾性係数の範囲を定める。次に実用的な見地から粘弾性体の損失係数の満たすべき範囲を示す。またせん断弾性係数に周波数特性を与えれば、損失係数が周波数に依存しない制振鋼板を実現できる可能性を示す。最後に粘弾性体の特性に着目すれば、制振鋼板の損失係数が示す温度依存性や周波数依存性を説明できることを示す。

第7章では、制振鋼板梁の損失係数を、広範な周波数域にわたり一括して測定する手法を提案する。両端自由・中央加振支持梁の駆動点モビリティを計測し、第5章で導いた式の逆問題を解いて $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を同定する。この時損失係数は、共振点以外の周波数においても連続的に同定される。さらにRKUモデルの逆問題を考え、粘弾性体のせん断弾性係数の同定も実施する。

第8章では、普通鋼板成形品を同一形状の制振鋼板成形品に置き換える場合の振動低減効果を概算する手法を提案する。加振実験により普通鋼板成形品の振動特性を測定し、モーダルパラメータを抽出する。普通鋼板から制振鋼板への置換効果を、曲げ剛性 EI から $(EI)_0(1+j\eta_0)$ への変更と捉え、普通鋼板成形品のモーダルパラメータと複素曲げ剛性から、制振鋼板成形品のモーダルパラメータを推定する。最初に両端自由・中央加振支

持梁に本手法を適用し、実験と比較して精度を検討する。次に成形品としてファンケースを取り上げ、本手法を適用して振動低減効果を推算する。計算と実験とを比較し、プレス成形品に対しても本手法が実用的な概算手法として充分有用であることを示す。さらに求めた伝達モビリティ関数からインパルス応答を計算し、実時間畳み込み積分器を利用して、普通鋼板と制振鋼板の音質の違いを試聴するシステムを提案する。

第9章は、吸音材料と制振鋼板の利用技術に関する本研究の結論である。

第2章 吸音材料の音響特性測定法に関する研究

2.1 緒言

本章では、吸音材料中を伝わる音波の音響特性(伝播速度と実効密度)を測定する手法について述べる。

吸音材料には、通常よく用いるグラスウールやウレタンフォーム以外にも、最近では高温環境下でも使用できるセラミック吸音材や、軽量で剛性のある発泡アルミ吸音材などが新たに開発されている。これら吸音材料の吸音特性は、一般には垂直入射吸音率と垂直入射音響インピーダンスとで表される。両指標が、材料の厚みや背後空気層の厚みによって変化するのに対し、吸音材料固有の音響特性を表す指標として、伝播速度と実効密度とが挙げられる。この指標を用いると、新しい吸音材料開発の効率化や、対象騒音に適合した効果的な吸音材料構成の選定が容易となる。しかし、従来の測定手法では、two-cavity 法 [11] のように、1 周波数毎に背後空気層を調整する必要があったり、two-thickness 法 [17] のように、供試体の個体差や取付状態の違いに起因する実験誤差の混入が不可避となる等の問題があった。

そこで本研究では、吸音材料の実効密度と伝播速度とを精度良く高効率に測定する手法を提案する。まず始めに波動問題の基礎方程式を導き、次に吸音材料の吸音率と音響インピーダンスの測定方法を示す。その後で本章の目的である improved two-cavity 法を提案する。供試体にはグラスウールと発泡アルミ吸音材とを取り上げ、それぞれの実効密度と伝播速度とを測定する。最後に測定結果の妥当性を実証するため、吸音材料の厚さと背後空気層厚とを任意に設定し、得られた伝播速度と実効密度とを用いて吸音率と音響インピーダンスとを計算し、実験値と比較する。

2.2 音波の波動方程式

完全流体と粘性流体、多孔質吸音材の3種類の媒質に対して音波の構成方程式を導き、複素数の波数を定義すればエネルギー消散を伴う粘性流体に対しても、完全流体と同様に波動方程式が Helmholtz 方程式で表現できる事を示す。

2.2.1 完全流体中を伝わる音波の波動方程式

エネルギー消散の無い完全流体を対象に、文献 [86] を参考にして連続の式、運動方程式、状態方程式を示し、微小擾乱の仮定のもと音波の波動方程式を導く。

Euler の連続方程式

図 2.1 に示すように、空間に固定した任意の閉曲面 Γ と Γ に囲まれる領域 Ω における質量保存の法則を考える。領域 Ω に含まれる質量の時間変化は流体の密度を ρ とすると次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \rho d\Omega$$

この質量の変化は、流体が閉曲面 Γ を通って領域 Ω に流れ込むことによって起こる。粒子の速度を \mathbf{q} 、閉曲面の外向き法線を \mathbf{n} とすると曲面 Γ を通過する全流出量は次式となる。

$$\iint_{\Gamma} \rho \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} d\Gamma$$

両式を等値し、Gauss の定理を用いて面積積分を体積分に変形すると次式を得る。

$$\iiint_{\Omega} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{q} \right) d\Omega = 0 \quad (2.1)$$

この等式が任意の領域において成立するには、被積分関数が恒等的に 0 でなければならない。すなわち次式に示される Euler の連続方程式が得られる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{q} = 0 \quad (2.2)$$

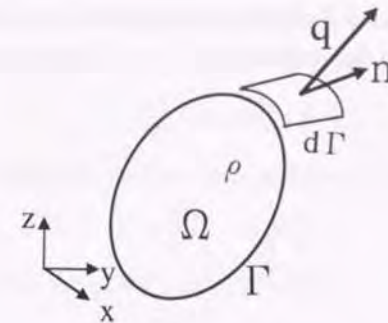


図 2.1: 空間に固定した閉曲面

Euler の運動方程式

次に図 2.1 に示した領域 Ω について、完全流体を仮定して運動量保存の法則を導く。流体の微小体積要素 $d\Omega$ を考える。この要素の加速度を $\dot{\mathbf{q}}$ とすると、慣性力は $-\rho \dot{\mathbf{q}} d\Omega$ で与えられる。また、単位質量あたりに働く体積力を \mathbf{F} とすると、この微小要素に働く体積力は $\rho \mathbf{F} d\Omega$ となる。一方、閉曲面 Γ において Ω の外側にある流体から受ける圧力は $p n d\Gamma$ となる。従って領域 Ω を占める流体に働く全ての力のつりあいは次式となる。

$$\iiint_{\Omega} (\mathbf{F} - \dot{\mathbf{q}}) \rho d\Omega - \iint_{\Gamma} p \mathbf{n} d\Gamma = 0 \quad (2.3)$$

Gauss の定理を用い第 2 項を体積分に改めて次式を得る。

$$\iiint_{\Omega} [\rho (\mathbf{F} - \dot{\mathbf{q}}) - \operatorname{grad} p] d\Omega = 0 \quad (2.4)$$

被積分関数が恒等的に 0 であること、及び加速度 $\dot{\mathbf{q}}$ を Lagrange 微分で表現すると、次式の Euler の運動方程式を得る。

$$\frac{D\mathbf{q}}{Dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p \quad (2.5)$$

気体の状態方程式

音圧による気体の膨張圧縮は、可聴域の周波数では極めて速やかに行われる。このため圧力 p と密度 ρ との関係は、断熱変化の状態に近いと考える事ができる。

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{const.} \quad (2.6)$$

ただし γ は気体の定圧比熱 c_p と定積比熱 c_v との比 $\gamma = c_p/c_v$ である。ここで式 2.6 を微分すると次式を得る。

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (2.7)$$

微小擾乱に関する式

音波によって発生する微小擾乱を $\hat{\cdot}$ で表す。すなわち圧力 p は大気圧 p_0 と音波による音圧 \hat{p} との和で、密度 ρ は空気の密度 ρ_0 と音波による増加分 $\hat{\rho}$ との和で表すことができる。

$$p = p_0 + \hat{p} \quad (2.8)$$

$$\rho = \rho_0 + \hat{\rho} \quad (2.9)$$

また定常流がない場合には、粒子速度は次式で与えられる。

$$\mathbf{q} = \hat{\mathbf{q}} \quad (2.10)$$

これらの関係を連続の式 2.2 に代入し、微小擾乱の 2 乗の項を省略すると、音波に関する連続の式が得られる。

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \hat{\mathbf{q}} = 0 \quad (2.11)$$

また運動方程式 2.5 は、体積力 $\mathbf{F} = 0$ とし、微小擾乱の 2 乗の項を省略して次式を得る。

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{q}}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \text{grad} \hat{p} \quad (2.12)$$

同様に、微小擾乱に関する気体の状態方程式 2.7 は次式となる。

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial \rho} = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} \quad (2.13)$$

波動方程式

ここで、式 2.11, 2.12, 2.13 から、音圧 \hat{p} と密度 $\hat{\rho}$ とを消去し、粒子速度 $\hat{\mathbf{q}}$ で表す事を考える。始めに式 2.11 と式 2.13 とから、密度 $\hat{\rho}$ を消去して次式を得る。

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial t} + \gamma p_0 \text{div} \hat{\mathbf{q}} = 0 \quad (2.14)$$

次に式 2.12 を 1 階時間微分して次式を得る。

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \hat{\mathbf{q}}}{\partial t^2} = -\text{grad} \frac{\partial \hat{p}}{\partial t} \quad (2.15)$$

式 2.14 を式 2.15 に代入して $\hat{\mathbf{q}}$ に関する次の方程式を得る。

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \hat{\mathbf{q}}}{\partial t^2} = \gamma p_0 \text{grad} \text{div} \hat{\mathbf{q}} \quad (2.16)$$

渦無し流れでは、粒子速度 $\hat{\mathbf{q}}$ は次式に示すポテンシャル関数 ϕ を用いて表すことができる。

$$\hat{\mathbf{q}} = -\text{grad} \phi \quad (2.17)$$

式 2.17 を式 2.16 に代入すると

$$-\rho_0 \text{grad} \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right] = -\gamma p_0 \text{grad} \text{div} \text{grad} \phi = -\gamma p_0 \text{grad} [\nabla^2 \phi] \quad (2.18)$$

これより次の波動方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \phi \quad (2.19)$$

ただし c は音波の伝播速度を表し次式で与えられる。

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}$$

ポテンシャル関数の時間に依存する項を $\exp(j\omega t)$ とすると、最終的に波動方程式は次の Helmholtz 方程式に変形される。

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0 \quad (2.20)$$

ここで k は波数と呼ばれ、次式で定義される。

$$k = \omega/c$$

次に音圧 \hat{p} をポテンシャル関数 ϕ を用いて表現する。運動の式 2.12 にポテンシャル関数の定義式 2.17 を代入して次式を得る。

$$\text{grad } \hat{p} = \rho_0 \text{grad } \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2.21)$$

これより次式を得る。

$$\hat{p} = \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} = j\omega \rho_0 \phi \quad (2.22)$$

2.2.2 粘性流体中を伝わる音波の波動方程式

粘性媒質中の波動方程式を導く。粘性を考慮した流体の運動方程式は、Stokes の仮定のもと、次に示す Navier-Stokes の式 [86] で与えられる。

$$\rho \frac{D\mathbf{q}}{Dt} = \rho \mathbf{F} - \text{grad } p + \mu \nabla^2 \mathbf{q} + \frac{\mu}{3} \text{grad}(\text{div } \mathbf{q}) \quad (2.23)$$

ここで μ は粘性係数を表す。この式に体積力 $\mathbf{F} = 0$ 及び、音波による微小擾乱の式 2.8-2.10 を代入し、微小擾乱の 2 乗の項を省略すると次式の粘性媒質中の運動方程式が得られる。

$$\rho_0 \frac{\partial \hat{\mathbf{q}}}{\partial t} = -\text{grad } \hat{p} + \mu \nabla^2 \hat{\mathbf{q}} + \frac{\mu}{3} \text{grad}(\text{div } \hat{\mathbf{q}}) \quad (2.24)$$

ここでは、簡略化のため x 軸方向に伝播する 1 次元の波動を考える。

$$\rho_0 \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \hat{p}}{\partial x} + \frac{4\mu}{3} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x^2} \quad (2.25)$$

前節と同様な操作により、 ϕ に関する波動方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{4\mu}{3\rho_0} \frac{\partial^3 \phi}{\partial t \partial x^2} \quad (2.26)$$

さらに時間依存項を $\exp(j\omega t)$ とし、変形を進めて次式を得る。

$$-\omega^2 \phi = \left(c^2 + j\omega \frac{4\mu}{3\rho_0} \right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (2.27)$$

ここで、粘性媒質中の音速 c_e 及び波数 k_e を次のように複素数で定義する。

$$c_e = \sqrt{c^2 + j\omega \frac{4\mu}{3\rho_0}}, \quad k_e = \omega/c_e$$

このように考えると、粘性媒質中の波動方程式も次に示すように複素波数を有する Helmholtz 方程式と考えることができる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + k_e^2 \phi = 0 \quad (2.28)$$

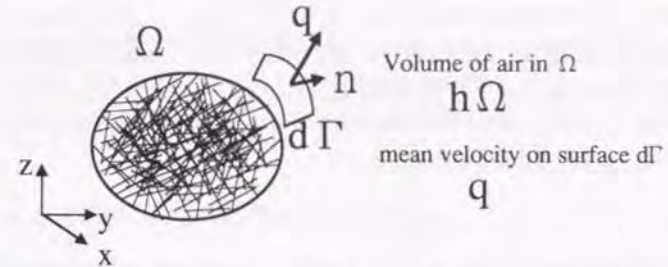


図 2.2: 吸音材料を表す閉曲面

2.2.3 吸音材料中を伝わる音波の波動方程式

吸音材料中を伝播する音波は、微視的には吸音材の骨格の表面に形成される境界層内で音響エネルギーを消散する。このため吸音材の骨格構造のモデル化が必要となる。しかし実在する吸音材の骨格構造は、通常不規則であり厳密なモデル化は容易ではない。このため以下に示すように一部実験データを用いた波動方程式が導かれている。

文献 [2] に従って、吸音材料中の音波の挙動を示す。図 2.2 に示す様に、空気に比べると充分剛な骨組みで構成される吸音材料を考える。吸音材中の空気の状態方程式は、第 2.2.1 節と同様な考えにより

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial \rho} = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$$

図 2.2 に示す微小体積要素において、空気の占める体積比率を h とすると、連続の式は次式で表される。

$$h \frac{\partial \hat{p}}{\partial t} + \rho_0 \text{div } \hat{\mathbf{q}} = 0 \quad (2.29)$$

ここで左辺の第 1 項は、微小体積 Ω に含まれる空気の質量の時間的変化を、第 2 項は微小体積の表面から流出する空気質量を表している。ただし $\hat{\mathbf{q}}$ は、 Γ 表面の平均的な粒子速度である。状態方程式を連続の式に代入し、変形して次式を得る。

$$h \frac{\partial \hat{p}}{\partial t} + \gamma p_0 \operatorname{div} \hat{q} = 0 \quad (2.30)$$

次に運動方程式を考える。しかし骨格のモデル化が困難なため、厳密に粘性力を求めることは困難である。そこで一様流中に吸音材を置いた時の圧力損失と流速とを測定して、流体抵抗係数 Ψ を求め、交番的な粒子速度変動に適用する。粘性媒質中の運動方程式 2.24 を参考にして、運動方程式を次の様に考える。

$$\rho_p \frac{\partial \hat{q}}{\partial t} + \Psi \hat{q} + \operatorname{grad} \hat{p} = 0 \quad (2.31)$$

ここで、 ρ_p は空隙中の空気の仮想的な密度を表し、大気中の空気密度より大きな値をとる。なぜならば空隙が方向性を持たず無秩序に連通しているため、必ずしもすべての空気が、力の加わる方向に自由に變形できる訳ではないためである。この値と空気の密度との比 ρ_p/ρ_0 を構造係数と呼ぶが、この値も実験的に定められている。

第 2.2.1 節と同様に、運動方程式 2.31 を 1 階時間微分し、連続の式と状態方程式から導かれた式 2.30 を代入して次式を得る。

$$h \rho_p \frac{\partial^2 \hat{q}}{\partial t^2} + h \Psi \frac{\partial \hat{q}}{\partial t} - \gamma p_0 \operatorname{grad} \operatorname{div} \hat{q} = 0 \quad (2.32)$$

ポテンシャル関数 $\hat{q} = -\operatorname{grad} \phi$ を用いると、吸音材料中の空気の波動方程式として次式が得られる。

$$h \rho_p \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + h \Psi \frac{\partial \phi}{\partial t} = \gamma p_0 \nabla^2 \phi \quad (2.33)$$

さらに時間微分項を變形して次式を得る。

$$\nabla^2 \phi + \frac{h \rho_p \omega^2}{\gamma p_0} \left(1 - \frac{j \Psi}{\rho_p \omega} \right) \phi = 0 \quad (2.34)$$

結論的には吸音材料中の音波の波動方程式も、複素伝播速度 c_e を用いて Helmholtz 方程式で表すことができる。

$$\nabla^2 \phi + \left(\frac{\omega}{c_e} \right)^2 \phi = 0 \quad (2.35)$$

ただし

$$c_e = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{h(\rho_p - j\Psi/\omega)}}$$

2.3 空気中を伝播する平面波

空気を完全流体と仮定し、空気中を伝播する 1 次元の波動問題を考察する。次に吸音材の吸音率や垂直入射音響インピーダンスの定義式を示し、2 点マイク法による吸音材の吸音率の測定原理を与える。ただし以降では、特に誤解の生じない限り音波の微小擾乱を表す \cdot を省略し、また空気の密度を ρ で表す。

2.3.1 平面波伝播に関する基礎式

1 次元の波動方程式は、式 2.20 の x 軸方向の成分のみを考えると、次式で表される。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + k^2 \phi = 0 \quad (2.36)$$

この方程式の一般解は次式で与えられる。

$$\phi = A_1 \exp(-jkx) + A_2 \exp(jkx) \quad (2.37)$$

ここで右辺第 1 項は進行波を、第 2 項は後退波を意味している。また音圧 p 及び粒子速度 u は平面波の一般解を式 2.17, 2.22 に代入し、次式で与えられる。

$$p = j\omega\rho\phi = j\omega\rho\{A_1 \exp(-jkx) + A_2 \exp(jkx)\} \quad (2.38)$$

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = jk\{A_1 \exp(-jkx) - A_2 \exp(jkx)\} \quad (2.39)$$

垂直入射音響インピーダンス

次に、音響管内を伝播する平面波を考える。ある点 x における音圧を p 、粒子速度を u とすると、垂直入射音響インピーダンス Z は次式で定義される。

$$Z = \frac{p}{u} = \rho c \frac{A_1 \exp(-jkx) + A_2 \exp(jkx)}{A_1 \exp(-jkx) - A_2 \exp(jkx)} \quad (2.40)$$

ここで図 2.3a に示す長さ L の閉止音響管の入口点における音響インピーダンスを計算する。 $x = L$ で粒子速度 $u = 0$ の条件より次式を得る。

$$A_1 = A_2 \exp(2jkL) \quad (2.41)$$

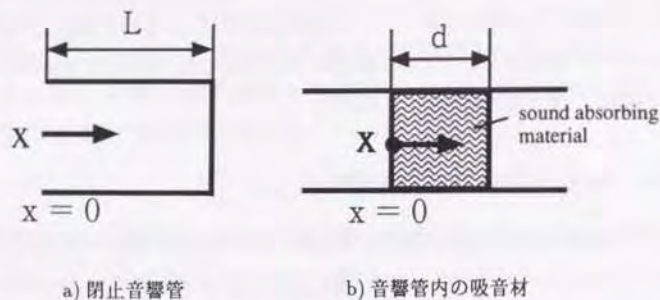


図 2.3: 閉止音響管と吸音材表面の位置座標

次に、 $x=0$ を Z の定義式 2.40 に代入して次式を得る。

$$Z = \rho c \frac{A_1 + A_2}{A_1 - A_2} \quad (2.42)$$

式 2.41, 2.42 より、閉止音響管の音響インピーダンスは次式となる。

$$Z = -j\rho c \cot kL \quad (2.43)$$

垂直入射吸音率

音の進行方向に垂直な単位面積を単位時間に通過する音のエネルギーを、音の強さ I と定義する。この時、進行波の音の強さ I_i は、進行波の音圧 p_i と進行波の粒子速度 u_i の内積で表される。

$$I_i = (p_i, u_i) \quad (2.44)$$

式 2.38, 2.39 の進行波成分を代入して次式を得る。

$$I_i = (j\omega\rho A_1 \exp(-jkx), jkA_1 \exp(-jkx)) = \omega\rho k |A_1|^2 \quad (2.45)$$

同様に後退波の音の強さ I_r は次式となる。

$$I_r = \omega\rho k |A_2|^2 \quad (2.46)$$

垂直入射吸音率 α は、 I_i と I_r を用いて、次式で定義される。

$$\alpha = 1 - \frac{I_r}{I_i} \quad (2.47)$$

これより次式を得る。

$$\alpha = 1 - \frac{|A_2|^2}{|A_1|^2} \quad (2.48)$$

ここで、吸音率を垂直入射音響インピーダンス $Z = X + jY$ で表す事を考える。図 2.3b に示すように、吸音材の表面を $x=0$ とすると、吸音材表面の音響インピーダンスは

$$Z = \rho c \frac{A_1 + A_2}{A_1 - A_2} \quad (2.49)$$

上式を変形し次式を得る。

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{Z - \rho c}{Z + \rho c} \quad (2.50)$$

これより最終的に次式を得る。

$$\alpha = 1 - \left| \frac{Z - \rho c}{Z + \rho c} \right|^2 = \frac{4\rho c X}{(X + \rho c)^2 + Y^2} \quad (2.51)$$

伝達行列

次に、図 2.4 に示すように長さ L の音響管において、両端の音圧 p と粒子速度 u とを結ぶ関係式を導く。ここで Helmholtz 方程式の一般解を次式とする。

$$\phi = A_1 \sin kx + A_2 \cos kx \quad (2.52)$$

左端 $x=0$ では

$$p_1 = j\omega\rho A_2$$

$$u_1 = -kA_1$$

右端 $x=L$ では

$$p_2 = j\omega\rho(A_1 \sin kL + A_2 \cos kL)$$

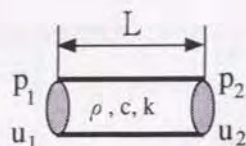


図 2.4: 伝達行列

$$u_2 = -kA_1 \cos kL + kA_2 \sin kL$$

以上を整理すると、次の行列方程式が得られる。

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j\omega\rho \\ -k & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

$$\begin{pmatrix} p_2 \\ u_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega\rho \sin kL & j\omega\rho \cos kL \\ -k \cos kL & k \sin kL \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

上式より、係数 A_1, A_2 を消去して、次の伝達行列を得る。

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kL & j\rho c \sin kL \\ \frac{j}{\rho c} \sin kL & \cos kL \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_2 \\ u_2 \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

2.3.2 2点マイク法の測定原理

次に平面波の仮定が成立する音響管内で、 x 軸方向に2点の音圧を測定し、吸音材表面の音響インピーダンス Z_0 と吸音率 α とを求める2点マイク法 [14, 15, 16] の測定原理を示す。図 2.5に示すように、マイクログフォン a 位置における音圧 p_a と粒子速度 u_a 、及びマイクログフォン b 位置における音圧 p_b と粒子速度 u_b との間には、式 2.55 で導いた伝達行列を用いて、次に示す関係式が成立する。

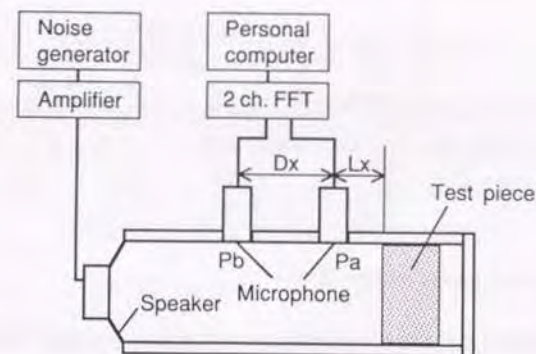


図 2.5: 2点マイク法の測定原理

$$\begin{pmatrix} p_b \\ u_b \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kD_x & j\rho c \sin kD_x \\ \frac{j}{\rho c} \sin kD_x & \cos kD_x \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_a \\ u_a \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

ただし D_x はマイク間の距離を表す。同様な関係式が、マイクログフォン a 位置と吸音材表面位置との間にも成立する。両者の距離を L_x 、吸音材表面位置を添え字 0 で表すと次式を得る。

$$\begin{pmatrix} p_a \\ u_a \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kL_x & j\rho c \sin kL_x \\ \frac{j}{\rho c} \sin kL_x & \cos kL_x \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_0 \\ u_0 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

2点の音圧 p_a, p_b を測定し、吸音材表面の音響インピーダンス Z_0 を求めることを考える。

式 2.57を変形して

$$Z_0 = \frac{p_0}{u_0} = \frac{p_a \cos kL_x - j\rho c u_a \sin kL_x}{-j\rho c u_a \sin kL_x + p_a \cos kL_x} \quad (2.58)$$

を得る。次に式 2.56を変形して

$$u_a = \frac{p_b - p_a \cos kD_x}{j\rho c \sin kD_x} \quad (2.59)$$

を得る。これより上式を 2.58 に代入し、最終的に次式を得る。

$$Z_0 = \frac{p_0}{u_0} = j\rho c \frac{-H(\omega) \sin kL_x + \sin k(L_x + D_x)}{H(\omega) \cos kL_x - \cos k(L_x + D_x)} \quad (2.60)$$

ただし、 $H(\omega)$ は 2 点の音圧の伝達関数で、 $H(\omega) = p_b(\omega)/p_a(\omega)$ で定義される。

吸音材の垂直入射吸音率 α は、求めた音響インピーダンス $Z_0 = X + jY$ を式 2.51 に代入して計算する事ができる。

2.4 Improved two-cavity 法

本章第 2 節の検討により、粘性媒質中の波動の伝播速度 c_e が複素数で記述される事、及び吸音材料中の波動に関しても同様に複素数で記述されるが、具体的に吸音材の音響特性定数を求めるには、事前に流れ抵抗 Ψ や構造係数 ρ_p/ρ を実験で求めておく必要がある事などが示された。本節では吸音材料の音響特性が複素数で記述される事を前提に、この特性を音響実験により直接同定する手法を提示する。

2.4.1 Improved two-cavity 法の測定原理

吸音材料中を伝わる 1 次元の波動問題を考える。伝播速度 c_e を用いて、式 2.35 の一般解を表す。

$$\phi(x) = A_1 \sin\left(\frac{\omega x}{c_e}\right) + A_2 \cos\left(\frac{\omega x}{c_e}\right) \quad (2.61)$$

ここで図 2.6 に示すように、両端の音響インピーダンスが Z_0 と Z_1 で、厚みが d の吸音材を考える。音響インピーダンスは、音圧と粒子速度との比 $Z = p/u$ で定義され、ポテンシャル関数 ϕ と実効密度 ρ_e を用いて表すと、次式を得る。

$$Z = \frac{p}{u} = -j\omega\rho_e\phi/\frac{\partial\phi}{\partial x} \quad (2.62)$$

吸音材前面の $x = 0$ では、

$$Z_0 = jc_e\rho_e \frac{A_2}{A_1} \quad (2.63)$$

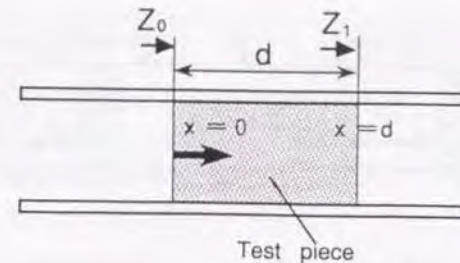


図 2.6: 音響管内の吸音材料と両端の境界条件

吸音材後面の $x = d$ では、

$$Z_1 = jc_e\rho_e \frac{A_1 \sin(\omega d/c_e) + A_2 \cos(\omega d/c_e)}{-A_1 \cos(\omega d/c_e) + A_2 \sin(\omega d/c_e)} \quad (2.64)$$

これらの両式より、未定係数 A_1, A_2 を消去すると、

$$Z_0 = c_e\rho_e \frac{-jZ_1 \cos(\omega d/c_e) + c_e\rho_e \sin(\omega d/c_e)}{Z_1 \sin(\omega d/c_e) - jc_e\rho_e \cos(\omega d/c_e)} \quad (2.65)$$

更に変形して次式を得る。

$$\frac{Z_0 + \rho_e c_e}{Z_0 - \rho_e c_e} \frac{Z_1 - \rho_e c_e}{Z_1 + \rho_e c_e} = \exp\left(\frac{2\omega d}{c_e}\right) \quad (2.66)$$

上式の右辺は、伝播速度と吸音材の厚みだけの関数である。このため、吸音材料の背後の音響インピーダンスが異なる値を示す場合にも、同様な関係式が成り立つ。この場合の諸量を $\tilde{}$ で表す。即ち、 Z_0, Z_1 を、それぞれ \tilde{Z}_0, \tilde{Z}_1 で置き換え、両式を等値して次式を得る。

$$\frac{Z_0 + \rho_e c_e}{Z_0 - \rho_e c_e} \frac{Z_1 - \rho_e c_e}{Z_1 + \rho_e c_e} = \frac{\tilde{Z}_0 + \rho_e c_e}{\tilde{Z}_0 - \rho_e c_e} \frac{\tilde{Z}_1 - \rho_e c_e}{\tilde{Z}_1 + \rho_e c_e} \quad (2.67)$$

伝播速度と実効密度とは、式 2.67, 2.66 を解いて、次のように表すことができる。

$$\rho_e c_e = \pm \sqrt{\frac{Z_0 \tilde{Z}_0 (Z_1 - \tilde{Z}_1) - Z_1 \tilde{Z}_1 (Z_0 - \tilde{Z}_0)}{(Z_1 - \tilde{Z}_1) - (Z_0 - \tilde{Z}_0)}} \quad (2.68)$$

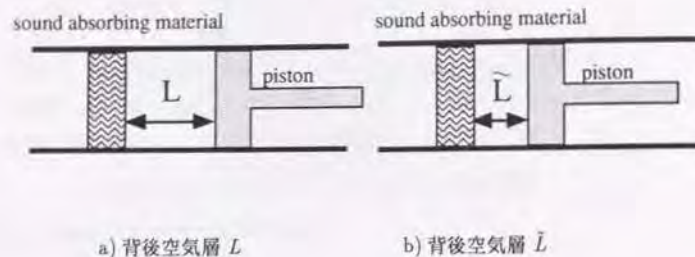


図 2.7: 吸音材背後の閉音響管

$$c_e = -2jd\omega / \ln \left(\frac{Z_0 - \rho_e c_e}{Z_0 + \rho_e c_e} \right) \quad (2.69)$$

ただし、式 2.68 の右辺の符号は、実数部が正となるように選ばれる。

結局 Z_0 , Z_1 , \bar{Z}_0 , \bar{Z}_1 が求まれば、式 2.68, 2.69 を用いて、 ρ_e と c_e とを計算する事ができる。ここで吸音材前面の音響インピーダンスは、前節で示した 2 点マイク法で測定する事ができる。一方吸音材後面に関しては、図 2.7 に示すように吸音材の背後に空気層 L を設けて剛壁で閉じた状態を考える。この時、吸音材後面の音響インピーダンス Z_1 は、深さ L の閉止音響管の音響インピーダンスと考える事ができる。式 2.43 を参考にして次式を得る。

$$Z_1 = -j\rho c \cot(kL) \quad (2.70)$$

同様に背後空気層 \bar{L} を設けた場合には次式を得る。

$$\bar{Z}_1 = -j\rho c \cot(k\bar{L}) \quad (2.71)$$

ここで吸音材後面の音響インピーダンスとして、次の特殊な場合を考える。背後空気層が $L = 0$ の時 $Z_1 = -\infty$ となる。また $\bar{L} = \lambda/4$ の時 $\bar{Z}_1 = 0$ となる。この値を、式 2.68, 2.69 に代入して次式を得る。

$$\rho_e c_e = \pm \sqrt{Z_0 \bar{Z}_0} \quad (2.72)$$

$$c_e = -2jd\omega / \ln \left(\frac{Z_0 - \rho_e c_e}{Z_0 + \rho_e c_e} \right) \quad (2.73)$$

導かれた式 2.72, 2.73 は、文献 [11] に示された two-cavity 法の計算式と同一である。このことは今回提案する計算手法が、two-cavity 法を一般化した手法であることを意味している。そこで今回提案した手法を improved two-cavity 法と呼称する事にする。

なお improved two-cavity 法では、two-cavity 法のように $\bar{L} = \lambda/4$ を実現するために周波数毎に空気層厚を設定する必要はなく、two-thickness 法のように 2 体の供試体を必要とする事もないため、従来より簡便な測定手法と言える。

2.4.2 実験装置

実験に用いた音響管の構造と、実験装置の構成を図 2.8 に示す。また、実験装置の全体写真を図 2.9 に示す。音響管は、内径 87.5mm、長さ 1m で、一端はスピーカ、他端は移動可能なピストンで閉じられている。また音響管は、図中の A-A 断面で分割でき、取付時の供試体の変形や管壁との隙間の有無を視認できる構造となっている。供試体取付状況を視認後、管を結合してピストンを後退させると、吸音材の背後に任意の厚みの空気層を設ける事ができる。このようにして空気層 L または \bar{L} を設定し、白色雑音をスピーカから発生させて、2 点の音圧を計測する。次にその音圧信号を 2 チャンネル高速フーリエ変換器に入力し、音圧伝達関数 $H(\omega) = p_b(\omega)/p_a(\omega)$ を測定する。この測定結果を第 2.3.2 節に示した 2 点マイク法の式 2.60 に代入すると、吸音材前面の音響インピーダンス Z_0, \bar{Z}_0 を広範な周波数域にわたって求めることができる。一方吸音材後面の音響インピーダンス Z_1, \bar{Z}_1 は、式 2.70, 2.71 を用いて解析的に与えられる。両結果を式 2.68 と式 2.69 に代入すると、吸音材の伝播速度と実効密度とが広範な周波数域にわたり一括して求める事になる。

2.4.3 供試吸音材料と測定結果

本節では、グラスウール吸音材と図 2.10 に示す発泡アルミ吸音材とを供試体とし、伝播速度と実効密度とを測定する。表 2.1 に各々の吸音材の形状と測定条件とを示す。伝播速度と実効密度を計算するには、背後空気層厚を違えて測定する一組の音響インピーダンス

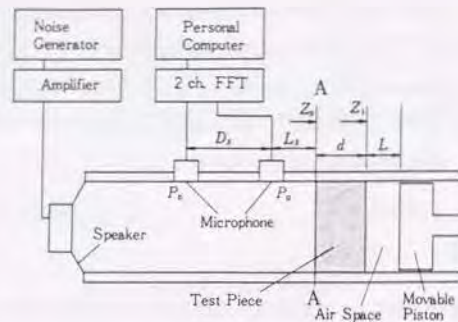


図 2.8: Improved two-cavity 法の実験装置の構成図



図 2.9: Improved two-cavity 法の実験装置の外観写真

表 2.1: 供試体の形状と測定条件

Sample	Diameter (mm)	Thickness d (mm)	Air space Depth L (mm)
Glass wool	87.5	50	20, 40, 70, 100, 150, 170
Porous Aluminum	87.5	20	20, 40, 70, 100, 150

を必要とするが、本節では空気層厚の組合せが、測定精度に及ぼす影響を検討するため、6 条件の空気層を設定し、各々の組み合わせにおける伝播速度と実効密度とを求める。

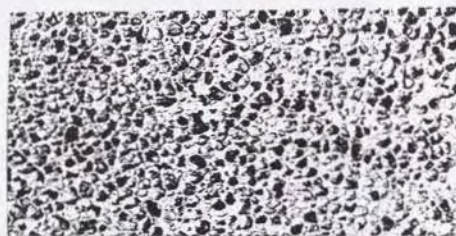
一例として、図 2.11 に厚さ 50mm のグラスウール吸音材の背後空気層を 20mm と 70mm に設定した場合の垂直入射音響インピーダンス測定結果を示す。ただし縦軸は空気の密度 ρ と空気の音速 c との積 ρc で基準化してある。

まず始めに、グラスウール吸音材の伝播速度を図 2.12 に、実効密度を図 2.13 に示す。両図の測定結果は、次に示す 6 組の空気層組合せから求めた特性を、同一図上に重ね書いて示したものである。

$$(L, \bar{L}) = (20\text{mm}, 40\text{mm}), (20, 70), (20, 100), (40, 70), (40, 100), (70, 100)$$

同図から、本条件においては空気層組合せにかかわらず、ほぼ同一の特性が得られていることが分かる。また、これまでも述べられてきたように、伝播速度と実効密度とが複素数となり、周波数依存性を示すこと、伝播速度が空気中の音速より低下すること、実効密度が空気の密度より大きくなることなども確認できる。なお、本測定では、マイク間距離を $D_s = 70\text{mm}$ とし、300 Hz から 2 kHz の周波数域の特性を示した。この周波数域は、マイク間距離を変更することで、高周波数側にも低周波数側にも変更可能である。

次に、低周波数域で優れた吸音特性を示す発泡アルミ吸音材に対し、 $D_s = 300\text{mm}$ とし、100 Hz から 450 Hz の周波数域の伝播速度と実効密度とを測定した。測定結果を、図 2.14 と図 2.15 に示す。用いた供試体の厚みは $d = 20\text{mm}$ で、背後空気層の組合せは、 $(L, \bar{L}) = (20\text{mm}, 40\text{mm}), (20, 70), (20, 100), (40, 70), (40, 100)$ の 5 種類である。空気層の組合せで、測定結果に若干のばらつきが見られるが、全体的には、ほぼ同一の傾向を示し



10 mm

図 2.10: 発泡アルミ吸音材

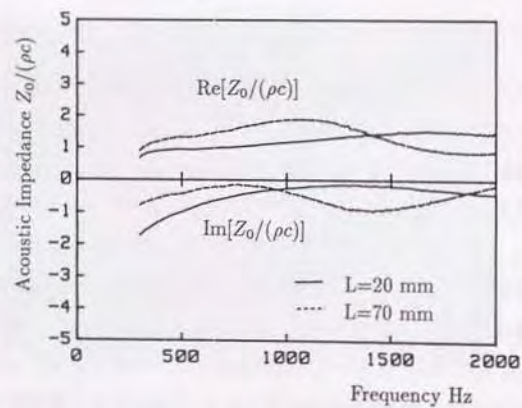


図 2.11: 音響インピーダンスの測定例

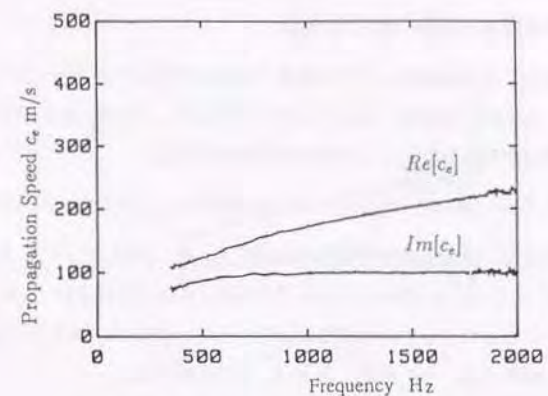


図 2.12: グラスウール吸音材の伝播速度

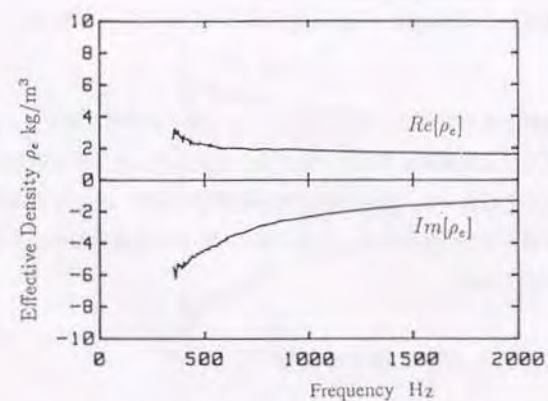


図 2.13: グラスウール吸音材の実効密度

ていると言える。

2.4.4 空気層厚の選定に関する指針

図 2.16 に、前述した空気層組合せとは異なる組合せで測定したグラスウール吸音材の伝播速度を示す。全体的な傾向は、図 2.12 と同じであるが、1100Hz から 1800Hz の範囲に、特長的な卓越周波数が見られる。この時の空気層組合せは、

$$(L, \bar{L}) = (20\text{mm}, 150\text{mm}), (20, 170), (40, 150), (40, 170), (70, 170)$$

である。この原因は、次のように考える事ができる。式 2.68 において、 $Z_1 \rightarrow \bar{Z}_1$ とすると、 $\rho_e c_e \rightarrow \pm Z_1$ となる。すなわち、 $Z_1 = \bar{Z}_1$ が満たされる条件では、 $\rho_e c_e$ が閉管の音響インピーダンスに等しくなるという奇妙な結果を得る。これは、同式の $(Z_0 - \bar{Z}_0)$ の項が約されたことに起因する。ところで、 $Z_1 = \bar{Z}_1$ となる条件は、

$$\cot k\bar{L} - \cot kL = 0$$

である。この式を変形すると

$$\cos k\bar{L} \sin kL - \cos kL \sin k\bar{L} = \sin k(L - \bar{L}) = 0$$

を得る。空気層深さ L と周波数 f とが、次の関係にあるとき、等号が成立する。

$$(L - \bar{L})f = \frac{nc}{2} \quad (2.74)$$

ここで、 n は整数を表している。図 2.16 に示した 4 個の卓越周波数は、表 2.2 に示すように式 2.74 で計算される周波数と完全に一致する。これより、本手法で吸音材の伝播速度や実効密度を測定する場合には、測定周波数域を勘案した上で、式 2.74 の条件を満たさない空気層組合せを選定する必要がある。しかし図 2.12 に示した組合せのように、本制約条件は容易に回避可能である。

2.5 測定結果の妥当性に関する検討

今回提案する improved two-tavity 法は、基本的には従来の two-cavity 法を改良したものである。two-cavity 法の妥当性については、これまでも文献 [11, 12] で吸音材の理論

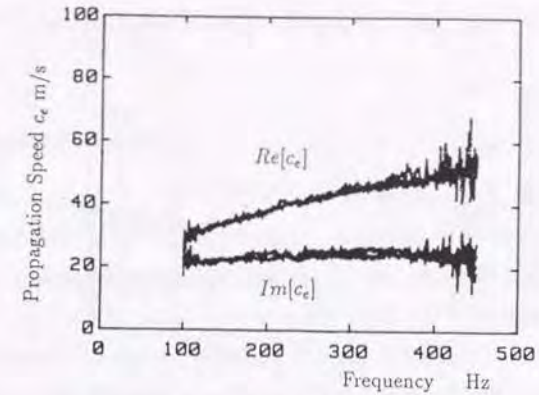


図 2.14: 発泡アルミ吸音材の伝播速度

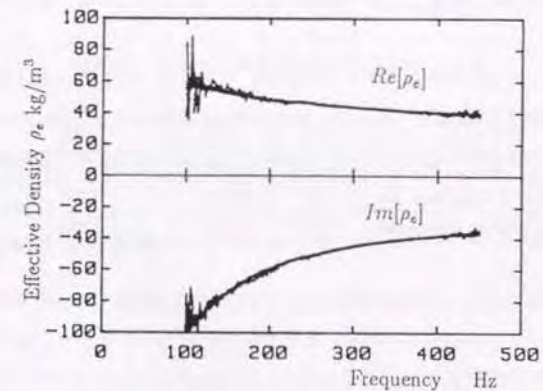


図 2.15: 発泡アルミ吸音材の実効密度

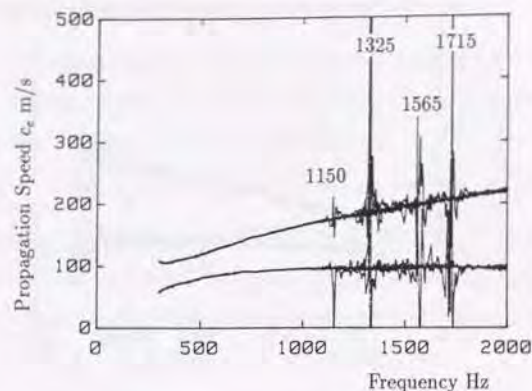


図 2.16: 不適当な空気層組合せで得られたグラスウールの伝播速度

表 2.2: 背後空気層組み合わせと特異な周波数

\bar{L} - L mm	100	110	130	150
(L, \bar{L})	(70, 170)	(40, 150)	(20, 150) (40, 170)	(20, 170)
calculated frequency Hz	1147	1323	1564	1715
measured frequency Hz	1150	1325	1565	1715

モデル [3] との比較が行われている。そこで本節ではより具体的な確認方法として、測定された伝播速度と実効密度とを用い、任意空気層厚を持つ任意厚吸音材料の垂直入射吸音率と垂直入射音響インピーダンスとを計算し、実際に吸音材を切り出して測定した実験値と比較する。

2.5.1 背後空気層厚と吸音率

図 2.17 に、50mm 厚さのグラスウール吸音材の背後空気層を $L = 0, 40, 100, 150\text{mm}$ と変化させた場合の垂直入射吸音率を示す。同図で、実線は求めた実効密度と伝播速度とを式 2.65 及び式 2.51 に代入して計算した吸音率である。ただし伝播速度と実効密度とは、吸音材厚 50 mm で、空気層厚 (20mm, 70mm) の組合せで得られた値を使用した。□は 2 点マイク法で実測した吸音率を示す。同図より、計算値と実験値とが、非常に良く一致している事が分かる。また、図 2.18 に $L = 100\text{mm}$ の場合の垂直入射音響インピーダンスを示す。縦軸は、空気特性インピーダンス ρc で正規化した値を表している。同図においても、計算値と実験値とは、非常に良く一致していると言える。

発泡アルミ吸音材に対しても、同様の比較を行う。図 2.19 と図 2.20 に、材料厚 20mm、空気層厚 $L = 40, 100, 150\text{mm}$ と変えた時の吸音特性を示す。計算に用いた伝播速度と実効密度とは、図 2.14, 2.15 に示したように、 $D = 20\text{mm}$, $(L, \bar{L}) = (20\text{mm}, 70\text{mm})$ の条件で求めた値を使用した。実線は、本手法による計算値を、□は実験値を表すが、吸音率、音響インピーダンスとも、計算と実験とは良く一致している。このことは間接的ではあるが、伝播速度と実効密度とが正しく測定されていることを示すものと考えられる。

2.5.2 吸音材厚と吸音率

次に、空気層を設けず、壁に密着して取り付けられた吸音材に関し、材料厚を変化させて吸音特性を計算する。グラスウール吸音材の厚みを $d = 25, 75, 125\text{mm}$ と変化した場合の吸音率を図 2.21 に、 $d = 25\text{mm}$ の場合の音響インピーダンスを図 2.22 に示す。また、図 2.23, 2.24 に、発泡アルミ吸音材の吸音特性を示す。両図とも実線が計算値を、□が実験値を表している。材料厚の変化に関しても、グラスウール、発泡アルミとも、計算値と実験値とは

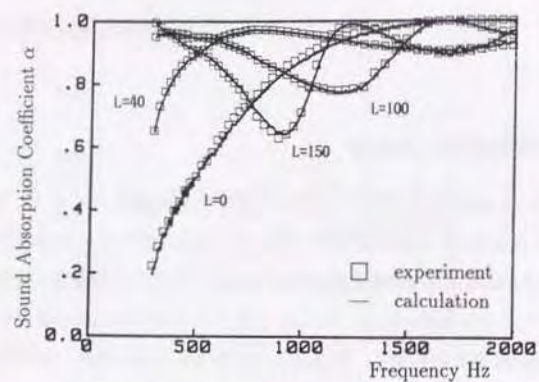


図 2.17: 背後空気層厚とグラスウールの吸音率

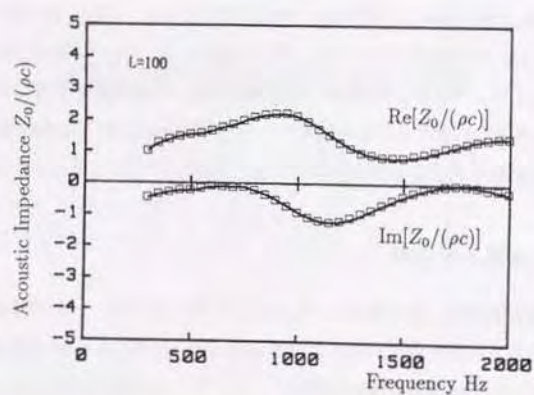


図 2.18: 背後空気層厚とグラスウールの音響インピーダンス

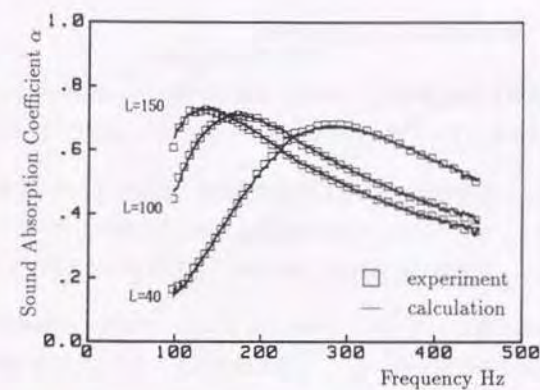


図 2.19: 背後空気層厚と発泡アルミの吸音率

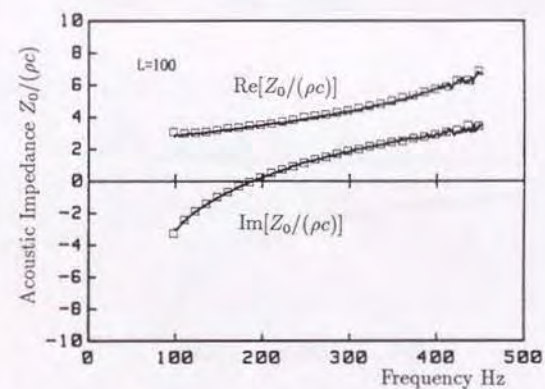


図 2.20: 背後空気層厚と発泡アルミの音響インピーダンス

良く一致しており、伝播速度と実効密度とが正しく求められていることが再確認される。

2.6 結言

吸音材料の伝播速度と実効密度とを測定する新しい手法 improved two-cavity 法を提案し、グラスウールと発泡アルミ吸音材の音響特性を測定して、以下のことを明らかにした。

1. 剛壁で閉じられた音響管内に背後に空気層を設けて吸音材を設置し、吸音材前面と後面の両音響インピーダンス、および空気層厚を違えた状態のもう一組の音響インピーダンスとから、吸音材の伝播速度と実効密度とを計算することができる。
2. 吸音材前面の音響インピーダンス測定には2点マイク法を、後面の音響インピーダンスには閉管の解析解を用いると、広範な周波数域にわたって伝播速度と実効密度とを高効率に計算することができる。
3. 空気層厚の組み合わせには制約があるが、比較的容易に回避することができる。
4. 測定した伝播速度と実効密度とを用いると、吸音材厚や背後空気層厚が任意の場合の吸音率や音響インピーダンスを精度良く計算することができる。

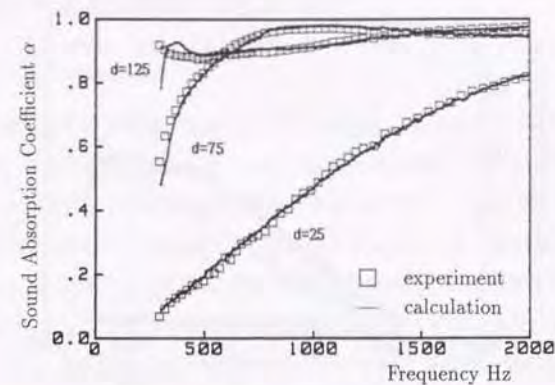


図 2.21: グラスウール吸音材厚と吸音率

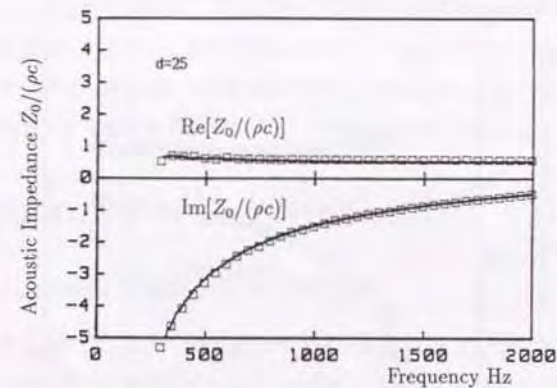


図 2.22: グラスウール吸音材厚と音響インピーダンス

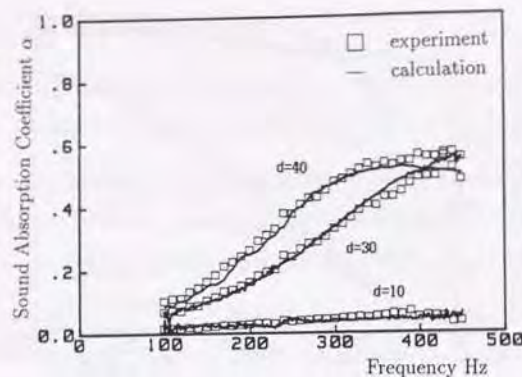


図 2.23: 発泡アルミ吸音材厚と吸音率

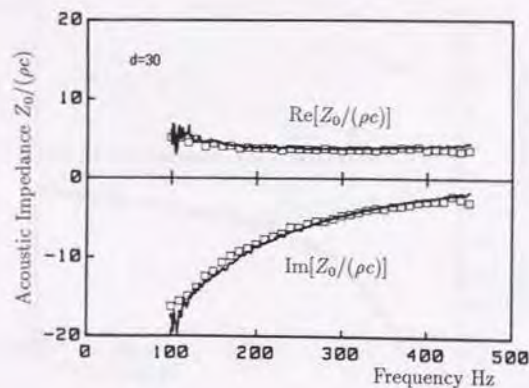


図 2.24: 発泡アルミ吸音材厚と音響インピーダンス

第 3 章 自動車車室の音響共鳴問題の解析

3.1 緒言

前章では、吸音材料中を伝播する音波の挙動を検討し、吸音材料の音響特性を連続的な周波数で測定する手法を提案した。ところで吸音材料は、空気中の騒音を低減する目的で使用されるため、吸音材料単独で音場を形成する事は希である。通常は吸音材と空気とが混在する複数の媒質からなる吸音性の音場が形成される。このような吸音性音場を対象とする研究において、消音ダクトに関しては、有限要素法を用いた多数の研究 [26]-[31] が報告されている。しかし、吸音性閉音場の音響共鳴現象に関しては、吸音材特性の測定の困難さも一因して二、三の研究 [37, 38] が報告されているにすぎない。特に自動車の車室は、静粛性が要求される代表的な閉音場空間であるが、共鳴現象を吸音効果を考慮して解析した例は、殆ど報告されていなかった。

そこで本研究では、境界要素法を用いて実物大の車室の音響共鳴問題を検討する。はじめに田中らの研究 [32, 33] を参考に Helmholtz 方程式に対して境界要素法による定式化を行う。次に全壁面が剛壁で構成される非吸音性の実物大の車室音場を境界要素法を用いて計算し、実験と比較して解析手法の有用性を確認する。続いて壁面の一部が吸音材で構成される吸音性車室音場の解析に、境界要素法を適用し実験と比較する。その際吸音材の局所作用効果を前提とする解析手法の妥当性と、その適用限界とを示す。

3.2 境界要素法による 3 次元音場解析手法の定式

3.2.1 Helmholtz 方程式の積分方程式表現

図 3.1 に示すように、境界 Γ で囲まれる 3 次元閉領域 Ω を考える。領域内の音波の支配方程式は、前章で示したようにポテンシャル関数 ϕ を用いて、Helmholtz 方程式で表すことができる。

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$$

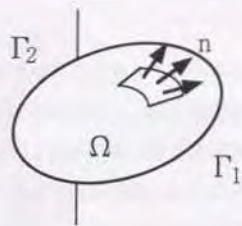


図 3.1: 3次元閉音場領域

この方程式を、次の2つの境界条件を満足するように解くことを考える。ただし、 \mathbf{n} は境界外向き法線方向の単位ベクトルを表す。

- 基本境界条件: 境界 Γ_1 上で ϕ が記述され $\phi = \bar{\phi}$
- 自然境界条件: 境界 Γ_2 上で法線方向の微分係数 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ が記述され $\frac{\partial \phi}{\partial n} = \bar{\phi}'$

さて、ここで領域 Ω 内で2階微分可能な重み関数 ϕ^* を導入する。するとグリーンの第2公式は次のように表される。

$$\iiint_{\Omega} (\phi \nabla^2 \phi^* - \phi^* \nabla^2 \phi) d\Omega = \iint_{\Gamma} \left(\phi \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma \quad (3.1)$$

これより次の関係式が導かれる。

$$\iiint_{\Omega} [\phi (\nabla^2 \phi^* + k^2 \phi^*) - \phi^* (\nabla^2 \phi + k^2 \phi)] d\Omega = \iint_{\Gamma} \left(\phi \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma \quad (3.2)$$

ところで、重み関数 ϕ^* を ϕ と同様に Helmholtz 方程式を満たし、領域 Ω 内で特異点を持たない関数と仮定する。すなわち

$$\nabla^2 \phi^* + k^2 \phi^* = 0 \quad (3.3)$$

この関数を用いると、グリーンの第2公式は、最終的に次式に示される境界面上の積分方程式に帰着される。

$$\iint_{\Gamma} \left(\phi \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma = 0 \quad (3.4)$$

ここで ϕ^* として、点 P から距離 r 離れた点 Q に伝わる球面波を表す関数を考える。

$$\phi^* = \frac{\exp(jkr)}{r} \quad (3.5)$$

この関数は、 $r=0$ を除いた領域で式3.3を満足する。そこで、点 P を中心とする半径 ε の球面を新たな境界 Γ_0 と考え、半径 ε を零に近づける操作を行う。この時、全境界面は $\Gamma_0 + \Gamma_1 + \Gamma_2$ と考えられ、式3.4は次式となる。

$$\iint_{\Gamma_0 + \Gamma_1 + \Gamma_2} \left(\phi \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma = 0 \quad (3.6)$$

次に境界 Γ_0 の積分を、点 P を原点とする極座標で考える。この時、法線方向の微分は半径方向の微分に変換され次式を得る。

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial n} = \nabla \phi^* \cdot \mathbf{n} = -\frac{\partial \phi^*}{\partial r} = -\frac{jkr-1}{r^2} \exp(jkr) \quad (3.7)$$

この結果を式3.6に代入し、境界 Γ_0 上の積分を求める。ここで、図3.2aに示すように、点 P が領域 Ω 内にある場合、積分は球の表面積 $4\pi\varepsilon^2$ となり、次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \iint_{\Gamma_0} \left(-\phi \frac{j k \varepsilon - 1}{\varepsilon^2} \exp(jk\varepsilon) - \frac{\exp(jk\varepsilon)}{\varepsilon} \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} 4\pi\varepsilon^2 \left[-\frac{j k \varepsilon - 1}{\varepsilon^2} \exp(jk\varepsilon) \phi(P + \varepsilon) - \frac{\exp(jk\varepsilon)}{\varepsilon} \frac{\partial \phi(P + \varepsilon)}{\partial n} \right] \\ &= 4\pi\phi(P) \end{aligned} \quad (3.8)$$

ただし $\phi(P)$ は、点 P におけるポテンシャル関数 ϕ の値を表している。また、点 P が境界 Γ 上にある場合には、図3.2bに示すように半径 ε の半球を考え、同様な操作を行うことにより $2\pi\phi(P)$ が得られる。以上をまとめると、式3.6から、次式が得られる。

$$C(P)\phi(P) + \iint_{\Gamma_1 + \Gamma_2} \left(\phi \frac{\partial \phi^*}{\partial n} - \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma = 0 \quad (3.9)$$

ただし、

$$C(P) = \begin{cases} 4\pi & P \in \Omega \\ 2\pi & P \in \Gamma \end{cases}$$



a) 点 P が領域 Ω 内にある場合 b) 点 P が境界 Γ 上にある場合

図 3.2: 点 P を中心とする球面 Γ_0

3.2.2 積分方程式の離散化表現

境界 Γ を、 N 個の三角形要素で分割する。要素内で、 ϕ 及び $\frac{\partial \phi}{\partial n} = \phi'$ を一定値と仮定すると、第 J 番目の要素に対して次式が得られる。

$$\iint_{\Gamma_J} \phi d\Gamma = \phi_J \Delta \Gamma_J \quad (3.10)$$

$$\iint_{\Gamma_J} \phi' d\Gamma = \phi'_J \Delta \Gamma_J \quad (3.11)$$

ただし、 $\Delta \Gamma_J$ は J 番目の三角形要素の面積を表している。

図 3.3 に示すように、第 I 番目の三角形要素内の点を P 、第 J 番目の要素内の点を Q とし、距離ベクトル $\mathbf{r} = \overrightarrow{PQ}$ と、点 Q における外向き法線 \mathbf{n} とがなす角を θ とする。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \nabla \phi \cdot \mathbf{n} = \frac{\partial \phi}{\partial r} \cos \theta = \frac{jkr - 1}{r^2} \exp(jkr) \cos \theta \quad (3.12)$$

以上の結果を、式 3.9 に代入すると、第 I 番目の要素に対して、次式が成り立つ。

$$2\pi\phi_I + \sum_{J=1}^N \left[\phi_J \iint_{\Gamma_J} \frac{jkr - 1}{r^2} \exp(jkr) \cos \theta d\Gamma - \phi'_J \iint_{\Gamma_J} \frac{\exp(jkr)}{r} d\Gamma \right] = 0 \quad (3.13)$$

$I=1$ から N まで、同様な操作を行うと、次のマトリクス方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \tilde{h}_{IJ} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_N \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \tilde{g}_{IJ} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi'_1 \\ \vdots \\ \phi'_N \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

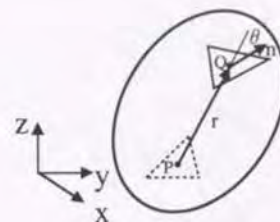


図 3.3: 三角形要素の位置

ここで、マトリクス成分 \tilde{h}_{IJ} , \tilde{g}_{IJ} を、次の様に定義する。

$$\tilde{h}_{IJ} = 2\pi\delta_{IJ} + h_{IJ}$$

$$\tilde{g}_{IJ} = g_{IJ}$$

ただし、 δ_{IJ} はクロネッカのデルタ、また h_{IJ} , g_{IJ} は次式で計算する。

$$h_{IJ} = \iint_{\Gamma_J} \frac{jkr - 1}{r^2} \exp(jkr) \cos \theta d\Gamma \quad (3.15)$$

$$g_{IJ} = \iint_{\Gamma_J} \frac{\exp(jkr)}{r} d\Gamma \quad (3.16)$$

3.2.3 マトリクス成分の数値積分

式 3.15, 3.16 を計算する。ここで $I \neq J$ の場合、計算を簡略化するため、点 P , Q をそれぞれの三角形の重心に固定し、ガウスの 1 点積分公式により数値計算している。

$I = J$ の場合には、点 P , Q を重心に固定すると $r = 0$ となり式 3.15, 3.16 とも特異積分となる。そこで、点 Q を固定せず、定義に従って面積分を行う必要がある。ただし h_{II} に関しては、 \mathbf{r} と \mathbf{n} とが直行するため $\cos \theta = 0$ となり、直ちに次式が得られる。

$$h_{II} = 0 \quad (3.17)$$

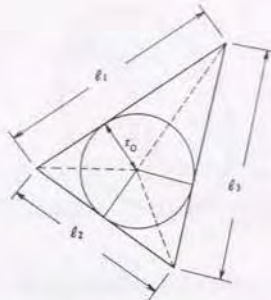


図 3.4: 三角形要素の面積分

g_{II} に関しては、 r が充分に小さいことを前提に、 \exp 項を次の様に展開する。

$$g_{II} = \iint_{\Gamma_I} \frac{\exp(jkr)}{r} d\Gamma = \iint_{\Gamma_I} \frac{1+jkr}{r} d\Gamma = I_1 + I_2 \quad (3.18)$$

右辺第 2 項の積分 I_2 は、直ちに $jk\Delta_I$ が得られる。第 1 項は、図 3.4 に示すように、点 Q を三角形の内心を中心にとって積分することにより、

$$I_1 = 2r_0 [\log |\tan(\theta_1/2 + \pi/4)| + \log |\tan(\theta_2/2 + \pi/4)| + \log |\tan(\theta_3/2 + \pi/4)|] \quad (3.19)$$

ただし、

$$\theta_1 = \tan^{-1} \left(\frac{l_1 - l_2 + l_3}{2r_0} \right)$$

$$\theta_2 = \tan^{-1} \left(\frac{-l_1 + l_2 + l_3}{2r_0} \right)$$

$$\theta_3 = \tan^{-1} \left(\frac{l_1 + l_2 - l_3}{2r_0} \right)$$

$$r_0 = \frac{2\Delta_I}{l_1 + l_2 + l_3}$$

3.2.4 境界条件を満たす連立 1 次方程式の作成

境界要素上の音圧 p 及び法線方向の粒子速度 u_n を、ポテンシャル関数 ϕ を用いて表す。

$$p = j\omega\rho\phi \quad (3.20)$$

$$u_n = -\frac{\partial\phi}{\partial n} \quad (3.21)$$

また垂直入射音響インピーダンス Z との間には、次の関係がある。

$$p = u_n Z$$

これより、次の関係が導かれる。

$$\phi = j \frac{Z}{\omega\rho} \frac{\partial\phi}{\partial n} \quad (3.22)$$

今 N 個に分割した境界上の要素に対して、第 1 番から第 m 番目の要素には粒子速度 $\frac{\partial\phi}{\partial n} = \bar{\phi}$ が与えられ、第 $m+1$ 番目から第 N 番目の要素には音響インピーダンス $Z = \bar{Z}$ が与えられている。この関係を式 3.14 に代入すると、次の関係式が得られる。

$$\frac{j}{\omega\rho} \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & \bar{h}_{IJ} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \begin{pmatrix} Z_1 \bar{\phi}'_1 \\ \vdots \\ Z_m \bar{\phi}'_m \\ \bar{Z}_{m+1} \phi'_{m+1} \\ \vdots \\ \bar{Z}_N \phi'_N \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & \bar{g}_{IJ} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\phi}'_1 \\ \vdots \\ \bar{\phi}'_m \\ \phi'_{m+1} \\ \vdots \\ \phi'_N \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

ここで、第 I 行だけ取り出す。

$$\frac{j}{\omega\rho} \sum_{J=1}^m \bar{h}_{IJ} \bar{\phi}'_J Z_J + \frac{j}{\omega\rho} \sum_{J=m+1}^N \bar{h}_{IJ} \bar{Z}_J \phi'_J = \sum_{J=1}^m \bar{g}_{IJ} \bar{\phi}'_J + \sum_{J=m+1}^N \bar{g}_{IJ} \phi'_J \quad (3.24)$$

上式で、右辺第 2 項は未知変数 ϕ' を含むため左辺に移行して整理すると、次の連立 1 次方程式を得る。

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{b} \quad (3.25)$$

ただし、マトリクス A の成分 a_{IJ} 、未知変数ベクトル x 、定数ベクトル b は、次式で定義する。

$$a_{IJ} = \begin{cases} j\bar{h}_{IJ}\bar{\phi}'_J/(\omega\rho) & \text{if } 1 \leq J \leq m \\ j\bar{h}_{IJ}\bar{Z}_J/(\omega\rho) - \bar{g}_{IJ}\bar{\phi}'_J & \text{if } m+1 \leq J \leq N \end{cases}$$

$$x^t = (Z_1, \dots, Z_m, \phi'_{m+1}, \dots, \phi'_N)$$

$$b^t = (\sum_{J=1}^m \bar{g}_{1J}\bar{\phi}'_J, \dots, \sum_{J=1}^m \bar{g}_{IJ}\bar{\phi}'_J, \dots, \sum_{J=1}^m \bar{g}_{NJ}\bar{\phi}'_J)$$

ここで x^t, b^t は、それぞれ x, b の転置行列を表す。

連立 1 次方程式 3.25 を解いて、未知変数ベクトル x を求め、式 3.20, 3.21, 3.22 に代入すると、境界要素上の音圧 p と法線方向の粒子速度 u_n とが計算できる。

次に領域 Ω 内の点 P における音圧と粒子速度とを考える。点 P におけるポテンシャル関数 ϕ は、式 3.9 から式 3.13 を導いたのと同様な操作により、次式で表される。

$$\phi(P) = \frac{-1}{4\pi} \sum_{J=1}^N \left[\phi_J \iint_{\Gamma_J} \frac{jk r - 1}{r^2} \exp(jkr) \cos \theta d\Gamma - \phi'_J \iint_{\Gamma_J} \frac{\exp(jkr)}{r} d\Gamma \right] \quad (3.26)$$

既に求めた境界上の値 ϕ と ϕ' とを代入し、ガウスの 1 点積分公式を用いると、容易に $\phi(P)$ を計算することができる。これより領域内の点 P における音圧 $p = j\omega\rho\phi$ と粒子速度 $q = -\nabla\phi$ も計算することができる。

3.3 剛境界壁を有する車室共鳴問題への適用

剛壁境界で構成される実物大の自動車車室音場を取り上げ、境界要素法による計算値と有限要素法計算値及び石膏モデル実験値との比較を行い、本手法を用いた自動車車室共鳴音解析の妥当性を示す。

3.3.1 自動車車室のモデル化

図 3.5 に計算に用いた車室のモデル図を示す。全長 2.7m、全幅 1.4m、全高 1.1m で実物大車室の大きさに相当する。図 3.6 に境界要素法を用いて計算する時の要素分割図を示す。車室内においても、前席、後席、ダッシュパネル等の形状を考慮し、忠実に実物大車室形

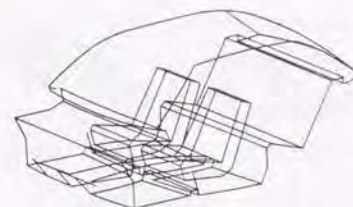


図 3.5: 自動車車室モデル

状を再現している。分割要素総数は 782、代表的な一要素の寸法は $\Delta x = 250\text{mm}$ である。著者らのこれまでの研究 [32, 33] で、要素分割長さ Δx と波長 λ の関係が $\Delta x/\lambda < 1/8$ の周波数範囲で解が精度良く求まることが知られている。今回の車室モデルでは、170Hz 以下の共鳴周波数が計算できることになる。

3.3.2 有限要素法との比較

前述した車室モデルの音響共鳴周波数と固有音響モードとを汎用有限要素法プログラム "NASTRAN" の音響要素 (6 面体要素) を用いて計算し、境界要素法計算値と比較する。図 3.7 に "NASTRAN" 要素分割図を示す。要素数は 1050、節点数 1420 である。壁面の境界条件を、剛壁 ($u_n = 0$) とし "NASTRAN" では固有値解析により共鳴周波数を算出する。一方、境界要素法では式 3.15, 3.16 に示したように、マトリクス成分が周波数の関数となるため、強制周波数応答計算を行い、応答が極大値を示す周波数を共鳴周波数としている。一例として、図 3.8 に示すように、運転手足元の床面の一部を粒子速度 $u_n = 1\text{m/s}$ で加振し、助手席側ダッシュボード部の音圧周波数応答関数 (図 3.9) を求めた。ここで、卓越スペクトルを示す周波数 $f_1 \sim f_4$ が共鳴周波数である。図 3.10 に "NASTRAN" と境界要素法との計算値を比較する。50Hz から 170Hz の周波数域に 4 個の共鳴周波数が存在するため固有音響モードを対照して両者の共鳴周波数の対応を調べた。第 3 モードでは両者の差異が 7% を越えているものの、全体的には差異は約 5% 以内に留まりほぼ良く一致する

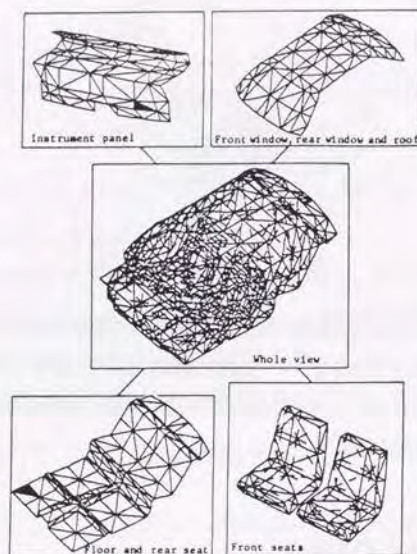


図 3.6: 境界要素法による車室計算モデル

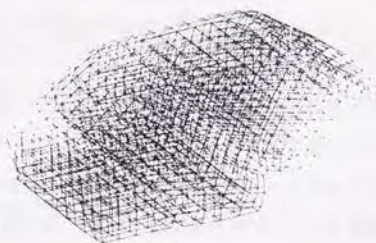


図 3.7: "NASTRAN" による車室計算モデル

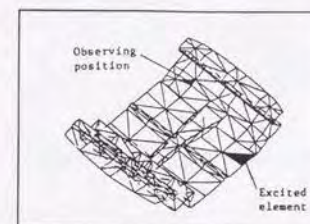


図 3.8: 加振要素と音圧評価要素

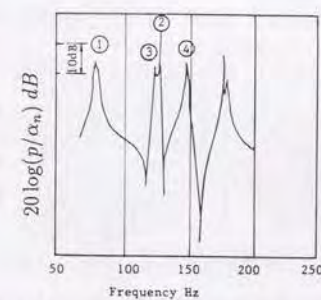


図 3.9: ダッシュロワー部の周波数応答関数



Case No.	Mode			Resonance Frequency(Hz)		\epsilon (%)
	n _x	n _y	n _z	BEM	NASTRAN	
1	1	0	0	76.0	79.8	4.8
2	0	1	0	126	123	-2.4
3	2	0	0	122	132	7.8
4	1	1	0	147	149	1.3

図 3.10: 音響共鳴周波数の比較

結果が得られた。

図 3.11 に境界要素法と "NASTRAN" とで求めた固有音響モードを示す。境界要素法によるモード出力図では、円の半径が音圧の振幅を、円内の矢印の方向角度の差が位相差を表している。"NASTRAN" 図では、実線と破線がそれぞれ逆位相で振動していることを示している。境界要素法で求めた最低次の共鳴は 76.0 Hz で車室前後方向の 1 次モードと判断できる。一方 "NASTRAN" では、同様の音圧モードが 79.8Hz で得られている。"NASTRAN" では、第 2 番目の共鳴周波数は 123Hz で左右方向に 1 次の音圧モードを示すが、境界要素法では低次から 3 番目の共鳴周波数 ($f=126\text{Hz}$) が同じモードに相当している。

3.3.3 計算と実験との比較

実験方法

図 3.12, 3.13 に、実験に用いた石膏製車室を示す。同車室は乗用車の車体を基に、計算で仮定した剛壁境界条件に近づけるため、天井・床・扉の内装材料、前後座席、フロントパネルなど一切の内装部品を取り外し、同寸法・同形状の石膏製部品に置き換えている。更に車室内壁全面を石膏面で構成するとともに、窓ガラス内面には厚さ 5mm 程度の石膏

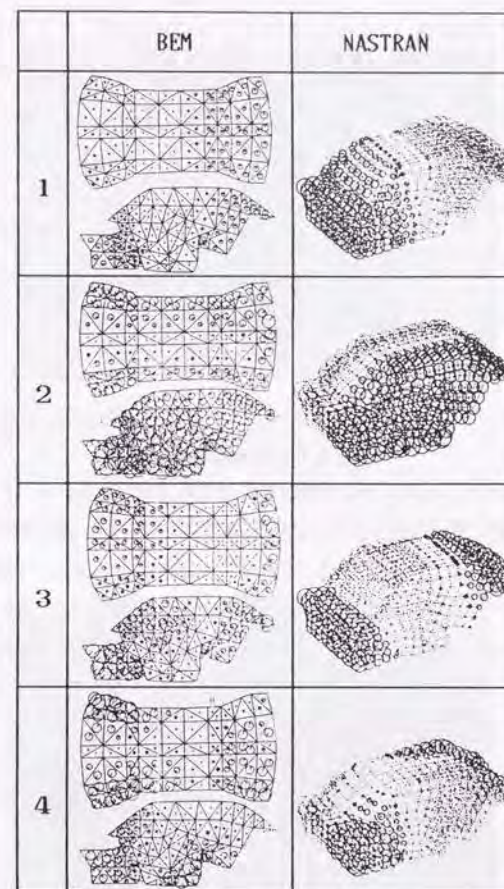


図 3.11: 固有音響モードの比較

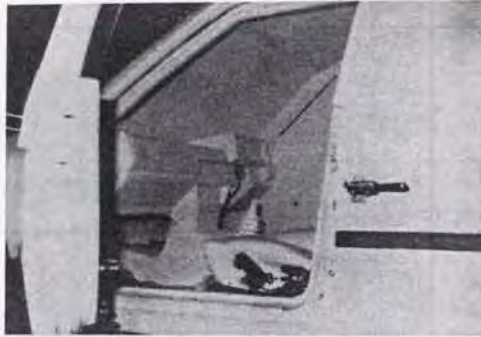


図 3.12: 石膏製車室



図 3.13: 石膏製座席

壁が取り付けられている。また透過音を低減するため車体外板の外側も厚さ 50 ~ 150mm の石膏で被い、剛壁面だけで構成される実物大乗用車の車室の実現を試みている。また本モデルでは、外気取入口、空調送風口など一切の開口を無くし密閉状態に近づけることで、音響エネルギーの漏れを少なくしている。

図 3.14 に実験装置の構成図を示す。運転手足元位置に設置したスピーカから、250Hz までの白色帯域雑音を発振し、スピーカコーン紙に取り付けた加速度センサで加振面の振動加速度を計測する。図 3.15 に示す車室内の各点 (A0 ~ A24) と、後述する境界要素モデル代表要素の重心位置に相当する内壁面近接点の音圧をマイクロフォンで測定する。加速度信号 α_n と音圧信号 p との伝達関数 p/α_n を高速フーリエ解析装置 (以後 FFT と略記) を用いて計測し、伝達周波数応答関数を求める。

石膏車室の音響エネルギー損失

加振面近接点 A0 で測定した車室音響共鳴周波数特性を図 3.16 に示す。同図で、実線は石膏モデル車室の特性を、破線は実車車室の特性を示している。実車では判別が困難であった音響共鳴周波数が、石膏モデルの場合には明確に分離できている。ちなみに共鳴周波数 f とその半値幅 Δf とから音響系の減衰比 ζ を求めたところ、実車 $f=131$ Hz で $\zeta=0.06$ 、石膏モデル $f=122$ Hz で $\zeta=0.004$ となり、石膏モデルのエネルギー消散が、実車に比べ約 1/200 に低減されていることが分かる。

音響共鳴周波数の比較

表 3.1 に共鳴周波数を示す。境界要素法計算値と実験値とは、ほぼ良く対応しており、計算上の誤差が小さくなることが予想された 170Hz 以下の周波数領域では、実験値との差異は各共鳴周波数とも 3.5% 以下となる結果を得た。また境界要素法と "NASTRAN" とで順序が逆転していた前後方向 2 次モードと左右方向 1 次モードに関しては、実験結果は境界要素法と同じ傾向を示している。

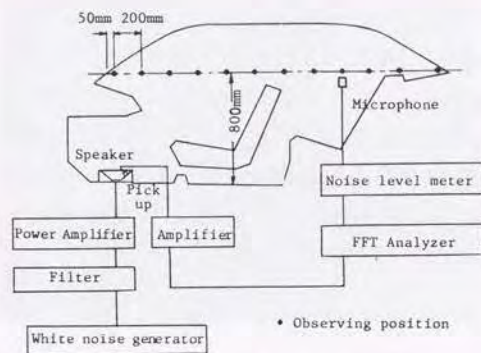


図 3.14: 実験装置の構成図

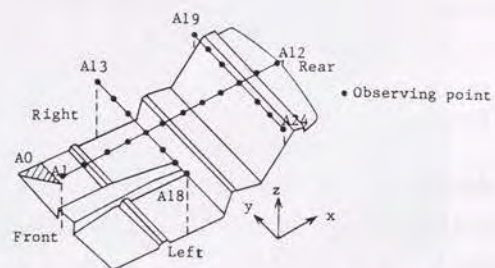


図 3.15: 車室音響モード測定位置

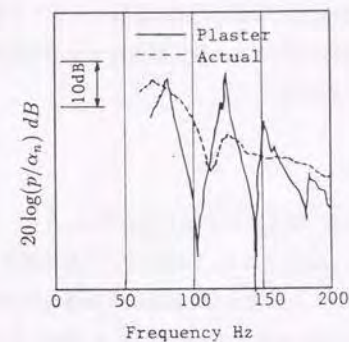


図 3.16: A0 点の音響共鳴特性

表 3.1: 音響共鳴周波数の比較

	Mode			Resonance frequency (Hz)			ϵ (%)
	n_x	n_y	n_z	Experiment	NASTRAN	BEM	
1	1	0	0	78.6	79.8	76.0	3.3
2	0	1	0	122	123	126	-2.9
3	2	0	0	118	132	122	3.5
4	1	1	0	150	149	147	1.7
5	2	1	0	182	185	175	3.6
6	2	1	—	191	—	178	7.0
7	3	0	0	223	—	202	9.0

固有音響共鳴モードの比較

図 3.15 に示した 24 点で測定した車室内伝達関数から、1～7 次の固有音響モードを分離し、境界要素法を用いて計算により求めた固有音響モードと比較した。図 3.17 に各モードを示す。同図で実線は計算により求めた音圧の振幅を ● は実験値を表す。実験値と計算値とはほぼ良く対応すると言える。

車室内音響伝達特性の比較

図 3.18 に、運転手足元位置 (図 3.8) の加振面加速度 α_n とダッシュロワー部 (図 3.8) の音圧 p との伝達関数 $20 \log(p/\alpha_n)$ を示す。200Hz 以下の周波数域で、卓越スペクトルの周波数位置、伝達関数のスペクトル形状とも計算値と実験値とは良好な対応を示している。

助手席に着席時の耳高さ位置に相当する内壁面近接点 (図 3.19 の要素 A) の伝達関数を、図 3.20 に比較する。また図 3.21 に、運転手席側後部座席の耳高さ位置に相当する内壁面近接点 (図 3.19 の要素 B) における伝達関数を比較する。図 3.20, 3.21 とも実験値と計算値の伝達関数形状は非常に良好に対応している。

なお実験値と計算値とは、スペクトルの頂部および谷部の高さに関して相違がみられる。これは計算では全壁面が剛境界と仮定しているのに対し、実験では幾分かのエネルギー消散を伴うために有限な高さに留まったためである。

3.4 インピーダンス境界壁を有する車室共鳴問題への適用

内壁面の一部が吸音材で構成される吸音性車室の共鳴音解析に境界要素法を適用し、その適用限界を検討する。

3.4.1 車室内装材の音響インピーダンス

吸音材の局所作用効果を仮定すると、吸音材特性は材料表面の音響インピーダンス Z で表すことができる。この値を、式 3.25 の \bar{Z} に代入すると吸音材効果を考慮した音場の解析が可能となる。ところで音響インピーダンスは周波数依存性を示し、吸音性音場の固有

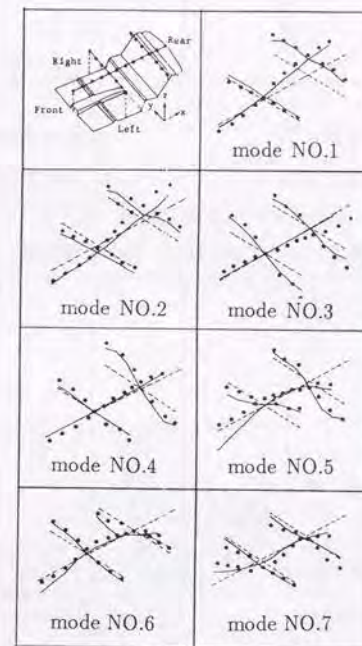


図 3.17: 車室固有音響モードの比較

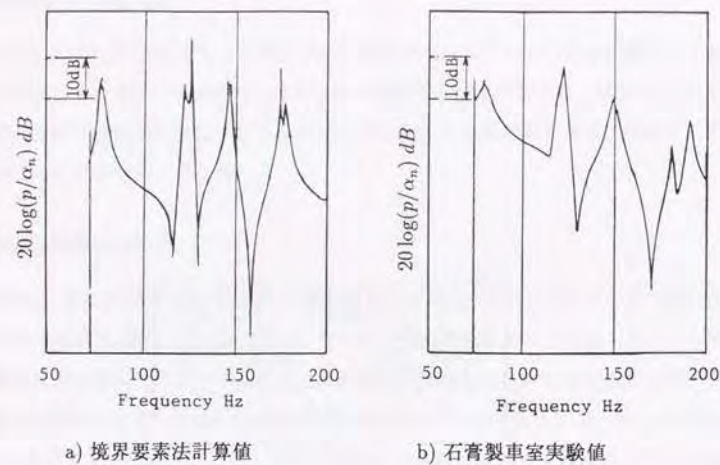


図 3.18: ダッシュロワー部の伝達特性

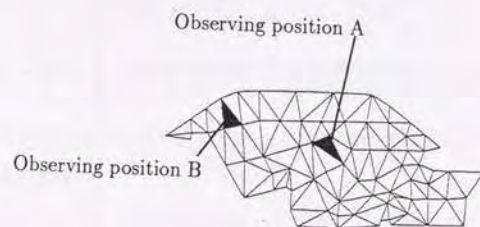


図 3.19: 前・後席近傍の伝達特性評価点

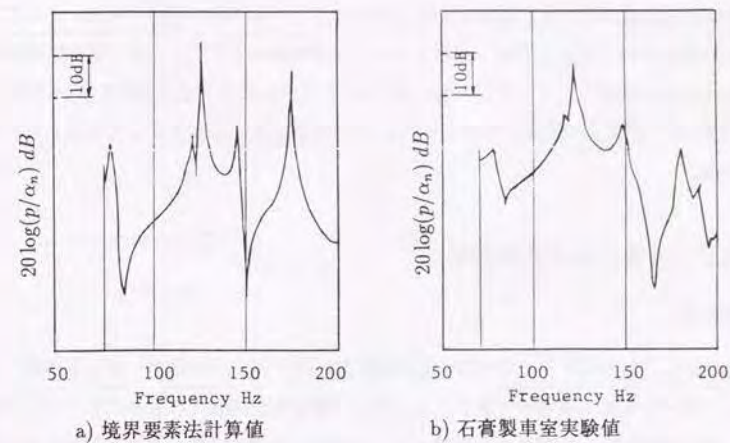


図 3.20: 前席近傍 A 点の伝達特性

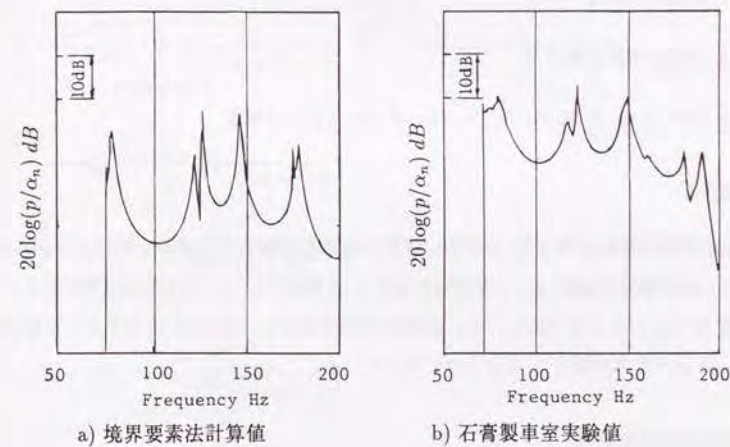


図 3.21: 後席近傍 B 点の伝達特性

音響特性を計算するには、各周波数毎に事前に Z を求めておく必要がある。そこで、実車の吸音性内装材である天井材・床材・ダッシュロワ材・ドアトリム材・前後座席材の5種類の内装材の音響インピーダンスを、第2.3.2節で示した2点マイク法を用いて測定した。図3.22に、垂直入射音響インピーダンス Z の測定結果と、参考として垂直入射吸音率とを示す。

3.4.2 計算と実験との比較

計算条件

図3.9に示したダッシュロワ部を加振境界面、図3.23に示す天井・床・前後席・ドアトリム・ダッシュロワ等太枠で囲まれた部位を、吸音材が内装されるインピーダンス面とする。音圧評価点は、後述する座席付近の2点の内点を選定した。ただし計算では、次の3条件の吸音音場モデルに対し、それぞれ1 Hz 刻みの強制周波数応答計算を行っている。

- 後席のみ吸音
- 後席と前席を吸音
- 後席、前席、天井、床、ドアトリム、ダッシュロワを吸音

実験方法

実験装置の構成を図3.24に示す。剛壁の場合と同様に白色雑音をスピーカから発振し、コーン紙の振動加速度 α_n と車室内の音圧 p とを測定し2チャンネルFFTを用いて伝達関数 $20 \log(p/\alpha_n)$ を求めている。車室内の音圧測定は、図3.24に示すように後席中央位置 a 点と前席の中間点 b 点の2点で行っている。

音響伝達特性の比較

図3.25に後席のみ吸音仕様として、他の面は石膏面とした場合の伝達関数計算値と実験値とを比較する。卓越スペクトルを示す共鳴周波数に関しては、計算値と実験値とはほぼ

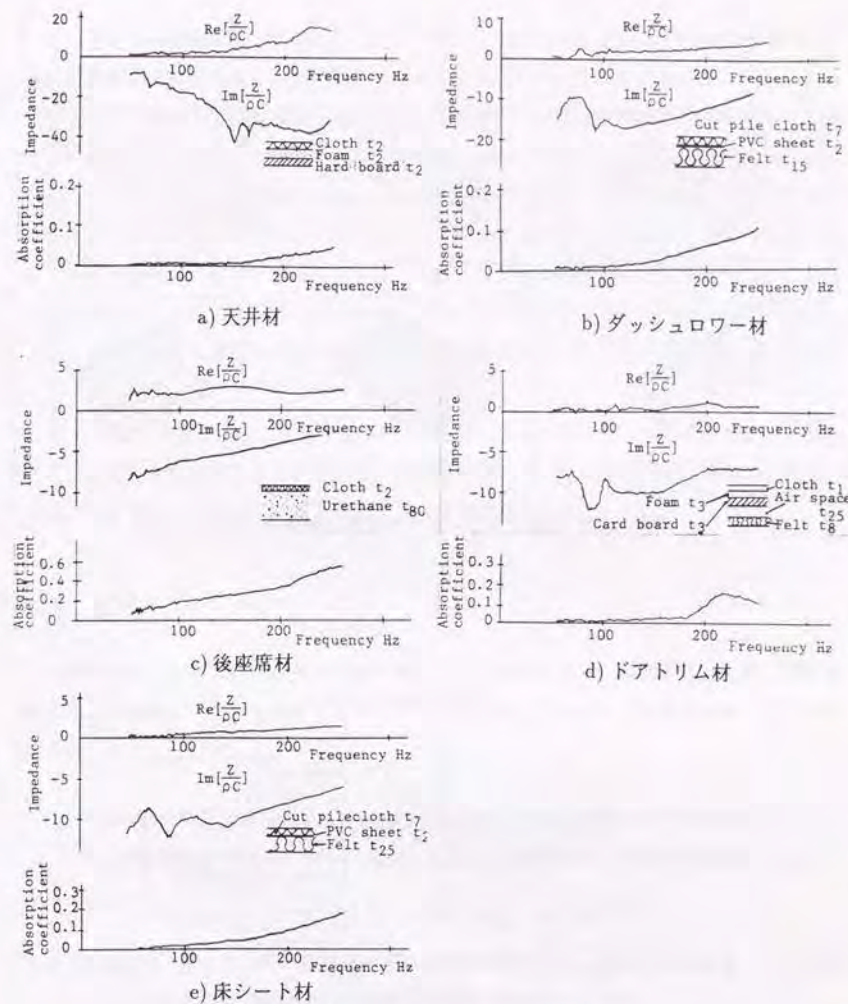


図 3.22: 吸音材料の音響インピーダンス

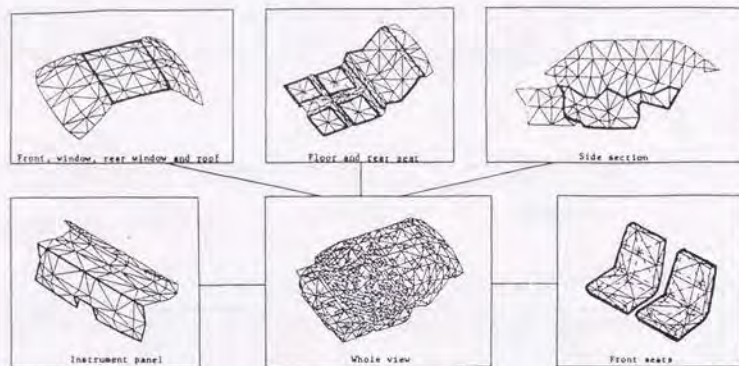


図 3.23: 音響インピーダンス境界と車室モデル

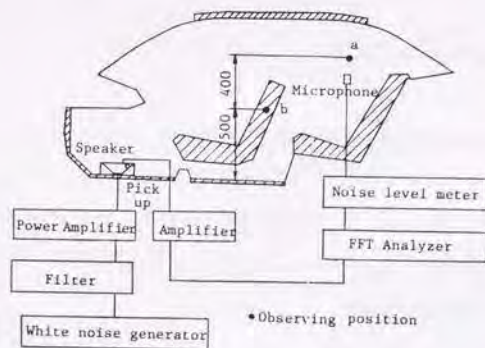


図 3.24: 実験装置の構成図

一致している。伝達関数の形状に関しては、差異の大きな所で 10 数 dB のレベル差が生じる周波数範囲も存在するが、全体的にはほぼ同じ傾向を示していると言える。

図 3.26 に、後席に加えて前席も吸音仕様とした場合の伝達関数計算値と実験値とを比較する。前席表面の音響インピーダンスとしては、後席と同様に図 3.22c の値を用いている。卓越スペクトルを示す周波数は 1 次、2 次ピークとも計算値の方が実験値より約 10% 高めの値となっている。この差異の一因には、前席の境界条件の考え方にあると思われる。なぜならば吸音材の音響インピーダンスは、音響管内で剛壁端面の前に吸音材を設置して測定されるため、後席のように背後に剛壁に相当する鋼板が存在する場合には妥当である。しかし前席のように周囲が空気で囲まれた場合の境界条件としては適切ではないように思われる。

図 3.27 に、後席と前席、更に天井やダッシュボード、ドアトリム、床を吸音仕様とした場合の計算値と実験値とを示す。卓越ピークが図 3.26 に比べ更に低減される傾向は、計算・実験とも得られているが、実験と計算との一致度は充分とは言えない。

3.5 結言

吸音性音場における音響共鳴周波数予測技術の開発を目的に、境界要素法を用いて剛境界の場合と内壁の一部が吸音材で構成される自動車車室を解析し、実験と比較して以下の事を明らかにした。

1. 車室音響共鳴周波数に関しては、剛境界を仮定した境界要素法計算値と石膏製車室モデルの実験値とは良く一致し、両者の差異は、170Hz 以下の周波数領域で 3.5% 以下であった。
2. 剛壁境界の場合には固有音響モード・音響伝達特性とも、実験値と計算値とは 200Hz 以下の周波数領域ではほぼ良く一致する結果を得た。
3. 後席のみ吸音材を用いた吸音性車室音場に関しては、車室内の音圧伝達関数計算値と実験値とはほぼ一致した。このため局所作用効果を示す吸音性音場に関しては、2 点

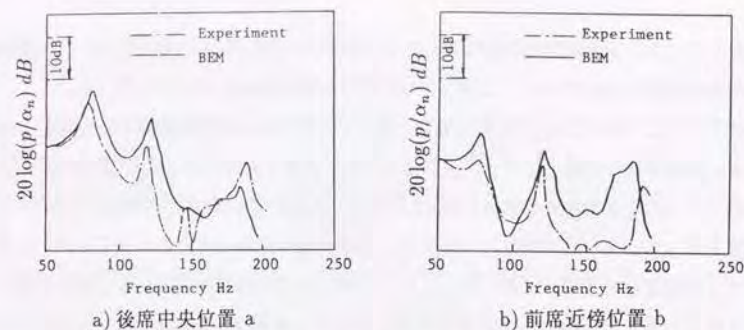


図 3.25: 後席のみ吸音した場合の伝達特性

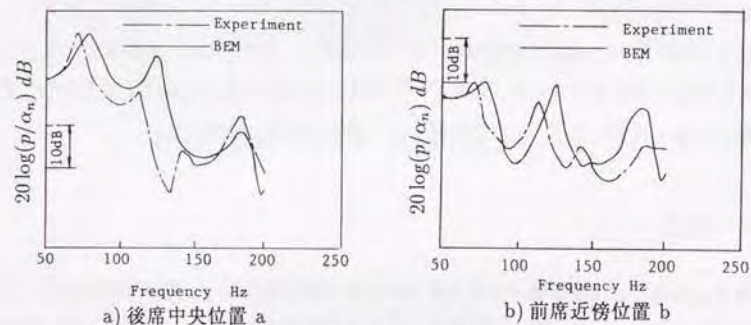


図 3.26: 前席と後席を吸音した場合の伝達特性

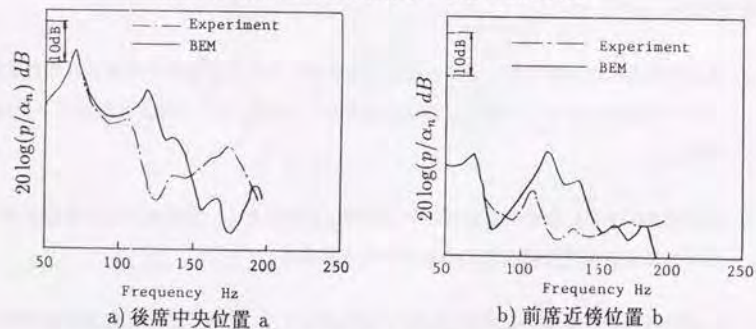


図 3.27: 前席、後席及び車室内面を吸音した場合の伝達特性

マイク法で測定した吸音材の音響インピーダンスを境界条件として用いることができる。

4. 前席にも吸音材を用いた車室音場に関しては、計算と実験との一致度は充分ではなかった。これは、周囲を空気で囲まれる前席の吸音材特性が、材料表面の音響インピーダンスでは表現できないためと考えられる。

第4章 吸音材料の体積作用効果を仮定した吸音音場の解析

4.1 緒言

前章では、3次元閉音場に対して境界要素法の定式化を行い、実物大車室を対象に音響共鳴周波数と固有音響モードを求めた。車室内壁面が剛壁と見なせる場合には、計算値と実験値とは極めて良く一致した。また壁面の一部が吸音材で構成される吸音性音場に関しても、吸音材の効果を材料表面の音響インピーダンスで表現する局所作用効果が成立する範囲内では、良好な一致が得られた。しかし、車室の前席のように周囲を空気で囲まれた吸音材の取扱いに課題が残された。この問題は、吸音材の体積作用効果と呼ばれ、吸音材自体を音波が伝播する一つの媒質とみなしてモデル化を行う必要がある。しかしこれまで、体積作用効果を考慮した音響共鳴問題の研究は殆どなされていないようである。

そこで本研究では、境界要素法を用いて体積作用効果を示す吸音性音場を検討する。はじめに、複数の媒質からなる音場に対応できるように、境界要素法プログラムを拡張する。次に、1次元管路問題に適用し、解析解と比較してプログラムの妥当性を確認する。続いて、直方体形状の吸音性音場の共鳴周波数を計算し、実験との比較を試みる。最後に、多層型吸音材料の吸音性能に関しても計算と実験との比較を試みる。

4.2 多媒質音場問題における境界要素法の定式

図4.1に示す様に、境界 Γ_b で接する2つの領域 Ω_1 と Ω_2 を考える。ポテンシャル関数を ϕ 、音速を c 、媒質の密度を ρ 、波数を k とし、それぞれの領域を添え字 $1, 2$ で表す。それぞれの領域で、Helmholtz 方程式が成立している。

$$\nabla^2 \phi_1 + k_1^2 \phi_1 = 0$$

$$\nabla^2 \phi_2 + k_2^2 \phi_2 = 0$$

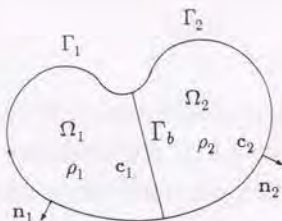


図 4.1: 多媒質からなる閉音場

第 3 章と同様な操作を行うと、次の 2 つのマトリクス方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & \tilde{h}_{IJ} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}_1 \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_N \end{pmatrix}_1 = \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & \tilde{g}_{IJ} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}_1 \begin{pmatrix} \phi'_1 \\ \vdots \\ \phi'_N \end{pmatrix}_1 \quad (4.1)$$

$$\begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & \tilde{h}_{IJ} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}_2 \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_N \end{pmatrix}_2 = \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & \tilde{g}_{IJ} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}_2 \begin{pmatrix} \phi'_1 \\ \vdots \\ \phi'_N \end{pmatrix}_2 \quad (4.2)$$

境界 Γ_b 上で、音圧 p の連続性を考えると、式 3.20 より次の関係が導かれる。

$$\rho_1 \phi_1 = \rho_2 \phi_2 \quad (4.3)$$

また境界の法線方向の粒子速度 u_n の連続性を考えると、式 3.21 より次式を得る。

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial n} + \frac{\partial \phi_2}{\partial n} = 0 \quad (4.4)$$

式 4.1 ~ 4.4 を連立して解けば、それぞれの境界上の ϕ と ϕ' が求まり、音圧と粒子速度とを計算することができる。

4.2.1 直ダクト問題における数値計算

多媒質問題用に拡張した境界要素法プログラムを、解析解が得られる 1 次元問題に適用し、解析解と比較することでプログラムの精度を検証する。取り上げた音場を図 4.2 に示す。同図で領域 Ω_2 は吸音材を、領域 Ω_1 と Ω_3 は空気を意味している。吸音材の特性は周波数に関係なく一定とし、次の値を用いている。実効密度 $\rho = 7 - 10j \text{ kg/m}^3$ 、音速 $c = 100 + 40j \text{ m/s}$ 、左端のピストンを粒子速度 $u_n = 1 \text{ m/s}$ で加振し、ピストン面の音圧 $p \text{ Pa}$ を計算した。図 4.3 に伝達関数計算結果 $20 \log(p/u_n)$ を示す。同図で、実線は伝達マトリックス法による解析解を、□ は境界要素法による計算値を表している。両解は極めて良く一致しており、多媒質問題用に拡張した境界要素法プログラムの妥当性が確認できる。

4.3 吸音性音場における音響共鳴問題の解析

4.3.1 計算方法

解析する三次元閉音場を図 4.4 に示す。内部領域は、 $306 \times 255 \times 204 \text{ mm}$ の直方体に、 $55 \times 51 \times 51 \text{ mm}$ の小管路を接続した空間である。吸音材としてはグラスウールとウレタンフォームとを使用し、吸音材を含む 3 次元音場空間の計算例題として、次の 2 つのモデルを取り上げた。

吸音音場モデル 1 吸音材壁で仕切られた二室の音響共鳴問題 (図 4.4b)

吸音音場モデル 2 空中に浮いた吸音材を含む音場の共鳴問題 (図 4.4c)

境界要素の分割には、一辺約 50 mm のアイソパラメトリック要素を用いている。計算では、空気では占められる領域の伝播速度 $c = 347 \text{ m/s}$ 、実効密度 $\rho = 1.21 \text{ kg/m}^3$ とし、吸音材で占められる領域は、第 2 章に示した improved two-cavity 法を用いて測定した伝播速度 c_e と実効密度 ρ_e とを代入した。小管路の加振端面 A に振動速度境界条件 $u_n = 1 \text{ m/s}$ を与え、壁面上の点 #1, #2 の音圧 $p \text{ Pa}$ を計算して伝達関数 $20 \log(p/u_n)$ を求めた。計算は 500 Hz から 1 kHz の周波数域に対して行っている。吸音材のない場合には、この周

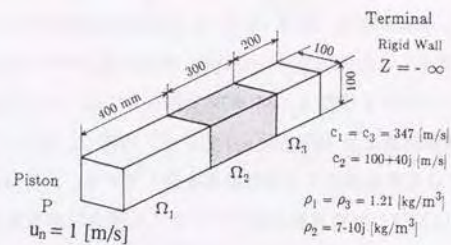


図 4.2: 直ダクトモデル

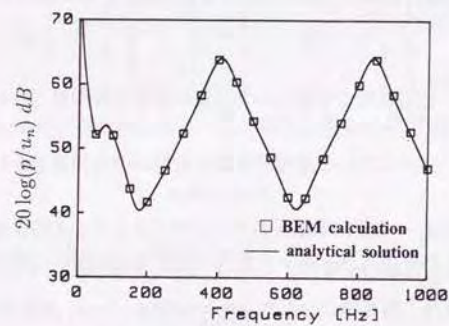
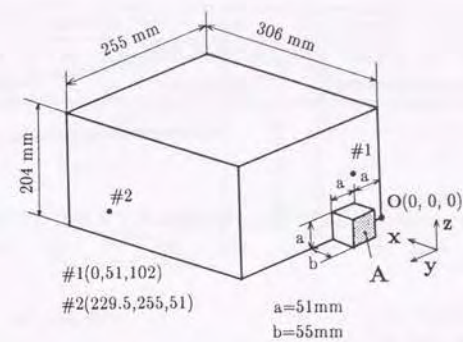
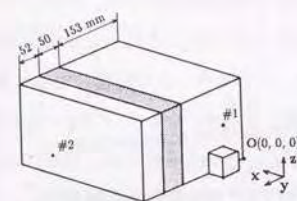


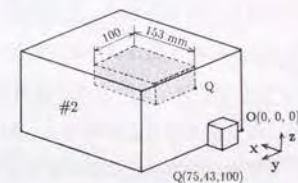
図 4.3: 直ダクトの伝達関数比較



a) 吸音音場の形状



b) 吸音音場モデル 1



c) 吸音音場モデル 2

図 4.4: 吸音音場モデル

表 4.1: 吸音材供試体

Test material	Name	Maker	d mm	(L, \bar{L}) mm
Glass fiber	232500	Nippon Mineral Fiber	50	(10,20)
Urethane foam	VO foam	Bridgestone	50	(10,20)

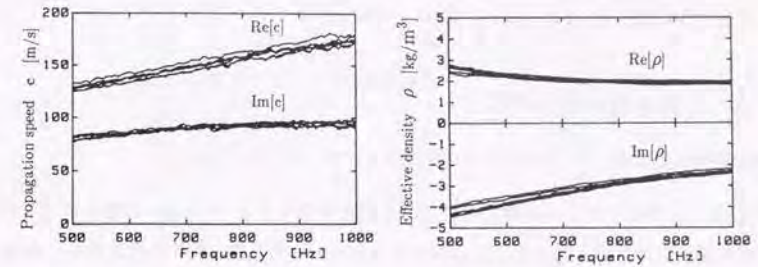
波数域に 5つの共鳴モードが存在しており、共鳴現象に対する吸音材の効果を調べるには十分な数と考えられる。

4.3.2 供試吸音材の特性

供試吸音材としてグラスウールとウレタンフォームとを用いた。表 4.1に吸音材と測定条件とを示す。供試体の厚さは 50 mm, 背後空気層厚の組み合わせは (10 mm, 20 mm) である。吸音材の特性のばらつき具合を調べるため、同一の吸音材シートから 3 個のテストピースを切り出し、表側からと裏側から都合 6 回音響特性を測定した。図 4.5a に得られた 6 個のグラスウールの伝播速度を示す。また、図 4.5b に実効密度を示す。同図より測定結果に多少のばらつきはあるが、伝播速度・実効密度とも全体的には同一の傾向を示している事が分かる。このため 6 個の測定結果の平均値で、グラスウールの音響特性を代表した。図 4.6a, b にウレタンフォームの伝播速度と実効密度とを示す。ウレタンフォームに関しても、同様に取り扱えることがわかる。なお本吸音音場モデルの解析には、局所作用効果を仮定したモデル化が適当ではない事を示す目的で、図 4.7に示す背後空気層 0mm と 52mm の場合の 50mm 厚グラスウール吸音材の垂直入射音響インピーダンスも使用した。

4.3.3 実験方法

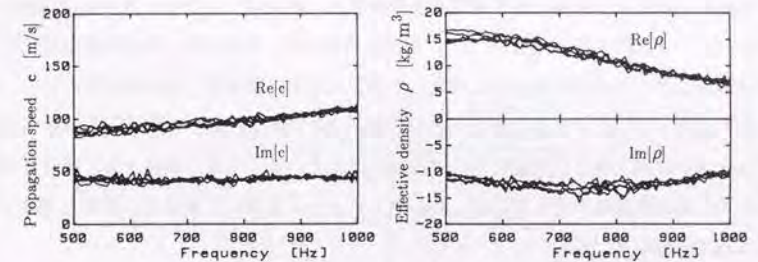
実験装置の構成を図 4.8に示す。音場モデルは、厚さ 20mm のアクリル板を用いて作製した。実験では、小管路端面のアクリル板 A をランダム加振した時の振動速度 u_n m/s と壁面上の観測点 #1, #2 の音圧 p Pa とを計測し、2 チャンネル高速フーリエ変換器を利用



a) 伝播速度

b) 実効密度

図 4.5: グラスウールの実効密度と伝播速度



a) 伝播速度

b) 実効密度

図 4.6: ウレタンフォームの実効密度と伝播速度

して伝達関数 $20 \log(p/u_n)$ を測定した。なお、端面 A から放射される音が、外部に漏れないように、また端面の振動が入力管に伝わらないように、アクリル板はビニルフィルムを介して入力管に取り付けている。

4.3.4 計算と実験との比較

音響伝達特性の比較

厚さ 50mm のグラスウール吸音材で仕切られた音場モデル (図 4.4b) の観測点 #1 の伝達関数を図 4.9 に示す。同図で、□ はグラスウール吸音材を用いた時の計算値を、△ は吸音材のない場合の計算値を表している。また、実線は吸音材を用いたときの実験値を、破線は吸音材を取り外した場合の実験値を表している。吸音材のない音場は、従来から解析可能であったが、改めて計算と実験とが良く一致することが確認された。一方これまで解析困難であった吸音材を含む音場に対しても、計算値と実験値とが非常によく一致していることがわかる。ちなみに * は吸音材を局所作用効果と見なし、図 4.7 に示した背後空気層 52mm の場合のグラスウール吸音材の音響インピーダンスを代入して計算した値を表している。明らかに * より□の方が実験値を模擬していると言える。なおこの音場モデルでは、吸音材使用により卓越した共鳴現象が抑制され、観測点 #1 ではほぼ平坦な周波数特性となっている。図 4.10 に観測点 #2 の伝達関数を示す。同点では、吸音材を透過した音が測定されるが、この場合も計算と実験とが非常に良く一致することが分かる。

図 4.11 にウレタンフォームを用いたときの観測点 #1 の伝達関数を示す。□ は吸音材のある場合の計算値を表し、実線はその実験値を表している。また、参考として吸音材のない場合の実験値を破線で表している。ウレタンフォームを用いた場合も、計算と実験とは非常に良く一致している。

図 4.12 に、グラスウール吸音材 (寸法 153 × 100 × 50 mm) が、空中に保持される音場 (図 4.4c) の観測点 #2 における伝達関数を示す。同図で、実線は吸音材を用いたときの実験値を、破線は吸音材のない場合の実験値を表している。実線と破線との比較から、吸音材を用いることで共鳴周波数が低周波数側に移動し、共鳴時の音圧振幅値が大幅に低減される様子がわかる。吸音材のある場合の計算値 (□) と実験値とを比べると、全体的な傾向

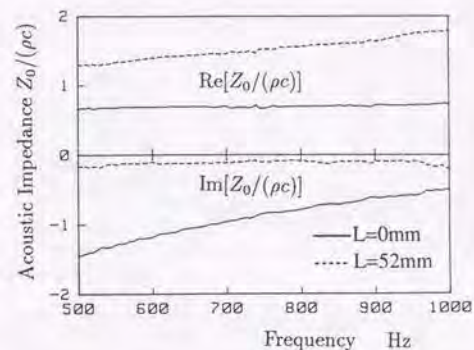


図 4.7: グラスウールの音響インピーダンス

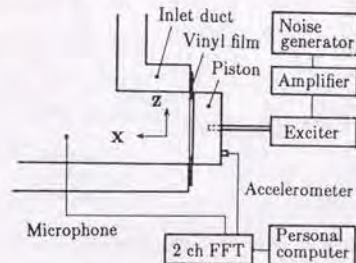


図 4.8: 実験装置の構成図

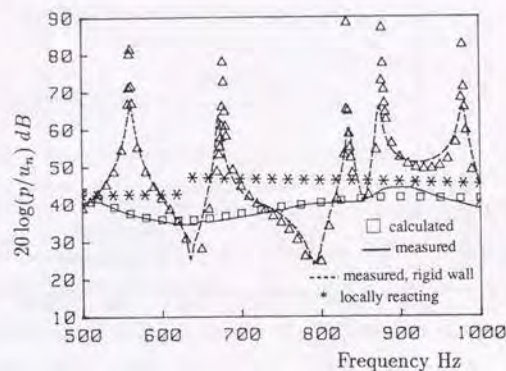


図 4.9: グラスウールを用いた吸音音場モデル1の #1 点の伝達特性

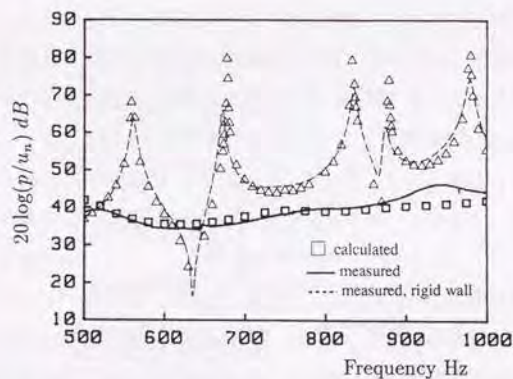


図 4.10: グラスウールを用いた吸音音場モデル1の #2 点の伝達特性

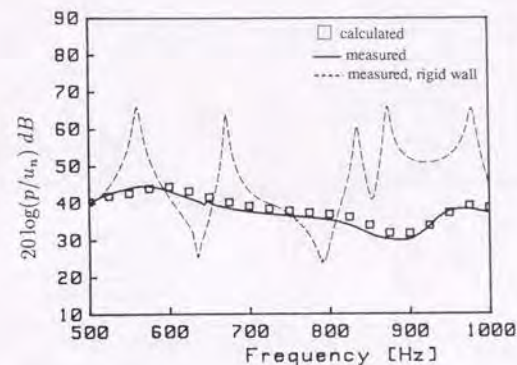


図 4.11: ウレタンフォームを用いた吸音音場モデル1の #1 点の伝達特性

は良く一致しており興味の対象である共鳴周波数の変化と音圧振幅とも、最低次モードを除くとかなり良く一致していると言える。ちなみに*は図4.7に示した空気層深さ0、厚さ50mmのグラスウール吸音材の音響インピーダンスを、本モデルの吸音材表面の境界条件として与えた場合の計算結果を示す。体積作用効果を考慮した計算結果の方が、局所作用効果を当てはめた計算結果より、実験結果に近い傾向が伺える。図4.13に、ウレタンフォーム有無の観測点#2の伝達関数を示す。吸音材のある場合の計算値と実験値とを比べると、全体的な傾向は非常に良く一致しており、共鳴周波数の変化も、かなり良く合っていると見える。

共鳴周波数と減衰比の比較

表4.2, 4.3に、共鳴周波数 f と減衰比 ζ とを整理し、計算値の精度を検討する。ただし減衰比は、周波数応答関数の共鳴周波数とその半値幅より計算した。同表より、吸音材を含む音場の共鳴周波数は、1%以下の誤差で計算されており、精度良く予測可能と言える。一方減衰比の予測精度は、共鳴周波数に比べると若干低下する。これは、実験値 ζ_m には吸音材以外の減衰効果が混入するためと考えられる。すなわち実験では、吸音材のない場

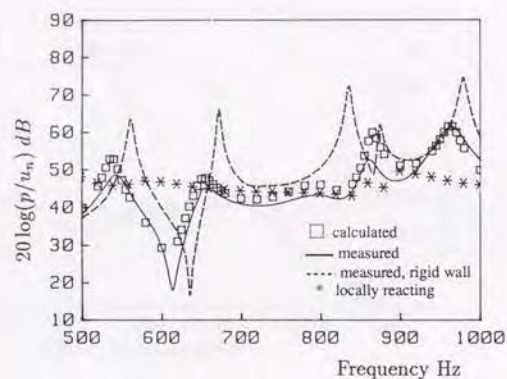


図 4.12: グラスウールを用いた吸音音場モデル 2 の #2 点の伝達特性

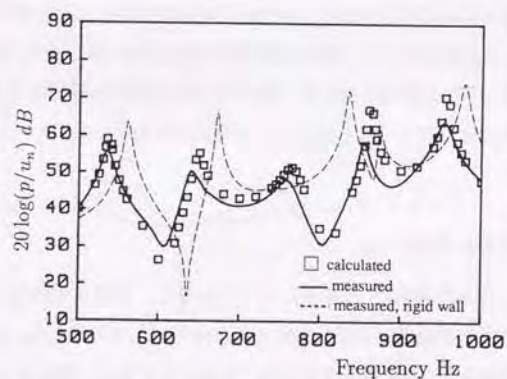


図 4.13: ウレタンフォームを用いた吸音音場モデル 2 の #2 点の伝達特性

表 4.2: グラスウールを用いた吸音音場モデル 2 の共鳴周波数と減衰比

Mode	Resonance frequency, Hz				Damping ratio			
	With fiber		Without fiber		With fiber		Without fiber	
	f_c	f_m	f_c	f_m	ζ_c	ζ_m	$(\zeta_m - \zeta'_m)$	ζ'_m
1	538	542	561	561	0.014	0.021	(0.015)	0.0058
2	654	654	678	673	0.023	0.022	(0.019)	0.0033
3	—	—	834	836	—	—	—	0.0036
4	865	863	878	876	0.0079	0.013	(0.0090)	0.0036
5	963	964	979	979	0.011	0.015	(0.011)	0.0039

表 4.3: ウレタンフォームを用いた吸音音場モデル 2 の共鳴周波数と減衰比

Mode	Resonance frequency, Hz				Damping ratio			
	With foam		Without foam		With foam		Without foam	
	f_c	f_m	f_c	f_m	ζ_c	ζ_m	$(\zeta_m - \zeta'_m)$	ζ'_m
1	537	535	561	561	0.0067	0.013	(0.0072)	0.0058
2	649	643	678	673	0.0079	0.014	(0.011)	0.0033
3	765	758	834	836	0.015	0.018	(0.014)	0.0036
4	862	855	878	876	0.0019	0.0059	(0.0023)	0.0036
5	957	954	979	979	0.0031	0.0088	(0.0049)	0.0039

合でも、減衰比実験値 ζ'_m が零ではなく、0.4 % 程度の減衰を有している。このため、実験値 ζ_m には、吸音材の効果と実験の誤差とが重ね合わさっていると考えられる。そこで、両効果が単純に加算されると仮定し、実験における吸音材単独の減衰比を $(\zeta_m - \zeta'_m)$ と考え、括弧内に示した。この値と計算値 ζ_c とを比べると、両者はかなり良く一致している。このことから、減衰比に関しても吸音材単独の効果であれば、実用的精度で予測可能と考えられる。

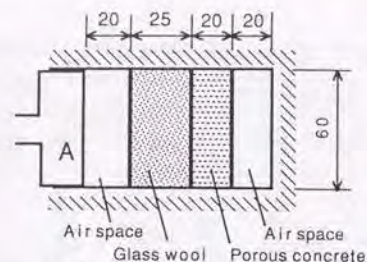


図 4.14: 多層吸音材モデル 1

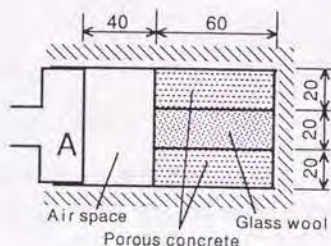


図 4.15: 多層吸音材モデル 2

4.4 多層型吸音材料の性能予測問題への適用

ここでは、境界要素法をもちいて体積作用効果を示す多層型吸音材料の吸音率や音響インピーダンスを計算し、実験と比較する。

4.4.1 計算方法

次に示す多層型吸音材モデルを考える。

多層吸音材モデル 1 厚さ 25 mm のグラスウールと厚さ 20 mm の発泡コンクリートを重ね、背後に 20 mm の空気層を設けた多層吸音材 (図 4.14)

多層吸音材モデル 2 厚さ 20 mm のグラスウールと発泡コンクリートとで構成され、上下方向に音圧が変化する多層吸音材 (図 4.15)

ここでは 2 次元の境界要素法を用い、要素長 5mm の一定要素を利用して計算を行っている。加振面 A には、振動速度境界条件 $u_n = 1\text{m/s}$ を与え、加振面を除く壁面 (図中斜線部) は全て剛境界とした。計算は、300Hz から 2kHz の周波数域に対して実施し、加振面に発生する音圧 p を計算した。その後で加振面上の音響インピーダンス $Z_0 = p/u_n$ を求め、第 2 章で導いた次式に代入して垂直入射吸音率を計算している。

$$\alpha = \frac{4\rho c \text{Re}[Z_0]}{(\text{Re}[Z_0] + \rho c)^2 + (\text{Im}[Z_0])^2} \quad (4.5)$$

計算に用いた発泡コンクリート (図 4.16) の伝播速度と実効密度とを、図 4.17a,b に示す。

4.4.2 計算と実験との比較

図 4.18a に、多層吸音材モデル 1 の吸音率を示す。同図で、□は境界要素法による計算値を、実線は 2 点マイク法測定値を示している。但し破線は発泡コンクリートを取り外し、厚さ 25mm のグラスウールの背後に 40mm の空気層を設けた時の吸音率の測定値を表している。同図より、計算値と実験値とが非常に良く一致することがわかる。また、発泡コンクリート付加により、低周波域の吸音性能が改善されることがわかる。図 4.18b に、ピストン端面における音響インピーダンスを示す。実数部、虚数部とも計算値と実験値とは良く一致していることがわかる。

図 4.19a,b に、多層吸音材モデル 2 の吸音率と音響インピーダンスを示す。本モデルでは、音圧が上下方向に一樣ではなく、平面波の成立しない音場であるが、この場合でも計算値と実験値とは非常に良く一致していることがわかる。

4.5 結言

吸音材料の効果的な利用技術の開発を目的とし、体積作用効果を示す吸音性音場の解析技術を開発すると同時に、以下のことを明らかにした。

1. 体積作用効果を示す吸音材は、音波が伝わる 1 つの媒質と考えられる。このため境界要素法音場解析プログラムを、多媒質問題に適用できるよう修正することで、体積作用効果を示す吸音性音場の解析が可能となる。

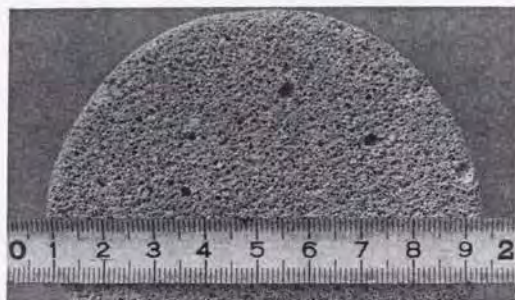


図 4.16: 発泡コンクリート

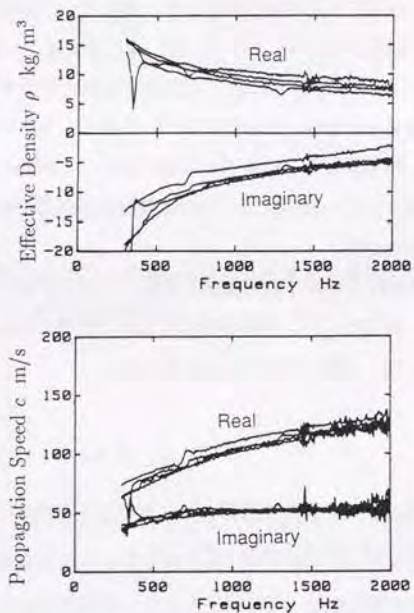


図 4.17: 発泡コンクリートの実効密度と伝播速度

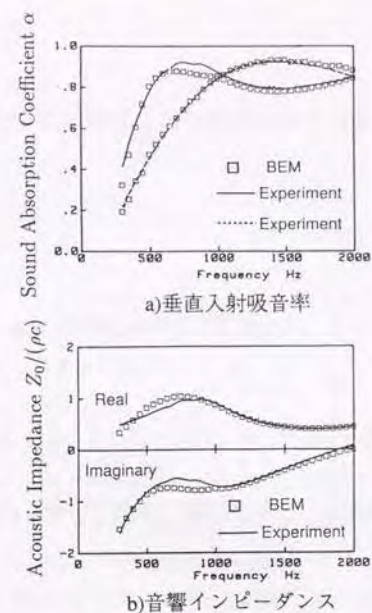
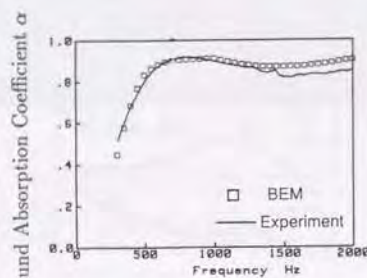
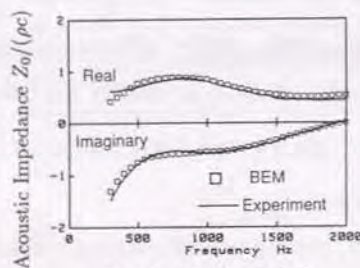


図 4.18: 多層吸音モデル 1 の吸音特性

2. 体積作用効果を示す吸音性音場の解析に、吸音材料の材料特性を表すデータとして "improved two-cavity 法" で測定した ρ, c を使用することができる。
3. 本手法を用いることで、吸音性閉音場の音響伝達特性を実用的精度で予測計算可能である。
4. 本手法を用いることで、吸音性音場の音響共鳴周波数や減衰比を実用的精度で予測計算可能である。
5. 本手法を用いることで、多層吸音材料の吸音率や音響インピーダンスを精度良く予測計算可能である。



a) 垂直入射吸音率



b) 音響インピーダンス

図 4.19: 多層吸音モデル 2 の吸音特性

第 5 章 粘弾性三層型制振梁の減衰特性に関する研究

5.1 緒言

本研究では、2 枚の鋼板の間に粘弾性体を挟んだ構造の、粘弾性三層型制振材料の振動特性を記述する方法について述べる。

粘弾性三層型制振梁 (以降、三層梁と略記) に関する最初の研究として、E. M. Kerwin、D. Ross、E. E. Ungar らは、両端が単純支持される三層梁の減衰特性を、複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ で表現するモデル (以降、RKU モデル [43] と略記) を提示している。また、R. A. Ditaranto[44] と、M. J. Mead と S. Markus[45] らは、任意の境界条件における三層梁の支配方程式が、厳密には 6 階の偏微分方程式 (以降、DTMM モデルと略記) で記述できることを示し、損失係数を与える計算式を導いている。一方損失係数を比較して、提案されたモデルの妥当性を検証する実験的な研究も、多数 [58, 60, 61, 62] 報告されている。しかし振動・騒音低減効果を求めるには、損失係数よりモビリティなどの周波数応答関数を求めることが有用である。

そこで本研究では、両端自由・中央加振支持される三層梁のモビリティ周波数応答関数が、RKU モデルで与えられる複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて、簡易的に表現できることを示す。このためまず始めに三層梁振動特性を一般的な形で表現できる DTMM モデルの定式手法を示す。次に境界条件が両端単純支持の場合には、DTMM モデルが RKU モデルに一致する事を示す。その後で両端自由・中央加振支持梁の運動方程式を、RKU モデルによる複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて表現し、駆動点モビリティを計算する。一方実験では始めに粘弾性体のせん断弾性係数の測定方法を示し、次に両端自由・中央加振支持梁の駆動点モビリティを測定して、計算値と実験値との比較を行う。

5.2 粘弾性三層型制振梁の減衰特性

5.2.1 Di'Tarant-Mead-Markus モデル

R. A. Ditaranto[44] と M. J. Mead and S. Markus[45] らは、各人が独自の手法で、三層梁の運動を記述する基礎式を導出している。そこで、まず始めに文献 [45, 46, 48] を参考に DTMM モデルの定式手法を整理する。

図 5.1 に示すように、各層の厚みがそれぞれ h_1, h_2, h_3 で、幅 b の三層梁を考える。上下の弾性梁の縦弾性係数を E_1, E_3 、中間層の粘弾性体の複素せん断弾性係数を $G_2(1 + j\eta_2)$ とする。三層梁の振動解析における前提条件を以下に示す。

1. 梁は三層が一体となって変形し、平面保持・直角保持の Euler-Bernoulli 梁の仮定を満たす。
2. 上下層の弾性梁は、中間層の粘弾性体と比べると十分に剛であり、 $E_1, E_3 \gg |G_2(1 + j\eta_2)|$ の関係が成立する。
3. 中間層の粘弾性体には、せん断力のみが作用する。
4. 慣性力は面外方向のみを考慮し、面内と回転方向は無視する。
5. 各層の間では滑りは発生しない。

図 5.2, 5.3 に示す様に梁の長手方向を x 軸、それぞれの梁の中立面に直交する方向を z_1, z_3 軸とする。上層と下層の梁の中立面における x 軸方向の変位を u_{10}, u_{30} とする。Euler-Bernoulli 梁の仮定より、梁の撓みは $w = w_1 = w_3$ となる。この時、中立面に直交する軸上の点 z_1, z_3 における x 軸方向の変位 u_1, u_3 は、梁理論より次式で与えられる。

$$u_1 = u_{10} - z_1 \frac{\partial w}{\partial x} \quad (5.1)$$

$$u_3 = u_{30} - z_3 \frac{\partial w}{\partial x} \quad (5.2)$$

前提条件 2 に示したように、上下層の梁の縦弾性係数は中間層の粘弾性体のせん断弾性係数に比べて十分に大きい。この時、上下の梁の中立面は各梁の中心線に等しいと考える

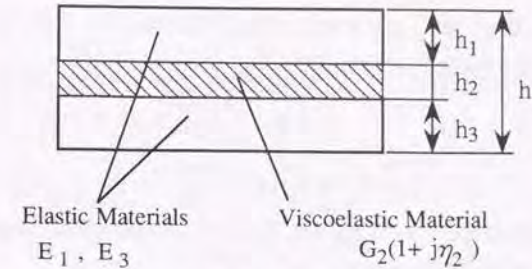


図 5.1: 三層梁の構成図

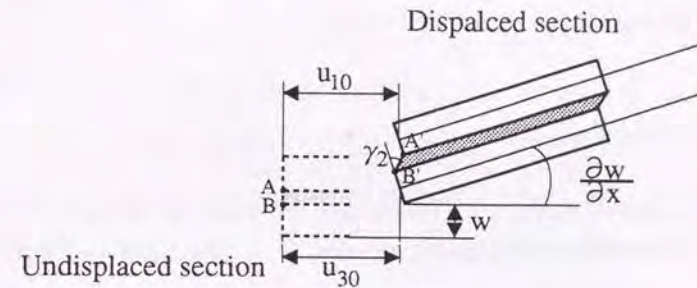


図 5.2: 三層梁の各層の変位

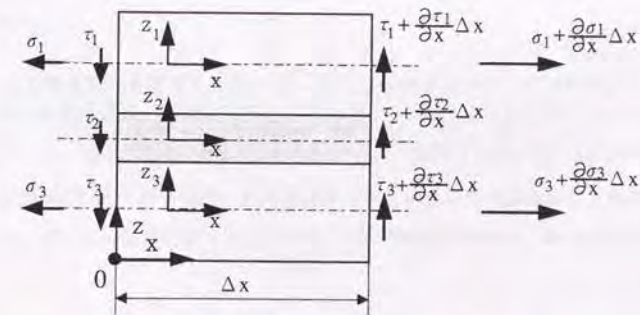


図 5.3: 三層梁の各層に働く応力

ことができる。従って図 5.2 に示す様に、上層梁の下面の点 A、および下層梁の上面の点 B における x 軸方向の変位は次式で表される。

$$u_A = u_{10} + \frac{h_1}{2} \frac{\partial w}{\partial x} \quad (5.3)$$

$$u_B = u_{30} - \frac{h_3}{2} \frac{\partial w}{\partial x} \quad (5.4)$$

次に応力と歪の関係を示す。上層の梁に働く x 軸方向の応力を σ_1 、歪を ε_1 、縦弾性係数を E_1 とすると次式の関係がある。

$$\sigma_1 = \varepsilon_1 E_1 \quad (5.5)$$

同様に下層の梁に働く応力 σ_3 は次式で表される。

$$\sigma_3 = \varepsilon_3 E_3 \quad (5.6)$$

中間層に働くせん断力 τ_2 は次式となる。

$$\tau_2 = G_2(1 + j\eta_2)\gamma_2 \quad (5.7)$$

また、歪と変位の関係式は以下となる。

$$\varepsilon_1 = \frac{\partial u_1}{\partial x} \quad (5.8)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{\partial u_3}{\partial x} \quad (5.9)$$

$$\gamma_2 = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \quad (5.10)$$

前提条件 3 を利用して、式 5.10 を変形し、式 5.3, 5.4 を代入すると次式を得る。

$$\gamma_2 = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{u_A - u_B}{h_2} = \frac{u_{10} - u_{30}}{h_2} + \left(1 + \frac{h_1 + h_3}{2h_2}\right) \frac{\partial w}{\partial x} \quad (5.11)$$

次に梁に働く応力の釣り合いを考える。前提条件 4 より、 x 軸方向の慣性力を無視すると、上下層の梁に働く応力の平衡方程式は、図 5.3 に示す微小要素 Δx に関して、次式で与えられる。

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial x} + \frac{\partial \tau_1}{\partial z_1} = 0 \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial \sigma_3}{\partial x} + \frac{\partial \tau_3}{\partial z_3} = 0 \quad (5.13)$$

上層の梁の平衡方程式を変形し、応力と歪の関係式 5.5、および歪と変位の関係式 5.8、梁の撓みと縦変位の式 5.1 を代入すると、次式を得る。

$$\frac{\partial \tau_1}{\partial z_1} = -\frac{\partial \sigma_1}{\partial x} = -E_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x} = -E_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} \quad (5.14)$$

$$= -E_1 \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} + z_1 E_1 \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (5.15)$$

上式を梁の上面 $z_1 = h_1/2$ ではせん断力が $\tau_1 = 0$ となることを考慮し、積分すると次式が得られる。

$$\tau_1 = E_1 \left(\frac{h_1}{2} - z_1 \right) \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} + E_1 \left(\frac{z_1^2}{2} - \frac{h_1^2}{8} \right) \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (5.16)$$

下層の梁に対しても、上層の梁と同様な操作を行うことにより次式を得る。

$$\tau_3 = -E_3 \left(\frac{h_3}{2} + z_3 \right) \frac{\partial^2 u_{30}}{\partial x^2} + E_3 \left(\frac{z_3^2}{2} - \frac{h_3^2}{8} \right) \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (5.17)$$

ところで、粘弾性層に働くせん断力と上層梁の下面 ($z_1 = -h_1/2$) 及び下層梁の上面 ($z_3 = h_3/2$) に働くせん断力とは等しい。このため次の関係式が成り立つ。

$$\tau_2 = G_2(1 + j\eta_2)\gamma_2 = E_1 h_1 \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} = -E_3 h_3 \frac{\partial^2 u_{30}}{\partial x^2} \quad (5.18)$$

これより、上下層の各梁の中立面における x 軸方向の変位 u_{10} と u_{30} との間には、次の関係が成り立つ。

$$u_{30} = -\frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} u_{10} \quad (5.19)$$

応力と変位の関係式を、上式の結果を利用して、 w と u_{10} とで表記する。 σ_1 は式 5.5、5.8、5.1 より、 σ_3 は式 5.6、5.9、5.2、5.19 より、 τ_1 はそのまま式 5.16 を、 τ_2 は式 5.7、5.11、5.19 より、 τ_3 は式 5.17、5.19 より、以下の関係式を得る。

$$\sigma_1 = E_1 \left(\frac{\partial u_{10}}{\partial x} - z_1 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \quad (5.20)$$

$$\sigma_3 = -E_3 \left(\frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \frac{\partial u_{10}}{\partial x} + z_3 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \quad (5.21)$$

$$\tau_1 = E_1 \left(\frac{h_1}{2} - z_1 \right) \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} + E_1 \left(\frac{z_1^2}{2} - \frac{h_1^2}{8} \right) \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (5.22)$$

$$\tau_2 = G_2(1 + j\eta_2) \left[\frac{u_{10}}{h_2} \left(1 + \frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \right) + \left(1 + \frac{h_1 + h_3}{2h_2} \right) \frac{\partial w}{\partial x} \right] \quad (5.23)$$

$$\tau_3 = E_3 \frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \left(\frac{h_3}{2} + z_3 \right) \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} + E_3 \left(\frac{z_3^2}{2} - \frac{h_3^2}{8} \right) \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (5.24)$$

続いて、図 5.3 に示した微小要素 Δx の z 軸方向の平衡方程式を考える。前提条件 4 より面外方向の慣性力を考え、各層の密度をそれぞれ、 ρ_1, ρ_2, ρ_3 とすると慣性力は、

$$(\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2 + \rho_3 h_3) \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} b \Delta x \quad (5.25)$$

一方、内力の和は、

$$\left(\int_{-h_1/2}^{h_1/2} \frac{\partial \tau_1}{\partial x} dz_1 + \int_{-h_2/2}^{h_2/2} \frac{\partial \tau_2}{\partial x} dz_2 + \int_{-h_3/2}^{h_3/2} \frac{\partial \tau_3}{\partial x} dz_3 \right) b \Delta x \quad (5.26)$$

これより、次式に示す z 軸方向の平衡方程式を得る。

$$\int_{-h_1/2}^{h_1/2} b \frac{\partial \tau_1}{\partial x} dz_1 + \int_{-h_2/2}^{h_2/2} b \frac{\partial \tau_2}{\partial x} dz_2 + \int_{-h_3/2}^{h_3/2} b \frac{\partial \tau_3}{\partial x} dz_3 - (\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2 + \rho_3 h_3) b \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \quad (5.27)$$

上式左辺の積分は、各層のせん断力を表す式 5.22, 5.23, 5.24 を代入して、それぞれ以下のように計算される。

$$\int_{-h_1/2}^{h_1/2} b \frac{\partial \tau_1}{\partial x} dz_1 = \frac{E_1 b h_1^2}{2} \frac{\partial^3 u_{10}}{\partial x^3} - \frac{E_1 b h_1^3}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \quad (5.28)$$

$$\int_{-h_2/2}^{h_2/2} b \frac{\partial \tau_2}{\partial x} dz_2 = G_2(1 + j\eta_2) b \left\{ \left(1 + \frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \right) \frac{\partial u_{10}}{\partial x} + \left(h_2 + \frac{h_1 + h_3}{2} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right\} \quad (5.29)$$

$$\int_{-h_3/2}^{h_3/2} b \frac{\partial \tau_3}{\partial x} dz_3 = \frac{E_1 b h_1 h_3}{2} \frac{\partial^3 u_{10}}{\partial x^3} - \frac{E_3 b h_3^3}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \quad (5.30)$$

これより最終的に z 軸方向の平衡方程式として次式を得る。

$$\frac{E_1 b h_1}{2} (h_1 + h_3) \frac{\partial^3 u_{10}}{\partial x^3} + G_2(1 + j\eta_2) b \left(1 + \frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \right) \frac{\partial u_{10}}{\partial x}$$

$$- \left(\frac{E_1 b h_1^3}{12} + \frac{E_3 b h_3^3}{12} \right) \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + G_2(1 + j\eta_2) b \left(h_2 + \frac{h_1 + h_3}{2} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - (\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2 + \rho_3 h_3) b \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \quad (5.31)$$

さらに、図 5.3 に示した微小要素 Δx の O 点回りの回転に関する平衡方程式を考える。前提条件 4 より、回転に関する慣性力を無視すると、微小要素 Δx に働く偶力は、要素右面に働く応力とせん断力とから次式で表される。

$$\int_{h_3+h_2}^{h_3+h_2+h_1} z \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} b dz + \int_0^{h_3} z \frac{\partial \sigma_3}{\partial x} b dz - \int_{h_3+h_2}^{h_3+h_2+h_1} \tau_1 b dz - \int_{h_3}^{h_3+h_2} \tau_2 b dz - \int_0^{h_3} \tau_3 b dz = 0 \quad (5.32)$$

上式左辺の積分は、各層の応力とせん断力とを表す式 5.20, 5.21, 5.22, 5.23, 5.24 を代入し、変数変換を行って、以下の結果を得る。

$$\int_{h_3+h_2}^{h_3+h_2+h_1} z \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} b dz = E_1 b \int_{-h_1/2}^{h_1/2} \left(z_1 + \frac{h_1}{2} + h_2 + h_3 \right) \left(\frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} - z_1 \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \right) dz_1 \quad (5.33)$$

$$= E_1 b h_1 \left(\frac{h_1}{2} + h_2 + h_3 \right) \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} - \frac{E_1 b h_1^3}{12} \frac{\partial^3 w}{\partial x^3}$$

$$\int_0^{h_3} z \frac{\partial \sigma_3}{\partial x} b dz = E_3 b \int_{-h_3/2}^{h_3/2} \left(z_3 + \frac{h_3}{2} \right) \left(-\frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} - z_3 \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \right) dz_3 \quad (5.34)$$

$$= -\frac{E_1 b h_1 h_3}{2} \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} - \frac{E_3 b h_3^3}{12} \frac{\partial^3 w}{\partial x^3}$$

$$\int_{h_3+h_2}^{h_3+h_2+h_1} \tau_1 b dz = b \int_{-h_1/2}^{h_1/2} \tau_1 dz_1 = \frac{E_1 b h_1^2}{2} \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} - \frac{E_1 b h_1^3}{12} \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (5.35)$$

$$\int_{h_3}^{h_3+h_2} \tau_2 b dz = b \int_{-h_2/2}^{h_2/2} \tau_2 dz_2 = G_2(1 + j\eta_2) b \left\{ u_{10} \left(1 + \frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \right) + \left(h_2 + \frac{h_1 + h_3}{2} \right) \frac{\partial w}{\partial x} \right\} \quad (5.36)$$

$$\int_0^{h_3} \tau_3 b dz = b \int_{-h_3/2}^{h_3/2} \tau_3 dz_3 = -\frac{E_3 b h_3^2}{2} \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} - \frac{E_3 b h_3^3}{12} \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (5.37)$$

以上をまとめると、 O 点回りの回転に関する平衡方程式が得られる。

$$E_1 b h_1 h_2 \frac{\partial^2 u_{10}}{\partial x^2} - G_2 (1 + j\eta_2) b \left\{ u_{10} \left(1 + \frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \right) + \left(h_2 + \frac{h_1 + h_3}{2} \right) \frac{\partial w}{\partial x} \right\} = 0 \quad (5.38)$$

ここで、次に示す記号を定義する。

$$D = \partial / \partial x \quad (5.39)$$

$$\bar{D} = \partial^2 / \partial t^2 \quad (5.40)$$

$$d = h_2 + \frac{h_1 + h_3}{2} \quad (5.41)$$

$$e = \frac{E_1 h_1}{E_3 h_3} \quad (5.42)$$

$$EI_{tot} = \frac{E_1 b h_1^3}{12} + \frac{E_3 b h_3^3}{12} \quad (5.43)$$

$$g_1 = \frac{G_2 (1 + j\eta_2)}{h_2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right) \quad (5.44)$$

$$g_2 = G_2 (1 + j\eta_2) b \quad (5.45)$$

$$\mu = (\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2 + \rho_3 h_3) b \quad (5.46)$$

$$Y = \frac{d^2 b}{EI_{tot} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right)} \quad (5.47)$$

これらの記号を用いて、式 5.31, 5.38 を整理すると次式を得る。

$$\begin{bmatrix} \frac{E_1 b h_1}{2} (h_1 + h_3) D^3 + g_2 (1 + e) D & -EI_{tot} D^4 + g_2 d D^2 - \mu \bar{D} \\ E_1 b h_1 h_2 D^2 - g_2 (1 + e) & -g_2 d D \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_{10} \\ w \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (5.48)$$

この式が、DTMM モデルを表す基礎方程式である。ちなみに、上式より u_{10} を消去すると w に関する 6 階の微分方程式が得られる。

$$EI_{tot} D^6 w - EI_{tot} g_1 (1 + Y) D^4 w + \mu D^2 \bar{w} - \mu g_1 \bar{w} = 0 \quad (5.49)$$

また、式 5.48 の第 2 行に $(h_1 + h_3)/2$ を乗じ、 x で微分した式を、第 1 行に h_2 を乗じた式から減ざると、上層梁の軸力を与える次式を得る。

$$E_1 b h_1 \frac{\partial u_{10}}{\partial x} = \frac{EI_{tot}}{g_1 d} \left\{ D^4 w - g_1 Y D^2 w + \frac{\mu}{EI_{tot}} \bar{D} w \right\} \quad (5.50)$$

更に、曲げモーメント M は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} M &= \int_0^{h_3} z \sigma_3 b dz + \int_{h_3+h_2}^{h_3+h_2+h_1} z \sigma_1 b dz = d E_1 b h_1 \frac{\partial u_{10}}{\partial x} - EI_{tot} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \\ &= \frac{EI_{tot}}{g_1} \left\{ D^4 w - g_1 (1 + Y) D^2 w + \frac{\mu}{EI_{tot}} \bar{D} w \right\} \end{aligned} \quad (5.51)$$

ところで撓み $w(x, t)$ を、減衰固有モード $W_n(x)$ と時間の関数 $T_n(t)$ との積と考える。

$$w = W_n(x) T_n(t) \quad (5.52)$$

ここで添え字 n は、第 n 次の減衰固有モードを意味する。この式を式 5.49 に代入して次式を得る。

$$\ddot{T}_n + \left\{ \frac{EI_{tot}}{\mu} \frac{W_n^{vi} - g_1 (1 + Y) W_n^{iv}}{W_n^{ii} - g_1 W_n} \right\} T_n = 0 \quad (5.53)$$

ところで、第 n 次の固有角振動数を ω_n 、損失係数を η_n とすると、一般的には T_n は次の様に表記することができる。

$$\ddot{T}_n + \omega_n^2 (1 + j\eta_n) T_n = 0 \quad (5.54)$$

式 5.53, 5.54 を変形して次式を得る。

$$W_n^{vi} - g_1 (1 + Y) W_n^{iv} - \omega_n^2 (1 + j\eta_n) \frac{\mu}{EI_{tot}} (W_n^{ii} - g_1 W_n) = 0 \quad (5.55)$$

5.2.2 両端単純支持条件における DTMM モデル

両端単純支持境界条件を与えて、DTMM モデルで記述された 6 階の梁の微分方程式を変形し、RKU モデルで定義される式と一致する事を示す。

両端単純支持境界条件は、軸力の式 5.50 と曲げモーメントの式 5.51 より以下の様に表される。

1. 両端の撓み変位が零

$$[W_n]_{end} = 0$$

2. 両端の曲げモーメントが零

$$\left[W_n^{iv} - g_1 (1 + Y) W_n^{ii} - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j\eta_n)}{EI_{tot}} W_n \right]_{end} = 0 \quad (5.56)$$

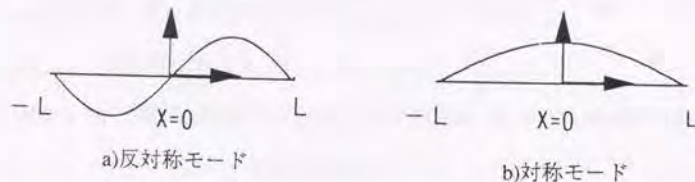


図 5.4: 境界条件

3. 両端の軸力が零

$$\left[W_n^{iv} - g_1 Y W_n^{ii} - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} W_n \right]_{end} = 0 \quad (5.57)$$

ところで、微分方程式 5.55 に対応する特性方程式の解を $\pm j k_1, \pm j k_2, \pm j k_3$ とすると、DTMM モデルにおける一般解は次式で表される。

$$W_n = A_1 \sin k_1 x + A_2 \sin k_2 x + A_3 \sin k_3 x + B_1 \cos k_1 x + B_2 \cos k_2 x + B_3 \cos k_3 x \quad (5.58)$$

上式を境界条件式に直接代入すると、未知変数 6 個の連立方程式を解くことになる。式の変形を簡略化するため、ここでは 3 個の正弦関数の和で表される反対称モードと、同じく 3 個の余弦関数の和で表される対称モードとに分けて考える。始めに反対称モードを求める。図 5.4a に示すように $x = L$ で撓み変位が零となることより、

$$A_1 \sin k_1 L + A_2 \sin k_2 L + A_3 \sin k_3 L = 0 \quad (5.59)$$

曲げモーメントの条件式 5.56 から、軸力の条件式 5.57 を減じると $W_n^{ii} = 0$ の関係式が得られる。故に、

$$k_1^2 A_1 \sin k_1 L + k_2^2 A_2 \sin k_2 L + k_3^2 A_3 \sin k_3 L = 0 \quad (5.60)$$

最後に $x = L$ で軸力が零となる条件式から

$$\left\{ k_1^4 + k_1^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \right\} A_1 \sin k_1 L \quad (5.61)$$

$$+ \left\{ k_2^4 + k_2^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \right\} A_2 \sin k_2 L \\ + \left\{ k_3^4 + k_3^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \right\} A_3 \sin k_3 L = 0$$

以上の結果を行列を用いて表すと次式を得る。

$$\begin{bmatrix} \sin k_1 L & \sin k_2 L & \sin k_3 L \\ k_1^2 \sin k_1 L & k_2^2 \sin k_2 L & k_3^2 \sin k_3 L \\ a_1 \sin k_1 L & a_2 \sin k_2 L & a_3 \sin k_3 L \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (5.62)$$

ただし

$$a_1 = k_1^4 + k_1^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \\ a_2 = k_2^4 + k_2^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \\ a_3 = k_3^4 + k_3^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}}$$

この連立 1 次方程式の行列式は次式となる。

$$(k_1 + k_2)(k_2 + k_3)(k_3 + k_1)(k_2 - k_1)(k_3 - k_2)(k_1 - k_3) \sin k_1 L \sin k_2 L \sin k_3 L = 0 \quad (5.63)$$

故に、 k は次式の条件を満たす。

$$k_1 L, k_2 L, k_3 L = n\pi$$

ここで n は整数を意味する。 k の値は実数となり、固有減衰モード W_n は実係数の正弦関数となる。

対称モードも全く同様に求めることができる。図 5.4b に示したように、 $x = L$ で撓み変位が零の条件より、

$$B_1 \cos k_1 L + B_2 \cos k_2 L + B_3 \cos k_3 L = 0 \quad (5.64)$$

曲げモーメントの条件から次式が得られる。

$$k_1^2 B_1 \cos k_1 L + k_2^2 B_2 \cos k_2 L + k_3^2 B_3 \cos k_3 L = 0 \quad (5.65)$$

最後に $x = L$ で軸力が零となる条件から

$$\begin{aligned} & \left\{ k_1^4 + k_1^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \right\} B_1 \cos k_1 L \\ & + \left\{ k_2^4 + k_2^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \right\} B_2 \cos k_2 L \\ & + \left\{ k_3^4 + k_3^2 g_1 Y - \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{EI_{tot}} \right\} B_3 \cos k_3 L = 0 \end{aligned} \quad (5.66)$$

故に行列式は次式となる。

$$(k_1 + k_2)(k_2 + k_3)(k_3 + k_1)(k_2 - k_1)(k_3 - k_2)(k_1 - k_3) \cos k_1 L \cos k_2 L \cos k_3 L = 0 \quad (5.67)$$

この場合も各 k の値は実数となり、固有減衰モードも実係数の余弦関数となる。

結局、両端単純支持条件における DTMM モデルの固有減衰モードは、実係数の正弦関数で表されるモードとなった。すなわち

$$W_n = \sin kx \quad (5.68)$$

この時、次の関係が成り立つ。

$$W_n^{vi} = -k^2 W_n^{iv}$$

$$W_n^{ii} = -k^2 W_n$$

この結果を方程式 5.55 に代入して次式を得る。

$$EI_{tot} \frac{k^2 + g_1(1+Y)}{k^2 + g_1} \frac{\partial^4 W_n}{\partial x^4} - \mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n) W_n = 0 \quad (5.69)$$

ここで、RKU モデルにおける表記との対応を図るため、記号 g を次式で定義する。

$$g = \frac{G_2}{k^2 h_2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right) \quad (5.70)$$

この時、 g_1 と g との間には次の関係が成り立つ。

$$g_1 = (1 + j \eta_2) k^2 g \quad (5.71)$$

この関係式を式 5.69 に代入し、変形を進めると次式を得る。

$$EI_{tot} \frac{1 + (1 + j \eta_2)(1 + Y)g}{1 + (1 + j \eta_2)g} \frac{\partial^4 W_n}{\partial x^4} - \mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n) W_n = 0$$

左辺第 1 項の分母の実数化を図り次式を得る。

$$EI_{tot} \frac{\{1 + g(2+Y) + g^2(1+Y)(1 + \eta_2^2)\} + j \eta_2 g Y}{1 + 2g + (1 + \eta_2^2)g^2} \frac{\partial^4 W_n}{\partial x^4} - \mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n) W_n = 0 \quad (5.72)$$

ここでは、RKU モデルを導いた文献 [40] に従い、三層梁の曲げ剛性を表す記号 $(EI)_0$ と三層梁の損失係数を表す記号 η_0 を次のように定義する。ただしこれらの式の導出方法は次章で示す。

$$(EI)_0 = EI_{tot} \frac{1 + g(2+Y) + g^2(1+Y)(1 + \eta_2^2)}{1 + 2g + (1 + \eta_2^2)g^2} \quad (5.73)$$

$$\eta_0 = \frac{\eta_2 g Y}{1 + g(2+Y) + g^2(1+Y)(1 + \eta_2^2)} \quad (5.74)$$

式 5.72 に、式 5.73, 5.74 を代入し次式を得る。

$$(EI)_0 (1 + j \eta_0) \frac{\partial^4 W_n}{\partial x^4} - \mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n) W_n = 0 \quad (5.75)$$

上式に式 5.68 を代入し変形して次式を得る。

$$[k^4 (EI)_0 (1 + j \eta_0) - \mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)] \sin kx = 0 \quad (5.76)$$

これより波数 k は次式を満たす必要がある。

$$k^4 = \frac{\mu \omega_n^2 (1 + j \eta_n)}{(EI)_0 (1 + j \eta_0)} \quad (5.77)$$

前述したように、 k は実数である。このため、RKU モデルにおける損失係数 η_0 と両端単純支持条件における DTMM モデルのモーダル損失係数 η_n とが等しくなる必要がある。すなわち、

$$\eta_n = \eta_0$$

この時、波数 k は次式となる。

$$k = \sqrt[4]{\frac{\mu \omega_n^2}{(EI)_0}} \quad (5.78)$$

結局、DTMM モデルを両端単純支持三層梁に適用すると、RKU モデルと同一の結果が得られることが分かる。

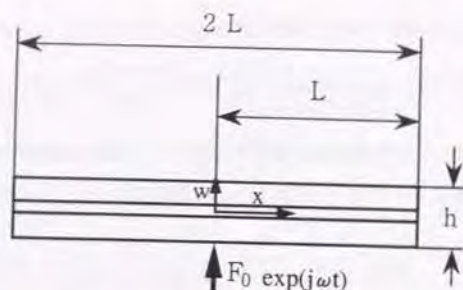


図 5.5: 中央を加振される三層梁

5.2.3 RKU モデルを利用した制振梁の強制振動応答解析

両端を単純支持された三層梁は、式 5.75 に示すように複素曲げ剛性を用いて表現することができた。それ以外の境界条件に関しては、DTMM モデルを用いて 6 階の偏微分方程式を解く必要がある。ここで図 5.5 に示すように、三層梁の中央に交番力 $F_0 \exp(j\omega t)$ の作用する長さ $2L$ の梁を考える。厳密には DTMM モデルを用いた解析が必要であるが、モード次数が高くなるに従い両端の境界条件が振動モードに及ぼす影響は小さくなり、正弦波関数モードに近づくと予想される。そこでこの梁の撓みの運動方程式を、複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて簡易的に表現する事を考える。

$$\mu \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + (EI)_0(1+j\eta_0) \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} = 0 \quad (5.79)$$

ここで μ は式 5.46 に示したように梁の単位長さ当たりの質量を表す。また減衰梁の複素波数 k_b は次式で定義する。

$$k_b = \sqrt[4]{\mu \frac{\omega^2}{(EI)_0(1+j\eta_0)}} \quad (5.80)$$

これらの変数を用いれば、変位 w の一般解は次式で表すことができる。

$$w = [A_1 \cosh k_b(x-L) + A_2 \cos k_b(x-L) + A_3 \sinh k_b(x-L) + A_4 \sin k_b(x-L)] \exp(j\omega t), \quad 0 \leq x \leq L \quad (5.81)$$

左右対称性を利用すると中央点 $x=0$ の境界条件として、傾きが零、すなわち

$$\frac{\partial w}{\partial x} = 0$$

加振力とせん断力の釣合から、

$$(EI)_0(1+j\eta_0) \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} = \frac{F_0}{2} \exp(j\omega t)$$

また自由端 $x=L$ では、曲げモーメントとせん断力が零であるから、

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0$$

$$\frac{\partial^3 w}{\partial x^3} = 0$$

上記境界条件式に式 5.81 を代入し、未定係数を求めると次式を得る。

$$A_1 = A_2 = \frac{F_0}{4EI_0(1+j\eta_0)k_b^3} \frac{-(\cosh k_b L + \cos k_b L)}{\sinh k_b L \cos k_b L + \cosh k_b L \sin k_b L} \quad (5.82)$$

$$A_3 = A_4 = \frac{F_0}{4EI_0(1+j\eta_0)k_b^3} \frac{-\sinh k_b L + \sin k_b L}{\sinh k_b L \cos k_b L + \cosh k_b L \sin k_b L} \quad (5.83)$$

5.3 三層梁の複素曲げ剛性の計算方法

5.3.1 中間層に用いる粘弾性体の複素せん断弾性係数

表 5.1 に、実験に使用した三層梁供試体の寸法を示す。本実験では、厚みの異なる 2 種類の三層梁を使用した。両三層梁とも、上下層には鋼板を、中間層にはポリアミド系の高分子材料を使用している。図 5.6 に、一例として雰囲気温度 20°C , 40°C における高分子材料の複素せん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ を示す。これらの特性は、動的粘弾性測定装置 RDS-II (レオメトリックス社) を用い、0.03 Hz から 80 Hz の周波数範囲の複素せん断弾性係数を複数の雰囲気温度下で測定し、時間-温度の重ね合わせ原理 [87] に従って合成曲線を作成した後、10 Hz から 2 kHz の周波数域に換算することにより得られている。

5.3.2 RKU モデルから求まる複素曲げ剛性

求められた粘弾性体のせん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ を、式 5.73, 5.74 に代入すると、三層梁の複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ が求まる。ここでは銅板の縦弾性係数 E との対比を図るため、便宜的に三層梁の縦弾性係数 E_0 を次式で定義する。ただし I_0 は三層梁の断面二次モーメントで $I_0 = b(h_1 + h_2 + h_3)^3/12$ である。

$$E_0 = \frac{(EI)_0}{I_0} \quad (5.84)$$

図 5.7 に、 20°C , 40°C における供試体 NO.1 の複素縦弾性係数 $E_0(1+j\eta_0)$ の計算例を示す。

5.4 強制振動応答解析の計算と実験との比較

5.4.1 実験装置

三層梁の加振実験に使用した装置の構成を図 5.8 に示す。温度制御可能な恒温槽内で、供試梁の中央を加振器でランダム加振し、力変換器で加振力 $F_0 N$ を、加速度センサで振動速度 $\dot{w} = \partial w / \partial t \text{ m/s}$ を検出する。検出した信号を 2 チャンネル高速フーリエ変換器に入力し、伝達モビリティの周波数応答関数 $20 \log(\dot{w}/F_0)$ を測定する。

表 5.1: 三層梁供試体の構成

Test piece	length 2L mm	width b mm	Thickness H ₁ , H ₂ , H ₃ mm	Modulus E ₁ =E ₂ Pa
NO.1	500	30	1.6, 0.055, 1.6	2.058 E12
NO.2	500	30	1.2, 0.05, 1.2	2.058 E12

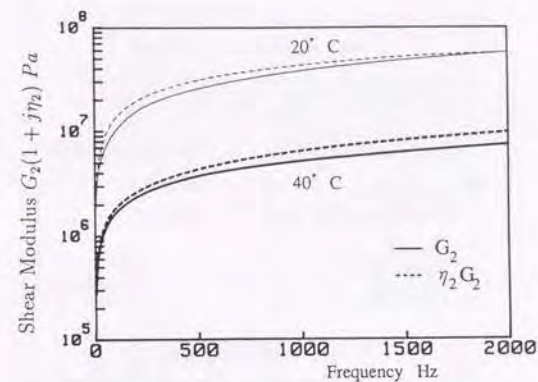


図 5.6: 粘弾性体の複素せん断弾性係数

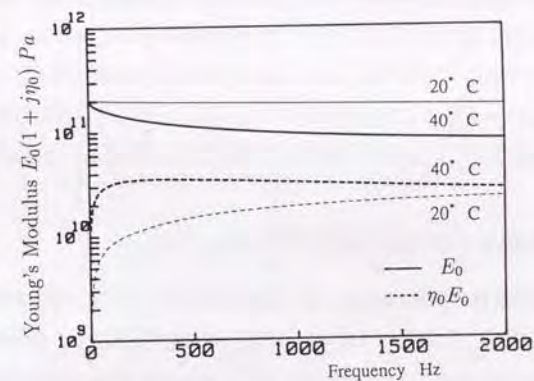


図 5.7: 三層梁の複素縦弾性係数

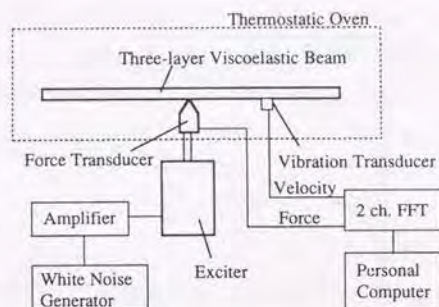


図 5.8: 実験装置の構成

5.4.2 供試体の切り出し方法

実験を始める前に供試体の切り出し方法を検討する。レーザ切断、シャーリング、水ジェット の 3 種類の切り出し方法で、表 1.1 に示した NO.1 供試体と同一形状の供試体を作成した。各供試体の中央点の駆動点モビリティを室温 (24°C) で測定し、図 1.9 に比較する。同図には、同一原板から切り出した各 3 サンプルの測定値を示しているが、レーザ切断の場合が最もばらつきが小さく、ついでシャーリング、水ジェットの順となっている。これより本論文の実験ではレーザ切断した供試体を用いている。ただしその後の研究でシャーリング後、端面を研磨仕上げした供試体も切り出し方法による固体差が小さい事を確認している。

5.4.3 両端自由・中央加振梁の駆動点モビリティ

三層梁の減衰性能は、雰囲気温度に大きく影響を受ける。そこで、雰囲気温度を 20°C , 30°C , 40°C , 50°C に設定し、三層梁の周波数応答関数の計算値と実験値との比較を試みる。

三層梁の応答計算では、始めに中間層に用いた粘弾性体の合成曲線より、各温度における粘弾性体の複素せん断弾性係数 (図 1.6) を求めた。次に求めた値を式 1.73, 1.74 に代入し、上下層が 1.6mm の鋼板で構成される供試体 NO.1 の複素縦弾性係数 $E_0(1 + j\eta_0)$ (図

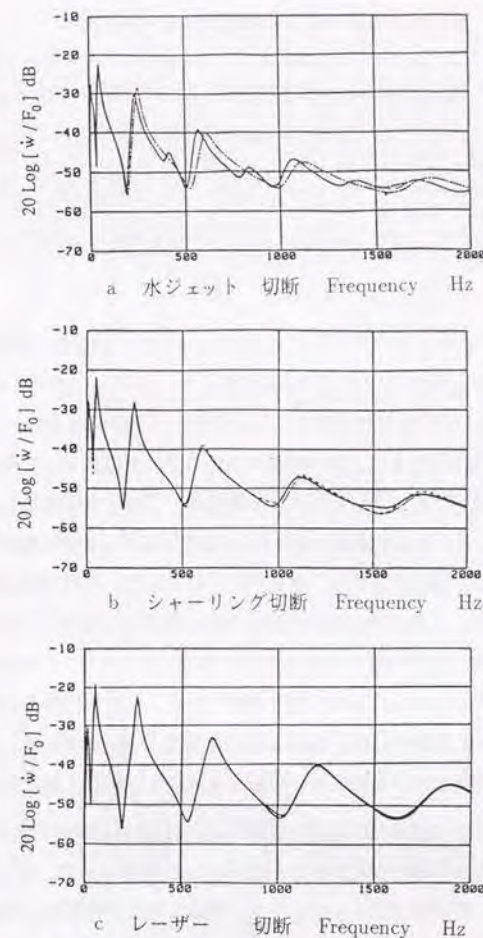


図 5.9: 切断方法と駆動点モビリティのばらつき

表 5.2: 供試体 NO.1 の損失係数と共振周波数

Mode No.	20℃				30℃				40℃				50℃			
	Frequency f/Hz		Loss factor η		Frequency f/Hz		Loss factor η		Frequency f/Hz		Loss factor η		Frequency f/Hz		Loss factor η	
	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.
1st.	68.4	68.7	0.036	0.058	66.6	67.4	0.087	0.12	63.5	65.6	0.16	0.20	58.5	60.3	0.24	0.29
2nd.	365	362	0.069	0.090	350	345	0.17	0.19	315	306	0.24	0.29	273	256	0.27	0.31
3rd.	893	871	0.097	0.12	846	807	0.22	0.24	723	681	0.28	0.33	614	568	0.25	0.25
4th.	1645	1554	0.12	0.14	1513	1385	0.26	0.26	1240	—	0.35	—	1072	997	0.24	0.22

5.7) を計算した。最後にその値を式 5.80, 5.81, 5.82, 5.83 に代入して、三層梁中央点の駆動点モビリティ周波数応答関数 $20 \log(\dot{w}/F_0)$ を計算した。図 5.10 に、20℃, 30℃, 40℃, 50℃ 各温度における応答関数の計算結果を示す。また図 5.11 に実験結果を示す。本供試体には、10 Hz から 2 kHz の周波数範囲に 4 個の共振点があるが、温度によって共振周波数と共振振幅とが強く影響されていることが分かる。計算値は、このような特徴も含めて全体の傾向を非常に良く予測していると言える。表 5.2 に各温度における共振周波数の計算値と実験値とを比較する。一般に制振鋼板では、温度が高くなるに従い共振周波数が、低周波数側に移動する傾向がある。このため共振周波数の予測が重要であるが、本結果では各温度・各共振モードとも、8% 以内の誤差で共振周波数が予測されていることが分かる。また計算から求まる共振振幅と実験的に得られた共振振幅とから、三層梁の損失係数を半値幅法で読み取り比較したが、損失係数も概略 30% 以内の誤差で予測されている。共振周波数に較べると損失係数の予測精度は少し劣るが、実用上は問題ない精度と言える。

上下の鋼板厚が 1.2mm の供試体 NO.2 にたいしても同様な比較を行った。図 5.12 に駆動点モビリティ周波数応答関数の計算値を、図 5.13 に実験値を示す。表 5.3 に共振周波数と損失係数とを示す。供試体 NO.2 に対しても、同様な精度で粘弾性三層梁の動特性を予測できていると言える。

普通鋼板から制振鋼板に置換する時の振動低減量を予測する目的で、中央を加振した普通鋼板梁と三層梁との周波数応答関数の比較を試みた。上下層が 1.2mm の鋼板で構成される供試体 NO.2 を、40℃ の雰囲気温度下で加振して得られた中央点の駆動点モビリティ

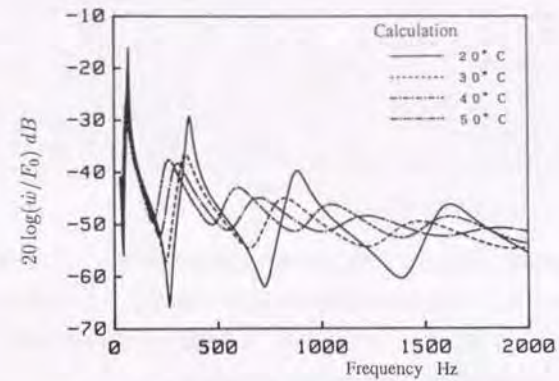


図 5.10: 供試体 NO.1 駆動点モビリティ計算値

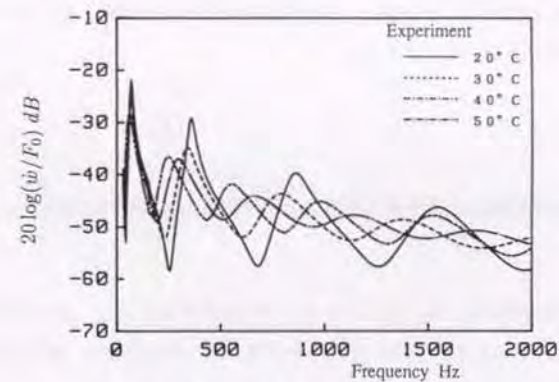


図 5.11: 供試体 NO.1 駆動点モビリティ実験値

表 5.3: 供試体 NO.2 の損失係数と共振周波数

	20℃				30℃				40℃				50℃			
Mode No.	Frequency f/Hz		Loss factor η		Frequency f/Hz		Loss factor η		Frequency f/Hz		Loss factor η		Frequency f/Hz		Loss factor η	
	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.
1st.	51.7	51.4	0.029	0.023	50.6	50.1	0.071	0.068	48.7	49.0	0.14	0.12	45.7	46.4	0.22	0.20
2nd.	276	276	0.056	0.056	267	265	0.15	0.15	246	238	0.22	0.28	216	209	0.27	0.32
3rd.	678	666	0.081	0.094	652	639	0.20	0.19	571	541	0.27	0.35	487	461	0.27	0.31
4th.	1250	1220	0.10	0.12	1180	1140	0.23	0.23	990	—	0.34	—	843	790	0.26	0.30

周波数応答関数を図 5.14 に示す。同図で実線は三層梁の実験値を、□は計算値を表している。一方、破線は厚さ 2.4mm の普通鋼板製一様梁の実験値を、△は計算値を表している。計算値と実験値とは非常に良く一致しており、普通鋼板梁を三層梁に置換したときの振動特性の変化を、本提案の手法で計算可能なことが分かる。

5.4.4 両端自由・中央加振梁の伝達モビリティ

また図 5.15 に、同梁の中央点の加振力と梁の自由端の振動速度との伝達モビリティ周波数応答関数を比較する。この場合も、普通鋼板を制振鋼板に置換したときの振動特性の変化を、良く予測できていると言える。

5.5 結言

2 枚の鋼板の間に粘弾性体を挟んだ構造の制振鋼板の減衰特性に関して、以下の事を明らかにした。

1. 三層梁の振動特性に関し DTMM モデルの定式手法を示し、境界条件として両端単純支持条件を与えると RKU モデルから導かれる振動特性に一致する事を示した。
2. 両端自由・中央加振支持梁の運動方程式を RKU モデルで導かれた複素曲げ剛性を利用して記述し、駆動点モビリティを計算する式を導いた。

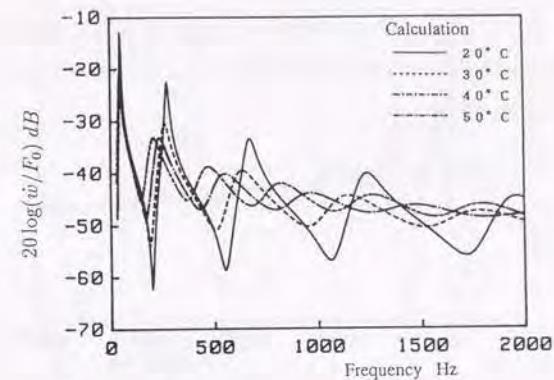


図 5.12: 供試体 NO.2 駆動点モビリティ計算値

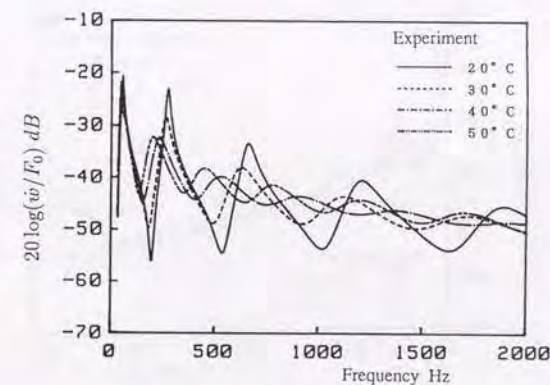


図 5.13: 供試体 NO.2 駆動点モビリティ実験値

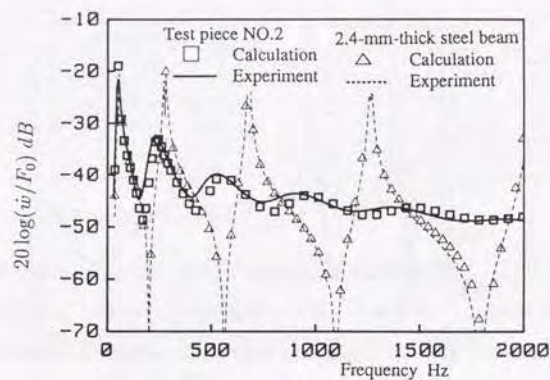


図 5.14: 普通鋼板梁と制振鋼板梁との比較 ($x = 0$)

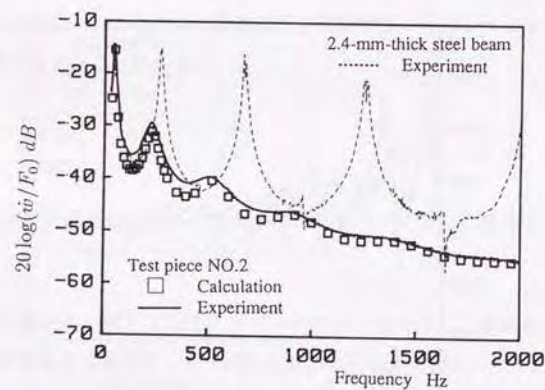


図 5.15: 普通鋼板梁と制振鋼板梁との比較 ($x = L$)

3. 駆動点モビリティ周波数応答関数の計算値と実験値とを比較して良好な一致性を確認した。
4. 両端単純支持条件を前提に導かれた RKU モデルの複素曲げ剛性が、一例だけではあるが、他の境界条件に対しても工学上有用な精度で減衰特性を表現できる事を示した。

第 6 章 望ましい粘弾性体特性に関する考察

6.1 緒言

前章では両端自由で中央を加振支持される三層梁の振動が、RKU モデルで与えられる複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて記述できることを示した。ところで制振鋼板の減衰性能は、その構造からも推測されるように、中間層に用いられる粘弾性体の特性に大きく左右される。このため制振鋼板メーカーでは、高性能な粘弾性体の開発に力を注いでいる。しかし望ましい粘弾性体特性に関する指針が明確な形では公表されていないため、粘弾性体開発には、新しい粘弾性体の試作、制振鋼板三層梁供試体の作製、減衰性能評価実験、の 3 つの段階を踏む必要がある。当然ではあるが、粘弾性体試作品の可否は第 3 段階まで進まないことには判断できない。このため開発に時間を要し、その短縮が望まれている。

そこで本研究では、粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ と三層梁の損失係数 η_0 との関係を検討し、粘弾性体に望まれる特性を明確にすることで、開発指針の提示を試みる。このため、まず始めに歪エネルギーに着目して RKU モデルを導く。次に、RKU モデルを利用した数値実験により、粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ の望ましい G_2 の大きさや、望ましい粘弾性体損失係数 η_2 の範囲、望ましい周波数特性を示す。続いて経験的に得られている三層梁損失係数の周波数依存性や温度依存性に対し、粘弾性体特性の観点から解釈を試みる。

6.2 歪エネルギーに着目した RKU モデルの定式

本章では文献 [67] を参考に、一体となって振動する長さ $2L$ の三層梁の曲げ歪エネルギーが、上下層の弾性梁の縦歪エネルギーと曲げ歪エネルギー、および中間層の粘弾性体のせん断歪エネルギーの和に等しくなることを利用して、三層梁の複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を導く。

前章に示した三層梁の図 5.1, 5.2 を参考に、上層の梁に生じる歪エネルギー W_1 を考える。

梁の幅を b 、長さを $2L$ 、板厚を h_1 とすると W_1 は次式の積分で計算することができる。

$$W_1 = \int_{-L}^L \int_{-h_1/2}^{h_1/2} \frac{1}{2} \sigma_1 \varepsilon_1 dz_1 b dx \quad (6.1)$$

上式に応力と変位の関係式 5.5 を代入し、積分を実行して次式を得る。

$$W_1 = \int_{-L}^L \left\{ \frac{1}{2} E_1 b h_1 \left(\frac{\partial u_{10}}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} E_1 I_1 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right)^2 \right\} dx \quad (6.2)$$

同様な操作により、下層の梁に生じる歪エネルギー W_3 は次式で与えられる。

$$W_3 = \int_{-L}^L \left\{ \frac{1}{2} E_3 b h_3 \left(\frac{\partial u_{30}}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} E_3 I_3 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right)^2 \right\} dx \quad (6.3)$$

式 6.2 と式 6.3 の右辺第 1 項は梁の縦歪エネルギー W_e を、第 2 項は梁の曲げ歪エネルギー W_b を表している。ただし、 I_1, I_3 は上下層の梁の断面 2 次モーメントを意味し、 $I_1 = b h_1^3 / 12$ 、 $I_3 = b h_3^3 / 12$ である。また粘弾性層に生じるせん断歪エネルギー W_2 は次式で表される。

$$W_2 = \int_{-L}^L \frac{1}{2} h_2 G_2 (1 + j\eta_2) (\gamma_2)^2 dx \quad (6.4)$$

最後に三層梁の曲げ歪エネルギー W_0 を考える。三層梁が一体となって曲げ振動することから、梁の複素曲げ剛性 $(EI)_0(1 + j\eta_0)$ を用いると W_0 は次式で与えることができる。

$$W_0 = \int_{-L}^L \frac{1}{2} (EI)_0 (1 + j\eta_0) \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right)^2 dx \quad (6.5)$$

ただし添え字 0 は三層梁を意味している。ここで W_0 は各層に生じる歪エネルギーの和に等しいと考え次式を得る。

$$W_0 = W_1 + W_2 + W_3 \quad (6.6)$$

ところで三層梁が波長 λ の正弦波モードで曲げ振動する時、撓み w は波数 $k = 2\pi/\lambda$ を用いて次式で表すことができる。

$$w = C_0 \sin kx \quad (6.7)$$

この時、変位 u_{10}, u_{30}, γ_2 も同一の波長の正弦波モードで振動すると考えられる。ただし前章に示した式 5.1, 5.2, 5.10 から、それぞれの振動モードは撓み w を 1 階微分した関数と考えられ、次式で表される。

$$u_{10} = C_1 \cos kx \quad (6.8)$$

$$\gamma_2 = C_2 \cos kx \quad (6.9)$$

$$u_{30} = C_3 \cos kx \quad (6.10)$$

式 6.7-6.10 を式 6.2-6.5 に代入し、変形すると次式を得る。

$$W_1 = \frac{1}{2} (k^2 E_1 b h_1 C_1^2 + k^4 E_1 I_1 C_0^2) \int_{-L}^L \sin^2 kx dx \quad (6.11)$$

$$W_3 = \frac{1}{2} (k^2 E_3 b h_3 C_3^2 + k^4 E_3 I_3 C_0^2) \int_{-L}^L \sin^2 kx dx \quad (6.12)$$

$$W_2 = \frac{1}{2} b h_2 G_2 (1 + j\eta_2) C_2^2 \int_{-L}^L \cos^2 kx dx \quad (6.13)$$

$$W_0 = \frac{1}{2} k^4 (EI)_0 (1 + j\eta_0) C_0^2 \int_{-L}^L \sin^2 kx dx \quad (6.14)$$

ここで梁の長さ方向の積分を計算する。

$$I_1 = \int_{-L}^L \sin^2 kx dx = \left[\frac{1}{2} \left(x - \frac{\sin 2kx}{2k} \right) \right]_{-L}^L \quad (6.15)$$

$$I_2 = \int_{-L}^L \cos^2 kx dx = \left[\frac{1}{2} \left(x + \frac{\sin 2kx}{2k} \right) \right]_{-L}^L \quad (6.16)$$

ところで撓みの振動モードは正弦波であり両端で零となるため、長さ $2L$ と波長 λ の間には次の関係式が成立する。

$$2L = n\lambda/2 \quad \text{ただし } n \text{ は自然数} \quad (6.17)$$

この値を代入すると式 6.15, 6.16 の積分は最終的に次式となる。

$$I_1 = I_2 = L \quad (6.18)$$

式 6.6 に、式 6.11-6.14 および式 6.18 を代入して次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} k^4 (EI)_0 (1 + j\eta_0) C_0^2 &= \frac{1}{2} k^4 (E_1 I_1 + E_3 I_3) C_0^2 \\ &+ \frac{1}{2} k^2 (E_1 b h_1 C_1^2 + E_3 b h_3 C_3^2) + \frac{1}{2} b h_2 G_2 (1 + j\eta_2) C_2^2 \end{aligned} \quad (6.19)$$

次に前章で導いた関係式を利用して C_1, C_2, C_3 を C_0 で表すことを考える。式 5.11 に式 6.7-6.10 を代入し、変形して次式を得る。

$$h_2 C_2 = C_1 - C_3 + dk C_0 \quad (6.20)$$

また式 5.18 に式 6.8-6.10 を代入して以下の式を得る。

$$-k^2 E_1 h_1 C_1 = G_2(1+j\eta_2)C_2 \quad (6.21)$$

$$k^2 E_3 h_3 C_3 = G_2(1+j\eta_2)C_2 \quad (6.22)$$

両結果を式 6.20 に代入すると次式を得る。

$$\left[h_2 + \frac{G_2(1+j\eta_2)}{k^2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right) \right] C_2 = dkC_0 \quad (6.23)$$

式 6.19 に式 6.21-6.23 を代入して変形すると歪エネルギーに関する次の等式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{k^4}{2} (EI)_0 (1+j\eta_0) C_0^2 &= \frac{k^4}{2} (E_1 I_1 + E_3 I_3) C_0^2 \\ &+ \frac{k^4}{2} d^2 b C_0^2 \frac{G_2(1+j\eta_2)}{k^2 h_2} \left[\frac{1 + \frac{G_2(1+j\eta_2)}{k^2 h_2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right)}{1 + \frac{G_2(1+j\eta_2)}{k^2 h_2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right)} \right]^2 \end{aligned} \quad (6.24)$$

ここで、 g および Y を次のように定義する。

$$g = \frac{G_2}{k^2 h_2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right) \quad (6.25)$$

$$Y = \frac{d^2 b}{(E_1 I_1 + E_3 I_3) \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right)} \quad (6.26)$$

式 6.24 は g および Y を用いると次の様に変形される。

$$\begin{aligned} (EI)_0 (1+j\eta_0) &= (E_1 I_1 + E_3 I_3) + \frac{d^2 b}{\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3}} \frac{(1+j\eta_2)g}{1 + (1+j\eta_2)g} \\ &= (E_1 I_1 + E_3 I_3) \left[1 + Y \frac{g + (1+\eta_2^2)g^2 + j\eta_2 g}{1 + 2g + (1+\eta_2^2)g^2} \right] \end{aligned} \quad (6.27)$$

これより三層梁の曲げ剛性の大きさは、上式の実数部を変形して次式で与えられる。

$$\begin{aligned} (EI)_0 &= (E_1 I_1 + E_3 I_3) \left[1 + Y \frac{g + (1+\eta_2^2)g^2}{1 + 2g + (1+\eta_2^2)g^2} \right] \\ &= (E_1 I_1 + E_3 I_3) \frac{1 + (2+Y)g + (1+\eta_2^2)(1+Y)g^2}{1 + 2g + (1+\eta_2^2)g^2} \end{aligned} \quad (6.28)$$

また三層梁の損失係数 η_0 は、虚数部を変形して次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \frac{E_1 I_1 + E_3 I_3}{(EI)_0} \frac{\eta_2 Y g}{1 + 2g + (1+\eta_2^2)g^2} \\ &= \frac{\eta_2 Y g}{1 + (2+Y)g + (1+\eta_2^2)(1+Y)g^2} \end{aligned} \quad (6.29)$$

以上の結果は、両端単純支持三層梁に DTMM モデルを適用して求めた前章の結果と完全に一致している。ただし波長定数 k は、前章にも示したように求めた三層梁の曲げ剛性 $(EI)_0$ と単位長さ当たりの三層梁の質量 μ とを用いて、次式で定義される。

$$k = \sqrt[4]{\frac{\mu \omega^2}{(EI)_0}}$$

6.3 粘弾性体の望ましい特性に関する数値実験

粘弾性体のせん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ をパラメータにとり、制振鋼板三層梁の損失係数 η_0 の挙動を数値実験により検討する。ただし数値実験に際しては、せん断弾性係数以外の諸量は制振鋼板の一般性を失わない範囲で $h_1 = h_3 = 1\text{mm}$, $h_2 = 0.1\text{mm}$, $E_1 = E_3 = 206\text{GPa}$ に設定した。

6.3.1 せん断弾性係数の大きさ

ここではせん断弾性係数の大きさを変化させて三層梁の損失係数の挙動を調べる。せん断弾性係数の大きさは $G_2 = 10^5, 10^6, 10^7\text{Pa}$ の 3 ケースとし、粘弾性体の損失係数は $\eta_2 = 1$ に固定した。式 6.29 を用いて各ケースの三層梁の損失係数 η_0 を計算し、結果を図 6.1 に示す。同図より損失係数 η_0 が周波数に対して極大値を示すこと、その周波数が G_2 の大きさに比例して変化すること、極大値は 3 ケースとも同じであることが読み取れる。そこで損失係数を与える式 6.29 を検討する。同式を周波数に関する変数 g で偏微分すると次式を得る。

$$\frac{\partial \eta_0}{\partial g} = \frac{\eta_2 Y \{1 - (1+Y)(1+\eta_2^2)g^2\}}{\{1 + (2+Y)g + (1+\eta_2^2)(1+Y)g^2\}^2} \quad (6.30)$$

同式より g が次式を満たす時 η_0 が極大値を示すことが分かる。

$$g = 1/\sqrt{(1+Y)(1+\eta_2^2)} \quad (6.31)$$

上式に g の定義式 6.25、および式 6.2 を代入し変形して次式を得る。

$$\omega = \frac{G_2}{h_2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3} \right) \sqrt{\frac{(1+Y)(1+\eta_2^2)(EI)_0}{\mu}} \quad (6.32)$$

上式から、損失係数 η_0 が周波数に対して極大値を示すこと、極大値を示す周波数が G_2 と比例関係にあることが理解できる。

これより制振鋼板用粘弾性体のせん断弾性係数に関しては、一つの目安として G_2 の値を $10^6 \leq G_2 \leq 10^7 Pa$ の範囲に設定することで、可聴周波数域に損失係数の極大値をもたらすことができる。

ちなみに三層梁の曲げ振動エネルギー W_0 は、鋼板層の曲げ振動エネルギー W_b と縦振動エネルギー W_e 及び粘弾性体のせん断変形エネルギー $W_s (= W_2)$ との和であった。そこで上述した損失係数の挙動を歪エネルギーの観点から検討する。式 6.24において、左辺は三層梁の曲げ振動エネルギーを、右辺第 1 項は上下層の梁の曲げ振動エネルギーを、右辺第 2 項の [] 内の第 1 項は中間層のせん断歪エネルギーを、[] 内の第 2 項は上下層の梁の縦振動エネルギーを表している。このため三層梁の曲げ振動エネルギー W_0 に対する各エネルギーの比率は次式で表される。

$$\frac{W_b}{W_0} = \frac{E_1 I_1 + E_3 I_3}{(EI)_0(1+j\eta_0)} \quad (6.33)$$

$$\frac{W_e}{W_0} = Y \frac{E_1 I_1 + E_3 I_3}{(EI)_0(1+j\eta_0)} \left[\frac{(1+j\eta_2)g}{1+(1+j\eta_2)g} \right]^2 \quad (6.34)$$

$$\frac{W_s}{W_0} = Y \frac{E_1 I_1 + E_3 I_3}{(EI)_0(1+j\eta_0)} \frac{(1+j\eta_2)g}{[1+(1+j\eta_2)g]^2} \quad (6.35)$$

図 6.2 に $G_2 = 10^7 Pa$ の場合における各エネルギーの比率 $|W_b/W_0|$ 、 $|W_e/W_0|$ 、 $|W_s/W_0|$ を示す。低周波数域では、せん断歪エネルギーの比率が零に、曲げ振動の比率と縦振動の比率は一定値に収束している。この挙動は次のように解釈することができる。すなわち周波数が小さくなると、波長定数 k の定義式 6.2 より $k \rightarrow 0$ となる。続いて g の定義式 6.25 より $g \rightarrow \infty$ となる。この時、式 6.28、6.29 の極限操作を行うと、三層梁の複素曲げ剛性は次式となる。

$$(EI)_0(1+j\eta_0) \rightarrow (E_1 I_1 + E_3 I_3)(1+Y)$$

この結果、曲げ振動エネルギーの比率は式 6.33 より $W_b/W_0 \rightarrow 1/(1+Y)$ 、縦振動エネルギーの比率は式 6.34 より $W_e/W_0 \rightarrow Y/(1+Y)$ 、せん断歪の比率は式 6.35 より $W_s/W_0 \rightarrow 0$ となることが分かる。

次に図 6.2 に示す高周波数域では曲げ振動の比率が高まり、せん断歪の比率と縦振動の比率が低下する。すなわち周波数が高くなると $g \rightarrow 0$ となる。この時、三層梁の複素曲げ剛性は $(EI)_0(1+j\eta_0) \rightarrow (E_1 I_1 + E_3 I_3)$ となる。この結果、曲げ振動エネルギーの比率は $W_b/W_0 \rightarrow 1$ 、縦振動エネルギーの比率は $W_e/W_0 \rightarrow 0$ 、せん断歪の比率は $W_s/W_0 \rightarrow 0$ となる。

一方三層梁の損失係数が極大値を示す周波数近傍では、減少傾向にある縦振動エネルギーと増加傾向にある曲げ振動エネルギーとがバランスし、せん断歪の比率が高くなっていることが分かる。

6.3.2 せん断弾性係数の損失係数

次にせん断弾性係数の損失係数 η_2 の大きさを変化させ三層梁の損失係数 η_0 の挙動を調べる。せん断弾性係数の絶対値を $G_2 \sqrt{1+(\eta_2)^2} = 10^7 Pa$ に固定し、損失係数の値を $\eta_2 = 0.01, 0.1, 1, 10, 100$ と変化させた時の損失係数の計算値を図 6.3 に示す。同図より、損失係数が極大値を示す周波数が一定であること、損失係数の極大値は η_2 の増加につれて増大するが、その大きさには限界があること、 $\eta_2 \leq 1$ の範囲では、損失係数 η_0 は η_2 にほぼ比例して増加することなどが読み取れる。

次にこれらの傾向の原因を考察する。極大値を示す周波数が一定であることに関しては、式 6.32 に複素せん断弾性係数の絶対値が一定である条件を代入すると、 ω が η_2 とは無関係になることから理解される。損失係数の極大値は、式 6.31 を式 6.29 に代入して次式で与えられる。

$$\eta_0 = \frac{\eta_2 Y}{2\sqrt{(1+Y)(1+\eta_2^2)} + 2 + Y} \quad (6.36)$$

同式で、 $\eta_2 \rightarrow \infty$ とする時 $\eta_0 \rightarrow Y/(2\sqrt{1+Y})$ となり損失係数には上限があることが分か

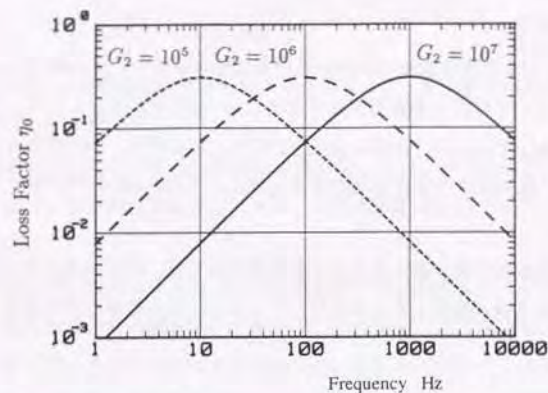


図 6.1: せん断弾性係数 G の大きさと三層梁の損失係数 η_0 の関係

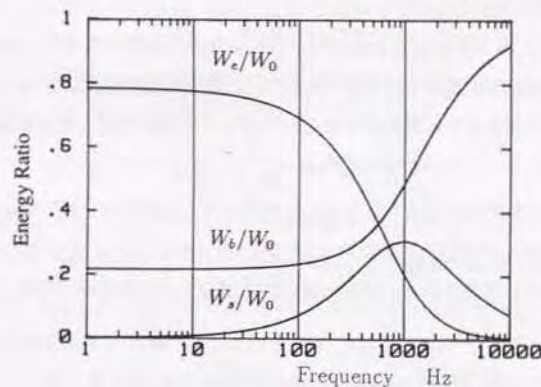


図 6.2: 三層梁の振動エネルギーの比率

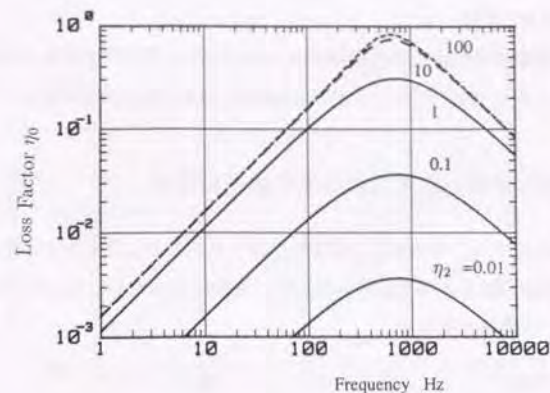


図 6.3: 粘弾性体の η_2 と三層梁の η_0 の関係

る。また $\eta_2 \ll 1$ では損失係数は次式となり η_0 が η_2 に比例することが分かる。

$$\eta_0 = \frac{\eta_2 Y}{2\sqrt{(1+Y)+2+Y}}$$

通常、損失係数が 0.05 あれば制振材料と見なされる。この事も勘案し粘弾性体の損失係数の目安として最低 $1 \leq \eta_2$ を満足すれば、制振銅板として充分高い損失係数を持つと判断できる。

6.3.3 せん断弾性係数の周波数特性

最後にせん断弾性係数を周波数の関数と考え、損失係数 η_0 の挙動を調べる。図 6.4 に示すように $f = 1000 \text{ Hz}$ で $G_2(1+j\eta_2) = (1+j)10^7 \text{ Pa}$ を通過するべき乗関数 $G_2(1+j\eta_2) = (1+j)(f/1000)^\alpha \times 10^7 \text{ Pa}$ を考える。指数 α を 0, 0.5, 1, 1.5, 2 と変化させた時の損失係数の計算値を図 6.5 に示す。同図より $\alpha = 1$ の場合、三層梁の損失係数が周波数によらず一定となることが分かる。これは式 6.25 中の k^2 が、せん断弾性係数の周波数特性と相殺され、周波数に依存する項が無くなったためである。図 6.6 に、この時の振動エネルギーの比率

を示す。鋼板層の曲げと縦振動、及び粘弾性層のせん断変形とも周波数に関係なく一定となる様子が示されている。

せん断弾性係数の周波数特性に関しては、周波数の1次関数となることが理想である。このため指数 α が1に近づくほど広範な周波数域で高い損失係数が実現できる。

6.4 粘弾性体特性と三層梁の損失係数との関係

実際に使用されている粘弾性体の特性を例示して、前述した指針との整合性を調べる。またこれまで制振鋼板梁の損失係数に関して、経験的に求められている温度依存性や周波数依存性について考察を加える。

6.4.1 実在する粘弾性体の複素せん断弾性係数

図 6.7 に、酢酸ビニル系粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2(1 + j\eta_2)$ を示す。これらの特性は前章と同様に動的粘弾性測定装置 RDS-II(レオメトリックス社)を用い、0.03 Hz から 80 Hz の周波数範囲の複素せん断弾性係数を複数の雰囲気温度下で測定し、時間-温度の重ね合わせ原理に従って合成曲線を作成した後 1 Hz から 10 kHz の周波数域の値を示した。同図より、せん断弾性係数の大きさは周波数と温度とにより異なるが、20°C では 100 Hz から数 kHz の可聴周波数域で 10^6 Pa から 10^7 Pa 前後であること、損失係数 η_2 はほぼ $1 \leq \eta_2 \leq 2$ の範囲にあること、せん断弾性係数が周波数の関数となっており指数 α はおよそ 0.3 であることなどが読み取れる。これらの特性は、前述した制振鋼板用の粘弾性体に望まれる特性をほぼ満足していると言える。

6.4.2 三層梁損失係数の温度依存性

図 6.8 に複数の雰囲気温度下で測定した制振鋼板の損失係数を示す。同図では損失係数は 20°C で最も大きくなっており、この温度域では損失係数は周波数によらずほぼ一定の値を、それより低温側では周波数軸に対して右上がりの傾向を、高温側では周波数軸に対して右下がりの傾向を示す。この経験的に導かれた法則は、せん断弾性係数の大きさと損

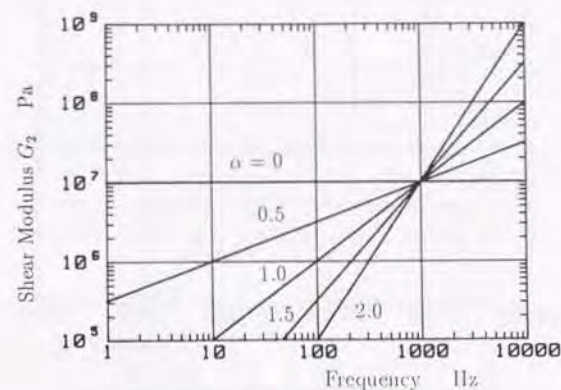


図 6.4: せん断弾性係数の周波数特性

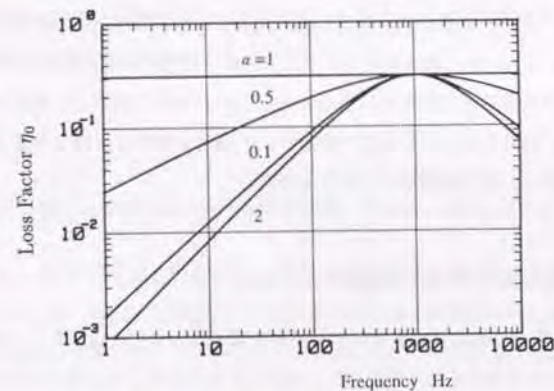


図 6.5: 指数 α と損失係数 η_0 の関係

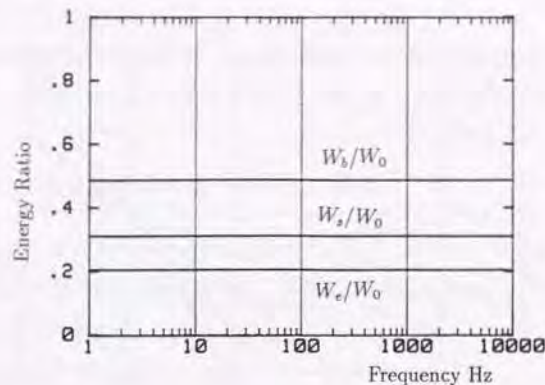


図 6.6: 三層梁の振動エネルギーの比率

損失係数との関係を示す図 6.1 を参考にして理解することができる。即ち図 6.7 に示したように、粘弾性体のせん断弾性係数は温度によって変化し、必ずしも $\alpha = 1$ ではない。このためある周波数域で損失係数を極大とするせん断弾性係数の値が存在し、それを実現する最適温度も存在する。その温度では損失係数が極大値となるため、周波数軸に対する傾きは零に近くなる。これに対し最適温度より低温側では、必然的にせん断弾性係数が剛となり、極大値を示す周波数は高周波数側に移動する。このため損失係数は、対象とする周波数域では周波数軸に対して右上がりの傾向を示す。一方高温側では、極大値を示す周波数は低周波数側に移動し、損失係数は右下がりとなる。

6.4.3 三層梁損失係数の周波数依存性

図 6.9 に制振鋼板の損失係数を複数の周波数で測定し、横軸に温度をとり整理した。同図で 250 Hz における損失係数は温度 20°C で極大値を示すが、周波数が高くなるに従い極大値を示す温度は低温側に移動している。この傾向も、図 6.1 を参考にして説明することができる。即ち、あるせん断弾性係数の値 G_2 とそれより剛であるせん断弾性係数の値 G_2' と

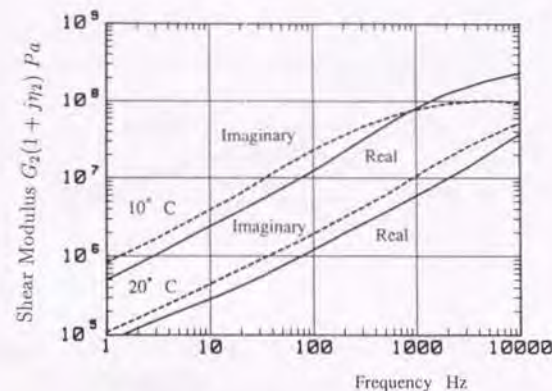


図 6.7: 種々の温度における複素せん断弾性係数

では、損失係数が極大値を示す周波数は必ず後者の方が大きくなる。また粘弾性体は温度が低下すると必ず剛となる傾向にある。このため、ある周波数において損失係数が温度に対して極大値を示すと、それより高い周波数域で損失係数が極大となるためには剛な粘弾性体、即ち低温で粘弾性体を使用することになる。このことは、周波数が高くなるに従い、極大値を示す温度が低温に移動することを意味している。

6.5 結言

制振鋼板用の粘弾性体の特性を、RKU モデルを用いて検討し以下のことを明らかにした。

1. 粘弾性体のせん断弾性係数の大きさは、制振鋼板の損失係数が極大値を示す周波数と密接に関係する。制振鋼板の場合、可聴周波数域に損失係数の極大値を設定するには複素せん断弾性係数の値として 10^6 から 10^7 Pa が一つの目安となる。
2. 粘弾性体の損失係数は、制振鋼板の損失係数の大きさと関係する。最低 $1 \leq \eta_2$ を満たせば、制振鋼板として充分高い損失係数を実現可能である。

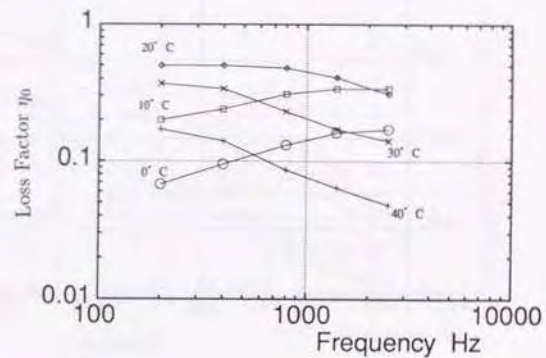


図 6.8: 損失係数 η_0 の温度依存性

3. 粘弾性体のせん断弾性係数の周波数特性は、制振鋼板の損失係数の平坦度と関連する。せん断弾性係数の大きさが周波数に比例する場合には、損失係数は周波数に関係せず一定となる。
4. 実際に使用されている制振鋼板用粘弾性体の特性が、上記指針に合致していることを確認した。
5. 実際の制振鋼板の損失係数が示す温度依存性や周波数依存性は、粘弾性体のせん断弾性係数の大きさと損失係数の挙動とから説明することができる。

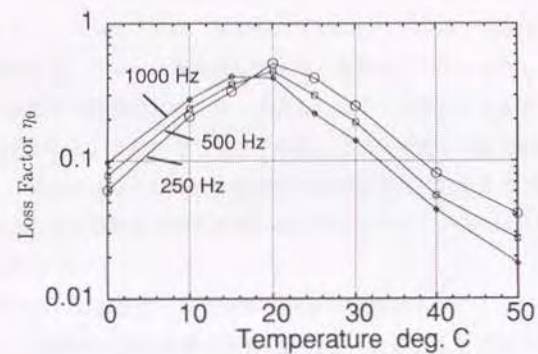


図 6.9: 損失係数 η_0 の周波数依存性

第 7 章 制振梁の減衰性能測定法に関する研究

7.1 緒言

第 5 章では RKU モデルから定まる複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて、両端自由・中央加振支持梁のモビリティを計算し、実験値と比較して両者が良好に一致することを示した。本章ではこの問題の逆問題を考え、駆動点モビリティを測定することで制振材料の減衰特性を同定する手法について述べる。

制振材料の減衰性能測定には、通常片持ち梁法 [70, 72, 73] や機械インピーダンス法 [75] などが用いられる。これらの方法は、基本的には供試梁の共振点近傍の振動測定データから損失係数を算出する。このため離散的な周波数で損失係数が測定されることになり、広範な周波数域で減衰性能を得るためには、多数の試験片を用意してさまざまな共振周波数で実験を行う必要がある。また片持ち梁法で測定した損失係数と共振周波数とから複素曲げ剛性を求め、三層梁中間層の粘弾性体特性を計算する手法 [73] が提案されている。しかし減衰の無い場合の梁の振動方程式を基に曲げ剛性を求めているため、適用範囲に制限があると思われる。

そこで本研究では、両端自由・中央加振支持梁の駆動点におけるモビリティ周波数応答関数を測定し、連続的な周波数域で三層梁の運動方程式を満たすように複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を同定する手法を提案する。次に同定した複素曲げ剛性の値から三層梁中間層に用いた粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ を算出する。これらの結果を従来法による測定値と比較して本手法の適用範囲を検討する。

7.2 測定理論

7.2.1 両端自由中央加振梁の駆動点モビリティ

図 7.1 に示すように、構造減衰 $E(1+j\eta)$ を有する長さ $2L$ の両端自由梁が中央を $F_0 \exp(j\omega t)$ で加振される問題を考える。梁の駆動点におけるモビリティは、第 5 章で導いた式 5.81-5.83

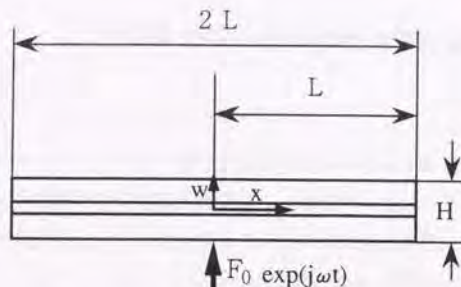


図 7.1: 中央を加振される制振梁

に $x=0$ を代入して次式で与えられる。

$$\frac{\dot{w}}{F_0} = \frac{-j\omega}{2EI(1+j\eta)k_b^3} \frac{1 + \cosh k_b L \cos k_b L}{\sinh k_b L \cos k_b L + \cosh k_b L \sin k_b L} \quad (7.1)$$

ただし波数 k_b は式 5.80 を参考に次式で与えられる。

$$k_b = \sqrt[4]{\frac{\mu\omega^2}{EI(1+j\eta)}} \quad (7.2)$$

ここで μ は単位長さ当たりの梁の質量、 I は断面 2 次モーメントで、梁の厚みを H 、梁の幅を b とすると $I = bH^3/12$ である。また三層梁の場合には $H = h_1 + h_2 + h_3$ 、 $I_0 = b(h_1 + h_2 + h_3)^3/12$ の関係があり、曲げ変形における三層梁の縦弾性係数を便宜的に E_0 で表すと $E_0 = (EI)_0/I_0$ となる。

7.2.2 複素曲げ剛性の求値アルゴリズム

損失係数 η と縦弾性係数 E とに初期値を与え、式 7.1 に代入してモビリティ \dot{w}/F_0 を計算する。その値が実験で求めた \dot{w}/F_0 に十分近づくように η と E とを求値するアルゴリズムを考える。

まず始めに複素平面上的 \dot{w}/F_0 の挙動を例示する。長さ $2L = 500\text{mm}$ 、幅 $b = 30\text{mm}$ 、厚さ $H = 2.4\text{mm}$ の梁を想定し、 η と E の値を適当に変化させる時、複素平面上的 \dot{w}/F_0

の挙動を図 7.2, 7.3 に示す。図 7.2 は周波数 $f = 100\text{Hz}$ において、損失係数を一定 ($\eta = 0.01, 0.1, 0.3, 0.5$) とし、縦弾性係数を $5 \times 10^{10} \text{Pa} \leq E \leq 2 \times 10^{11} \text{Pa}$ の範囲で変化させた時の軌跡と、縦弾性係数を一定 ($E = 5, 10, 15, 20 \times 10^{10} \text{Pa}$) とし、損失係数を $0.01 \leq \eta \leq 0.5$ の範囲で変化させた時の軌跡とを示している。また図 7.3 は、周波数 $f = 500\text{Hz}$ における同様の軌跡を示している。両図から \dot{w}/F_0 が η と E に対し連続的に変化している様子が理解される。そこで図 7.4a に示すように $E-\eta$ 複素平面上で、損失係数 η の初期範囲を $\eta_{\min} \leq \eta \leq \eta_{\max}$ 、縦弾性係数 E の初期範囲を $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$ とする四角形領域 $\square Q_1 Q_2 Q_3 Q_4$ を考える。式 7.1 に従って四角形領域 $\square Q_1 Q_2 Q_3 Q_4$ を \dot{w}/F_0 複素平面上に写像し $\square Q'_1 Q'_2 Q'_3 Q'_4$ (図 7.4b) を得る。同図で点 O' は実験で求めた駆動点モビリティ \dot{w}/F_0 を表している。初期四角形 $\square Q_1 Q_2 Q_3 Q_4$ の選択が適当であれば、点 O' は四角形領域 $\square Q'_1 Q'_2 Q'_3 Q'_4$ 内に存在する。この時 $\square Q_1 Q_2 Q_3 Q_4$ の各辺の中点を R_1, R_2, R_3, R_4 、四角形の中心を R_0 とすると、式 7.1 より $R'_1, R'_2, R'_3, R'_4, R'_0$ が定まり、新たに 4 つの四角形 $\square Q'_1 R'_1 R'_0 R'_4$ 、 $\square R'_1 Q'_2 R'_2 R'_0$ 、 $\square R'_0 R'_2 Q'_3 R'_3$ 、 $\square R'_3 R'_4 Q'_4 R'_0$ が得られる。この中で点 O' を含む四角形を求め、その四角形を構成する η と E とを新たな $\eta_{\min}, \eta_{\max}, E_{\min}, E_{\max}$ とする。同様な操作を次式に示すように四角形領域の大きさが収束判定値 δ より小さくなるまで繰り返す。

$$\max\{(\eta_{\max} - \eta_{\min})/\eta_{\min}, (E_{\max} - E_{\min})/E_{\min}\} \leq \delta \quad (7.3)$$

以上の操作を各周波数ごとに繰り返し、供試梁の η と E とを連続的な周波数域で同定する。なお第 2 番目以降の周波数に関しては、例えば前回の周波数における同定値の $1/2$ 倍と 2 倍とを初期範囲にとり計算を行うことで、繰り返し計算回数を少なくする事ができる。上述した求値アルゴリズムを図 7.5 に示す。

7.2.3 数値実験

求値アルゴリズムの動作を確認するため数値実験を実施する。縦弾性係数を $E = (1 - 0.45f/1000) \times 10^{11} \text{Pa}$ 、損失係数を $\eta = 0.1 + 0.15f/1000$ と仮定し、この値を式 7.1 に代入して駆動点モビリティ \dot{w}/F_0 を計算する。この計算値 \dot{w}/F_0 に対し、求値アルゴリズムを作用させ η と E とを同定する。同定結果を図 7.6, 7.7 に示す。同図で一点鎖線は η と

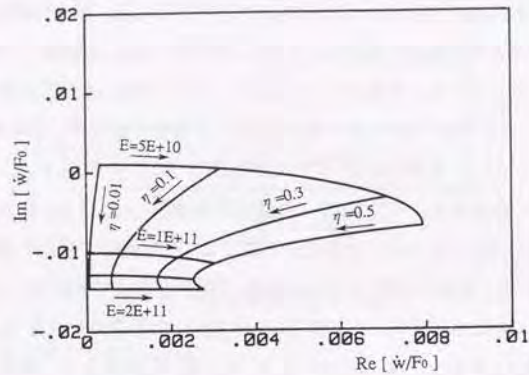


図 7.2: 駆動点モビリティ \dot{w}/F_0 の軌跡 ($f = 100 \text{ Hz}$ の場合)

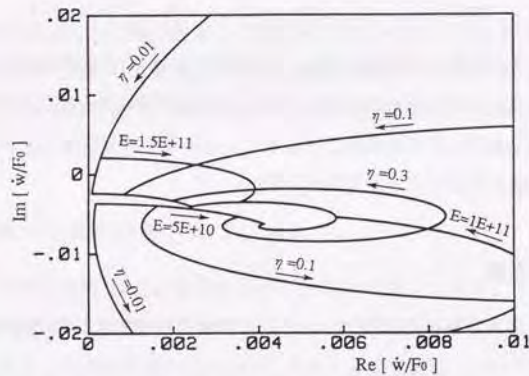


図 7.3: 駆動点モビリティ \dot{w}/F_0 の軌跡 ($f = 500 \text{ Hz}$ の場合)

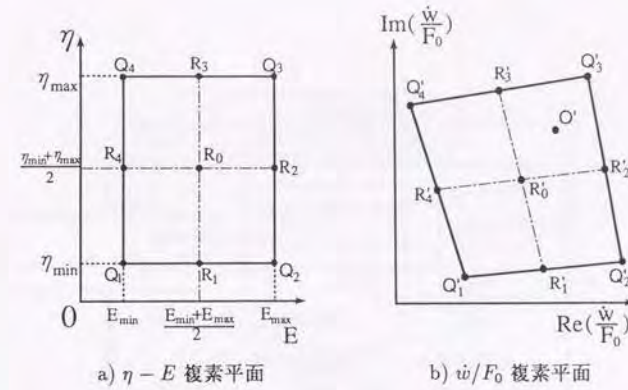


図 7.4: 複素平面間の写像

E の目標値を、実線は収束判定値を $\delta = 0.05$ とした時の同定値を表している。両図より η と E とが充分精度良く求まっており、アルゴリズムが正常に動作していることが分かる。

7.2.4 複素せん断弾性係数の計算式

三層梁に対しては、上記手法により複素曲げ剛性 $(EI)_0(1 + j\eta_0)$ が求まると、RKU モデルを利用して粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2(1 + j\eta_2)$ を計算することができる。すなわち複素曲げ剛性を表す式 6.27 を変形して次式を得る。

$$(1 + j\eta_2)g = \frac{(EI)_0(1 + j\eta_0) - 1}{Y + \{(EI)_0(1 + j\eta_0) - 1\}} \quad (7.4)$$

上式に g の定義式 6.25 および k の定義式 6.2 を代入し変形して次式を得る。

$$G_2(1 + j\eta_2) = \frac{\omega h_2}{\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_3 h_3}} \frac{(EI)_0(1 + j\eta_0) - 1}{Y + \{(EI)_0(1 + j\eta_0) - 1\}} \sqrt{\frac{\mu}{(EI)_0}} \quad (7.5)$$

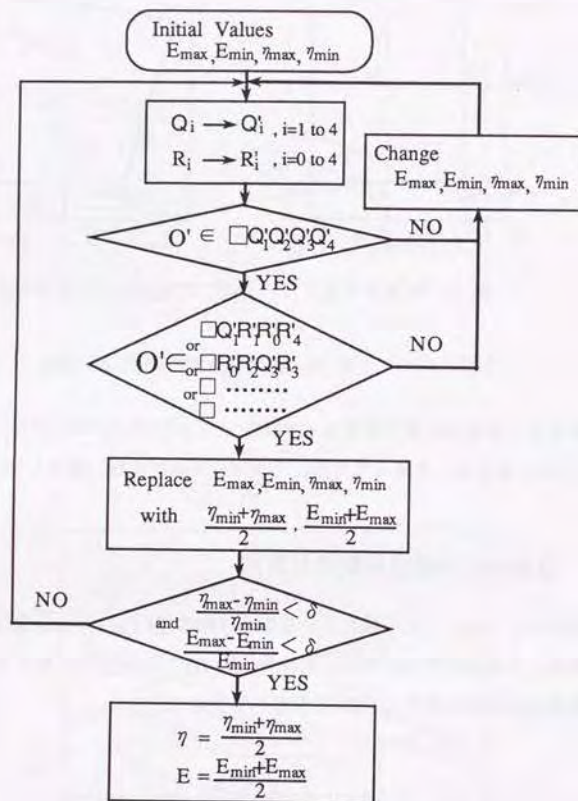


図 7.5: 求値アルゴリズムの流れ図

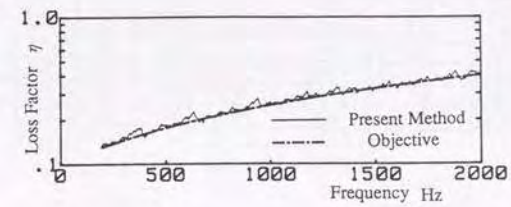


図 7.6: 数値実験による η の同定結果

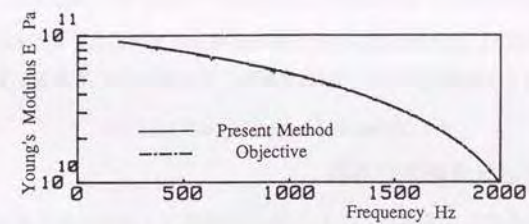


図 7.7: 数値実験による E の同定結果

表 7.1: 三層梁供試体の形状および構成

Test piece	Viscoelastic Material	Length	Thickness	Width	Young's modulus $E_1=E_3$ GPa
		2L mm	$H_1=H_3, H_2$ mm	b mm	
NO.1	A	500	1.6, 0.055	30	205.8
NO.2	A	500	1.2, 0.050	30	205.8
NO.3	B	200	1.2, 0.070	30	205.8
NO.4	B	300	1.2, 0.070	30	205.8
NO.5	B	500	1.2, 0.070	30	205.8
NO.6	B	600	1.2, 0.070	30	205.8

7.3 粘弾性三層型制振梁への適用

7.3.1 供試体と実験装置

表 7.1 に実験に用いた三層梁を示す。中間層の粘弾性体は A および B の 2 種類で、上下の弾性梁は鋼板からなる都合 6 種類の三層梁を使用した。図 7.8 に実験装置の構成を示す。実験は恒温槽内で行い、供試梁の中央を加振器で正弦波掃引加振した。この時、加振力 $F_0 N$ を力変換器で、振動速度 $\dot{w} m/s$ を加速度センサで検出し、2 チャンネル高速フーリエ変換器を利用して駆動点モビリティの周波数応答関数 \dot{w}/F_0 を測定した。

7.3.2 三層梁の複素縦弾性係数

雰囲気温度 $10^\circ C$ と $30^\circ C$ とにおける供試梁 NO.1 のモビリティ周波数応答関数 $20 \log[\dot{w}/F_0]$ の測定結果を図 7.9 に示す。同結果から同定した損失係数 η を図 7.10 に示す。同図で実線は本提案による同定値を、○は周波数応答関数における第 3 次、5 次、7 次の共振周波数とその半値幅周波数とから算出した従来法による損失係数を示している。また図 7.11 に縦弾性係数 $(EI)_0/I_0$ を示す。実線は本提案による同定値を、○は従来法による値を示してい

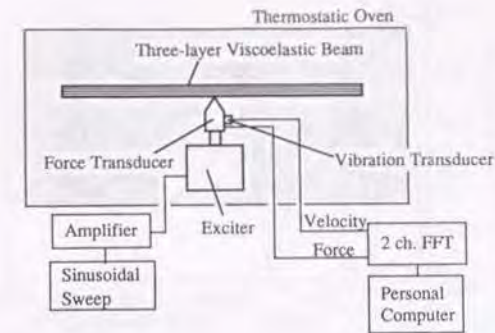


図 7.8: 実験装置の構成

る。ただし従来法では減衰の無い梁を想定しており、次式に波数 k'_b と共振角周波数 ω とを代入して E を算出している。

$$k'_b = \sqrt{\frac{4\mu\omega^2}{EI}} \quad (7.6)$$

ここで波数 k'_b は、以下に示す両端自由梁の振動数方程式を解いて求めている。

$$\sinh k'_b L \cos k'_b L + \cosh k'_b L \sin k'_b L = 0 \quad (7.7)$$

両図より供試梁の損失係数 η と縦弾性係数 E とが、本手法により連続した周波数で求められること、及び共振周波数においては従来法による値と一致していることがわかる。

図 7.12, 7.13 に $40^\circ C$ と $60^\circ C$ とにおける供試梁 NO.5 の損失係数を示す。同梁に対して共振周波数においては、本提案の同定値と従来法による測定値とは、良く一致していると言える。

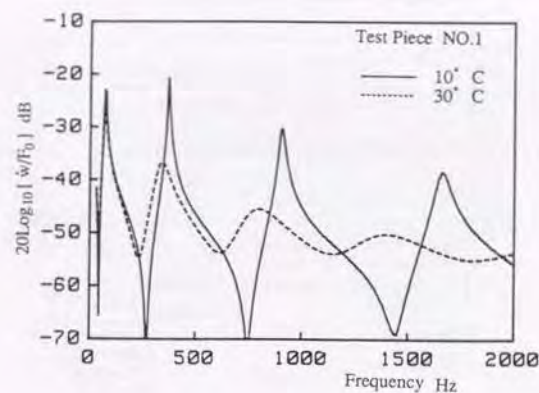


図 7.9: 供試梁 NO.1 の駆動点モビリティ

7.3.3 粘弾性体の複素せん断弾性係数

次に共振周波数以外の周波数における測定値の良否を判断するために、同定した三層梁の $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を式 7.5 に代入して、中間層に用いた粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ を計算した。図 7.14 に 30°C における粘弾性体 A の複素せん断弾性係数を示す。同図で細線は図 7.10, 7.11 に示した η と E の同定値から算出した値を表している。比較のため、3, 5, 7 次共振周波数における値を○で表している。一方、太線は動的粘弾性測定装置 RDS-II(レオメトリックス社)を用い、粘弾性体単体の試料片から求めた値を表している。両測定結果は、共振周波数近傍においては良く一致しているが、それ以外の周波数においては差異が見受けられる。そこで以後は、共振周波数近傍に限って議論を進める。図 7.15 に $10^\circ, 30^\circ, 50^\circ\text{C}$ における粘弾性体 A の複素せん断弾性係数を示す。同図で Δ , ∇ は鋼板厚 1.2 mm の供試梁 NO.1 から求めた複素せん断弾性係数の実数部 G_2 と虚数部 $\eta_2 G_2$ とを表している。一方、 \square , \diamond は鋼板厚 1.6 mm の供試梁 NO.2 から求めた G_2 と $\eta_2 G_2$ とを表している。また実線と破線は、それぞれ RDS-II で求めた G_2 と $\eta_2 G_2$ とを表している。温度の違いによりせん断弾性係数が約 10 倍近く変化する様子や 10°C では 400

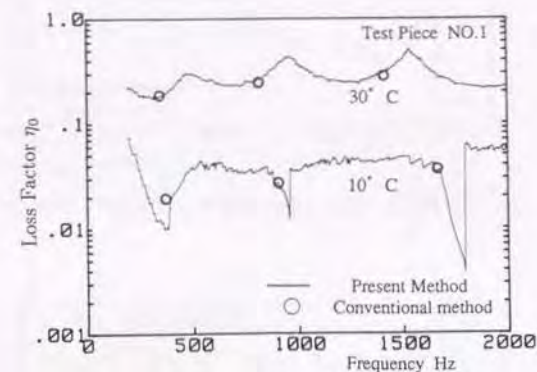


図 7.10: 供試梁 NO.1 の損失係数同定結果

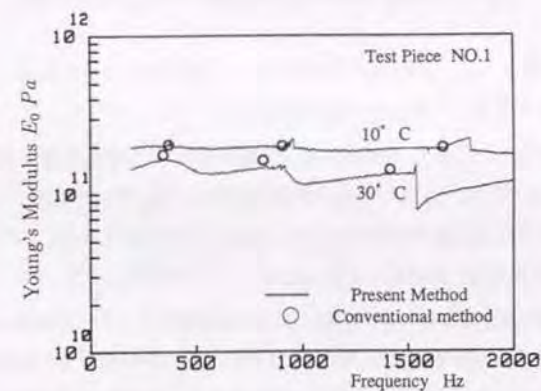


図 7.11: 供試梁 NO.1 の縦弾性係数同定結果

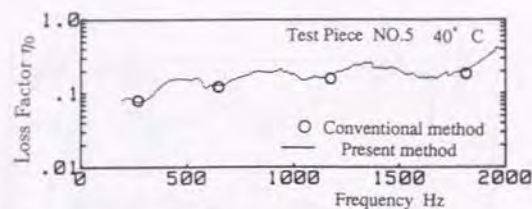


図 7.12: 供試梁 NO.5 の損失係数同定結果 (40°C の場合)

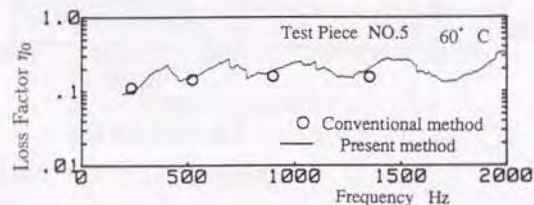


図 7.13: 供試梁 NO.5 の損失係数同定結果 (60°C の場合)

Hz 以上の周波数で $\eta_2 G_2 \leq G_2$ となる様子など、本手法による同定結果と RDS-II 測定結果との傾向はかなり良く一致していると言える。

図 7.16 に 20°C, 40°C, 60°C 各温度における粘弾性体 B のせん断弾性係数実数部 G_2 を示す。同図で Δ , ∇ , \square , \circ はそれぞれ梁長さが 200, 300, 500, 600mm の各供試梁から算出した値を表している。算出された G_2 は、横軸を対数表示すると、供試梁長さに左右されことなく各温度毎にほぼ同一曲線上にあることがわかる。

そこで周波数-温度重ね合わせの原理に従い、各温度のデータを対数表示した周波数軸上で平行移動して合成曲線を作成し、50°C における粘弾性体の複素せん断弾性係数を推定した。その結果を式 6.28 に代入して複素曲げ剛性を求め、更に式 7.1 を利用して長さ 500mm の三層梁中央点の駆動点モビリティを計算した。図 7.17 に計算値と実験値とを比較するが、両者はかなり良く一致している。このことは求めた合成曲線、即ち $G_2(1 + j\eta_2)$ が妥当で

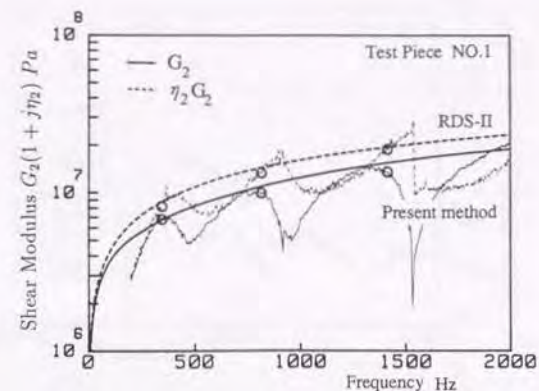


図 7.14: 粘弾性体 A のせん断弾性係数 (30°C の場合)

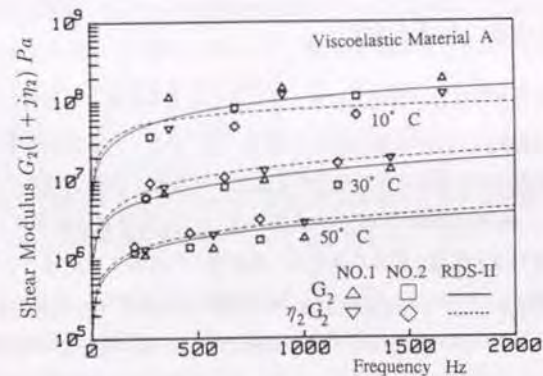


図 7.15: 各温度における粘弾性体 A のせん断弾性係数

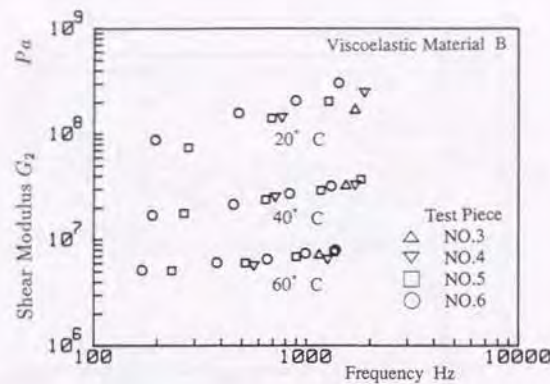


図 7.16: 各温度における粘弾性体 B のせん断弾性係数

あることを意味している。

7.3.4 測定結果に対する考察

提案した手法により制振梁の損失係数と縦弾性係数とを連続した周波数で同定した。同定結果は、半値幅法による測定値と共振周波数近傍では良く一致する結果を得た。共振周波数以外の周波数における同定値の妥当性を検討するため、RKU モデルを利用して中間層の粘弾性体のせん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ を計算し、RDS-II 測定装置による値と比較した。共振周波数近傍では予想通り両者に良好な一致が得られたが、それ以外の周波数では差異がみられた。図 7.6, 7.7 に示したように、数値実験では良好な一致が得られているため、基本的にはこの差異は測定誤差に起因すると思われる。すなわち共振周波数近傍では、駆動点モビリティが充分精度良く測れているが、それ以外では実験誤差が混入していると判断される。誤差の一因としては、実験では厳密には梁の中央を加振できないことがあげられる。

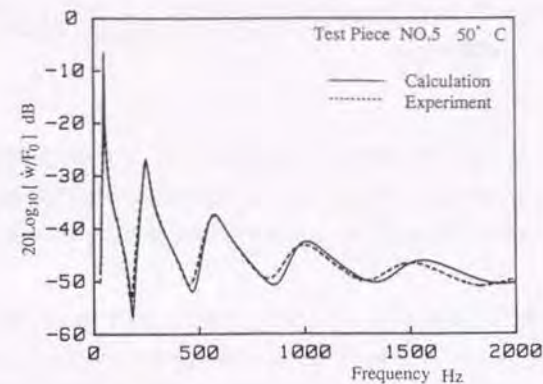


図 7.17: 三層梁 NO.5 の駆動点モビリティ周波数応答関数

7.4 結言

両端自由・中央加振支持梁の加振点における駆動点モビリティ周波数応答関数を測定し、制振梁の運動方程式を満たすように複素縦弾性係数 $E(1+j\eta)$ を同定する手法を提案した。さらに同結果から、三層梁の中間層に用いる粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2(1+j\eta_2)$ を RKU モデルに基づいて算出する手法を提示した。本手法による同定値と従来法による測定値との比較を行い、以下のことを明らかにした。

1. 本手法により共振周波数近傍では、粘弾性三層梁を始めとする制振梁の複素縦弾性係数を半値幅法と同程度の精度で測定することができる。
2. 共振周波数近傍においては、同定した複素縦弾性係数から RKU モデルを利用して中間層粘弾性体の複素せん断弾性係数が算出可能である。
3. 算出した粘弾性体の複素せん断弾性係数から合成曲線を作成することができ、その値を用いて三層梁の減衰振動特性を予測可能である。

4. 共振周波数近傍では本手法が有効であるにも拘らず、それ以外の周波数では同定結果に誤差が生じている。この周波数域では駆動点モビリティ測定において実験誤差の混入が大きいと判断される。

第 8 章 制振鋼板の置換効果予測手法に関する研究

8.1 緒言

これまでの章では、RKU モデルから求まる複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて、三層梁減衰特性に対して基礎的な検討を加えた。本章ではプレス加工などを施したシェル状の制振鋼板成形品を対象に、普通鋼板から制振鋼板への置換効果を予測する実用的な手法を提案する。

制振鋼板は、騒音を低減する目的で自動車を始めさまざまな産業分野で使用されている。通常、梁や板のような単純形で使用されることは希で、曲げやプレス加工を施されて使用される。この形状の複雑さも一因して、制振鋼板の騒音低減効果を簡便に予測する技術はまだ充分には確立されていない。このためユーザの最大の関心事である「どれだけ騒音が下がるのか?」に回答することは容易ではなかった。確かにこれ迄にもシェル状成形品に制振鋼板を適用し、その効果を報じた研究は多数見受けられる。しかし大部分は損失係数を基準に制振鋼板を選定し、適用結果を報告するに留まっており、シェル状成形品の振動低減効果を、周波数応答関数の形で予測する技術はまだ報告されていないようである。

そこで本研究では、普通鋼板成形品に対する実験モード解析と RKU モデルから求まる複素曲げ剛性とから、制振鋼板製成形品の減衰振動特性を簡便に予測する手法を提案する。続いて実験との比較を行い本手法の有効性を示す。さらにデジタルフィルタを利用して普通鋼板から制振鋼板への置換予測効果を試験するシステムを提案する。また第 3 章で導いた境界要素法音場解析プログラムを用いて、成形品からの放射音を計算し実験との比較を行う。

8.2 置換効果予測手法

制振鋼板製成形品の振動特性を、成形品の形状に起因する部分と素材の材料特性に起因する部分とに分離できると考える。形状に起因する振動特性は、同一形状の普通鋼板製成

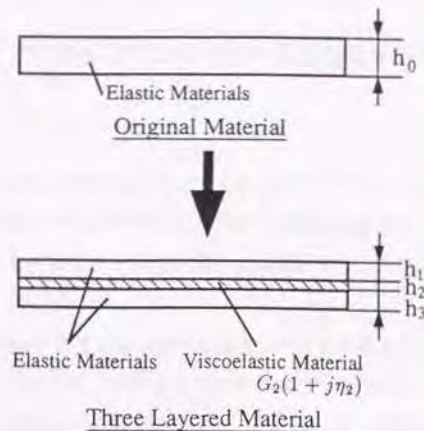


図 8.1: 単層材と三層材の構造

形品に振動試験を施すことで抽出することができる。一方材料特性に起因する振動特性は、第 5 章で導いた RKU モデルを用いて表すことができる。両者を結合して制振鋼板製成形品の振動特性を概算する手法を提案する。

8.2.1 普通鋼板と制振鋼板の材料特性の差異

図 8.1 に示す単層材と三層材において、材料厚さを h 、密度を ρ 、縦弾性係数を E 、断面 2 次モーメントを I とする。ここで三層材全体を添え字 0 で、また各層を添え字 $1, 2, 3$ で表す。ただし単層材には添え字を用いていない。

シェル状成形品の面外振動問題を対象とする場合、普通鋼板から制振鋼板に置換する事で、面密度と曲げ剛性が変化すると考えられる。すなわち面密度は次式のように変化すると考えられる。

$$\rho h \rightarrow (\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2 + \rho_3 h_3) \quad (8.1)$$

また曲げ剛性は次のように考えられる。

$$EI \rightarrow (EI)_0(1 + j\eta_0) \quad (8.2)$$

ただし上式の右項は、RKU モデルに従って式 6.27 から求まる複素曲げ剛性である。

8.2.2 制振鋼板振動特性の概算式

普通鋼板製成形品の振動特性は加振実験により求めることができる。すなわち供試体の 1 点を力 $F_0 N$ で加振し、その時の任意点の振動速度応答 \dot{w} を検出し、伝達モビリティ応答関数 $H(\omega) = \dot{w}/F_0$ を測定する。この結果にヒステリシス減衰を仮定した曲線適合を行い、各振動モード毎に普通鋼板製成形品のモーダルパラメータを求める。第 i 番目のモードにおける等価質量を m_i 、等価剛性を k_i 、等価損失係数を η_i とすると、同一形状の制振鋼板製成形品のモーダルパラメータ (等価質量 \bar{m}_i 、等価剛性 \bar{k}_i 、等価損失係数 $\bar{\eta}_i$) は、前述した材料特性の違いを加味して次式のように表わすことができる。

$$\bar{m}_i = m_i \frac{\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2 + \rho_3 h_3}{\rho h} \quad (8.3)$$

$$\bar{k}_i(1 + j\bar{\eta}_i) = k_i(1 + j\eta_i) \frac{(EI)_0(1 + j\eta_0)}{EI} \quad (8.4)$$

式 8.3 は普通鋼板製成形品の等価質量に、面密度の変化を補正したものである。また式 8.4 は、等価剛性に曲げ剛性の変化の補正を試みたものである。上式を変形し、微小項 $\eta_0 \eta_i$ を無視すると実数部、虚数部に関する次の式が得られる。

$$\bar{k}_i = k_i \frac{E_0(h_1 + h_2 + h_3)^3}{Eh^3} \quad (8.5)$$

$$\bar{\eta}_i = \eta_i + \eta_0 \quad (8.6)$$

普通鋼板製成形品の等価損失係数 η_i を、加振点や支持点における構造減衰と考えれば、制振鋼板製成形品の等価損失係数が、式 8.6 のように η_0 と η_i との和で表わされることも理解できる。

制振鋼板製成形品の伝達モビリティ応答関数 $\bar{H}(\omega)$ は、第 N 番目のモードまで考えると、式 8.3, 8.5, 8.6 のモーダルパラメータを用いて次式で計算することができる。

$$\bar{H}(\omega) = \sum_{i=1}^N \frac{j\omega}{k_i - \bar{m}_i \omega^2 + j\bar{k}_i \bar{\eta}_i} \quad (8.7)$$

表 8.1: 供試体の形状

	Test Piece NO.1	Test Piece NO.2
Name	Beam b=30, l=500	Spiral Case
Original Material	Steel, $h_0=3.2$	Steel, $h_0=1.0$
Three Layered Material	Steel, $h_1=1.6$	Steel, $h_1=0.5$
	Resin, $h_2=0.055$	Resin, $h_2=0.04$
	Steel, $h_3=1.6$	Steel, $h_3=0.5$

(unit mm)

8.3 制振鋼板の複素曲げ剛性

提案する手法の妥当性を検証するため、表 8.1 に示す 2 種類の供試体の振動低減効果を計算し、実験との比較を行った。ここでは前段階として、計算に用いる粘弾性体の特性と RKU モデルから求まる複素縦弾性係数 $E_0 + j\eta_0 E_0$ を示す。

図 8.2 に、供試体 NO.1 と NO.2 とに用いられたポリアミド系粘弾性体の複素せん断弾性係数 $G_2 + j\eta_2 G_2$ を示す。これらの特性は、これまでと同様に動的粘弾性測定装置 RDS-II(レオメトリックス社)を用い、0.03 Hz から 80 Hz の周波数範囲の複素せん断弾性係数を、複数の雰囲気温度下で測定し、時間-温度の重ね合わせ原理に従って合成曲線を作成して求めた。これらの結果を、式 6.28, 6.29 に代入すると、三層梁の複素縦弾性係数 $E_0 + j\eta_0 E_0$ が求まる。図 8.3 に、20°C と 40°C とにおける供試体 NO.1 の複素縦弾性係数の計算結果を示す。ただし成形を行うと板厚が変化するため、本手法では成形前の原板の厚さを用いて計算を行っている。

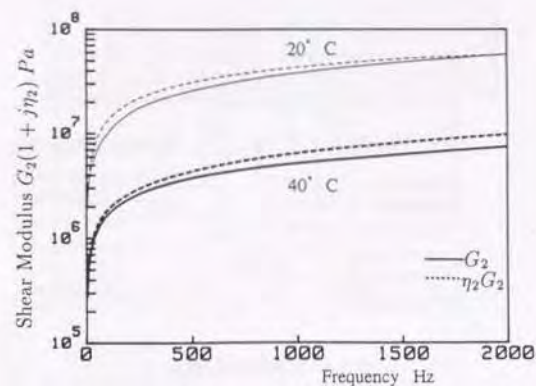


図 8.2: 粘弾性体の複素せん断弾性係数

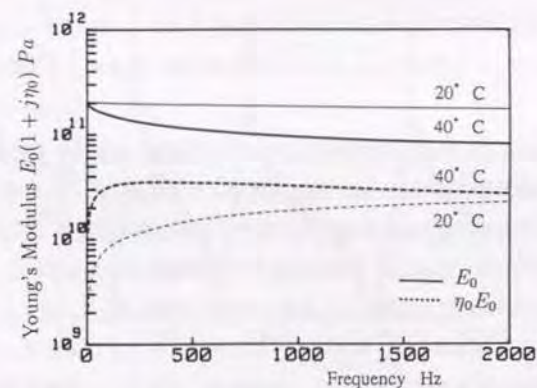


図 8.3: 供試体の複素縦弾性係数

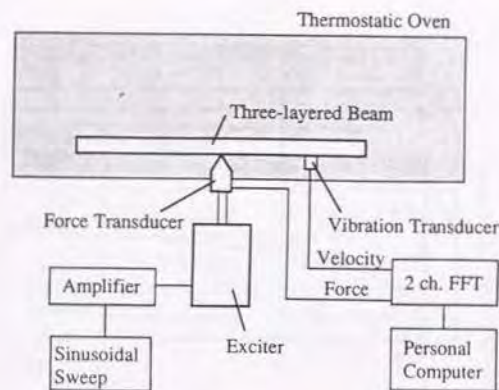


図 8.4: 実験装置の構成

8.4 計算と実験との比較

8.4.1 梁問題における制振効果の計算

まず始めに、最も基本的な梁の振動問題に本手法を適用する。表 8.1 に示した長さ 500mm, 幅 30mm, 厚さ 3.2mm の鋼板梁を、同寸法の制振鋼板梁に置き換えた場合の振動低減効果を求める。

図 8.4 に示すように、供試梁の中央を加振器で正弦波掃引加振し、力変換器で加振力 F_0 N を、中央点の振動速度応答 \dot{w} m/s を加速度センサで検出する。この信号を 2 チャンネル高速フーリエ変換器に入力し、駆動点モビリティの周波数応答関数 $20 \log (\dot{w}/F_0)$ を測定した。2 kHz 以下の周波数域には 4 個の共振ピークが観察されたため、ここで虚数部応答法で曲線適合を行い、各ピーク毎にモーダルパラメータを同定した。表 8.2 にモーダルパラメータを示す。等価損失係数は、低次のモードではかなり大きな値を示しており、支持点でのエネルギー消散の影響を受けていることが分かる。図 8.5 に周波数応答関数を示す。同図で実線は測定値を、□はモーダルパラメータから再計算した値を示すが、鋼板梁の振動特性が 4 組のモーダルパラメータで精度良く表現されていることが分かる。

表 8.2: 鋼板梁のモーダルパラメータ

i-th mode	m_0 kg	k_0 N/m	η_0
1 st.	0.228	4.04×10^4	2.73×10^{-3}
2 nd.	0.152	7.91×10^5	6.17×10^{-4}
3 rd.	0.165	5.26×10^6	5.68×10^{-4}
4 th	0.166	1.84×10^7	1.07×10^{-4}

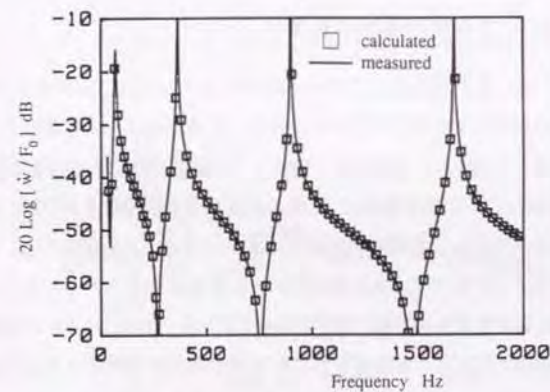


図 8.5: 鋼板梁の駆動点モビリティ

得られた普通鋼板のモーダルパラメータと図 8.3 に示した複素縦弾性係数 $E_0 + j\eta_0 E_0$ とを、式 8.3, 8.5, 8.6 に代入して、各モード毎に制振鋼板梁のモーダルパラメータ $\bar{m}_i, \bar{k}_i, \bar{\eta}_i$ を計算する。同結果を式 8.7 に代入すると、制振鋼板梁の駆動点モビリティが求まる。雰囲気温度 20°C と 40°C におけるモビリティ周波数応答関数を図 8.6 と図 8.7 に示す。同図で、□は本手法による計算値を、実線は測定値を、破線は第 5 章で示した解析解を表しているが、本手法による計算値が解析解に非常に良く一致すること、また実験値ともほぼ同一の傾向を示すことが分かる。

表 8.3 に共振周波数と損失係数に関し、計算値と実験値とを比較する。一般に制振鋼板では、温度が高くなるに従い共振周波数が、低周波数側に移動する傾向があり、共振周波数の予測が重要であるが、本結果から各温度・各共振モードとも、8%以内の誤差で共振周波数が予測されていることが分かる。また共振ピーク形状から、損失係数を読み取り、本手法と実験値とを比較したが、損失係数も概略 20%以内の誤差で予測されている。鋼板梁の支持点における構造減衰を考慮しているため、第 5 章の結果より若干良好な結果が得られている。

8.4.2 成形品における制振効果の計算

実際的な問題として、図 8.8 に示すエンジンのスパイラルケースに本手法を適用する。写真に示すように同供試体を糸で吊って空中に保持し、B 点をスティングを介して加振器で正弦波掃引加振する。この時、A 点の応答を測定して、伝達モビリティ応答関数を求めた。本供試体の場合、2kHz 以下の周波数域に 38 個の共振ピークが観察されたが、前述の梁問題と同様に、曲線適合を行って各ピーク毎にモーダルパラメータを同定した。表 8.4 に得られたモーダルパラメータを示す。また図 8.9 にモーダル合成されたモビリティと実測値とを示す。次に制振鋼板製成形品の周波数応答関数を式 8.3, 8.5-8.7 を用いて計算した。雰囲気温度 20°C と 40°C における伝達モビリティ周波数応答関数を図 8.10 と図 8.11 に示す。同図で、□は本手法による計算値を、実線は制振鋼板製スパイラルケースの測定値を、破線は普通鋼板製スパイラルケースの測定値を表している。制振鋼板の計算値と測定値とを比べると、梁の場合ほどにはピークや谷の位置は一致しないものの、普通鋼板を制振鋼

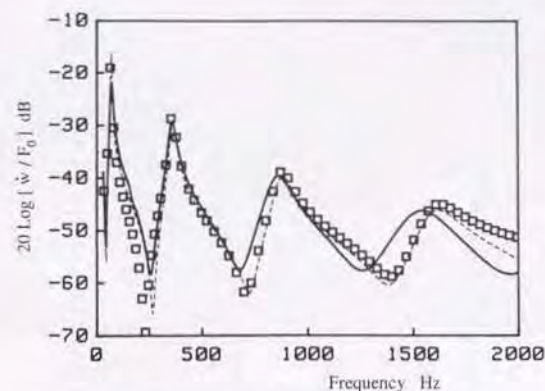


図 8.6: 供試体 NO.1 の駆動点モビリティ 20°C

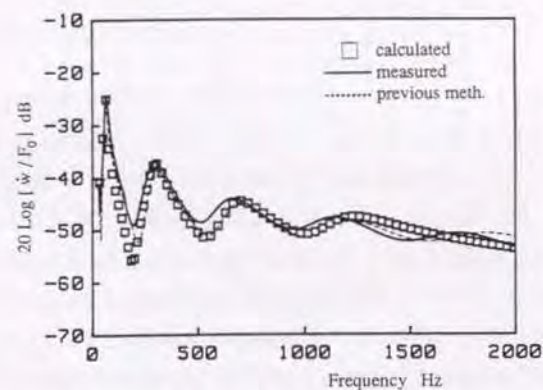


図 8.7: 供試体 NO.1 の駆動点モビリティ 40°C

表 8.3: 三層梁の共振周波数と損失係数

		Frequency Hz		
		present meth.	measured	previous meth.
20°C	1 st.	67.8	68.7	68.4
	2 nd.	362	362	365
	3 rd.	889	871	893
	4 th.	1660	1550	1645
40°C	1 st.	61.9	65.6	63.5
	2 nd.	307	306	315
	3 rd.	723	681	723
	4 th.	1310	-----	1240
		Loss Factor η		
		present meth.	measured	previous meth.
20°C	1 st.	0.038	0.058	0.036
	2 nd.	0.069	0.090	0.069
	3 rd.	0.098	0.12	0.97
	4 th.	0.13	0.14	0.12
40°C	1 st.	0.16	0.20	0.16
	2 nd.	0.24	0.29	0.24
	3 rd.	0.29	0.33	0.28
	4 th.	0.40	-----	0.35



図 8.8: スパイラルケースの加振試験

板に置換する際の効果に関しては、工学上有用な精度で予測できていると言える。これよりスパイラルケースのように複雑な形状の成形品に関しても、本手法が充分有効なことが分かる。

8.5 制振効果の試聴システム

普通鋼板を制振鋼板に置き換えた場合の振動低減効果は、本手法により伝達モビリティの形で概算可能となった。そこで次に、制振鋼板ユーザの最大の疑問である「制振鋼板にしたら音がどうなるか?」に回答する簡易試聴システムを提案する。

図 8.12 に試聴システムの外観写真を、図 8.13 にシステムの概念図を示す。成形品の取付部位と主たる騒音放射面上の代表点との間の伝達モビリティ応答関数を求め、逆フーリエ変換を行ってインパルス応答を計算する。計算結果を FIR デジタルフィルタの係数とし、フィルタ入力信号として例えば実運転時の成形品取付部位の振動データを用いれば、出力信号として成形品代表表面の実運転時の振動が出力される。この信号をスピーカに入力すれば、疑似的ではあるが成形品からの放射音を創生することができる。この操作を制振鋼板と普通鋼板の両者に対して行えば、制振鋼板の効果を耳で聴いて判断することが可能と

表 8.4: 鋼板製供試体 NO.2 のモーダルパラメータ

***** PARAMETER of Steel Shell *****

	i-th mode	m_0 kg	k_0 N/m	η_0
1	82.8	2.7223	7.3683E+05	0.0110130
2	91.0	1.3517	4.4164E+05	0.0608800
3	104.7	1.1497	4.9742E+05	0.0306030
4	191.8	2.1593	3.1350E+06	0.0122810
5	196.6	4.8067	7.3323E+06	0.0060729
6	286.2	3.8456	1.2438E+07	0.0039091
7	327.2	8.3387	3.5251E+07	0.0044953
8	371.5	3.0036	1.6369E+07	0.0366230
9	412.5	4.2716	2.8700E+07	0.0023131
10	456.7	0.24491	2.0162E+06	0.0484100
11	479.5	0.7115	6.4577E+06	0.0297730
12	591.7	0.12968	1.7922E+06	0.0098929
13	642.4	0.42334	6.8979E+06	0.0040689
14	710.9	2.3446	4.6777E+07	0.0067857
15	766.5	0.32271	7.4853E+06	0.1275000
16	882.3	2.8516	8.7637E+07	0.0026866
17	902.4	3.5079	1.1279E+08	0.0023187
18	967.9	1.1639	4.3046E+07	0.0026907
19	1035.8	0.30723	1.3013E+07	0.0040274
20	1109.4	2.4829	1.2065E+08	0.0023798
21	1178.4	4.5164	2.4760E+08	0.0051943
22	1227.2	1.4064	8.3611E+07	0.0180390
23	1256.3	1.5874	9.8905E+07	0.0071146
24	1277.5	1.0551	6.7978E+07	0.0061840
25	1343.0	3.6987	2.6338E+08	0.0046223
26	1420.0	3.4916	2.7795E+08	0.0013866
27	1440.1	3.831	3.1366E+08	0.0015620
28	1499.6	2.5416	2.2565E+08	0.0061640
29	1543.1	2.3106	2.1721E+08	0.0050779
30	1591.7	0.89913	8.9933E+07	0.0147480
31	1628.8	0.92953	9.7352E+07	0.0028973
32	1694.5	0.44625	5.0586E+07	0.0023188
33	1746.6	0.69743	8.3993E+07	0.0044652
34	1889.5	4.7269	6.6620E+08	0.0099769
35	1935.2	1.1312	1.6723E+08	0.0014207

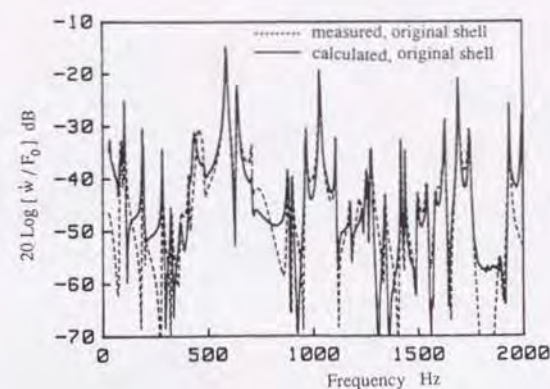


図 8.9: 鋼板製供試体 NO.2 の伝達モビリティ

なる。

図 8.14, 8.15 に、普通鋼板と制振鋼板製スパイラルケースのインパルス応答の例を示す。計算で求めた伝達関数からインパルス応答を求めると、因果律を満たさない場合があるが、今回の制振鋼板のインパルス応答は始点と終点とが明確であり、また速やかに減衰しているため特に問題はないと思われる。

8.6 境界要素法を用いた成形品の放射音解析

第 3 章で導いた境界要素法音場解析プログラムを利用して、スパイラルケースからの放射音を計算する。

始めに普通鋼板製スパイラルケースの伝達モビリティを測定する。この時ケース表面の振動速度分布が把握できるように多数の格子点で測定を行う。次に各格子点で得られた伝達モビリティに対し、本章で提案した手法により制振鋼板製スパイラルケースの振動特性を計算する。加振点 B の位相を基準に定め、各格子点の複素振動速度振幅を加振境界条件として第 3 章の式 3.25 に代入する。同式を解いて、ケース表面の音圧を計算する。さらに

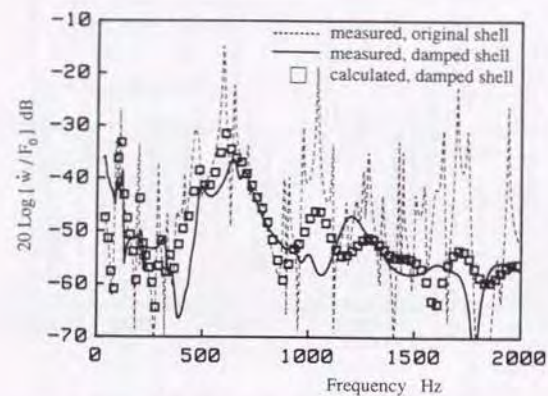


図 8.10: 供試体 NO.2 の伝達モビリティ 20°C

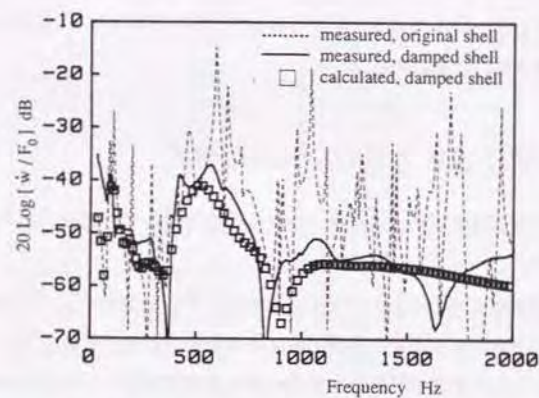


図 8.11: 供試体 NO.2 の伝達モビリティ 40°C

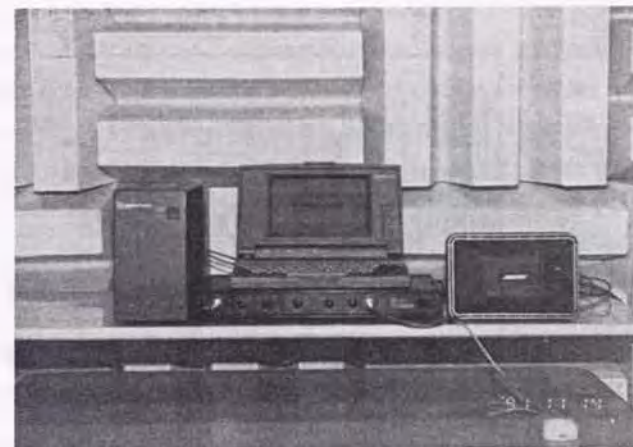


図 8.12: 制振銅板置換効果の試験システム

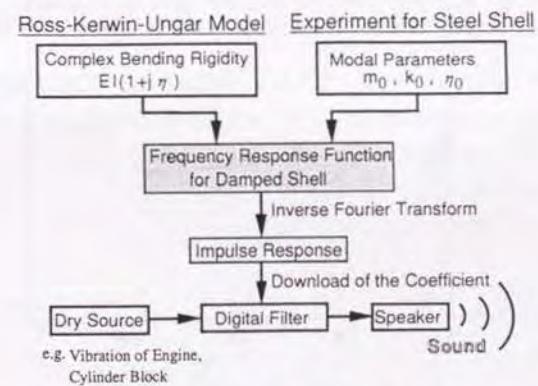


図 8.13: システムの概念

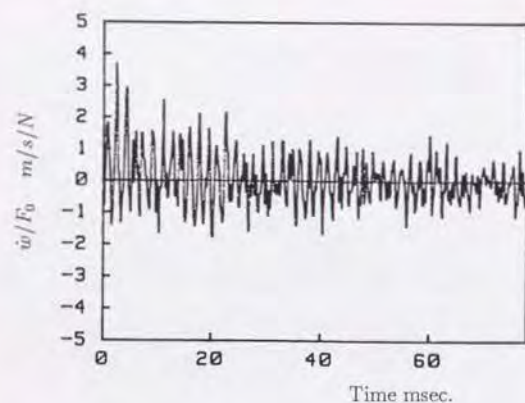


図 8.14: 普通鋼板製スパイラルケースのインパルス応答

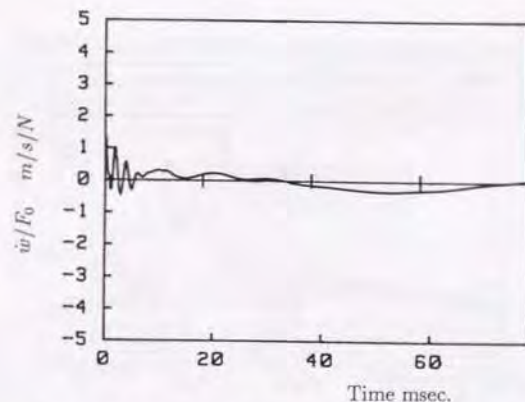


図 8.15: 制振鋼板製スパイラルケースのインパルス応答

式 3.26を利用して外点 C の音圧を計算することができる。

計算に用いたスパイラルケースの計算モデルを図 8.16に示す。計算を簡略化するためケース取付面を鏡面とし、鏡像の位置にもう一つのスパイラルケースを配置した。また図 8.17に示すように、スパイラルケース開口は閉じた状態を想定し、外点 C はケース表面から 30 mm の近接点とした。図 8.18に、C 点の音圧計算値 p と実験値とを比較する。振動の場合ほどには良好ではないが、音圧の計算値は実験値の傾向を概略予測できていると言える。

8.7 結言

制振鋼板を成形品として用いる場合の振動・騒音低減効果を検討し、制振鋼板製シェル状成形品の減衰振動特性に関して以下のことを明らかにした。

1. 制振鋼板製成形品の振動特性を、普通鋼板製成形品のモーダルパラメータと RKU モデルから求まる制振鋼板の複素曲げ剛性を用いて概算する手法を提案した。
2. 梁とエンジン用成形品とを対象に、提案する手法の計算値と実験値とを比較し、実用的な精度で制振鋼板製成形品の振動特性が予測可能であることを示した。
3. 制振鋼板の置換効果を、デジタルフィルタを用いて試験する簡易システムを考案した。
4. 制振鋼板製成形品からの放射音を、上記手法を用いて求めた格子状の多数点の伝達モビリティと境界要素法音場解析プログラムとから計算する事ができる。

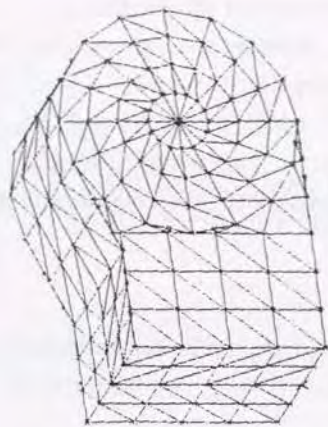


図 8.16: スパイラルケースの要素分割図



図 8.17: 普通鋼板製スパイラルケースの放射音予測実験

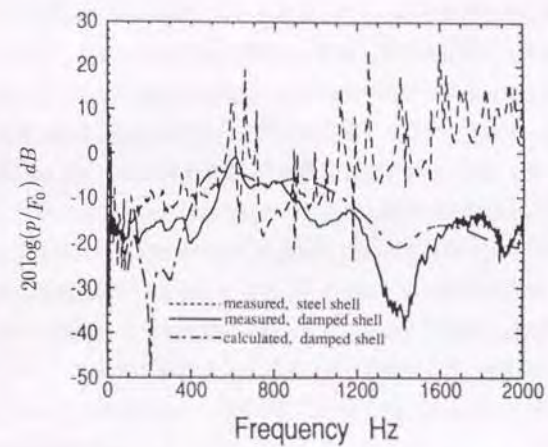


図 8.18: スパイラルケース近接点 C の音圧比較

第9章 結論

本研究は、代表的な防音材料である多孔質吸音材料と制振鋼板の減衰特性に焦点を当て、減衰特性を考慮した静音化設計技術の開発と、その実用化とを目的として実施したものである。

第2章では、多孔質吸音材料の実効密度と伝播速度とを広範な周波数域にわたり一括して測定する improved two-cavity 手法を提案した。一端を剛壁で閉じた音響管内に、空気層を設けて配置した多孔質吸音材を想定し、吸音材料中を伝播する音波の減衰を考慮した波動方程式より、実効密度と伝播速度とを吸音材両端の境界条件を用いて表現する式を導出した。吸音材後面の境界条件には、解析的に求まる閉管の音響インピーダンスを、前面の境界条件には2点マイク法で測定した吸音材表面の音響インピーダンスを用いた。供試体として、グラスウール吸音材と発泡アルミニウム吸音材を取り上げ、実効密度と伝播速度とを広範な周波数域にわたり一括して測定した。測定結果の妥当性を検証するため、吸音材厚と背後空気層深さを任意に設定し、その条件における吸音率と音響インピーダンスとを、求めた伝播速度と実効密度とから計算した。次に設定条件と等しくなるように吸音材を切り出し、吸音率と音響インピーダンスとを測定した。計算値と測定値とは、どの設定条件においても非常に良く一致する結果が得られ、improved two-cavity 法の妥当性と有用性が確認された。

第3章では、実物大の自動車車室の音響共鳴問題を境界要素法を用いて解析した。始めに内壁が全て剛境界で構成される音場を対象に、車室の音響共鳴周波数と音響共鳴モードとを計算した。計算値を石膏製車室の実験値と比較したところ、良く一致する結果が得られた。次に、内壁の一部が実車仕様の吸音材で内装された吸音性音場を取り上げた。この場合、吸音材効果は局所作用的であると考え、2点マイク法で測定した吸音材試験片表面の音響インピーダンスを境界条件とした。吸音性音場に対しても計算値と実験値とはほぼ一致しており、3次元境界要素法が車室音響共鳴問題に適用可能である事が確認された。ただし前席のように吸音材が空気中に保持された状態の吸音性音場は、吸音材の体積作用効果を考慮した解析が必要となることも判明した。

第4章では、吸音材を音波が伝播する1つの媒質と見なす体積作用効果を仮定して、吸音性音場を境界要素法を用いて解析した。吸音材の体積作用効果は、吸音材の実効密度と伝播速度とを用いて表現することができ、第2章に示した improved two-cavity 法を用いると簡便に測定可能である。第3章に記した境界要素法プログラムを、吸音材と空気とが混在する多媒質の音場に適用できるように拡張し、吸音体が空中に保持される音場などの周波数応答関数を計算した。計算と実験とは極めて良く一致しており、体積作用効果を示す吸音性音場が、提案する手法を用いて精度良く解析できることを確認した。また、多層型吸音材の吸音性能解析にも本手法を適用し有用であることを確かめた。

第5章では、制振鋼板梁の振動応答が簡易的に RKU モデルから求まる複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて表現できることを示した。始めに粘弾性三層型制振梁の運動を、DTMM モデルに従って定式化し、両端単純支持条件の場合には RKU モデルと一致することを示した。次に両端が自由で中央を加振支持した制振梁の駆動点モビリティを、複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を用いて計算する式を導いた。実験の前段階として、試験片の切り出し方法を検討し、レーザ切断が望ましいことシャーリングでは端面の仕上げ加工が必要であることなどを示した。実験条件を整えると、駆動点モビリティの計算値と実験値とは極めて良く一致し、正弦波振動モードを仮定して導かれた RKU モデルが、両端自由・中央加振支持条件においても有効であることを確認した。

第6章では、RKU モデルの逆問題を考えて、制振鋼板用の粘弾性体が満たすべき特性を検討した。粘弾性体のせん断弾性係数は、損失係数が極大値を示す周波数に関連することを数値実験により見だし、可聴域周波数に極大値をもたらすせん断弾性係数の値を例示した。またせん断弾性係数の値に周波数特性を与えれば、損失係数が周波数に依存せず一定となる可能性があることを見出した。さらに、粘弾性体の特性に着目すると、制振鋼板損失係数の温度依存性や周波数依存性が解釈できることを示した。

第7章では、制振鋼板梁の損失係数を、広範な周波数域にわたり一括して測定する手法を提案した。対象とする制振梁の中央を加振して駆動点モビリティを計測し、第5章で導いた式の逆問題を解くことにより複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ を同定した。本手法により、損失係数と曲げ剛性とが周波数に対して連続的に求める事ができた。ただし共振周波数近傍においては従来法と同程度の精度が得られたが、それ以外の周波数では誤差が生じてお

り今後課題を残した。さらに中間層粘弾性体のせん断弾性係数を、正しく求めた共振周波数近傍の複素曲げ剛性のデータを用いて、RKU モデルで算出可能であることを示した。

第8章では、制振鋼板成形品の振動低減効果を概算する手法を提案した。普通鋼板から制振鋼板への置換効果を、形状に起因する項と材料定数の違いによる項とに分けて考える。この場合、前者は普通鋼板成形品の振動実験よりモーダルパラメータとして求められ、後者は曲げ剛性 EI から複素曲げ剛性 $(EI)_0(1+j\eta_0)$ への変更として表現される。両者を結合すると、制振鋼板成形品のモーダルパラメータが概算可能となる。成形品としてファンケースを取り上げ、本手法を適用して振動低減効果を推定したところ、計算と実験とはほぼ一致し、概算手法として本手法が工學上有用であることを実証できた。また求めた伝達モビリティ関数からインパルス応答を計算し、実時間畳み込み積分器を利用して、普通鋼板と制振鋼板との音質の違いを試聴するシステムを提案した。さらに伝達モビリティを格子状の多数点で求め、第3章に示した境界要素法音場解析プログラムに境界条件として代入して、制振鋼板製成形品からの放射音を計算した。

以上に示した吸音材料と制振鋼板に関する研究により、吸音材料を利用する自動車車室や多層吸音材などの吸音性音場の解析と、制振鋼板を使用するファンケースなどプレス成形品の減衰振動の解析に、有効な手法を提示する事ができた。機械騒音の低減が強く望まれる中、本研究で開発した防音材料の適用効果予測技術は、今後その有用性をますます高めていくものと思われる。

本研究では吸音材料内を伝わる音波が Helmholtz 方程式で記述できる連続気泡吸音材を対象にした。しかし独立気泡吸音材では、吸音材の繊維や薄膜を伝わる固体波と空気を伝わる音波との連成を考慮した解析が必要となる。また連続気泡吸音材においても、吸音材表面をビニール膜などで保護すると固体波と音波の両波動を考慮する必要がある。一方制振鋼板に関しては、共振周波数以外の点での損失係数の同定に課題を残している。また本研究では成形品を吊り支持したが、実際に装着した場合の適用効果の検証や、溶接性を改善するために鉄粉を混入した粘弾性体の減衰性能の推定などが、今後解決すべき課題として残されている。

謝辞

本研究をまとめるに当たり、終始懇切なる御指導と御校閲の労を賜りました東京大学工学部 近藤恭平教授に謹んで深甚の感謝を捧げます。先生には研究に対する厳しい態度を教えて頂き、さらに暖かい指導と激励が本研究の大きな支えとなりました。

さらに米国留学中に本研究の前段を進めるに当たり、御協力頂き計算プログラムを使用させて頂いた University of Kentucky の Professor A. F. Seybert, Professor T. W. Wu に心から感謝いたします。

1982年に神戸製鋼所に入社して以来、研究開発部門に所属し騒音低減に関する仕事に携わってきましたが、この間、上司として御指導を賜った阿部亨技術開発本部長代理、藤川猛芦屋大学教授、溝口孝遠機械研究所長、井上喜雄振動音響研究室長、田中俊光主任研究員に厚く御礼申し上げます。特に井上室長、田中主任研究員には、入社以来10年間直接の上司として終始変わらぬ指導と援助を賜りました。井上室長の御支援、田中主任研究員の御鞭撻、御協力と音場解析に関する先行研究なくしては、到底この研究は実現しなかったものと思います。

最後になりましたが、研究の遂行に当たり実験データの採取などに協力頂いた機械研究所振動音響研究室の杉本明男氏、森沢吉孝氏、吉村登志雄氏、木村康正氏、木村範道氏に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] C. Zwikker and C. Kosten, "Sound Absorbing Materials," Elsevier, New York (1949)
- [2] P. M. Morse and K. U. Ingard, "Theoretical Acoustics," McGRAW-HILL, New York (1968)
- [3] L. L. Beranek, "Acoustic Properties of Homogeneous Porous Medium Isotropic Rigid Tiles and Flexible Blankets," J. Acoust. Soc. Am., 19, 556-568 (1947)
- [4] M. A. Biot, "Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluids-Saturated Porous Media," J. Acoust. Soc. Am., 28, 168-191 (1956)
- [5] R. F. Lambert, "The Acoustical Structure of Highly Porous Open-Cell Foams," J. Acoust. Soc. Am., 72, 879-887 (1982)
- [6] R. F. Lambert, "Surface Acoustic Admittance of Highly Porous Open-Cell Foams," J. Acoust. Soc. Am., 73, 1139-1146 (1982)
- [7] K. Attenborough, "Acoustical Characteristics of Rigid Fibrous Absorbents and Granular Materials," J. Acoust. Soc. Am., 73, 785-799 (1983)
- [8] M. E. Delany and E. N. Bazley, "Acoustical Properties of Fibrous Absorbent Materials," Applied Acoustics, 3, 105-116 (1970)
- [9] 立道 有年・ほか 3 名, "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, 1190-1199 (1983)
- [10] R. A. Scott, "The Absorption of Sound in a Homogeneous Porous Medium," Proc. Phys. Soc. London, 58, 165-183 (1946)
- [11] S. L. Yaniv, "Impedance Tube Measurement of the Propagation constant and Characteristic Impedance of Porous Materials," J. Acoust. Soc. Am., 54, 1138-1142 (1973)

- [12] C. D. Smith and T. L. Parrott, "Comparison of Three Methods for Measuring Acoustic Properties of Bulk Materials," *J. Acoust. Soc. Am.*, **74**, 1577-1582 (1983)
- [13] JIS A-1405, "管内法による建築材料の垂直入射吸音率測定方法"
- [14] A. F. Seybert and D. F. Ross, "Experimental Determination of Acoustic Properties Using a Two Microphone Random Excitation Technique," *J. Acoust. Soc. Am.*, **61**, 1362-1370 (1977)
- [15] J. Y. Chung and D. A. Blaser, "Transfer Function Method of Measuring In-duct Acoustic Properties. I. Theory," *J. Acoust. Soc. Am.*, **68**, 907-913 (1980)
- [16] J. Y. Chung and D. A. Blaser, "Transfer Function Method of Measuring In-duct Acoustic Properties. II. Experiment," *J. Acoust. Soc. Am.*, **68**, 913-921 (1980)
- [17] M. Terao and H. Sekine, "On Substructure Boundary Element Techniques to Analyze Acoustic Properties of Air-Duct Component," *Proc. Inter-Noise 86*, 1523-1526 (1986)
- [18] A. Craggs, "The Use of Simple Three-Dimensional Acoustic Finite Elements for Determining the Natural Modes and Frequencies of Complex Enclosures," *J. Sound and Vib.*, **23**, 331-339 (1972)
- [19] T. Shuku and K. Ishihara, "The Analysis of the Acoustic Field in Irregularly Shaped Rooms by the Finite Element Method," *J. Sound and Vib.*, **29**, 67-76 (1973)
- [20] 福田・奥田, "騒音対策と消音器設計," 共立出版 (1974)
- [21] 奥田, "膨張型消音器の特性計算法," *日本音響学会誌*, **25**, 3, 122-129 (1969)
- [22] 奥田, "共鳴型消音器の特性計算法," *日本音響学会誌*, **27**, 8, 363-372 (1971)
- [23] 小幡・平田・大中・加藤, "吸収型消音器の消音特性 (第1報)," *日本機械学会論文集 (C編)*, **42**, 363, 3500-3506 (1976)

- [24] 小幡・平田・大中・加藤, "吸収型消音器の消音特性 (第2報)," *日本機械学会論文集 (C編)*, **42**, 363, 3507-3514 (1976)
- [25] R. A. Scott, "The Propagation of Sound Between Walls of Porous Material," *Proc. Phys. Soc. London*, **58**, 358-368 (1946)
- [26] C. J. Young and M. J. Crocker, "Prediction of Transmission Loss in Mufflers by the Finite-Element Method," *J. Acoust. Soc. Am.*, **57**, 144-148 (1975)
- [27] Y. Kagawa, T. Yamabuchi and A. Mori, "Finite Element Simulation of an Axisymmetric Acoustic Transmission System with a Sound Absorbing Wall," *J. Sound and Vib.*, **53**(3), 357-374 (1977)
- [28] A. Craggs, "A Finite Element Method for Modelling Dissipative Mufflers with a Locally Reactive Lining," *J. Sound and Vib.*, **54**(2), 285-296 (1977)
- [29] A. Craggs, "A Finite Element Model for Rigid Porous Absorbing Materials," *J. Sound and Vib.*, **61**(1), 101-111 (1978)
- [30] A. Craggs, "Coupling of Finite Element Acoustic Absorption Models," *J. Sound and Vib.*, **66**(4), 605-613 (1979)
- [31] R. J. Astley and A. Cummings, "A Finite Element Scheme for Attenuation in Ducts Lined with Porous Material: Comparison with Experiment," *J. Sound and Vib.*, **116**(2), 239-263 (1987)
- [32] 田中・藤川・阿部・宇津野, "境界要素法による2次元音場の解析 (消音器モデルへの適用)," *日本機械学会論文集 (C編)*, **50**, 453, 848-857 (1984)
- [33] 田中・増田・宇津野・神崎, "境界要素法による音場の解析 (第3報 3次元音場の伝達マトリクス型解法と大型脈動消音器への適用)," *日本機械学会論文集 (C編)*, **53**, 491, 848-857 (1984)

- [34] M. Petyt, J. Lea and G. H. Koopmann, "A Finite Element Method for Determining the Acoustic Modes of Irregular Shaped Cavities," *J. Sound and Vib.*, **45**, 495-502 (1976)
- [35] T. L. Richards and S. K. Jha, "A Simplified Finite Element Method for Studying Acoustic Characteristics Inside a Car Cavity," *J. Sound and Vib.*, **63**, 61-72 (1979)
- [36] D. J. Nefske, J. A. Wolf and L. J. Howell, "Structural-Acoustic Finite Element Analysis of the Automobile Passenger Compartment: A Review of Current Practices," *J. Sound and Vib.*, **80**, 247-266, (1982)
- [37] S. Suzuki, S. Maruyama and H. Ido, "Boundary Element Analysis of Cavity Noise Problems with Complicated Boundary Conditions," *J. Sound and Vib.*, **130**, 79-96, (1989)
- [38] A. Craggs, "A Finite Element Model for Acoustically Lined Small Rooms," *J. Sound and Vib.*, **108**, 327-337 (1986)
- [39] E. H. Dowell, "Master Plan for Prediction of Vehicle Interior Noise," *AIAA Journal*, **18**, 353-366 (1980)
- [40] E. M. Kerwin, "Damping Flexural Waves by a Constrained Viscoelastic Layer," *J. Acoust. Soc. Am.*, **31**, No. 7, 952-962 (1959)
- [41] D. Ross, E. E. Ungar and E. M. Kerwin, "Damping of Flexural Vibrations by Means of Viscoelastic Laminae," in *Structural Damping*, J. E. Ruzicka, Ed., (ASME, New York 1959) Sec. 3, pp.49-97
- [42] E. E. Ungar, "Loss Factors of Viscoelastically Damped Beam Structures," *J. Acoust. Soc. Am.*, **34**, No. 7, 1082-1089 (1962)
- [43] A. D. Nashif, A. I. G. Jones and J. P. Henderson, "VIBRATION DAMPING," Section 6, 258-362, John Wiley & Sons, Inc. (1985)

- [44] R. A. DiTaranto, "Theory of Vibratory Bending for Elastic and Viscoelastic Layered Finite-Length Beams," *J. Applied Mech.* **32**, 881-886 (1965)
- [45] D. J. Mead and S. Markus, "The Forced Vibration of a Three-Layer Sandwich Beam with Arbitrary Boundary Condition," *J. Sound and Vib.*, **10**,(2) 163-175 (1969)
- [46] D. J. Mead and S. Markus, "Loss Factors and Resonance Frequencies of Encastre Damped Sandwich Beams," *J. Sound and Vib.*, **12**,(1) 99-112 (1970)
- [47] M. J. Yan and E. H. Dowell, "Governing Equations for Vibrating Constrained-Layer Damping Sandwich Plates and Beams," *J. Applied Mech.* Vol. 39, Trans. ASME, Vol. 94, Series E, 1041-1046 (1972)
- [48] D. J. Mead, "A Comparison of Some Equations for the Flexural Vibration of Damping Sandwich Beams," *J. Sound and Vib.*, **83**,(3) 363-377 (1982)
- [49] Y. V. K. Sadasiva Rao and B. C. Nakra, "Vibration of Unsymmetrical Sandwich Beams and Plates with Viscoelastic Cores," *J. Sound and Vib.*, **34**,(3) 309-326 (1974)
- [50] B. C. Nakra, "Vibration Control with Viscoelastic Materials," *Shock and Vibration Digest* **8**(6), 3-12 (1976)
- [51] B. E. Douglas and J. C. S. Yang, "Transverse Compressional Damping in the Vibratory response of Elastic-Viscoelastic Beams," *AIAA Journal*, **16**, NO.9, 925-930 (1978)
- [52] R. N. Miles and P. G. Reinhall, "An Analytical Model for the Vibration of Laminated Beams Including the Effects of Both Shear and Thickness Deformation in the Adhesive Layer," *J. Vib. Acoust. Str. Rel., Trans. ASME*, Vol. 108, 56-65 (1986)
- [53] B. C. Nakra and P. Grootenhuis, "Structural Damping Using a Four Layer Sandwich," *J. Engineering for Industry, Trans. ASME*, Vol. 81-86 (1972)

- [54] 岡崎・他 3 名, "粘弾性コアをもつ部分三層梁の振動解析" 機械学会論文集 (C 編), 53, 486, 300-307 (1987)
- [55] T. P. Khatua and Y. K. Cheung, "Bending and Vibration of Multilayer Sandwich Beams and Plates," Int. J. Num. Meth. Engr, Vol. 6, 11-24 (1973)
- [56] H. C. Chan and Y. K. Cheung, "Static and Dynamic Analysis of Multi-layered Sandwich Plates," Int. J. Mech. Sci., Vol. 14, 399-406 (1972)
- [57] Y. P. Lu, J. W. Killian and G. C. Everstine, "Vibration of Three Layered Damped Sandwich Plate Composites," J. Sound and Vib., 64, (1) 63-71 (1979)
- [58] C. V. R. Reddy, N. Ganesan and B. V. A. Rao "Dynamic Analysis of Viscoelastic Layered Beams and Plates by Finite Element Method," Proc. 3rd Int. Conf. on FEM 467-482 (1979)
- [59] 伊藤耿一・他 3 名, "有限要素法による樹脂複合型制振鋼板の振動解析," 機械学会論文集 (C 編), 57, 535, 694-699 (1991)
- [60] T. P. Yin, T. J. Kelly and J. E. Barry, "A Quantitative Evaluation of Constrained-Layer Damping," J. Engineering for Industry, Trans. ASME, Vol. 45 773-784 (1967)
- [61] Y. P. Lu and B. E. Douglas, "On the Forced Vibration of Three-Layer Damped Sandwich Beams," J. Sound and Vib., 32, 513-516 (1974)
- [62] D. I. G. Jones, A. D. Nashif and M. L. Parin, "Parametric Study of Multiple-Layered Damping Treatments on Beams," J. Sound and Vib., 29, 423-434 (1973)
- [63] 伊藤耿一・他 4 名, "樹脂をコアにした 3 層梁の曲げ振動の複素モード解析," 機械学会論文集 (C 編), 56, 523, 544-549 (1990)
- [64] 長井弘行・他 3 名, "複合拘束型制振鋼板の損失係数と音響特性に及ぼす芯材樹脂物性の影響," 鉄と鋼, 72, 10, 1575-1581 (1986)

- [65] 渡辺裕吉・他 3 名, "ポリマーアロイ技術による複合型制振鋼板の制振性と密着性の向上," 鉄と鋼, 75, 9, 1666-1672 (1989)
- [66] 谷内護・他, 日本接着学会誌, 26, 7, 258 (1990)
- [67] L. Cremer, M. Heckl and E. E. Undar, "Structure-Borne Sound," Sec. 3, 170-238, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1973)
- [68] R. A. DiTaranto and W. Blasingame, "Composite Loss Factors of Selected Laminated Beams," J. Acoust. Soc. Am., 40, 1, 1187-194 (1966)
- [69] 井上ら, "制振材の動的特性の計測法標準化に関する研究," 日本自動車研究所, 日機連 62 高度化-18
- [70] H. Oberst, "Über die Dämpfung der Biegeschwingen dünner Bleche durch Fest Haftende Beläge," ACUCTICA, BeiHefte 4, 433 (1952)
- [71] 加川幸雄・石川正臣, "モーダル解析入門," Sec. 7, オーム社 (1987)
- [72] DIN 5344
- [73] ASTM E756-83, "Measuring Vibration-Damping Properties of Materials,"
- [74] B. S. AU 125 (1966), "Method of Test for Panel Damping Materials"
- [75] 久米靖文・他, "減衰処理された両端自由梁の減衰能の評価," 精密機械, 49, 2, 35-41 (1983)
- [76] 高津・他 3 名, "梁状試験片を用いた板材の振動減衰能測定について" 機械学会論文集 (C 編), 56, 526, 1381-1385 C (1990)
- [77] D. I. G. Jones, "Temperature-Frequency Dependence of Dynamic Properties of Damping materials," J. Sound and Vib., 33, 4, 451-470 (1974)
- [78] M. F. Kluesner, "Comparison of Damping Material Properties by Various Test Methods," DAMPING 86, AD-A 173950

- [79] T. M. Lewis, et al, "Routine Damping Material Evaluation and Design of Surface Damping Treatments," SAE-paper No. 870986
- [80] M. Drake and A. Sircar, "Comparison of Complex Modulus Data Generated by Different Measurement Techniques," Damping '89, Paper Number FAB
- [81] H. Endo, et al, "Vibration Properties of Panel of Vibration Damping Steel Sheet," Current Advances in Materials and Processes, 2, 1332 (1989)
- [82] Y. Suzukawa, et al, "Application of Vibration Damping Steel Sheet for Autobody Structural Parts," SAE Technical Paper Series 920249 (1992)
- [83] T. Ichikawa, "制振鋼板のオイルパンへの適用" プレス技術, 27, 13, 94 (1989)
- [84] H. Endo, et al, "The Development of Vibration Damping Steel Sheet for Automobile Use," SAE Technical Paper Series 890708 (1989)
- [85] 中村任夫・他 3 名, "固体音低減のための制振設計法," 三菱重工技報, 27, 3, 283-288 (1990)
- [86] 今井功, "流体力学," Sec. 1, 裳華房 (1963)
- [87] L. E. Nielsen, "高分子と複合材料の力学," p51, 化学同人 (1988)

本研究に関連した既発表論文

- (1) H. Utsuno, T. Tanaka, T. Fujikawa, and A. F. Seybert, "Transfer Function Method for Measuring Characteristic Impedance and Propagation Constant of Porous Materials," J. Acoust. Soc. Am., 86, 2, 637-643 (1989)
- (2) 西部・森田・田中・宇津野, "境界要素法による自動車車室音場解析 (第1報, 剛境界を有する実物大石膏モデルの計算と実験)," 日本機械学会論文集 (C 編), 55, 509, 67-72 (1989)
- (3) 宇津野・田中・森田・西部, "境界要素法による自動車車室音場解析 (第2報, 吸音壁境界を有する実物大石膏モデルの解析と実験)," 日本機械学会論文集 (C 編), 55, 509, 73-78 (1989)
- (4) H. Utsuno, T. W. Wu, A. F. Seybert, and T. Tanaka, "Prediction of Sound Fields in Cavities with Sound Absorbing Materials," AIAA Journal, 28, 11, 1870-1876 (1990)
- (5) 宇津野・田中・森沢・吉村, "多層形吸音材垂直入射吸音率の境界要素法による予測," 日本機械学会論文集 (C 編), 56, 532, 3248-3252 (1990)
- (6) 宇津野・杉本・木村・田中, "粘弾性三層形制振材料の動特性予測に関する研究 (第1報, RKU モデルを用いた三層ばり振動周波数応答関数の予測)," 日本機械学会論文集 (C 編), 57, 540, 2548-2553 (1991)
- (7) 宇津野・多田・伊藤・杉本, "粘弾性三層形制振材料の動特性予測に関する研究 (第2報, 伝達関数測定による減衰特性同定手法の研究)," 日本機械学会論文集 (C 編), 57, 542, 3139-3144 (1991)
- (8) 宇津野・杉本・田中・井上, "粘弾性三層形制振材料の動特性予測に関する研究 (第3報, 制振鋼板製成形成品への適用)," 日本機械学会論文集 (C 編), 59, 566, 2944-2949 (1993)

- (9) 宇津野・井上・杉本・田中, "粘弾性三層形制振材料の動特性予測に関する研究 (第4報, 粘弾性体に望まれる特性に関する検討)," 日本機械学会講演論文集, No.920-55, 534-538 (1992)

