

単層壁の音響透過機構の解析とSEA法
の適用に関する実証的研究

黒木 莊一郎

単層壁の音響透過機構の解析と S E A 法の適用に関する実証的研究

平成 4 年 2 月

黒 木 荘 一 郎

目 次

第1章 序 論	1
1.1 研究の背景	2
1.2 研究の目的	4
1.3 論文の構成	5
第2章 単層壁の音響透過特性に関する既往の波動解析理論	7
2.1 まえがき	8
2.2 単板の解析理論の概要(小史)	8
2.3 無限大単板の解析理論	10
2.3.1 無限大板の古典的音響透過理論	10
(1) 質量則	10
(2) ランダム入射透過損失	13
(3) コインシデンス効果	17
2.3.2 弾性と粘性を考慮した集中定数型モデル による無限大板の音響透過理論	20
(1) 弾性と粘性の影響による音響透過特性の概要	20
(2) 垂直入射時の音響透過	22
(3) 斜め入射時の音響透過	27
(4) ランダム入射時の音響透過	33
2.4 有限寸法単板の音響透過特性	36
2.4.1 有限板の音響透過特性の概要	36
2.4.2 有限パネルのモードにおける音響放射特性 (共振透過と非共振透過)	37
2.4.3 有限板の遮音理論	39
(1) バッフル内有限パネルの拡散音場音響透過特性	39
(2) 二室間における隔壁のモード連成を考慮した音響透過理論	42
2.5 総括	46
第3章 統計的エネルギー解析(SEA)法による単層壁の音響透過損失	48
3.1 まえがき	49
3.2 SEA法の概要と適用事例	49
3.3 SEA法の原理	50
3.3.1 SEA法の原理	50
(1) モード群のパワーフローの定義	51
(2) モードエネルギー	52
(3) 結合システム間のパワーフロー	52

3.3.2	複雑な構造物への適用とその限界	53
3.4	SEA法を用いた壁体の音響透過損失の解析方法	53
3.4.1	3つの結合システム間のパワーフロー	53
3.4.2	音響透過損失の導出	54
3.4.3	SEAパラメータの設定法	56
(1)	結合損失係数	56
(2)	室とパネルの損失係数	58
(3)	室とパネルのモード密度	58
3.5	単層壁の透過損失への適用例と考察	58
3.6	非共振透過に関する既往の理論式とその検討	59
3.7	総括	62
第4章	SEA法における非共振透過の修正	63
4.1	まえがき	64
4.2	非共振透過の結合損失係数の修正	65
4.3	修正されたSEA法の理論的考察	66
4.3.1	有限単層壁の音響透過モデルについて	66
4.3.2	SEAパラメータの感度解析	67
(1)	試料面積の影響	67
(2)	内部損失係数の影響	68
(3)	既往の理論式との比較	70
(4)	支持条件の影響	72
4.4	総括	73
第5章	音響透過損失の測定方法と測定精度	74
5.1	まえがき	75
5.2	残響室-残響室法音響透過損失測定法	75
5.2.1	測定原理	76
5.2.2	音響透過損失測定方法	76
5.3	測定装置について	78
5.3.1	透過損失測定のための残響室の一般的仕様	78
5.3.2	使用した残響室について	79
5.3.3	音圧レベル分布	81
5.3.4	測定可能な透過損失上限値	81
5.3.5	パーソナルコンピュータを利用した透過損失計測システム	82
5.4	本研究における透過損失の規定	83
5.5	測定精度に関する検討	83
5.5.1	測定システムの精度と室温の影響	84

5.5.2	取付方法の再現性	85
5.6	総括	87
第6章	単層壁の音響透過特性とSEA法の適用に関する実験的検討	88
6.1	まえがき	89
6.2	間柱をもつ単層壁の音響透過損失	89
6.2.1	実験の概要	89
6.2.2	測定結果および考察	90
6.2.3	間柱による補正面密度の検討	93
6.3	音波入射角度の制限による音響透過損失の変化	96
6.3.1	入射角度範囲に関する基礎的検討	96
6.3.2	フィンによる入射角度制限効果	99
6.3.3	入射角度範囲を考慮したSEA法による透過損失予測	103
6.3.4	吸音性フィンによる遮音度改善量	106
6.4	周辺支持条件および内部損失係数に関する実験的検討	110
6.4.1	小面積試料の透過損失測定	110
6.4.2	測定結果および考察	111
(1)	支持条件と内部損失係数に関する検討	111
(2)	試料面積の影響と内部損失係数に関する検討	112
6.4.3	修正SEA法の検証と応用例	114
6.5	低周波数領域におけるSEA法の適用に関する検討	119
6.5.1	非共振拡散音場透過損失の計算値と測定値の比較	119
6.5.2	SEA法適用に関する理論的考察	120
6.5.3	SEA法計算値と測定値の比較	121
6.6	音響インテンシティによる音の流れの可視化と音響透過特性	126
6.6.1	音響インテンシティの測定方法	126
6.6.2	ベクトル分布による音響透過特性	128
6.6.3	法線インテンシティ分布による音響透過特性	131
6.7	総括	134
第7章	圧電振動板加振による損失係数の測定と内部損失係数の分離	136
7.1	まえがき	137
7.2	総合損失係数の測定方法と支持条件の影響に関する検討	137
7.2.1	損失係数の測定に関する既往の研究	137
7.2.2	圧電振動板加振による損失係数の測定システム	138
7.2.3	測定結果と考察	143
(1)	ハンマーによる衝撃加振について	143
(2)	圧電振動板による定常加振について	145

7.2.4	加振方法についての考察	145
7.3	SEA法の適用による結合損失係数の測定と内部損失係数の分離	146
7.3.1	各損失係数の測定について	146
(1)	総合損失係数の測定	146
(2)	SEA法を適用した結合損失係数の測定	147
(3)	内部損失係数の分離	148
7.3.2	測定結果および考察	148
7.3.3	周辺支持部のエネルギー吸収率の算出	151
7.4	音響インテンシティによる放射特性の検証	153
7.4.1	圧電振動板加振時における音響放射の可視化	153
(1)	実験の概要	153
(2)	測定結果	158
(3)	音響放射特性についての考察	158
7.4.2	音響インテンシティによる放射効率測定	159
(1)	実験の概要	159
(2)	測定結果について	159
7.5	総括	161
第8章	SEA法による単層壁の遮音解析および予測手法	162
8.1	まえがき	163
8.2	遮音解析・予測のフロー	163
8.3	基本データの設定	163
8.4	SEAパラメータの設定法	165
8.4.1	モード密度の予測とSEA法適用の検討	165
8.4.2	各室の損失係数の設定	165
8.4.3	非共振透過の結合損失係数の設定	165
8.4.4	共振透過における結合損失係数の設定	166
8.4.5	内部損失係数の設定	168
8.5	遮音量の算出と低周波数領域の検討	169
8.6	SEA法による透過損失推定例	170
8.6.1	SEAパラメータの設定条件	170
8.6.2	推定値と測定値の比較	171
8.7	総括	172
第9章	結語	173
9.1	研究結果のまとめ	174
9.2	今後の研究課題	180

付録-1 パーソナルコンピュータを利用した音響透過損失測定システム	182
1.1 音響信号処理ボードの作製	182
1.1.1 ハードウェア	182
1.1.2 ソフトウェア	186
1.2 測定結果および考察	187
1.2.1 音圧レベルの測定	187
1.2.2 残響時間の測定	187
1.2.3 透過損失測定結果	190
1.3 まとめ	191
参考文献	192
謝辞	197

第1章 序 論

1.1 研究の背景

全宇宙的な相対関係により生み出される母なる地球の自然環境、それによって地球上の人類を含む全生物は育まれてきた。人間の本能や知的好奇心は、安全性・利便性など広い意味での快適性を限りなく追い求めてきたといえる。長い時間をかけて、様々な知恵や工夫によって、その技術を開発・獲得してきた。当初、地球は無限の包容力をもっていたであろう。

やがて、人口の増加とともに経済成長・社会の肥大化・科学技術の発達は加速度を増してその速度を上げている。その過程において、公害のような地域的な環境汚染や環境破壊を招き、それを克服する努力を重ねてきた。しかし、現在では資源の枯渇・食料危機・環境汚染は地球的な規模で問題となってきた。地球は人類のわがままをこれ以上許さないであろう。人類は地球の温暖化・砂漠化に直面し、個人レベルから国家や企業のような組織的なレベルまで、環境問題に真剣に取り組まなければならない。

フロンガスによる環境汚染のように、環境問題はミクロからマクロまで複雑に絡み合う多層性を有している。一方では、超伝導やバイオテクノロジー等のイノベーションな技術開発も進んでいる。このような状況下において、過酷でありやさしくもある（快適でもある）自然環境との協調・維持という段階以前の、いかに保全するか・破壊を小さくするかという切実な発想を環境問題への取り組みの起点とする必要がある。

したがって、人類が存続する限り、地球と人類、さらには全宇宙的な環境と人類の関係という視点をもたざるを得なくなってきた。

人間の居住環境は、上述したような外界環境の影響を受けて、総合的に形成されるのは言うまでもない。人口の増加や経済効率等により、都市への集中・過密化が進み、それによる居住環境の悪化が進行しているといえる。このように快適性を阻害する要因の増加で、逆に“アメニティ”（快適性）への関心が増大しているようにも思える。

また、交通機関の発達により、人間の活動範囲は拡大し、地上に限らず宇宙へも進出しようとしている。したがって、居住環境は建築物に限らず、船舶・航空機・スペースシャトルのような交通機関や、宇宙ステーションの居住空間までもその視野にい

れておかねばならない。

そのような居住空間に、いわゆる快適な環境を物理的に作り出すことは、最近の設備機器の発達をして容易であろう。しかし、アクティブに作り出される人工的な環境は、省力化・省エネルギーの観点から見直されてきており、外界環境とのパッシブな協調が求められている。そのために、懐古的なロマンティズムでイメージ的な自然環境の再現を自虐的に追い求めるべきではない。自然環境の過酷な部分をいかに和らげ、快適な部分をいかに実現・享受するか、その技術の研究開発が重ねられている。これらの技術的背景のもとに自然環境との融和を計らなければならない。（先人の知恵や工夫の延長線上に、よりよいものを積み上げていけることを信じて）

居住環境は、建築環境工学の立場からとらえる場合、熱・空気・光・水・音（振動）という物理的な側面と、心理や生理を含む感覚的な対応によって評価される。そこで要求される（満たすべき）居住環境条件や居住性能は、社会的・経済的要因などにより、時とともに変化してゆく。その条件は、単なる経済効率を基準にするのではなく、最初に述べたグローバルな基準に基づくべきであろう。

音は人類にとって情報源である。人類は音によって様々な情報を得ている。音によって状況を判断し、危険を察知するために、聴覚を研ぎすませてきた。さらには、音を言語や信号などのコミュニケーションや通信手段として利用し、また音楽など自己表現の手段として用い音による文化をも創り出してきた。通信・録音技術を発達させ、いまや音を情報として自由自在に操るようになった。その反面、産業の発達や人口の集中とともに、その情報を覆い隠す（騒）音も作り出してきた。聞きたくない音・不必要な音の密度も増加している。情報を守るために、すみか（居住空間）を守るために、それらの騒音を制御する技術を身につけなければならなくなった。

遮音に関する科学的な研究が、監獄におけるコミュニケーションの断絶を目的として始まったのは皮肉的である。技術の開発は自由の束縛や破壊を対象に行われることが多々ある。音の情報としての価値を奪い、隔絶するために始まった遮音の研究も、増大し、否応なく充滿している騒音や音の洪水から逃れるための、シェルターとしての居住空間を作り出すためのものであろうか。そこには音をコントロールする自由があることが前提となるべきであろう。集中居住への必然的な流れは居住空間の監獄化への道であってはならない。

1.2 研究の目的

人口の増加や経済成長等の社会的要因によって、居住空間の集中化・高層化は必然的な流れである。また省力化や省エネルギーに対する社会的な要望から、建築物や交通機関等の居住空間を高密度かつ軽量に構築していかなければならない。その居住空間に快適な音環境を作り出すために、軽量で遮音性能の高い周壁構造や構法の研究開発が行われている。あたかも重力や質量則に対する人類の挑戦であるかのように。

壁体の遮音解析は、無限大壁に基づく質量則を原点として展開されてきている。その多くは解析的研究にとどまっており、測定値との精度は必ずしも良くない。壁体の遮音解析の基本とすべき有限単層壁の遮音特性は、周波数領域においてスティフネス制御・板共振・質量制御・コインシデンス効果の各領域に分けてとらえることができる。また音響透過損失に影響を及ぼす要因として、①壁体構成材料の物性値、②音源室・受音室の音場条件、③壁体への音波入射条件、④壁体の寸法・形状、⑤リブや間柱等を含めた壁体の支持条件、⑥周辺支持部でのエネルギーロス、等を挙げることができ、有限単層壁はきわめて複雑な音響透過機構を呈している。有限寸法壁の遮音解析も種々行われているが、これらの複雑な要因を統一的に取り扱うまでには至っていない。

一方、複雑な要因を包含できる理論として統計的エネルギー解析（SEA法）が遮音解析理論として導入され、比較的精度の良い解析が可能となった。SEA法は隔壁と音源室・受音室をそれぞれ結合システムとしてとらえ、それら全体を音響透過システムとしてエネルギーの流れを解析するところに特徴がある。エネルギーの流れは各システムの固有振動モードがもつモードエネルギーの差に比例して流れる。この共振モードによるエネルギーの流れのほかに、それ以外の非共振モードによるエネルギー伝達（透過）も生じる。従来のSEA法はこの非共振透過として、無限大板に基づく質量則を適用しており改良の余地を残していた。

本研究は、建築居住空間の周壁に使用される実用的寸法パネルを対象として、その複雑な音響透過機構を定量的に解析し、SEA法の実際的な適用により、効果的な遮音解析および予測手法を確立し、高性能遮音壁体の開発並びに遮音設計に資する基礎

的な資料を提供することを目的としている。

1.3 論文の構成

本論文は以下に示すような全9章で構成される。

第1章では、研究の背景、研究の目的および論文の構成を述べている。

第2章では、単層壁の音響透過損失の波動解析理論に関する既往の研究について整理し、定性的な音響透過機構を把握する。波動解析は、境界条件が複雑になると、解析的に解くことが困難になってくるが、基本的な遮音機構を理解するための重要な手段となるものである。

第3章では、近年発達してきた、統計的エネルギー（SEA）解析法の透過損失への適用法についてまとめている。まずSEA法の原理や音響透過損失への適用方法に関する既往の研究成果について整理する。つぎに、非共振透過の結合損失係数について、従来の適用方法の検討を行い、適用範囲等の問題点について述べている。

第4章では、まず佐藤によって導出された有限矩形パネルの放散係数に着目し、非共振透過における結合損失係数の改良を試みている。つぎに、非共振透過の既往の理論式との比較検討を行い、その妥当性と適用範囲を検討する。また、改良されたSEA法を用いた場合の、SEAパラメータの感度解析を行い、本研究をさらに進めていく上での方向性を明らかにする。

第5章では、有限壁体の複雑な音響透過機構を実験的に検討するための前段階として、まず透過損失測定に使用する測定装置の基本的な性能の確認を行っている。また、測定精度の向上を目的とした、パーソナルコンピューター利用による計測システムを構築し、その測定精度を検討する。さらに、測定の再現性・室温の影響・取り付け条件の再現性等についての検討を行っている。

第6章では、音響透過に影響を及ぼす要因の定量的な検討を実験的に行い、SEA法による統一的な解析手法について検討している。まず、間柱の影響と入射音の入射角度範囲について、無限大板の透過損失理論式を用いた検討を行い、有限板に対する適用限界を明らかにするとともに、SEA法でのこれらの要因の取扱いを考察している。つぎに、修正されたSEA法の実験的な検証を行い、周辺支持条件と内部損失係

数の定量的な傾向を明らかにする。さらに、低周波数領域におけるSEA法の適用に関する検討を行っている。また、音響インテンシティ計測法を用い、単板の音響透過特性の検証も行っている。

第7章では、損失係数の定量化の検討を行っている。損失係数の測定においては、加振方法が問題となる場合が多い。近年のセラミック加工技術の進歩により、高性能の圧電振動板が開発されている。その小型・軽量性に着目し、本研究での応用を試みる。そこで、圧電振動板を使用した加振法による損失係数測定システムを構築し、SEAパラメータの計測手法を検討している。この方法によって計測された、総合損失係数と音響放射による結合損失係数から内部損失係数を分離することができる。これらの測定結果の検討を行い、さらに、周辺支持部におけるエネルギー吸収率の算出を試みる。また、圧電振動板加振時の、音響インテンシティ計測法による音響放射の可視化や放射率の測定を行い、理論的な音響放射特性の検証を行っている。

第8章では、本研究で得られた研究結果に基づき、SEA法による単層壁の遮音解析・予測手法のフローをまとめている。SEAパラメータの設定は、遮音特性解析のための実測による方法と、遮音設計のための予測による方法に分けて整理している。このフローに従って、圧電振動板加振によるSEAパラメータ測定値を用いた実測による方法と、予測による方法で透過損失推定を行い、実用的寸法パネルの透過損失測定値と良好な一致を示すことを明らかにしている。

第9章では、本研究で得られた成果のまとめを行い、今後の研究課題について言及する。

第2章 単層壁の音響透過特性に関する既往の波動解析理論

2.1 まえがき

建築物の高層化に伴って、周壁構造を軽量化するという物理的な必要性が高まっている。さらに、居住環境におけるアメニティへの関心の増加、一方では省力化や省エネルギーの社会的要因により、構法の簡略化や高性能化が要求されている。したがって、軽量乾式多層壁が多用される状況にある。実際の隔壁は種々の建築材料から構成され、その音響透過機構は極めて複雑である。その原点となる単層壁の音響透過機構も十分に解明されているとは言えない。

そこで本章では、単層壁の音響透過損失の波動解析理論に関する既往の研究について整理する。波動解析は、境界条件が複雑になると、解析的に解くことが困難になってくるが、基本的な遮音機構を理解するための重要な手段となるものである。

2.2 単板の解析理論の概要(小史)^{1), 2)}

壁体の遮音性能に関する科学的な研究は、Faradayによる19世紀ロンドンの牢獄の独房の音響透過の組織だった研究に始まる。そこで彼は、2重壁と空気層厚の重要性を発見した。当時、Rayleighは無限大薄板の音響透過解析を行っている。20世紀にはいると、室内音響理論の始祖とも言うべき、Sabineが晩年の数年間精力的に遮音に関する実験および理論的な研究をおこなった。しかし、公表することなく惜しまれつつ1919年に天逝した。貴重な成果は残されていない。

Buckingham(1924)は、残響時間と透過損失の測定法に関する基礎理論のアイデアや計測技術について発表している。Davisは単層壁の透過損失に関する2つの論文を発表し、弾性間仕切の音響透過は強制振動による(1927)ことと、1自由度の矩形板(ビストン板)の音響透過について(1933)考察を行っている。その後、Constable(1934)は英国で2重壁の理論を発展させ、同時期、Kimball(1935)はアメリカで同様な研究を行っている。

戦後の経済成長とともに遮音理論も急速に発達した。Beranek and Work(1949)は、航空機の遮音性能改善のニーズに刺激され、多層壁の実用的な音響透過基礎理論をつ

くった。垂直入射に限定されていたが、原理的には斜め入射や乱入射へ簡単に拡張可能であった。Londonは、2編のパネルの透過損失解析理論、すなわち単層壁理論(1949)と、中空2重壁理論(1950)を公表した。これらが無限大壁の乱入射透過損失理論の最初と認められている。

最近の3～40年の透過損失解析理論の発展を詳細に述べることは不可能であるが、主なものを挙げてみる。Cremer(1942)はコインシデンス効果を理論的に示した。コインシデンス効果はパネルを伝搬する屈曲波の波長と音波の波長が等しいときに生じることを解明したのであった。Mulholland, Cummings, and Parbrook(1967～1968)らは、光学の応用を行い2重壁の多重反射理論を定式化した。しかし、理論の適用に限界があった。Beranek and WorkやLondonらの理論も同様である。すなわち、パネルの機械インピーダンスをマスリアクタンス($j\omega m$)のみを仮定しているため、結局パネルと空気層の強制運動のみを取り扱うにすぎない。つまり共振運動は無視されている。しかし、多重反射理論は空気層内の吸音を容易に組み込めるという有利な点もある。パネルインピーダンスをマスリアクタンスのみと仮定すれば、多重反射理論は簡単にLondonの結果を導き出すことができるのである。

上述の理論はいくつかの欠点を持っている。最も重大な点はパネルが無限大ということである。Crocker, Price, and Battacharya(1969～1971)らは有限とした単層壁および2重壁の理論的アプローチを行った。宇宙船の騒音振動の研究として、1960年代前半に開発された統計的エネルギー解析(SEA)法の最初の適用である。SEA法は空気層内吸音や2重壁の音の橋といった複雑な要因を理論的に統一的に取り扱うことができる利点を有している。しかし、彼らのSEA法において、板を有限寸法とした取り扱いを厳密に行っているわけではなく、改良の余地を残していた。

有限板の遮音理論は、まずSewell(1970)によって寸法の影響の定量的な解析が行われた。Donato(1972)は2重壁に関してではあるが、波数を使った低周波数での透過損失の補正を試みている。これはElmallawany(1982)が単層壁に適用し、乱入射質量則の改良を行っている。一方国内では、川井(1973)によって円形板の垂直入射時の遮音機構が解析的に研究されている。また、佐藤(1973)は、乱入射音場における、矩形板の透過波の放散係数を導出している。

また、室のモードとパネルモードとの連成に関する解析が、Josse & Lamure(1964)らによって早い時期に行われているのは特筆される。

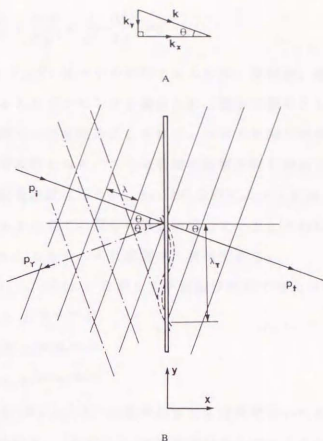


図-2.1 入射波、反射波および透過波

2.3 無限大単板の解析理論

2.3.1 無限大板の古典的音響透過理論

(1) 質量則¹⁾

隔壁に平面進行波が入射している場合を図-2.1に示している。簡略化のために、隔壁は波長に比べて薄く、かつ無限大と仮定する。便宜上、 $X-Y$ 座標を図-2.1のように紙面上にとり、波動の伝搬方向は $X-Y$ 平面内とすると、 Z 方向（紙面に垂直）の変化はないものとする。

従って、3次元の波動方程式は、次式のように2次元の波動方程式に書き換えることができる。

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

ここで、 P_i, P_r, P_t はパネルに対する入射波、反射波、透過波とする。また、パネルのスティフネスとダンピングを無視した、集中定数系として、パネルは振動するものとする。入射波の周波数を f とすれば、パネルも同じ周波数 f で振動し、反射波・透過波も同じ周波数となる。さらに両側の媒質が同じ場合には、入射波、反射波、透過波の波長と波長定数は等しい。Snellの法則により入射角、反射角、透過角も等しい ($= \theta$)。パネルの全ての部分に媒質が接しているとすれば、パネル上の振動の波長は $\lambda_r = \lambda / \sin \theta$ であり、 λ は媒質中の波長である。

媒質中において、式(2.1)を満たす平面波は次式で与えられる。

$$P_i = A_i e^{j(\omega t - k_x x + k_y y)} \quad (2.2a)$$

$$P_r = B_i e^{j(\omega t + k_x x + k_y y)} \quad (2.2b)$$

$$P_t = A_2 e^{j(\omega t - k_x x + k_y y)} \quad (2.2c)$$

波動の振幅 A_i, B_i, A_2 は、波動が必ずしも同相でないために、複素量で表される。波長定数の x 成分 k_x 、 y 成分 k_y は波長定数 k と次のような関係がある。

$$k_x = k \cos \theta \quad (2.3a)$$

$$k_y = k \sin \theta \quad (2.3b)$$

図-2.1より、式(2.3a)(2.3b)を自乗して足しあわせることにより、次式が得られる。

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (2.4)$$

これは図-2.1Aでもあきらかであるし、式(2.2a), (2.2b), (2.2c)を式(2.1)に代入し、 $k = \omega/c$ を考慮することによっても確かめることができる。

透過波の振幅の自乗値と入射波の自乗値の比は、隔壁を透過した音のエネルギーの残留分を表す。この残留分は音響透過率 $\tau = |A_2|^2 / |A_i|^2$ と呼ばれ、次の2つの条件を使って決定される。

1. パネルの両側のどの部分においても、粒子速度の法線方向成分は、全ての点においてパネルの振動速度 v_w に等しい。
2. パネルに作用する全圧力は、どの点においても、単位面積あたりの質量に加速度 $j\omega v_w$ を掛けたものに等しい。

条件1より次式が導かれる。(連続の式)

$$v_w / \cos \theta = P_i / \rho c = P_t / \rho c - P_r / \rho c \quad (2.5)$$

パネルが非常に薄ければ、パネル表面近傍の音圧 P_i, P_r, P_t は式 (2.2a), (2.2b), (2.2c) において $x=0$ とすることにより得られ、それらを式 (2.5) に代入すれば、

$$B_1 = A_1 - A_2 \quad (2.6)$$

条件 2 より、次式が与えられる。(運動の式)

$$P_i + P_r - P_t = v_w Z_w \quad (2.7)$$

壁のスティフネス K 、ダンピング R を無視すれば、単位面積当たりの壁のインピーダンス*1は $Z_w = j\omega m$ で与えられる。ここで m は壁の単位当たりの質量である。式 (2.7) の各音圧も、 $x=0$ と置くことにより求められる。式 (2.2a), (2.2b), (2.2c) を式 (2.7) に代入し、 $x=0$ とし、式 (2.5) から $v_w = (P_t / \rho c) \cos \theta$ を使えば、

$$A_1 + B_1 - A_2 = j\omega (m / \rho c) A_2 \cos \theta \quad (2.8)$$

式 (2.6) を式 (2.8) に代入し、 B_2 を消去すれば、次式が得られる。

$$\frac{A_1}{A_2} = 1 + \frac{j\omega m}{2\rho c \cos \theta} \quad (2.9)$$

入射波と反射波の強さの比は、次式で与えられる。

$$1/\tau = \frac{|A_1|^2 / \rho c}{|A_2|^2 / \rho c} = \frac{|A_1|^2}{|A_2|^2} = 1 + \frac{\omega^2 m^2}{4(\rho c)^2 \cos^2 \theta} \quad (2.10)$$

式 (2.10) の τ は、音響透過率と呼ばれる。対数をとれば透過損失が次式のように定義される。

$$TL = 10 \log_{10} (1/\tau) \quad (2.11a)$$

$$TL = 10 \log_{10} \left[1 + \frac{\omega^2 m^2}{4(\rho c)^2 \cos^2 \theta} \right] \text{ dB} \quad (2.11b)$$

透過損失 TL はデシベルで表されるが、ヨーロッパにおいては、Sound Reduction Index として知られている。 τ のかわりに $1/\tau$ の対数を使うのは、値を正にするためである。

この理論に従えば、入射波が接線入射に近づいてくると、 $\cos \theta \rightarrow 0$ となるため、 $TL \rightarrow 10 \log_{10} [1] \rightarrow 0$ となり、減衰されことなく音は隔壁を透過する。しかしこれは実際には起き得ない現象である。垂直入射の時に透過損失は最大値をとる。パネル

*1 1 質点系の単純な振動モデルでは外力と振動速度の比、すなわち機械インピーダンスは $F/v = Z = R + K/j\omega + j\omega M$ として得られる。ここで M は全質量である。

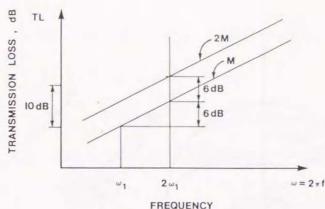


図-2.2 入射角 θ のときの単板の質量則 (式 (2.12)) の変化

が非常に軽く、周波数が非常に低く、パネルが接している媒質の ρc の値が高い場合をのぞいては、次式が与えられる。

$$\frac{\omega^2 m^2}{4(\rho c)^2 \cos^2 \theta} \gg 1$$

そして、

$$TL \approx 10 \log_{10} \left[\frac{\omega^2 m^2}{4(\rho c)^2 \cos^2 \theta} \right] \text{ dB} \quad (2.12)$$

この結果は質量則 (Mass Law) として知られている。透過損失 TL はパネルの単位面積当たりの質量 m (面密度) に支配される。入射角 θ を一定とし、周波数が一定のとき ($\omega = 2\pi f$)、壁の面密度が2倍になる毎に、 TL は $10 \log_{10}(4) = 20(0.3010) \approx 6 \text{ dB}$ 増加する。入射角が一定で、面密度 m を一定とすると、周波数が2倍になる (オクターブ) 毎に TL は 6 dB 増加する。(図-2.2参照)

(2) ランダム入射透過損失¹⁾

実際には、音波は様々な角度から同時に隔壁に入射する。したがって、このような入射条件の場合の透過損失を予測するためには、式 (2.11b) あるいは式 (2.12) から得られる理論結果を入射角度に関して平均化する必要がある。

そのためには、拡散音場の音の強さについての検討が必要になってくる。図-2.3に示すように、微小面積 dS を囲う半球面に等しい確率で音波が入射している場合を考える。このとき、微小面積 dS に入射する音波に関して、近似的な平均透過損失を与える角度として $\theta^* = 60^\circ$ を得ることができる。これは $\theta^* = 60^\circ$ の時、半球の表面積の上

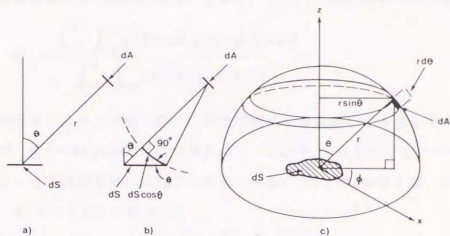


図-2.3 パネル上の微小面積 dS を囲う半球

半分と下半分が等しくなるという根拠による。式(2.12)に、 $\theta=0^\circ$ を代入すれば、垂直入射透過損失が得られる。

$$TL_{NI} \approx 10 \log_{10} \left[\frac{\omega^2 m^2}{4(\rho c)^2} \right] \quad (2.13)$$

式(2.12)において、 $\theta=60^\circ$ とすれば、ランダム入射の透過損失式となる。

$$TL_{RI} \approx 10 \log_{10} \left[\frac{\omega^2 m^2}{4(\rho c)^2 / (1/2)^2} \right] dB \quad (2.14)$$

$$TL_{RI} \approx TL_{NI} - 6 \text{ dB} \quad (2.15)$$

式(2.14)の TL_{RI} の計算結果は、実験結果の傾向と良く一致することが知られている。

ランダム入射透過損失を導出するためのより厳密な方法は、式(2.10)と図-2.3を使って、全ての入射角度にわたって平均化された平均透過率 τ_{RI} を求めることである。

音波がある角度 θ で隔壁に入射しているとき、見かけの入射投影面積は $dS \cos \theta$ となる。透過率は入射角度 θ に依存する。したがって平均化という過程は $\cos \theta$ の重み付けを行うことを意味する。すなわち、ランダム入射平均透過率 τ_{RI} は次のように表される。

$$\tau_{RI} = \frac{\int_{\Omega} \tau(\theta) \cos \theta d\Omega}{\int_{\Omega} \cos \theta d\Omega} \quad (2.16)$$

ここで、 Ω は立体角である。

微小立体角は $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ となり、式(2.16)は次式のように書き換えられる。

$$\tau_{RI} = \frac{\int_{\theta=0}^{\bar{\theta}} \int_{\phi=0}^{2\pi} \tau(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi}{\int_{\theta=0}^{\bar{\theta}} \int_{\phi=0}^{2\pi} \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi} \quad (2.17)$$

立体角の使用は計算上不便なので、微小面積 dA を通過して入射してくる音波を考える。 $r=1$, $dA = \sin\theta d\theta d\phi$ であるので、 $\cos\theta$ で重み付けした $\tau(\theta)$ を全ての角度にわたって平均化すれば式(2.17)が得られる。式(2.10)を使えば、次式が得られる。

$$\tau(\theta) = 1/(1+a^2 \cos^2\theta) \quad (2.18)$$

ここで、 $a = \omega m/2\rho c$, $d(\sin^2\theta) = 2\sin\theta \cos\theta$ であり、 $d(1+a^2 \cos^2\theta) = -2a^2 \cos\theta \sin\theta d\theta$ であるから、式(2.17)は次式のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned} \tau_{RI} &= \frac{-\frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{\bar{\theta}} \frac{1}{a^2} d(1+a^2 \cos^2\theta)}{\frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{\bar{\theta}} d(\sin^2\theta)} \\ \tau_{RI} &= \frac{[-(1/a^2) \ln(1+a^2 \cos^2\theta)]_{\theta=0}^{\bar{\theta}}}{[\sin^2\theta]_{\theta=0}^{\bar{\theta}}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

全入射角度 $\bar{\theta} = 90^\circ$ について平均すれば、 $\sin^2\bar{\theta} = 1$, $\cos^2\bar{\theta} = 0$ であるから、

$$\begin{aligned} TL_{RI} &= 10 \log_{10}(1/\tau_{RI}) \\ TL_{RI} &= 10 \log_{10} a^2 - 10 \log_{10} [\ln(1+a^2)] \end{aligned} \quad (2.20)$$

さらに、 $a = \omega m/2\rho c$ であるから、式(2.13)より $TL_{NI} = 10 \log_{10} a^2$ である。したがって、

$$TL_{RI} = TL_{NI} - 10 \log_{10} [\ln(1+a^2)] \quad (2.21a)$$

式(2.15)と同様に、ランダム入射 TL は、垂直入射における TL より

小さくなっていることが確かめられる。このことは、ランダム入射 TL が $\theta > 0^\circ$ で $TL < TL_{NI}$ である音波によってより多くの重み付けを受けることを意味している。

式(2.21a)を使った計算値は、実験結果に対する近似度はあまりよくない。理論値と実験値とをよりよく一致させるためには、 90° の替わりに、 $\theta = 78^\circ$ としたほうが実際的にはよい結果が得られる。式(2.18)と $TL = 10 \log_{10} [1/\tau(\theta)]$ を使って、垂直(0°) から 78° まで平均した $\tau(\theta)$ の結果は、“Field incidence” (音場入射) 質量

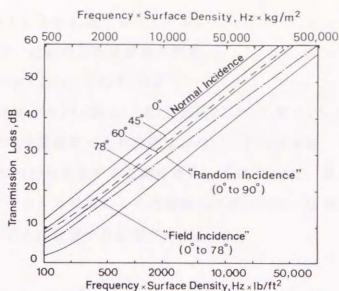


図-2.4 質量則による透過損失の計算値

則による透過損失として知られている。90° までの積分を行うよりも、78° までの積分結果のほうが実験値とよく一致する。この理由として、次のような要因を挙げることができる。

- 1) 隔壁の大きさの有限性
- 2) 実験施設固有の影響と接線方向入射を増加させる部屋のモードが欠乏している可能性
- 3) 接線方向入射に対する隔壁のダンピング効果

研究者の中には、実験施設固有の影響として、 θ の値に、例えば 80、81° を提案していることに注意する必要がある。

図-2.4は、隔壁を集中定数系として、垂直入射(0°)をはじめとして、斜入射(45°、60°、78°)、音場入射(0~78°)、ランダム入射(0~90°)に関する質量則の計算結果を示している。

図-2.4に示される透過損失の曲線は、隔壁の透過損失の最も重要な特性を表している。すなわち、TLは単位面積当たりの質量が増加するとき、あるいは周波数が高くなるにつれて値が増加する。また、TLが最も大きな値となるのは垂直入射の時である。簡単な予測の目的には、音場入射透過損失曲線を使うのが実際問題として一般的である。しかし例外として、道路交通騒音などが高層ビルの上のほうの階の窓や壁に入射する場合が考えられる。この場合、音波はほとんど接線入射となり、TLは音場

入射の場合のTLよりも低くなってくる。

図-2.4より、近似的に次式が得られる。

$$TL_{R1} = TL_{N1} - 6 \text{ to } 8 \text{ dB} \quad (2.21b)$$

$TL_{R1} = 20 \log_{10}(mf) - 34$ が、式(2.20)(2.21b)に基づいた計算式として用いられている。ここで m は面密度であり単位は lb/ft^2 、 f は周波数(単位はHz)である。式(2.21b)と式(2.15)は比較すると興味深い。式(2.21b)は、質量制御領域では妥当であるが、コインシデンス効果による透過損失の低下が生じる周波数領域での音響透過を説明できないことに注意する必要がある。

(3) コインシデンス効果¹⁾

コインシデンス効果は音響分野では1930年代から知られていた。最初にこの現象を解明したのはCremer(1942)である。コインシデンス効果の概要は以下のとおりである。

ここまでの、屈曲スティフネスのない質量のみの集中定数系として隔壁を取り扱ってきたが、実際のパネルにはスティフネスがあり、振動し始めると、屈曲波が励起される。薄いパネルが屈曲振動するときの運動方程式は、次式で表される。

$$\nabla^4 y + \frac{1}{\kappa^2 c_t^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad (2.22)$$

ここで、 $\kappa = \text{radius of gyration} = h/\sqrt{12}$ 、 h = パネル厚さ

$c_t^2 = E/[\rho(1-\sigma^2)] = \text{縦波速度の自乗}$

$E = \text{ヤング率}$ $\rho = \text{体積密度}$ $\sigma = \text{ポアソン比}$

$$\nabla^4 = \text{operator} \left[\frac{\partial^2(\)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\)}{\partial y^2} \right]^2$$

式(2.22)は、流体中の波動方程式よりも複雑となっている。棒や梁のような一次元振動の場合には、 c_t は E/ρ と簡略化され、 $\nabla^4 = \partial^4(\)/\partial x^4$ となる。

式(2.22)の一つの解は(単純な無限長の棒や梁の場合)次式の実数部として与えられる。

$$y = A e^{j(\omega t - k_0 x)} \quad (2.23)$$

ここで、 $k_0 = \text{屈曲波の波長定数 } \omega/c_0$ 。

式(2.23)を式(2.22)に代入すれば、屈曲波の速度として $c_0^4 = \omega^2 \kappa^2 c_t^2$ または次式が得られる。

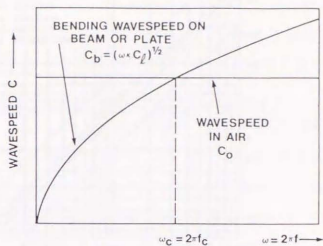


図-2.5 屈曲波の伝搬速度と空気音の速度の関係

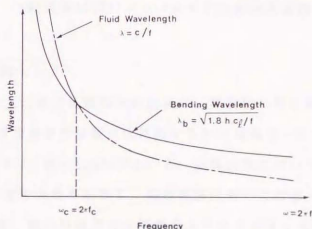


図-2.6 屈曲波の波長と空気音の波長の関係

$$C_b = \sqrt{\omega K C_l} \quad (2.24)$$

数学的にはさらに複雑になるが、パネルに関しても同じ結果を得ることができる。式(2.24)は流体中の音波の特性（非分散性、周波数に依存しない）とは異なり、棒（またはパネル）の屈曲波は分散性(dispersive)である。全てが同じ速度 C で伝搬するのではなく、周波数に依存する。式(2.24)でわかるように、高周波数の波は低周波数の波よりも速く伝搬する。

式(2.24)は、一次元の梁または二次元のパネルの場合の自由屈曲波の速度を表している。パネルは無限大であると仮定すると自由屈曲波の波長は次式で与えられる。

$$\lambda_b = C_b / f = \sqrt{2\pi K C_l / f}$$

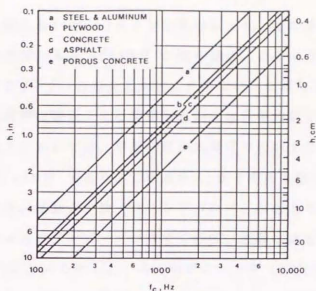


図-2.7 一般建築材料のコインシデンス限界周波数

$$\lambda_b = \sqrt{1.8 h c_l / f} \quad (2.25)$$

梁またはパネル上に生じる屈曲波の波長は、周波数の平方根に反比例し、空気中の音波 ($\lambda = c/f$ で波長が周波数に反比例する) とは異なっている。式(2.24)(2.25)を図示すると、図-2.5、図-2.6が得られる。低周波数においては、パネル上の屈曲波は空気中の音速 c よりも遅く伝搬し、高周波数においては速く伝搬することがわかる。屈曲波の波長 λ_b は、低い周波数では空気音より小さくなっているが、高い周波数では逆転する。二つの速度 c_b と c が等しく、二つの波長 λ_b と λ が等しい周波数を限界周波数 f_c と呼ぶ。限界周波数においては、 $c_b = c$ であるので、式(2.25) ($\lambda_b = c_b/f$) と $\lambda = c/f$ を考慮すれば $\lambda_b = \lambda$ となることが確かめられる。この限界周波数は式(2.24)において、 $c = c_b = \sqrt{2\pi f_c K C_l}$ と置き換えることにより計算できる。したがって、

$$f_c = c^2 / 2\pi K C_l \quad (2.26)$$

ここで、 $C_l = \sqrt{E/\rho(1-\sigma^2)}$ ではあるが、式(2.26)におけるパネルの縦波速度として $C_l = \sqrt{E/\rho}$ を使っても大きな誤差とはならない。なぜなら、ほとんどの建築材料の場合、 $\sigma = 0.2 \sim 0.3$ であり、分母の括弧内を無視できるからである。よく使用される建築材料について、厚さに対する式(2.26)の計算結果は図-2.7のようになる。

無限大のパネルに関しては、自由屈曲波はいかなる周波数においても存在し得る。

個々の周波数において、パネルが空気中にあり、板の法線方向に対して角度 θ で音波が放射されれば、 $\lambda_b = \lambda / \sin \theta$ が成り立つ。このような関係は、図-2.6を見ても明らかにように $f > f_c$ の場合しか起こり得ない。なぜなら $\sin \theta < 1$ だからである。理論的に、限界周波数以下では自由屈曲振動は音を放射することはできない。逆に、限界周波数以上においては、平面音波が角度 θ で入射すれば、パネル上に投影される波長は $\lambda_c = \lambda / \sin \theta$ であり、この波長 λ_c がその周波数における自由屈曲波の波長 λ 。に等しければ、波動の一致（コインシデンス）が起きる。その場合、パネルの応答が大きく、パネルのダンピングが0であれば、波動は減衰なくパネルを透過することになる（ $TL=0$ ）。しかし、パネルのダンピング（損失）があれば、それに応じた TL が生じる。波動の一致は、 $\sin \theta < 1$ であるので限界周波数 f_c よりも高い周波数においてのみ起こり得る。このコインシデンス周波数の計算式は以下になる。

$$\begin{aligned}\lambda_b &= \lambda_c = \lambda / \sin \theta \\ \sqrt{\pi K C_1 / f_{coinc}} &= (C / f_{coinc} / \sin \theta) \\ f_{coinc} &= c^2 / (1.8 h C_1 \sin^2 \theta)\end{aligned}\quad (2.27)$$

限界周波数 f_c は、コインシデンス効果が生じる最低の周波数であり、接線入射時（ $\theta=90^\circ$ ）の音波によって決定される。

2.3.2 弾性と粘性を考慮した集中定数型モデルによる無限大板の音響透過理論

(1) 弾性と粘性の影響による音響透過特性の概要

ここまで、パネルは質量のみの集中定数系として扱ってきた。パネルのスティフネスとダンピングの影響については、次のように近似的に含めることができる。ここで、パネルのスティフネスとダンピングは、表面上に一様に分布していると仮定する。その結果、式(2.7)の単位面積当たりの壁のインピーダンス Z_w は $j\omega m$ のかわりに $j\omega m + R + K/j\omega$ と置き換えることができる。ここで R, K は単位面積当たりのダンピングとスティフネスを表す。式(2.11b)の斜入射透過損失は次式のように書き換えることができる。

$$TL = 10 \log_{10} \left[\frac{R_1^2 + (\omega m - K/\omega)^2}{4(\rho c)^2 \cos^2 \theta} \right] \quad (2.28)$$

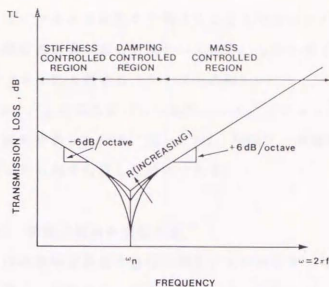


図-2.8 式(2.28)による単板の理論的透過損失

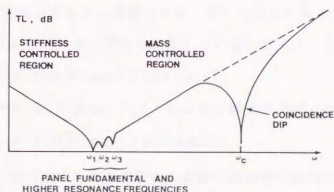


図-2.9 共振やコインシデンス効果を考慮した単板の透過損失の傾向

ここで、 $R_1^2 = (R + 2\rho c / \cos \theta)^2$

式(2.28)をプロットしたものを図-2.8に示す。非常に低い周波数では、音響透過はパネルのスティフネスに制御される。周波数が上昇するにつれて、パネルの共振周波数 ω_n に近づき、ダンピングが0であればパネルは音に対して透明になる。つまり $TL=0$ となる。周波数がさらに高くなると、透過損失はパネルの質量（イナーシャ）に支配される。結局、高い周波数においては式(2.28)は式(2.12)の質量則と一致する。

上述したような単純なモデルでは、コインシデンス効果を予測することは不可能で

あり、高次のパネルの共振を予測することもできない*1。さらに、パネルによる減衰は単一方向の入射音のみを対象としている。しかし多くの場合、音波は同時に様々な角度からパネルに入射する（ランダム入射）。

図-2.8は、より高次のパネル共振とコインシデンス効果を考慮したパネルのTLの理論的な傾向を表している。図-2.9は、理論的、実験的考察から周波数帯域別に部分的に類推したものを合成した結果である。

(2) 垂直入射時の音響透過²⁾

図-2.10に集中定数型の音響透過モデルを示している。単位当たりの質量 m である単板は均質で、無限大かつ屈曲しないものと仮定している。この単板が、単位面積当たりのスティフネス s とダンピング r を有する、弾性バネと粘性抵抗に支持されている。これは、ある程度面積の大きなパネルに相当する近似を表している。パネルの両側の媒質を空気とすると、音響インピーダンスは ρc である。周波数 ω の平面波が $x < 0$ の領域からパネルに垂直に入射しているとすると、入射音圧は次式で表される。

$$p_i(x, t) = \tilde{A}_1 \exp[j(\omega t - kx)] \quad (2.29)$$

ここで、 $k = \omega/c$ である。パネルによる反射波は次式となる。

$$p_r(x, t) = \tilde{B}_1 \exp[j(\omega t + kx)] \quad (2.30)$$

係数 \tilde{A}_1, \tilde{B}_1 は、パネルの左側表面の法線方向の粒子速度で関係づけられ、パネルの運動速度 $j\omega\tilde{\xi}$ に等しい。それ故、平面波では次式の関係が得られる。

$$\tilde{A}_1 - \tilde{B}_1 = j\omega\rho c\tilde{\xi} \quad (2.31)$$

パネルの変位 $\tilde{\xi}$ による x の負方向へ放射される音圧は、パネルの運動の原因に関わらず、次式で表される。

$$p_r^-(x, t) = \tilde{C}_1 \exp[j(\omega t + kx)] \quad (2.32)$$

ここで、 $\tilde{C}_1 = -j\omega\rho c\tilde{\xi}$ である。対応する x の正方向へ放射される音波は次式となる。

$$p_r^+(x, t) = \tilde{C}_2 \exp[j(\omega t - kx)] \quad (2.33)$$

*1 理論モデルが1自由度系である。

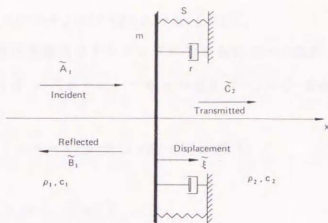


図-2.10 垂直入射時の単板の集中定数型音響透過モデル

ここで、 $\tilde{C}_1 = j\omega\rho c \tilde{\xi}$ である。これらの音場は“放射音場”と呼ばれる。

式(2.29)～(2.31)より、パネルの左側における全音圧場として次式が得られる。

$$\begin{aligned} p^-(x, t) &= \tilde{A}_1 \exp[j(\omega t - kx)] + [\tilde{A}_1 - j\omega\rho c \tilde{\xi}] \exp[j(\omega t + kx)] \\ &= 2\tilde{A}_1 \cos kx \exp(j\omega t) - j\omega\rho c \tilde{\xi} \exp[j(\omega t + kx)] \end{aligned} \quad (2.34)$$

式(2.34)は、式(2.32)を用いることにより、次のように書き換えられる。

$$p^-(x, t) = 2\tilde{A}_1 \cos kx \exp(j\omega t) + \tilde{C}_1 \exp[j(\omega t + kx)] \quad (2.35)$$

式(2.35)の右辺第1項は、パネルを完全剛面とした場合の、入射波と反射波によって作り出される干渉定在波音場を表している。これを“ブロック音場”(blocked pressure field)と呼ぶことにする。第2項はパネルの運動によって励振される音場を表している。したがって、入射側の全音場は、ブロック音場と放射音場の合計に等しくなる。パネルの右側の全音場は、式(2.33)の放射音場で簡単に表される。

パネルの運動方程式は次のように表すことができる。

$$m \ddot{\xi} + r \dot{\xi} + s \xi = p(x=0^-, t) - p(x=0^+, t) \quad (2.36)$$

ここで、 $x=0^-$, $x=0^+$ はそれぞれパネルの左側表面と右側表面を指している。式

(2.33)(2.34)を代入すると次式が得られる。

$$(-\omega^2 m + j\omega r + s) \tilde{\xi} = 2\tilde{A}_1 - 2j\omega\rho c \tilde{\xi} \quad (2.37)$$

上式の右辺の流体負荷による放射音圧を左辺に移項すると、真空内のパネルの特性を表すこととなるが、次式のようになる。

$$[-\omega^2 m + j\omega(r + 2\rho c) + s]\tilde{\xi} = 2\tilde{A}_1 \quad (2.38)$$

流体負荷項は機械的なダンピングに加えられるべき放射ダンピングを表している。ここで、変位 $\tilde{\xi}$ の代わりに、パネルの速度 $\tilde{v} = j\omega\tilde{\xi}$ を使って左辺を書き換えると次式となる。

$$[j(\omega m - s/\omega) + (r + 2\rho c)]\tilde{v} = 2\tilde{A}_1 \quad (2.39)$$

または

$$(\tilde{z}_p + \tilde{z}_f)\tilde{v} = 2\tilde{A}_1 \quad (2.40)$$

ここで、 \tilde{z}_p, \tilde{z}_f はそれぞれパネル（真空内）のインピーダンスと流体負荷のインピーダンスである。右辺の外力項 $2\tilde{A}_1$ は、ブロック表面音場である。式(2.40)は、ブロック入射音場における、表面音圧分布に対する流体負荷構造物の応答のような問題を取り扱う場合に適用できる。このような全音場の分解は流体中のいかなる構造物に関しても適用可能である。しかしながら、大抵実際の場合には、このような一次元の単純なモデル化よりも解析ははるかに複雑となってくる。

つぎに、入射波の振幅でパネルの速度が表現できるので、透過波の振幅 \tilde{C}_2 は式(2.33)(2.40)を使って次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \tilde{C}_2 &= \rho c \tilde{v} = 2\tilde{A}_1 \rho c / (\tilde{z}_p + \tilde{z}_f) \\ &= \frac{2\tilde{A}_1}{j(\omega m - s/\omega)/\rho c + (r/\rho c + 2)} \end{aligned} \quad (2.41)$$

透過率 τ は入射と透過の強さの比として次式のように定義される。

$$\tau = \frac{|\tilde{C}_2|^2/2\rho c}{|\tilde{A}_1|^2/2\rho c} = \frac{4}{[(\omega m - s/\omega)/\rho c]^2 + (\omega_0 m \eta/\rho c + 2)^2} \quad (2.42)$$

ここで、 r は $\omega_0 m \eta$ で置き換えられており、 η は真空中の損失係数である。音響透過損失 TL は次式のように定義され、欧米においては音響リダクションインデックス R として知られているのは周知のとおりである。

$$TL = 10 \log_{10}(1/\tau) \text{ dB}$$

式(2.42)から明らかなように、透過率はパネルの減衰のない固有周波数において最大値となる。次の三つのケースを考えることができる。

- (i) $\omega \ll \omega_0 = (s/m)^{1/2}$ 、真空内における固有周波数より十分低い周波数：

$$\tau \simeq \frac{4}{(s/\omega \rho c)^2 + (s\eta/\omega_0 \rho c + 2)^2} \simeq \frac{4}{(s/\omega \rho c)^2 + 2^2} \quad (2.43)$$

η は一般的に 1 より十分小さいので上式が得られる。また、気体中の可聴周波数領域における代表的な構造物に関しては、 $s/\omega \rho c = (\omega_0/\omega) \times (\omega_0 m/\rho c)$ と $\omega_0 m/\rho c$ は一般的に 1 より十分大きい。しかし、液体内では必ずしも成立しない。パネルの両側の媒質を空気と仮定するならば、この周波数領域においては次式で近似できる。

$$\tau \simeq (2\rho_0 c \omega/s)^2 \quad (2.44)$$

透過損失相当量は以下になる。

$$TL = 20 \log_{10} s - 20 \log_{10} f - 20 \log_{10} (4\pi \rho_0 c) \text{ dB} \quad (2.45)$$

ここで、 $f = \omega/2\pi \text{ Hz}$ である。式(2.45)より、透過損失は基本的には取付部の弾性ステイフネスによって決まり、質量やダンピングには影響を受けない。また、オクターブ毎に 6 dB 減少していく周波数特性を示す。

パネルの単位面積当たりの質量が、薄いプラスチックシートのように非常に小さければ、弾性を無視することができるため式(2.45)は成立しない。

(ii) $\omega \gg \omega_0$ 、固有周波数より十分高い周波数：

式(2.42)において、 $\eta < 1$ であるので次式となる。

$$\tau \simeq \frac{4}{(\omega m/\rho c)^2 + 2^2} \quad (2.46)$$

両側の媒質が空気であれば、一般的に $\omega m/\rho c \gg 1$ であるから

$$\tau \simeq (2\rho_0 c/\omega m)^2 \quad (2.47)$$

同様に、透過損失は以下になる。

$$TL = 20 \log_{10} m + 20 \log_{10} f - 20 \log_{10} (\rho_0 c/\pi) \text{ dB}$$

または、

$$TL \simeq 20 \log_{10} (mf) - 42 \text{ dB} \quad (2.48)$$

TL は基本的に単位当たりの質量によって決定され、ダンピングやステイフネスとはほとんど独立である。 TL は周波数がオクターブ毎に 6 dB 増加し、また質量が 2 倍になる毎に 6 dB 上昇する。式(2.48)は前項における垂直入射質量則と一致する。

隔壁が非常に軽量なフィルム状の場合には、低周波数において式(2.48)のような特性を示さない。その場合 $\omega m/\rho c$ が 1 よりそれほど大きくならないからである。

(iii) $\omega = \omega_0$ 、固有周波数：

$$\tau \approx \frac{4}{[\eta(\rho_0 c / \omega_0 m)^{-1} + 2]^2} \quad (2.49)$$

パネルの両側が同じ媒質で、 $\eta \ll \rho_0 c / \omega m$ であれば次式のように完全透過とみなすことができる。

$$\tau \approx 1 \quad (2.50)$$

$\eta \gg \rho_0 c / \omega m$ と仮定すれば、次式が得られる。

$$\tau \approx (2\rho_0 c / \eta \omega_0 m)^2 \quad (2.51)$$

透過損失はそれぞれ対応して次式のようになる。

$$TL = 0 \text{ dB} \quad (2.52)$$

あるいは

$$TL = 20 \log_{10} f_0 + 20 \log_{10} m + 20 \log_{10} \eta - 20 \log_{10} (\rho_0 c / \pi) \text{ dB} \quad (2.53)$$

式(2.53)の値は、 $f = f_0$ のときの式(2.48)による質量則の値とは $20 \log_{10}(\eta) \text{ dB}$ 異なっている。

式(2.50)と(2.52)は放射ダンピングが機械的なダンピングより大きくなる共振時の全透過を表している。式(2.53)は、機械的なダンピングが放射ダンピングより大きいという条件のもとで、質量・スティフネス・ダンピング全てが影響を及ぼす共振時の透過を表している。

上記のようなモデルを、基本固有モードで振動している有限屈曲パネルの音響透過特性予測に適用してみる。ここで、パネルの変位の位相は表面全体にわたって均一とする。例としては、窓やエンクロージャーのパネル等が含まれる。窓の場合には、よく使用される寸法のガラスの基本固有周波数は $10 \sim 30 \text{ Hz}$ と低い。したがって、音波の波長は代表的な建具の寸法よりかなり大きいので、窓の力学的な挙動と同程度に回折によっても音響透過がコントロールされる。パネルは無限バップル内の ka の小さいピストンのように挙動するので、放射(透過)は小さくなる。同様なことが低周波数における音響ルーバーの透過特性に対して適用できる。また、可聴低周波数における壁の単一小孔の透過損失の説明も可能である。これらの場合、対象とするものがある場合とない場合の受音音圧レベル差で表される挿入損失で表すことがよく用いられる。

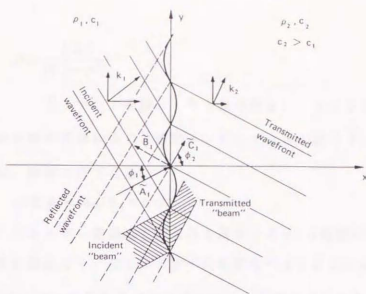


図-2.11 無限大弾性パネルの斜入射音響透過モデル

(3) 斜め入射時の音響透過²⁾

前項で、流体負荷構造物に対する励振音場に関して、ブロック表面音圧の適用原理が明らかになった。つぎに、周波数 ω で任意の入射角 ϕ_1 で平面波が入射する、無限大の薄い均質な弾性を有する板に対しての適用を検討する。斜め入射時の音響透過モデルは図-2.11のようになる。

入射波ベクトル \mathbf{k} の、パネル面に平行方向の成分（接線波長定数と呼ばれる）は $k_x = k \sin \phi_1$ となる。パネルは均質かつ無限大と仮定しているので、パネルの運動状態はどの点でも一様である。したがって、パネルに生じる屈曲波は波長定数 $k_x = k \sin \phi_1$ をもつことになる。パネル表面のブロック音圧は次式で表される。

$$p_{oi}(x=0, z, t) = 2\tilde{A}_1 \exp[j(\omega t - k \sin \phi_1 z)] \quad (2.54)$$

係数 $2\tilde{A}_1$ は単位面積当たりの加振力と等価であるので次式で示される。

$$2\tilde{A}_1 = (\tilde{z}_{wp} + \tilde{z}_{wf}) \tilde{v} \quad (2.55)$$

流体の波動インピーダンスは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \tilde{z}_{wf} &= \rho_1 c_1 (1 - \sin^2 \phi_1)^{-1/2} + \rho_2 c_2 [1 - (k_1 \sin \phi_1 / k_2)^2]^{-1/2} \\ &= \tilde{z}_{wf1} + \tilde{z}_{wf2} \end{aligned} \quad (2.56)$$

また、パネルの波動インピーダンスは次式で与えられる。

$$\tilde{z}_{wp} = -(j/\omega) (D k_1^4 \sin^4 \phi_1 - m \omega^2) + D k_1^4 \sin^4 \phi_1 \eta / \omega \quad (2.57)$$

ここで、

$$D = \frac{E h^3}{12(1-\sigma^2)}$$

E : ヤング係数、 h : 板の厚さ、 σ : ポアソン比

パネルの右側の流体に生じる波動インピーダンスの成分 \tilde{z}_{wf2} は、次式の条件が成立するならば、実数のみである。

$$\sin \phi_1 < k_2/k_1 = c_1/c_2 \quad (2.58)$$

それ故、エネルギー透過はこの条件を満足する ϕ_1 の範囲に制限される。例えば、パネルの特性に関係なく、空気から水への均質なパネルによる平面波エネルギー透過は 13.6° より大きな入射角度では生じ得ないことが確かめられる。透過波の係数 \tilde{C}_2 は次式によってパネルの法線方向速度 \tilde{v} と関係づけられる。

$$\tilde{C}_2 = \tilde{z}_{wf2} \tilde{v} \quad (2.59)$$

式(2.55)と式(2.59)から次式が得られる。

$$\tilde{C}_2 = \frac{2\tilde{A}_1 \tilde{z}_{wf2}}{\tilde{z}_{wf1} + \tilde{z}_{wf2} + \tilde{z}_{wp}} \quad (2.60)$$

エネルギー透過率は次式となる。

$$\tau = \frac{|\tilde{C}_2|^2 / 2\rho_2 c_2}{|\tilde{A}_1|^2 / 2\rho_1 c_1} \quad (2.61)$$

しかしながら、式(2.61)は、 $c_1 \neq c_2$ の場合屈折が起きるので、パネルの単位面積当たりの入射パワーと放射パワーの比を一般的に表すものではない。図-2.11を参照すると、パネルの両側における、対応している音束“beam”の幅は次のような関係にあることがわかる。

$$\begin{aligned} \cos \phi_1 / \cos \phi_2 &= (1 - \sin^2 \phi_1)^{1/2} / (1 - \sin^2 \phi_2)^{1/2} \\ &= (1 - \sin^2 \phi_1)^{1/2} / [1 - (c_2 \sin \phi_1 / c_1)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.62)$$

音響パワー透過率はしたがって次式で与えられる。

$$\tau_p = \frac{4|\tilde{z}_{wf2}|^2}{|\tilde{z}_{wf1} + \tilde{z}_{wf2} + \tilde{z}_{wp}|^2} \left[\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \right] \left[\frac{1 - (c_2 \sin \phi_1 / c_1)^2}{1 - \sin^2 \phi_1} \right]^{1/2} \quad (2.63)$$

両側の媒質が同じであれば、 $\phi_1 = \phi_2 = \phi$ であるので次式のようになる。

$$\tau_p = \tau = \left| \frac{\widetilde{Z}_{wf}}{\widetilde{Z}_{wf} + \widetilde{Z}_{wp}} \right|^2 \quad (2.64)$$

ここで、 $\widetilde{Z}_{wf} = \widetilde{Z}_{wf1} + \widetilde{Z}_{wf2} = 2\widetilde{Z}_{wf1} = 2\widetilde{Z}_{wf2}$ である。式(2.64)の厳密な表現は次のようになる。

$$\tau = \frac{(2\rho_0 c \sec \phi)^2}{[2\rho_0 c \sec \phi + (D/\omega) \eta k^4 \sin^4 \phi]^2 + [\omega m - (D/\omega) k^4 \sin^4 \phi]^2} \quad (2.65a)$$

隔壁の質量、スティフネス、ダンピングの相対的な影響をみるためには、入射波と隔壁の屈曲波が一致しているという条件の場合が特徴的である。入射波によってパネル上に励起されている波動の波長定数が接線波長定数 $k_x = k \sin \phi$ に等しいとすると、パネルの自由屈曲波長定数は $k_b^4 = \omega^2 m / D$ である。したがって、式(2.65a)は次のように書き換えられる。

$$\tau = \frac{(2\rho_0 c / \omega m)^2 \sec^2 \phi}{[(2\rho_0 c / \omega m) \sec \phi + (k/k_b)^4 \eta \sin^4 \phi]^2 + [1 - (k/k_b)^4 \sin^4 \phi]^2} \quad (2.65b)$$

次式がコインシデンスの条件である。

$$k \sin \phi = k_b = (\omega^2 m / D)^{1/4} \quad (2.66)$$

これは、式(2.65)の分母に対して反作用的な寄与がなくなることに対応している。式(2.66)は次のように書き換えられる。

$$\omega_{co} = (m/D)^{1/2} (c/\sin \phi)^2 \quad (2.67)$$

式(2.67)は、ある入射角度 ϕ に対して必ず対応するコインシデンス周波数 ω_{co} があることを表している。逆の関係も成立する。しかしながら、 $\sin \phi$ は1より大きくならないので、次式で示すようなコインシデンス現象が生じる最低周波数が存在する。

$$\omega_c = c^2 (m/D)^{1/2} \quad (2.68)$$

この ω_c はコインシデンス限界周波数として知られている。したがって、式(2.67)は次のように書き換えることができる。

$$\omega_{co} = \omega_c / \sin^2 \phi \quad (2.69a)$$

または、

$$\sin \phi_{co} = (\omega_c / \omega)^{1/2} \quad (2.69b)$$

ここで、 ϕ_{co} は周波数 ω に対するコインシデンス角度である。以上のような関係を

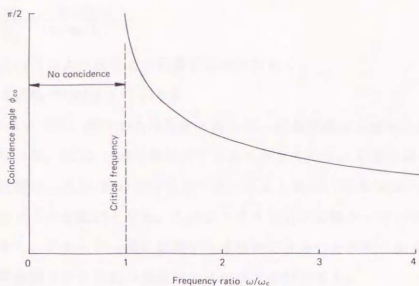


図-2.12 限界入射角度の変化

図-2.12に示す。

式(2.68)より次のようなことがわかる。ハニカムサンドイッチパネルのような、軽量で剛性の高い隔壁は、同じ重量で剛性の低い均質な隔壁よりも限界周波数は低くなる傾向を示す。均質なパネルに連続する平行な溝をつければ、限界周波数を上昇させることができる。しかし、これは静的な剛性の低下を招くので通常は避けたほうがよい。

密度 ρ_s の均質な平板の場合、式(2.68)は次式で表すことができる。

$$\omega_c = c^2 (\rho_s h)^{1/2} [E h^3 / 12 (1 - \sigma^2)]^{-1/2}$$

または、

$$f_c = c^2 / 1.8 h c_{\parallel} \quad \text{Hz} \quad (2.70)$$

ここで、 h はパネルの厚さ、 c_{\parallel} はパネルの縦波位相速度である。故に、積 $h f_c$ は流体または固体媒質の固有の物性を意味する。

式(2.65)で示した斜入射透過率の理論的な検討に戻る。コインシデンス効果は、分母の反作用項が無視できることに対応するが、 $\omega_c \leq \omega \leq \infty$ の周波数領域において τ の値に影響を及ぼす。そこで、ある固定した周波数における、入射角度による τ の値の変化を確認してみることは重要である。

まず、限界周波数よりも低い周波数領域においては、自由屈曲波の波長定数に対する励振音場の接線波長定数の比は次式で与えられる。

$$\frac{k_z}{k_b} = \frac{k \sin \phi}{(\omega^2 m/D)^{1/4}} \quad (2.71a)$$

ここで、式(2.67)より次のように表すことができる。

$$k_z/k_b = (\omega/\omega_c)^{1/2} \sin \phi \quad (2.71b)$$

$\omega < \omega_c$ においては、全ての入射角度に関して、自由屈曲波速度は入射波の接線波速度より小さいので、式(2.71b)の値は必ず1より小さくなる。音響透過におけるこのような条件の影響は、式(2.65a)の分母でスティフネス項 $(D/\omega) k^4 \sin^4 \phi$ よりもイナーシャ項 ωm のほうが支配的となる。スティフネス項に η が掛かっている機械的なダンピング項もまた、イナーシャ項に比較すれば無視できることが明らかである。したがって、限界周波数より十分低い周波数では次式で近似できる。

$$\tau(\theta) = 1/[1 + (\omega m \cos \phi / 2\rho_0 c)^2] \quad (2.72)$$

ここで、 $\omega m \cos \phi \gg 2\rho_0 c$ という条件のもとで、これは $\phi \approx \pi/2$ を除いて通常成立するが、透過損失は次式で与えられる。

$$TL(\phi) = 20 \log_{10} (\omega m \cos \phi / 2\rho_0 c) \text{ dB} \quad (2.73)$$

式(2.48)の垂直入射質量則と比較すれば、

$$TL(0) - TL(\phi) \approx 20 \log_{10} (\cos \phi) \text{ dB} \quad (2.74)$$

したがって、この差は入射角度が $\pi/2$ (接線) に近づくほど大きくなる。

$\omega < \omega_c$ のときは、 $k_z/k_b < 1$ という条件が必ず成立するが、この条件は周波数領域には限定されない。式(2.69a)より式(2.71b)は次のようになる。

$$k_z/k_b = (\omega/\omega_{co})^{1/2}$$

したがって、ある入射角度が与えられた場合、イナーシャ項が支配的になるという上記の結論は、 $\omega \ll \omega_c$ ではなく $\omega \ll \omega_c / \sin^2 \phi$ の周波数領域に適用することができる。 ω が ω_{co} に近づいていくと、透過式のスティフネス項の値がイナーシャ項の値に近づいてゆき、透過率は $\omega = \omega_{co}$ において、次式の最大値をとることになる。

$$\tau = 1/(1 + \eta \omega_{co} m \cos \phi / 2\rho_0 c)^2 \quad (2.75)$$

上式と純粋な質量制御透過の式(2.72)を比較すると、透過損失で $20 \log_{10} \eta \text{ dB}$ の差異が生じることがわかる。もし $\eta > 2\rho_0 c / \omega_{co} m \cos \phi$ であるならば、コインシデンス付近の音響エネルギー透過は機械的なダンピングによって制御される。

ω_{co} より高い周波数では、スティフネス項が支配的となり、透過率は次式のようになる。

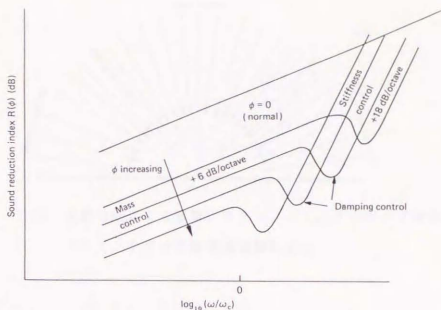


図-2.13 斜入射時の透過損失の変化

$$\tau \approx 1/[1 + (Dk^4 \sin^4 \phi \cos \phi / 2\rho_0 c \omega)^2] \quad (2.76)$$

空気音透過の大抵の場合、スティフネス項は1を大きく越えるため、斜入射透過損失はオクターブ毎に18dB上昇していく。ダンピングはこの周波数領域では影響を及ぼさない。このような透過損失の周波数特性を図-2.13に示している。

このようなやや複雑な挙動の別な観点として、一定の周波数における、全ての入射角度について音響透過を検討することが考えられる。限界周波数以下では、全角度において透過は質量制御となる。限界周波数以上では、いかなる周波数においても、式(2.69b)はコインシデンス角度が存在することを示している。 $\sin \phi$ が $\sin \phi_{co}$ より小さい場合には(すなわち、 $\phi < \phi_{co}$)、式(2.65)はイナーシャ項が支配していることを示す。 $\phi > \phi_{co}$ ならば、スティフネスが支配する。 $\phi = \phi_{co}$ の場合には、ダンピングが制御する。ただし、音響放射ダンピングより十分大きいという条件が必要である。この様子を図-2.14に示す。

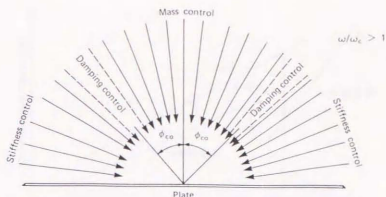


図-2.14 入射角度による質量、スティフネス、ダンピング制御領域
(コインシデンス限界周波数以上)

(4) ランダム入射時の音響透過²⁾

現実の問題としては、音波は同時に多くの角度から隔壁に入射することになる。例えば、交通騒音に暴露された窓や外壁などがある。このような場合の透過率は、入射音の強さの指向特性による重み付けと入射角度にわたって積分することによって、原理上求めることが可能である。しかし實際上、入射音の指向特性を把握することはできないので、位相のランダムな平面波が全ての方向から等確率で入射するという、完全拡散音場が仮定される。

拡散音場透過率は次式で示される。

$$\tau_d = \frac{\int_0^{\pi/2} \tau(\phi) \sin \phi \cos \phi d\phi}{\int_0^{\pi/2} \sin \phi \cos \phi d\phi} = \int_0^{\pi/2} \tau(\phi) \sin 2\phi d\phi \quad (2.77)$$

$\cos \phi$ 項は、平面波の音の強さの隔壁に対する法線方向成分の、 ϕ による変化を生じさせる。また、 $\sin \phi$ 項は入射角度毎の入射波によって伝搬される全音響パワーに関係している。透過率の一般式は解析的に積分することができない。しかし、式(2.72)に限定すれば、限界周波数より十分低い周波数領域に関して積分可能である。透過損失としての結果は次式となる。

$$TL_d = TL(0) - 10 \log_{10} [0.23 TL(0)] \quad \text{dB} \quad (2.78)$$

一般的に、実験結果は式(2.78)にはほとんど一致せず、高い値になる傾向があり、次式のような経験式がよく一致する場合が多い。

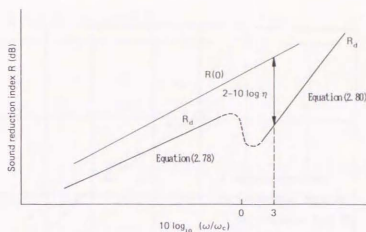


図-2.15 拡散音場透過損失の理論的傾向

$$TL_f = TL(0) - 5 \text{ dB} \quad \text{または} \quad TL_f \approx 20 \log_{10}(mf) - 47 \text{ dB} \quad (2.79)$$

これは前節でも触れられた音場入射質量則である。式(2.79)は、式(2.77)の積分において式(2.72)を使用し、かつ $0 \sim 78^\circ$ までの積分を実行した場合を近似したものである。限界周波数以下における、 $TL(0)$ 、 TL_d 、 TL_f の理論値は2.3.1の図-2.4に示されている。

コインシデンス限界周波数以上の周波数領域における、拡散音場透過損失の式はCramer(1942)によって次式のように導出されている⁴⁾。

$$TL_d = TL(0) + 10 \log_{10}(f/f_c - 1) + 10 \log_{10} \eta - 2 \text{ dB} \quad (2.80)$$

上式よりコインシデンス透過の支配的な影響は内部損失項によることがわかる。無限大隔壁の拡散音場透過損失の理論的傾向を図-2.15に示す。この理論曲線からの偏差は有限パネルの実測結果で確かめることができる。明確なコインシデンスによる低下を示している透過損失測定例を図-2.16に示す。コインシデンスによる低下が大きい理由は、エッジ処理に工夫しない限り、ガラス素材のダンピングは通常非常に小さい値を示すためである。

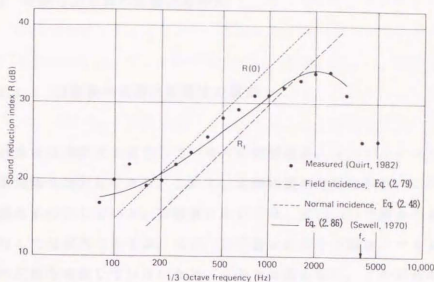


図-2.16 3mm厚ガラス板の透過損失

2.4 有限寸法単板の音響透過特性

2.4.1 有限板の音響透過特性の概要

これまでは無限大を仮定してパネルの音響透過、コインシデンス効果についての波動解析理論を検討してきた。しかし、実際の壁は有限であり、このことが理論モデルを複雑なものにしている。有限板においては、式(2.22)で表される運動方程式は屈曲波に対しては妥当であるが、式(2.23)で表されるその解は、パネルの境界における屈曲波の反射を考慮していないため、十分とは言えない。この場合の厳密な理論解析によれば、有限板の自由振動に関しては、ある離散的な周波数しか存在しないことを示すことができる。これらの周波数は共振“resonance”または固有“natural”周波数として知られており、それらの値はパネルの空間的な境界条件（周辺拘束）に依存する。矩形単純支持板の固有周波数は次式で与えられる。

$$\omega_{mn} = 2\pi f_{mn} = c_l k k_{mn}^2 \quad (2.81)$$

ここで、 k_{mn} = パネルの波長定数 $= m^2\pi^2/l_x^2 + n^2\pi^2/l_y^2$; l_x, l_y = パネルの x 方向、 y 方向の長さ、 m, n = パネルのモード数 (1, 2, 3...の整数)。各共振周波数 ω_{mn} はパネルの振動パターンに関連する。すなわち振動形態 (mode shape) である。矩形単純支持板の形態 ϕ_{mn} は次のように表される。

$$\phi_{mn} = \sin \frac{m\pi x}{l_x} \sin \frac{n\pi y}{l_y} \quad (2.82)$$

これらの振動モードは、停止しているように見えるので、定在波と呼ばれるものである。実際には、パネルに生じる定在波は、4方向の進行波の重ね合わせによって構成されたものとなる。

屈曲波の位相速度と波長を表す式(2.24)(2.25)は有限板に関しても適用できるが、 ω に関して離散的な周波数の取扱いも許されるので、式(2.24)(2.25)で与えられる離散的な屈曲波の速度や波長が自由振動に関して存在し得る。また、パネルはその他の周波数においても励振されるし、伝搬してくる音波によって trace 波の速度も励起される。したがって、パネルの有限性に起因する、無限大板の音響透過機構とは異なった点がいくつか生じてくる。まず、(効率は低いが) 限界周波数以下でパネルは音を放

射し得るということが挙げられる。また、空気音の投影波長と自由屈曲波の波長の間に、波動的一致が起きた場合には、有限板においてもコインシデンス現象が存在し得る。有限板のコインシデンス限界周波数は、Cremerにより定義されたものと一致するが、厳密には共振モードが音を放射しやすくなる周波数として与えられる⁹⁾。したがって、コインシデンス限界周波数より上では、音響透過は励振運動ではなく、パネルの共振運動に支配される傾向がある。すなわちこの領域では、パネルのダンピングが重要であり、パネルのTLを変化させる。限界周波数以下では、パネル上の自由波動に関しては、投影波の一致は起こり得ず、強制透過 (forced transmission) が支配的となる。

2.4.2 有限パネルのモードにおける音響放射特性¹⁾

(共振透過と非共振透過)

パネルの振動モードは大きく二つのクラスに分けることができる。コインシデンス限界周波数以上の共振モード (屈曲波の位相速度は、空気音の位相速度よりも速い) は、AF (acoustically fast) で表現される。限界周波数より低い共振周波数のモード (屈曲波の速度が音速より遅い) は、AS (acoustically slow) で表される。

AFモードが高い放射効率を持つ一方、ASモードの放射効率が低いことは理論的に確かめられている。ASモードはさらに二つのグループに分けられる。一つのエッジ方向における屈曲位相速度が音速より大きく、他のエッジ方向の屈曲位相速度が音速より小さいASモードは、“edge”もしくは“strip”モードと呼ばれる。両方のエッジ方向の屈曲位相速度が、音速よりも小さいASモードは“corner”または“piston”モードと呼ばれる。コーナーモードはエッジモードより放射効率は低くなる。図-2.17は単純支持パネルにおける代表的なモーダルパターンを示したものである。破線はパターンの節を表している。

有限パネルのモーダル振動は、定在波から成り立っている。それぞれの定在波は、相対する方向に伝搬する屈曲波の2組によって形成されていると考えられる。2組のエッジにそれぞれ平行な方向で、屈曲波位相速度が音速より遅いモードについて考える。この場合、流体は板の屈曲波より速い速度で圧力波を伝搬し、1/4波部分に生じる

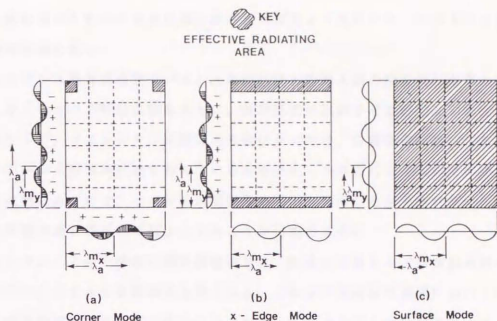


図-2.17 各モードにおける有効放射領域と波長の関係

音響圧力（図-2.17aに示すように）は打ち消しあうように働くので、コーナー部分をのぞいた全てのところで、実効的なvolume sourceの強さ $\#1$ は0に近づく。一組のエッジに平行な方向で音速より遅く、他のエッジに平行な方向で音速よりも遅い屈曲位相速度をもつモードの場合には、打ち消しあいは一組のエッジ方向についてのみ生じ、図-2.17bに示すモードに関して1/4波の小部分の打ち消しあいはx方向のエッジをのぞいた全てのパネル上で起きる。AFモードは、2組のエッジに平行な両方向において、音速よりも速い屈曲波をもつことになる。このとき、流体は打ち消しあいを起こすのに十分な速さで運動する圧力波を生じさせることができない。これらの結果による有効放射エリアは図-2.17cに示すとおりである。

AFモードはパネルの全面から音の放射が起きるので“surface”モードとして知られている。サーフェスモードの場合、パネルに対してある入射角度で音が入射した場合、パネル表面に投影される音波の波長とパネルの屈曲波の波長とは大抵一致する。したがって、サーフェスモードは高い放射効率を示すことになる。一方、ASモードにお

$\#1$ 振動するパネルに接する流体の微小要素は同位相で振動する。その流体の微小要素をvolume sourceとして、パネル全体で重ね合わされ、流体音場が励振される。

いては、投影された音波の波長は常に屈曲波の波長より長いので、このような現象は起きず放射効率は低い。

コインシデンス限界周波数（パネル上の屈曲波と接線入射の投影波長が等しいとき）においては、パネルの振動振幅は大きい。放射抵抗に比例する放射効率もまた高くなる。したがって、コインシデンス限界周波数においては、音響透過は高くなり、それはコインシデンス限界周波数を含んでいる帯域のモード共振によるものである。モードが共振状態にあるので、パネルの内部損失を増加させることができれば、この領域において音響透過を効果的に減少させることが可能である。

コインシデンスより十分低い周波数領域では、流体と共振モードの振動振幅との結合は弱いので、パネルの放射効率も低くなる。このような周波数領域においては、対象とする周波数帯域内の共振以外のモードによって、より多くの音が透過することになる。このような帯域では、それらのモードは共振周波数で振動しないので、内部損失の影響はほとんど受けない。この非共振モードの寄与によって、いわゆる質量則に相当する透過が支配的になってくる。限界周波数の場合には、パネルの振動振幅と放射効率は高く、透過は共振状態のままである。しかし、周波数がさらに上昇していくと、一般に内部損失は放射減衰よりも急激に増加し共振透過が減少する、したがって非共振透過が共振透過よりも重要になってくる。すなわち、透過損失は質量則に近づいていく。

共振透過と非共振透過の相対的な重要性は、当然対象とする実際の構造物や内部抵抗・放射抵抗の周波数特性に依存する。放射抵抗は、通常スティフネスの付加（下地材や溶接）によって増加し大抵共振透過を増加させる。内部減衰（internal damping）の増加は、リベット構造（釘打ちも同等）や制振材を使うなどによって可能であり、共振透過を減少させ質量則透過の比重が多くなってくる。

2.4.3 有限板の遮音理論

(1) バッフル内有限パネルの拡散音場音響透過特性²⁾

バッフル内有限パネルの拡散音入射に対する音響透過挙動が、無限大パネルの理論的な挙動と明らかに異なる要因に以下の2点を挙げることができる。

(1) 定在波モードとそれに関連する共振周波数の存在

(2) パネルを含むバッフルにおける寸法による回折効果

部屋を仕切る隔壁の音響透過の場合、室の境界条件の影響が加わってくるが、これについては次項で検討を行う。

限界周波数以下の低い周波数領域において、有限板のモードの放射効率 σ は、境界の存在の影響が非常に大きい。しかし、一般的に放射効率は1より小さい。音響励振に対する、ある一つのモードの応答は、その放射効率に比例する。角度 ϕ で入射する平面波によって励振される無限大パネルの放射効率は、 $\sigma = \sec \phi$ であり、通常1より大きくなる。また、限界周波数以下の応答は質量に制御される。したがって、同じ厚さ・材質の有限パネルと無限大パネルの、限界周波数以下の透過率を比較すると、有限パネルのモードの放射率が低い値になるということは、モード共振による応答の上昇のオフセットがかかるためである。この現象は無限大板では生じない。共振の増幅は通常、ダンピングの非常に小さい構造を除いては、モード共振周波数に関連するモード放射効率の値を増加させるまでには至らない。これらのことを以下の検討から明らかにする。

多重モードの拡散音場応答方程式の応用により、密度と厚さの等しい均質単板に関して、有限板の共振モードの平均透過率 τ_r に対する、無限大板の音場入射における質量制御透過率 τ_m の比の近似式は次のように示される²³⁾。

$$\tau_m/\tau_r = (hc/\omega\sqrt{3}c^2)(\eta_{tot}/\sigma^2) \quad (2.83)$$

ここで、 h はパネルの厚さ、 σ は ω を中心周波数とする帯域のモードの平均放射効率、 η_{tot} は内部摩擦による損失係数と音響放射による損失係数の和である。応答と放射の両方とも σ に比例するので、放射効率に対する感度に注意する必要がある。限界周波数より十分低い領域では、単純支持矩形パネルのモードの平均放射効率は次式で近似される²⁴⁾。

$$\sigma \approx (P\lambda_c/\pi^2 A)(f/f_c)^{1/2} \quad (2.84)$$

ここで、 P はパネルの周辺長、 A はパネル面積、 λ_c は f_c における波長である。式を式(2.83)に代入すると次式が得られる。

$$\tau_m/\tau_r \approx 200(A/P\lambda_c)^2 \eta_{tot} \quad (2.85)$$

これは周波数に独立で、ダンピングがかなり小さい軽量で剛性の高い小面積のパネル

を除いて、1 よりかなり大きくなる。すなわち、共振モードの透過率 τ_r は τ_∞ に比べかなり小さい。しかし、周波数が f_c に近くなると、 σ は急激に増加し 1 に近づいていき、 τ_r は τ_∞ に近づく。

残響室法で測定された多くの均質単板の限界周波数以下の透過率は、式(2.81)で示された無限大パネルの音場入射質量則に近い値を示すことがよく知られている。したがって、共振時だけの励振機構やモードの放射だけを考慮した音響透過モデルが妥当でないことは明らかである。さらに、限界周波数以下の多くの隔壁の透過損失は、全ダンピングを増加させても変化が小さいという測定結果より⁷⁾、非共振透過機構が支配的であるという結論を導き出すことができる。ダンピング機構とは無関係な応答や放射の仕方が、このような場合の音響透過機構の大部分を占めていることが推論できる。

この挙動原理に対して、二つの定性的な説明を挙げることができる。最初の根拠として、加振音場に対する一様な有限パネルの応答は、同じ力学的特性を有する無限大パネルの応答と、有限パネルの実際の境界条件を満足すると見なせる境界付近の音場に対する無限大パネルの応答を合計したものであると考えられる。これらの音場による挙動結果は、境界における波動の反射であることがわかる。

したがって、有限板の応答は次の二つの成分から成り立っていると考えることができる。

(1) 入射波の接線方向速度 $c/\sin\phi$ で強制伝搬する無限大パネルの応答成分

(2) この強制波動が実際の境界に入射することにより生じる波動

後者の波動は、固有または自由な速度で伝搬する自由屈曲波であるが、様々な境界において多重反射する。また、有限板モードの固有周波数に等しい周波数を有するこれらの成分は、干渉しあってこれらのモードの共振運動をつくり出すと推定される。少なくとも定性的に、音響透過プロセスはお互いに独立して存在する自由波成分と強制波成分に関連すると考えられる。前者はダンピングに制御され後者は制御を受けない。式(2.85)で示されたように、実験結果との一致において、強制波動プロセス (τ_c に相当) は自由波動プロセス (τ_r に相当) より多くのエネルギーを透過する傾向がある。

式(2.85)において、限界周波数以下のモード共振放射効率を制御するパネルの寸法的な係数 $(A/P\lambda_c)$ が含まれている。強制波の波長に対するパネルの大きさの比と関連する幾何学的な効果が加わってくる。式(2.85)は音場入射透過率に基づいている。

この音響透過解析では、無限大に拡張された強制屈曲波が存在し、 $\sec \phi$ に等しい放射効率をもつと仮定していた。事実、強制波動は、パネルの境界内においてのみ物理的に存在する。したがって、境界間における強制波の波長の数も制限を受ける。この一種の“windowing”効果は、等価無限大に拡張された波動群の $k \sin \phi$ のラインまで強制振動の波数スペクトルを広げる。これらのスペクトル成分のいくつかは音速以下であり音を放射しない。強制透過を支配する、接線入射に近い入射波 ($\phi \rightarrow \pi/2$) によって生じる強制波動成分は音速以下の波数領域 ($k_x > k$) に非常に強くリークしてくる。この効果は音速以下の自由波動成分が全て音を放射するという効果に類似している。しかし、それは反対の作用を示す。したがって、パネルのサイズを小さくした場合の効果は自由波の共振透過を増加させ、強制透過を減少させるということがわかる。後者は大きいパネルにおいて支配的であるので、小さいパネルの低周波数における透過損失は同材質の大きいパネルの透過損失より大きい値になり、よりダンピングの影響を受けることになる。

限界周波数以下の領域において非共振透過機構が支配的であることに対するもう一つの説明は、音速以下の固有周波数をもつあるモードの放射効率はモード振動の周波数とともに増加するという事実に基づいている。あるモードの音響エネルギー透過に対する最大の寄与は、その共振周波数よりはるかに高い周波数において生じることが詳細な解析からわかっている²⁾。その場合、応答や結果としての音響透過は質量制御を受ける。

強制波透過におけるパネル寸法の効果は、Sewell (1970)⁸⁾ によって定量的な解析が行われている。彼が導出した、音波の波数 k に対応するある周波数における、面積 A のパネルの透過率は、限界周波数以下 ($\omega < \omega_c$) の透過損失として次式のように表される。

$$TL_{nr} = TL(0) - 10 \log_{10} [\ln(kA^{1/2})] + 20 \log_{10} [1 - (\omega/\omega_c)^2] \quad dB \quad (2.86)$$

ここで、添字 nr は非共振を示している。Sewell によるものと式はパネルの形態係数や他の面積係数を含んでいる。どちらも通常は無視しても大きな誤差とはならない。上式を音場入射の式と比較すると低周波数において優れた結果を示していることがわかる。(図-2.16参照)

(2) 二室間における隔壁のモード連成を考慮した音響透過理論

前項においては、パネルは無限大の剛バツフル内の開口部にあり、拡散音が入射するものと仮定していた。このようなモデルによって得られた透過損失の式と、矩形室を完全に分割するような矩形隔壁モデルに基づいた透過損失がどのように異なってくるかは非常に興味深い。

この問題に関する分かりやすい解析が Josse & Lamure (1964)³⁾ によって行われている。彼らのモデルと拡散音場モデルの基本的な相違点は、音場が室の一連の音響モードの式で表されているということである。パネルの応答と受音室へのエネルギー透過は二つの結合係数によって決まる。1 番目は、室の音響モードの固有周波数とパネルの振動モードの固有周波数の近似度の関数である。2 番目は、パネル面上での音響モードの音圧分布とパネルのモード変位分布との空間的な一致度によっている。解析は十分に結合したシステムの定式化に基づくものではない。その理由は、パネル表面上における励振音場は、パネルが運動しない場合の音場として仮定しているためである。この仮定は、建築物内の実際の空気音透過問題のほとんどにおいて大きな誤差とはならないとしている。

パネルモードの法線方向速度は次式のような無次元の形で仮定されている。

$$\phi_N(x, y) = \sin(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b) \quad (2.87)$$

ここで、 m, n は整数であり、 a, b はパネルの辺長である。音響モードの音圧は次式のような無次元の形をとると仮定している。

$$\psi_{N1}(x_1, y_1, z_1) = \cos(m_1\pi x/a) \cos(n_1\pi y/b) \cos(p_1\pi z/c) \quad (2.88)$$

音源によって周波数 ω で駆動される、ある音響モードによって励振される固有周波数 ω_N のパネルモードの応答は、係数 β に比例する。この係数は、 ϕ_N と ψ_{N1} の積をパネル表面にわたる積分によって以下のように導出されている。

$$\beta = \frac{mn}{[(m^2 - m_1^2)(n^2 - n_1^2)]} \times \frac{j\omega}{[j\eta\omega\beta^2 + (\omega\beta^2 - \omega^2)]} \quad (2.89)$$

ここで、 η はパネルモードの機械的な内部損失である。応答は空間的な一致度 ($m \sim m_1, n \sim n_1$) と周波数の一致度 ($\omega \sim \omega_N$) に鋭敏に影響されることがわかる。事実、原式の積分は特別な形式をとっており、 β は $m=m_1$ と $n=n_1$ において有限のままとなっている。

モードの一致のしかたは次の三つのクラスに分類している。

(1) 幾何学的一致: $m \simeq m_1, n \simeq n_1, \omega \neq \omega_N$, 非共振

(2) セミーコインシデンス: $m \simeq m_1, n \neq n_1, \omega \simeq \omega_N$, 共振

$m \neq m_1, n \simeq n_1, \omega \simeq \omega_N$, 共振

(3) コインシデンス: $m \simeq m_1, n \simeq n_1, \omega \simeq \omega_N$, 共振

条件(3)はコインシデンス限界周波数 ω_c 以下ではありえない。パネル応答に対する、いろいろな上記クラスの結合の寄与を統計的に解析した結果により、 ω を中心周波数とする帯域における応答として次式を得ている。

(1) 幾何学的一致; 限界周波数以下、 $\omega < \omega_c$:

$$\langle \bar{v}^2 \rangle = \frac{2\langle \bar{p}^2 \rangle}{m^2 \omega^2} \quad (2.90)$$

ここで、 $\langle \bar{v}^2 \rangle$ はパネルの自乗平均振動速度の空間平均であり、 $\langle \bar{p}^2 \rangle$ は音源室の自乗平均音圧の空間平均である。式(2.90)の応答は、自乗平均値 $2\langle \bar{p}^2 \rangle$ の表面音圧に対する質量 m の集中定数系パネルの応答と等しくなっていることがわかる。この表面音圧は、 $\langle \bar{p}^2 \rangle$ の広帯域音場となっている大きな残響室の壁面における平均値である。

(2) セミーコインシデンス; 限界周波数以下、 $\omega < \omega_c$

$$\langle \bar{v}^2 \rangle = \frac{2\langle \bar{p}^2 \rangle}{m^2 \omega^2} \left[\frac{2c}{\eta} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \left(\frac{1 + \omega/\omega_c}{(\omega\omega_c)^{1/2}} \right) \right] \quad (2.91)$$

上式の中括弧は、損失係数が含まれているのでわかるように、応答におけるパネル共振の影響を表している。

(3) コインシデンス; 限界周波数以上、 $\omega > \omega_c$:

$$\langle \bar{v}^2 \rangle = \frac{2\langle \bar{p}^2 \rangle \pi \omega / \omega_c}{m^2 \omega^2 4 \eta (1 - \omega_c / \omega)^{1/2}} \quad (2.92)$$

限界周波数以上における、クラス(2)のセミーコインシデンスモードの寄与はコインシデンスモードの寄与に比べて通常無視できるほど小さい。したがって、ダンピングの影響がさらに大きくなってくる。

(4) ω_c を中心とする周波数帯域 $\Delta\omega$ における応答、 $\Delta\omega > c/a, c/b$:

$$\langle \bar{v}^2 \rangle = \frac{2\langle \bar{p}^2 \rangle \pi}{m^2 \omega^2 4 \eta} \left(\frac{\omega_c}{\Delta\omega} \right)^{1/2} \quad (2.93)$$

ここで、応答は帯域幅 $\Delta\omega$ に依存することに注意しなければならない。なぜなら、限

界周波数付近で応答は鋭いピークを示すためである。

上述の応答に対応する透過損失は次式のように得られている。

(1) 限界周波数以下、 $\omega < \omega_c$

$$TL = TL(0) - 10 \log_{10} \left[\left(\frac{3}{2} + \ln \left(\frac{2\omega}{\Delta\omega} \right) \right) + \frac{16c^2}{\eta\omega_c} \frac{1}{(\omega\omega_c)^{1/2}} \left(\frac{a^2+b^2}{a^2b^2} \right) \left[1 + \frac{2\omega}{\omega_c} + 3 \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \right] \right] \quad dB \quad (2.94)$$

η が含まれている大括弧内の項は透過に対する共振の寄与を表している。共振の影響は隔壁サイズが小さくなると明らかに増大していくことがわかる。これはバッフル内パネルの場合にも見られた特性である。式(2.94)の値値ある特徴の一つとして、音響透過に大きく影響する η の最小値を評価する手段が与えられていることである。

典型的な実際の場合に関する式(2.94)の計算結果より、バッフル内パネルに比べて室を2分割する隔壁の方が、共振透過の影響が3~6dB程度大きくなることが確認されている。

結局、透過損失の非共振成分は次のように得られている。

$$TL = \begin{cases} TL(0) - 5.6 \text{ dB} & (1/3 \text{ octave band}) \\ TL(0) - 4.0 \text{ dB} & (1/1 \text{ octave band}) \end{cases}$$

上式は経験的に測定値と近似する結果を与える音場入射質量則にはほぼ等しい。

(2) 限界周波数以上、 $\omega > \omega_c$:

$$TL = TL(0) + 10 \log_{10} (2\eta/\pi) (\omega/\omega_c - 1) \quad dB \quad (2.95)$$

上式はCremerによる式(2.82)と一致しており、オクターブ毎に 9dB 増加する特性を示している。

(3) ω_c を中心とする周波数帯域、 $\Delta\omega/\omega_c > (k_c a)^{-1}, (k_c b)^{-1}$:

$$TL = TL(0) + 10 \log_{10} (2\eta/\pi) (\Delta\omega/\omega_c) \quad dB \quad (2.96)$$

1.5cm厚のプラスターを両面に塗った5cm厚煉瓦壁の測定結果に対する、式(2.94)~(2.96)の実験的な検証を行っており、その結果は次頁の図-2.18に示されている。彼らは内部損失係数の測定も行っており、ほぼ0.01程度の値が得られている。

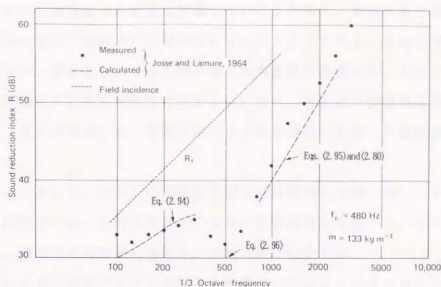


図-2.18 両面ブラスター(1.5cm厚)塗りれんが(5cm厚)壁の透過損失

2.5 総括

本章では、単層壁の波動解析理論に関する既往の研究を整理し、基本的な音響透過特性を把握した。

まず、無限大板の古典的音響透過理論、いわゆる質量のみによって音響透過が制御される質量則が原点となっている。質量則では説明できないコインシデンス現象は、屈曲振動する場合の運動方程式によりCremerが説明している。

実際のパネルは弾性や粘性の影響を受ける。この点を考慮した無限大板の集中定数モデルについて、垂直入射および斜入射の透過損失が解析的に得られている。斜入射透過損失にはコインシデンスが含まれており、定量的な評価を可能としている。しかし、ランダム入射透過損失を解析的に解くことはできない。

無限大板の音響透過機構は以下のようにまとめられる。基本固有周波数以下の低周波数領域では弾性スティフネスによって決まる。固有周波数以上では質量則に従う。コインシデンス限界周波数(f_c)においては、質量・スティフネス・ダンピング全てが影響を及ぼす共振透過を示すが、通常機械的なダンピングによって制御される。 f_c より高い周波数では、スティフネス項が支配的となり、ダンピングは影響を及ぼさない。

つぎに、有限寸法単板の音響透過機構についてまとめた。無限大板と異なる点は、パネルの境界において屈曲波の反射が生じるということである。すなわち、有限板では、定在波モードが発生し、それと関わる共振周波数が存在する。また、パネルの寸法による回折効果が音響放射特性に影響する。結局、有限板の音響透過機構は、無限大板の応答（非共振透過）と、有限寸法による共振運動の応答（共振透過）を合計したことになる。

共振モードにおいて、 f_c 以下の周波数領域では放射効率はやや低いが、パネルは音を放射し得る。 f_c 以上では、放射効率は高くなり、音響透過を支配する。さらに周波数が上昇すると、内部損失が急激に増加し、共振透過は減少する。

波動解析による、有限パネルの音響透過機構は以下のようにまとめられる。 f_c 以下の低周波数領域では、ダンピングが小さく軽量の剛性の高い小面積のパネルを除いて、共振透過は非共振透過に比べてかなり小さい。したがって、質量則に相当する非共振透過が支配的であり、内部損失の影響はほとんど受けない。パネルの寸法が小さくなると、共振透過が増加し、非共振透過は減少する。すなわち、小さいパネルの低周波数における透過損失は同材質の大きいパネルの透過損失より大きくなり、ダンピングの影響を受けることになる。コインシデンス限界周波数は、共振モードによって音が透過し易くなる周波数として決まり、内部損失の影響を受ける。 f_c 以上になると、共振透過は減少していき、非共振透過の比率が増える。結局、質量則に近づいていく傾向となる。

最後に、拡散音場モデルとは異なる、室のモードと隔壁のモードの連成を考慮した解析結果を取りあげた。概ね上記の透過損失と同様な結果が得られている。

波動解析理論によって、理想モデルの基本的な音響透過特性を理解することができる。しかし、境界条件が複雑になってくると、解析的に解くことが不可能になり、定性的な説明にとどまってしまう。実際の実用的寸法板の、取り付けられた状態での遮音量を定量的に解析することは、遮音設計において重要であると言える。建築の周壁構造は複雑であり、間柱等の下地材や取り付け方法による影響を受ける。これらの影響は、波動解析におけるスティフネスや内部損失に関係しており、その定量的な説明が必要であると考えられる。

第3章 統計的エネルギー解析 (SEA) 法による単層壁の音響透過損失

3.1 まえがき

一般の建築構造物は複雑な構造要素から構成され、各構造要素は固有振動モードをもっている。このような居住空間における音響透過や固体音の伝搬問題は、境界条件が複雑であり、解析的に解くことは困難である。近年、このエネルギー伝達を統計的に近似計算する方法が発達してきた。この方法が統計的エネルギー解析 (Statistical Energy Analysis, SEA) 法とよばれている。

本章では、まずSEA法の原理や音響透過損失への適用方法に関する既往の研究成果をまとめている。つぎに、非共振透過の結合損失係数について、従来の適用方法の検討を行い、適用範囲等の問題点について述べる。

3.2 SEA法の概要と適用事例

統計的エネルギー解析 (SEA) は1960年代初期から発達してきた解析法である¹⁾。SEA法は当初、航空機構造体の音環境に対する応答解析や、そのような構造体における音・振動エネルギーの流れを決定するのに用いられてきた。この方法は、音響学分野で長年にわたって得られた成果、例えばシステムのモード密度やエネルギー密度等の概念をもとにしている。また、二つの結合システム間のエネルギーフローは、両者のモードエネルギーの差に比例するといった比較的新しい成果も用いられている。SEAでは、パネルや空気層は有限と仮定され、モードが構造体中に存在すると仮定されるが、空間・時間や周波数帯域における平均化が解析の初期段階で行われる。このことが、厳密なモーダル解析理論で得られる解よりも、SEAの解の方が簡単に表されることを可能にしている。また、室内も含めた解析を行うので、測定結果との整合を取ることができる点で大きな特徴がある。

SEAは各種音響問題、振動問題に使用されてきている。SEA理論の詳細や騒音問題解決への応用例については、Crocker や Fahyほか多くの論文が発表されている。ここでは理論の概要と本研究の対象である音響透過問題を中心にして述べる。

SEAを最初に使って、一壁面がフレキシブルな矩形容器の遮音特性を研究したのはLyon²⁾であるが、実験結果との比較は行われていない。WhiteとPowell^{1,3)}は、SEA

A法を使って、中空二重壁の透過損失を研究した。残念ながら、彼らの理論は共振透過に限られ、空気層内の吸音や低周波数領域における空気層のモード密度と室のモード密度との相違については考慮されていない($f < c/2l_2$ 、 l_2 : 空気層厚)。さらに彼らの解析においては、音響エネルギーフローはモードエネルギーの差ではなく、全エネルギーの差に比例すると仮定している点で誤りがある。

1969～1971年にかけて、Crocker, Price, Battacharyaらは一連の論文^{11, 12)}を発表している。これらの論文は、単板、独立二重壁、連結した二重壁の音響透過に関してSEAを使った理論モデルを示したものである。予測結果は実験結果と比較されている。

一方、国内におけるSEA法の適用研究は、構造要素が比較的単純であり使用材料の物性もはっきりしている造船分野において進められた。船舶騒音の予測プログラムが田代ら¹³⁾によって検討されている。建築分野においては、安田ら¹⁴⁾は固体伝搬音で加振された防音カバーのような壁面の騒音減衰量と音響放射について、SEAの適用を試みている。空気音加振が重畳した場合の解析が必要であることを述べている。また、藤原ら¹⁵⁾は建築物内の固体音伝搬特性の解析を行っている。

岩重、太田らは多重壁に関するSEA法の改良の一連の論文^{16, 17)}を発表している。彼らは中空層の影響を中心としたSEA法の適用方法を検討しており、特に低周波共振モデルを導入してSEA法の改良を行っている。低周波共振によって透過損失が低下する現象を説明可能とした。

3.3 SEA法の原理

3.3.1 SEA法の原理^{18) 1)}

SEAは、共振状態にある複雑な構造物の振動解析を目的として開発された。すなわち、共振状態にある結合した構造物間のエネルギー流を計算することが可能である。その原理や仮定条件について以下に述べる

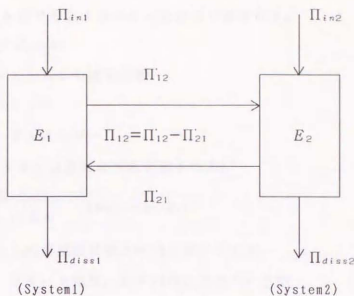


図-3.1 二つのシステム間のパワーフローブロックダイアグラム

(1) モード群のパワーフローの定義

ある構造要素に蓄積されたエネルギー E (振動の一周期当たり) について、共振モード全体を一つの系 (System) として考える。図-3.1に示すような二つの構造要素が結合しており、それぞれの共振モードのグループ間のエネルギーの流れを対象とする。その時、狭い周波数帯域 $\Delta\omega$ 内にモード共振周波数が数多く含まれているとする。

ここで、システム1の個々の共振モードのエネルギーは等しいと仮定される。また、システム1の個々の共振モードとシステム2の個々の共振モード間の結合の度合いもほぼ等しいと仮定される。

各システムからエネルギー伝達される波動は相互に無相関と仮定すると、 $\Delta\omega$ 内のシステム相互間のパワーフローを次式のように分けることができる。

$$\Pi_{12} = E_1 \omega \eta_{12} \quad (3.1a)$$

$$\Pi_{21} = E_2 \omega \eta_{21} \quad (3.1b)$$

ここで、 E_i : 各システム i の全エネルギー (m-kg/sec)

ω : 帯域の中心角周波数 (radians/sec)

η_{ij} : 式(3.1)で定義されるシステム i からシステム j に対する結合損失係数

したがって、二つのシステム間の正味のパワーフローは次式となる。

$$\Pi_{12} = \Pi_{12} - \Pi_{21} = E_1 \omega \eta_{12} - E_2 \omega \eta_{21} \quad (\text{watts}) \quad (3.2)$$

また、各システム内で消散するパワーは次式で表される。

$$\Pi_{diss i} = E_i \omega \eta_i \quad (3.3)$$

ここで、 η_i : システム i の損失係数

(2) モードエネルギー

モードのエネルギーは次のように定義される。

$$E_m = \frac{E(\Delta\omega)}{n(\omega)\Delta\omega} \quad (\text{Watt} \cdot \text{sec}/\text{Hz}) \quad (3.4)$$

ここで、 $E(\Delta\omega)$: 角周波数帯域 $\Delta\omega$ 内の全エネルギー

$n(\omega)$: モード密度、 $\Delta\omega = 1$ のときのモード数

前述の仮定が正しいとすれば、次式の関係が成立する。

$$\frac{\eta_{21}}{\eta_{12}} = \frac{n_1(\omega)}{n_2(\omega)} \quad (3.5)$$

(3) 結合システム間のパワーフロー

式(3.5)は、二つのシステムの全エネルギーが等しいとき ($E_1 = E_2$)、モード密度の小さいシステムが、他のシステムから伝達されるエネルギーより、多くのエネルギーを他のシステムに伝達することを示している。すなわち、結合した一対のモード間のパワーフローは、モード密度の差に比例することになる。ただしシステム間の結合は弱く、線形であるという条件が必要である。しかし、結合が弱くなく、非線形であっても上記の結果は適用可能である。

図-3.1に示すようなシステム1、システム2間のパワーフロー Π_{12} は次のように表される。

$$\Pi_{12} = \omega \eta_{12} n_1 \left(\frac{E_1}{n_1} - \frac{E_2}{n_2} \right) \quad (3.6)$$

ここで、 E_1, E_2 : 周波数幅 $\Delta\omega$ におけるシステム1、システム2の全エネルギー

n_1, n_2 : モード密度 (周波数幅 $\Delta\omega$ における各システムのモード共振数)

したがって、 Π_{12} は対象としている周波数幅 $\Delta\omega$ におけるパワーフローである。周波数 ω は帯域 $\Delta\omega$ の中心周波数である。式(3.6)で与えられる結果は、材料を透過する空気伝搬音を含めて、いろいろな工学分野に応用できる。式(3.6)で与えられるモードエ

エネルギーは、空気層（通常は室内）、パネル、隔壁にも適用できる。

3.3.2 複雑な構造物への適用とその限界

複雑な構造物の場合、単純な構造要素毎に分解してSEA法が適用可能となる。ただし、固体内を伝わる振動の波長は、構造要素の代表的な寸法より小さくなければならない。組み合わせられた構造物のモード密度は、各要素のモード密度の合計として取り扱うことができる。したがって、入力パワー・各結合損失係数・各要素内での消散パワーがわかれば、各要素のパワーバランス式により各構造要素の振動エネルギーを求めることができる。

また一般にSEA法を適用するためには、1要素中にモードが15～20個以上必要であるのが定説である¹¹⁾。

3.4 SEA法を用いた壁体の音響透過損失の解析方法

3.4.1 3つの結合システム間のパワーフロー

一般の残響室法音響透過損失測定では、二つの残響室が使用され、その開口部にパネル等が取り付けられる。このような音響透過プロセスは三つのシステムが結合しているともみなすことができる。図-3.2にシステム間のパワーフローのブロックダイアグラムを示す。システム1は音源室、システム2はパネル、システム3は受音室である。定常状態において三つのシステム間のパワーフローバランス式は次のような連立方程式として表される¹¹⁾。

$$\Pi_{in1} = \Pi_{dis1} + \Pi_{12} + \Pi_{13} \quad (3.7)$$

$$\Pi_{in1} = \omega \eta_1 E_1 + \omega \eta_{12} n_1 \left(\frac{E_1}{n_1} - \frac{E_2}{n_2} \right) + \omega \eta_{13} n_1 \left(\frac{E_1}{n_1} - \frac{E_3}{n_3} \right) \quad (3.8)$$

$$\Pi_{in2} = \Pi_{dis2} - \Pi_{12} + \Pi_{23} \quad (3.9)$$

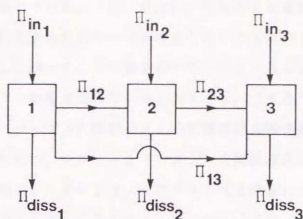


図-3.2 残響室法音響透過損失測定時のパワーフローブロックダイアグラム

$$\Pi_{in2} = \omega \eta_2 E_2 - \omega \eta_{12} n_1 \left(\frac{E_1}{n_1} - \frac{E_2}{n_2} \right) + \omega \eta_{23} n_2 \left(\frac{E_2}{n_2} - \frac{E_3}{n_3} \right) \quad (3.10)$$

$$\Pi_{in3} = \Pi_{diss3} - \Pi_{13} - \Pi_{23} \quad (3.11)$$

$$\Pi_{in3} = \omega \eta_3 E_3 - \omega \eta_{13} n_1 \left(\frac{E_1}{n_1} - \frac{E_3}{n_3} \right) - \omega \eta_{23} n_2 \left(\frac{E_2}{n_2} - \frac{E_3}{n_3} \right) \quad (3.12)$$

ここで、 Π_{in1} , Π_{in2} , Π_{in3} は (ω を中心周波数とする周波数帯域 1 rad/sec における) システム 1、2、3 に流入するエネルギーフローの割合である。 Π_{diss1} , Π_{diss2} , Π_{diss3} は、システム 1、2、3 における内部でのエネルギー消散の割合である (周波数帯域 1 rad/sec)。 E_1, E_2, E_3 は、システム 1、2、3 の (1 rad/sec の周波数帯域当たり) 全エネルギーであり、 n_1, n_2, n_3 は各システムのモード密度である (モード数 / (rad/sec))。 η_1, η_2, η_3 は各システムの内部損失係数である。また、 $\eta_{12}, \eta_{13}, \eta_{23}$ はシステム 1 と 2、1 と 3、2 と 3 の間の結合損失係数である。ここまでの定式化は一般に妥当なものであり、どのような三つの結合システムにも適用することができる。これを音響透過の場合に適用していく。

3.4.2 音響透過損失の導出。

パネル (システム 2) は音源室 (システム 1、容積 V_1) と受音室 (システム 3、容

積 V_2)間に固定されていると仮定する。音源室ではスピーカーによって拡散音が発生されている。図-3.2の Π_{12} と Π_{23} は、パネルの共振モードにおけるパワーフロー(共振透過)を表している。一方、 Π_{13} は、対象とする周波数帯域内において、パネルに励振される対応する共振モードが存在しないときのパワーフロー(非共振透過)を表している。したがって、この場合のパワーフロー Π_{13} は、対象とする周波数帯域以外の共振モードの影響を受けているとすることができる¹¹⁾。(このことについては、第2章2.4.3(1)バッフル内有限パネルの拡散音場音響透過特性において説明が行われている。)すなわち、システム2(パネル)を共振透過と区別して、非共振透過として取扱う。結局、システム2は、システム1(音源室)と3(受音室)の間の単なる結合要素としてふるまうことになる。Crockerら¹¹⁾は、スティフネスとダンピングが0かつ共振状態にないとして導出された質量則を適用してSEAによる計算を行っている。

この場合、室間のエネルギー密度レベル差 $NR=10\log(E_1V_3/E_3V_1)$ であるので、音響透過損失は式(3.7)~(3.12)を使って、 $\Pi_{in2}=0$, $\Pi_{in3}=0$ とおくことにより導出される。

式(3.10)において $\Pi_{in2}=0$ とし、相反定理 $\eta_{12}n_2=\eta_{21}n_2$ を使えば、式(3.13)が得られる。

$$\frac{E_2}{n_2} = \frac{\left(\frac{E_1}{n_1}\right)\eta_{21} - \left(\frac{E_3}{n_3}\right)\eta_{23}}{\eta_{21} + \eta_{21} + \eta_{23}} \quad (3.13)$$

しかし、 $\eta_{21}=\eta_{23}=\eta_{rad}$ (パネルの放射による結合損失係数)であり、この理論が適用できない低周波数を除いては $E_1/n_1 \gg E_3/n_3$ であるから、式(3.13)は次のようになる。

$$\frac{E_2}{n_2} = \left(\frac{E_1}{n_1}\right) \left[\frac{\eta_{rad}}{\eta_{in1} + 2\eta_{rad}} \right] \quad (3.14)$$

さらに、式(3.12)で $\Pi_{in3}=0$ とすれば、

$$E_3 = \frac{E_1\eta_{13} + E_2\eta_{23}}{\eta_3 + \eta_{31} + \eta_{32}} \quad (3.15)$$

$E_1\eta_{13}$ 項は、質量則あるいは非共振透過を表す。これは励振されている対象とする周波数帯域において、モード共振以外で起きるからである。 $E_2\eta_{23}$ 項は共振透過を表す。

式(3.14)を式(3.15)に代入すれば、

$$\frac{E_1}{E_3} = \frac{\eta_3 + (n_1/n_3)\eta_{13} + (n_2/n_3)\eta_{rad}}{\eta_{13} + \eta_{ad}^2(n_2/n_1)/(\eta_{in1} + 2\eta_{rad})} \quad (3.16)$$

式(3.16)は音源室と受音室の全エネルギーの比を表している。

したがって、室間エネルギー密度レベル差 $NR = 10 \log(E_1 V_3 / E_3 V_1)$ (室間音圧レベル差に相当) は、式(3.16)を代入して以下のように求められる。

$$NR = 10 \log_{10} [\eta_3 + (n_1/n_3)\eta_{13} + (n_2/n_3)\eta_{rad}] - 10 \log_{10} [\eta_{13} + \eta_{ad}^2(n_2/n_1)/(\eta_{in1} + 2\eta_{rad})] - 10 \log_{10}(V_1/V_3) \quad (3.17)$$

パネルの透過損失は、受音室の吸音力とパネルの面積補正を行って、次のように得られる。

$$TL = NR + 10 \log_{10} \left[\frac{S c R T_3}{24 V_3 \ln(10)} \right] \quad (3.18)$$

S : パネルの面積 (m^2)

c : 音速 (m/sec)

$R T_3$: 受音室の残響時間 (sec)

3.4.3 SEA パラメータの設定法

透過損失算出のためのSEAパラメータの設定方法を述べていく。パラメータは、結合損失係数・各システム要素の損失係数・モード密度の3種類に大きく分類される。

(1) 結合損失係数

共振透過の結合損失係数 η_{rad} は、以下の式によって得られる。

$$\eta_{rad} = \frac{R_{rad}(2\pi)}{\omega M_p} = \frac{\rho c}{m \omega} \sigma_{rad} \quad (3.19)$$

ここで、 M_p はパネルの質量であり、 m はパネルの面密度 (kg/m^2) である。半空間に對するパネルの放射抵抗 $R_{rad}(2\pi)$ 予測式は、Maidanik, Crockerら¹¹⁾ によって導出された単純支持矩形板の放射効率 σ_{rad} より、次式のように与えられている。残念ながら、彼らの文献の式にはミスプリントがあるので注意する必要がある。

$$R_{rad}(2\pi) = S \rho c \sigma_{rad}$$

$$\sigma_{rad} = \begin{cases} \frac{\lambda_c \lambda_a}{S} \cdot 2 \cdot \frac{f}{f_c} \cdot g_1(\alpha) + \frac{P \lambda_c}{S} g_2(\alpha) & f < f_c \\ \left(\frac{l_x}{\lambda_c} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{l_y}{\lambda_c} \right)^{\frac{1}{2}} & f = f_c \\ \left(1 - \frac{f_c}{f} \right)^{-\frac{1}{2}} & f > f_c \end{cases}$$

$$g_1(\alpha) = \begin{cases} \frac{4}{\pi^4} \frac{(1-2\alpha^2)}{\alpha(1-\alpha^2)^{\frac{1}{2}}} & f < \frac{1}{2} f_c \\ 0 & f > \frac{1}{2} f_c \end{cases}$$

$$g_2(\alpha) = \frac{1}{4\pi^2} \left[\frac{(1-\alpha^2) \log_e \left(\frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right) + 2\alpha}{(1-\alpha^2)^{\frac{3}{2}}} \right]$$

$$\alpha = (f/f_c)^{\frac{1}{2}} \quad (3.20)$$

ここで、 λ_c : 限界周波数のパネルの屈曲波長、 λ_a : 入射音の波長

S : パネルの面積 $= l_x l_y$ 、 f_c : パネルのコインシデンス限界周波数

P : 周辺長 $= 2(l_x + l_y)$ 、 l_x, l_y : パネルの一辺の長さ

周辺固定の場合は σ_{rad} を 2 倍 (3dB) する^{*)}。なお、放射効率 σ_{rad} が実測できれば、式 (3.19) によって結合損失係数が算出できる。

つぎに、拡散音場における非共振透過パワーは、音源室・受音室間の一方向伝達成分に着目すれば、次式のようになる。

$$\Pi_{13} = E_1 \omega \eta_{13} = \frac{c(E_1/V_1)}{4} S \tau_{13} \quad (3.21)$$

したがって、非共振透過による結合損失係数 η_{13} として次式が得られる。

$$\eta_{13} = \frac{cS}{4\omega V_1} \tau_{13} \quad (3.22)$$

ここで、 τ_{13} はシステム 2 (パネル) の非共振透過率であり、実測することは不可能である。Crocker らはランダム入射質量則を適用して予測している。

(2) 室とパネルの損失係数

システム内の損失係数は、60dB減衰の残響時間 RT (sec) より、次式で表される¹³⁾。

$$\eta_i = \frac{2.2}{f \cdot RT_i} \quad (3.23)$$

室の残響時間については、実測や理論的な予測は可能である。しかし、パネルの内部損失係数 η_{int} は、周辺取り付け部等における構造損失がかなり大きく、理論的な予測は不可能であると言える。したがって、振動レベルの60dB減衰時間を測定することによって得ることができる。

(3) 室とパネルのモード密度

部屋 (n_1, n_3) とパネル (n_2) のモード密度は次式で表される⁴⁾。

$$n_1 = \frac{V_1 \omega^2}{2\pi^2 C^3} \quad (3.24)$$

$$n_3 = \frac{V_3 \omega^2}{2\pi^2 C^3} \quad (3.25)$$

$$n_2 = \frac{\sqrt{3} S}{2\pi h C_i} \quad (3.26)$$

ここで、 S, h, C_i はパネルの面積、厚さ、縦波速度である。

これらの理論式は、実験的にも確認されているので¹³⁾、通常は上式を用いて計算が行われる。

3.5 単層壁の透過損失への適用例と考察

最初にS E A法を単層壁の透過損失に適用したのはCrockerら¹¹⁾である。彼らはアルミ板を使った一重壁について、TL測定値と式(3.18)による計算値を比較している。対象としているパネルは、3.2mm厚、1.55×1.97m (約3.1m²) である。

彼らは、式(3.19)(3.22)(3.23)による予測値と、実測に基づく η_{int} の値を用いて透過損失を算出している。図-3.3のようにその結果が示されている。 η_{int} の値として

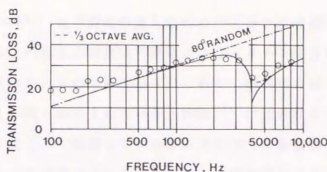


図-3.3 1/8in. アルミ板の音響透過損失
 $\eta_{int} = 0.005$, ----- : 80° 乱入射質量則

は0.005が用いられている。 η_{int} の測定値は、100～10kHzの周波数領域で、0.005～0.01の間で変化する値が得られている。また、非共振透過の結合損失係数 η_{13} としては、入射角度範囲が $\bar{\theta} = 80^\circ$ までのランダム入射質量則を適用している。

二つの例外を除いて、測定値と計算値はよく一致している。 $f < 400$ Hzの低周波数における不一致は、部屋とパネル間のモード結合の影響によるとしている。つぎに、コインシデンス限界周波数直下の周波数領域では、計算値と測定値の近似度は、放射抵抗 $R_{rad}(2\pi)$ を $f < f_c$ において、単純支持パネルの場合の2倍とすることによって改善している。固定支持の場合、放射抵抗 $R_{rad}(2\pi)$ を単純支持の場合の2倍にすることは、パネルが固定されているとみなされるときには理論的に妥当だからである。

Crocker らのように、非共振透過の結合損失係数に無限大板のランダム入射質量則を適用した場合、低周波数における実測値と計算値には差が大きくなることが説明できない。また、 $\bar{\theta} = 80^\circ$ までのランダム入射質量則により実測値との整合をとっており、 $\bar{\theta} = 80^\circ$ は測定施設固有の値としている。しかし、この値の物理的根拠は薄いように思われる。したがって、非共振透過においては、有限板の透過特性を考慮した改良が必要であることは明かである。

3.6 非共振透過に関する既往の理論式とその検討

有限寸法壁の遮音理論に関しては、第2章で述べたほかにも以下のような解析的研究が行われている。まず、Donato²⁰⁾による波数を使った低周波数領域での補正の試

みがある。また、川井²¹⁾は平面波垂直入射時の円形板の遮音機構を解析的に研究している。それによると円形板の挙動は質量則によるピストン成分に内部損失の影響を受ける屈曲成分が重ね合わされた形で示されており、屈曲成分はさらに周辺支持条件の影響を受けることが明らかにされている。佐藤²²⁾は透過波の放散状態の変化に着目し、無限大壁の一部として振動している有限矩形部分の放散係数を導出している。窓等の小面積部分からの透過波は低音域でほとんど無指向性に近くなり、試料の寸法と入射波の波数が小さくなるにつれ、入射角度の大きい方から無限壁特性はなくなることを示している。これらの理論に共通して言えることは、低周波数領域において透過損失は無限大板質量則よりも大きくなるということである。そこで、これまで行われてきた、非共振透過の透過損失理論式を整理し、その適用性について検討する。

Crocker ら¹¹⁾は非共振モードの音源室・受音室間のカップリングロスファクタ(η_{13})を次式としている。

$$10 \log_{10} \eta_{13} = -TL_m + 10 \log_{10} \left(\frac{Sc}{4V_1 \omega} \right) \quad (3.27)$$

ここで、 S は試料の面積、 c は空気中の音速、 V_1 は音源室の容積、 ω は角周波数である。 TL_m に 80° 乱入射質量則 $TL(80)$ を適用して、実測値と近似した結果を得ている。しかし、この試料への入射制限角度を 80° とした根拠は明確にされていず、測定施設固有の値としている。

Sewell¹²⁾は剛バッフル内矩形パネルの非共振透過率 T_f を次式のように導出している。適用範囲はコインシデンス周波数以下の領域に限られる。

$$T_f = \alpha^{-2} [\ln(k\sqrt{S}) + 0.160 - U(\Lambda) + 1/(4\pi k^2 S)] \quad (3.28)$$

$$\alpha = \frac{m\omega}{2\rho c} \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) \quad (3.29)$$

ここで、 k は波長定数、 $U(\Lambda)$ はShape Function、 m は面密度、 ρ は空気密度、 ω_c はコインシデンス限界角周波数である。

Gurovich²³⁾も同様に有限壁体の非共振透過率 T_{nr} を次式のように導出している。低周波数領域での補正を行なっているが、質量制御領域では垂直入射質量則のままであり、拡散音場への考察が不足しているように思われる。

$$T_{\pi}^{-1} \simeq \begin{cases} \frac{\pi^0 m^2}{2^{1.3} \rho^2 S} \left[1 - \left(\frac{10\omega}{\omega_c} \right)^2 \right] + \left(\frac{\omega m}{2\rho c} \right)^2 & (\omega_{11} < \omega \leq \omega_c/10) \\ \left(\frac{\omega m}{2\rho c} \right)^2 & (\omega_c/10 \leq \omega) \end{cases} \quad (3.30)$$

Elmallawany²⁴⁾ は Donato²³⁾ の結果から回帰式を求め次式を得て、波数による低周波数領域の乱入射質量則の改良を試みている。

$$10 \log_{10} \eta_{13} = -T L_m^* + 10 \log_{10} \left(\frac{S c}{4 V_1 \omega} \right) \quad (3.31)$$

$$T L_m^* = T L_m + 5 \left(\frac{k a}{2.3} \right)^{-0.72} \quad (3.32)$$

$T L_m$ は拡散音場質量則であり、 a は Donato が試料に内接する最大円の半径としたことを根拠に、試料の短辺の $1/2$ としている。ただし、式(3.32)式の適用範囲は $1 \leq (k a / 2.3) \leq 6.5$ であり、小面積の試料および低周波数領域に限られる。

以上のように、Crocker らの提案した S E A 法は、非共振透過に無限大壁乱入射質量則を適用しているため、有限壁体に対する解析法としては問題点を残している。この点の改良を試みた既往の理論式もその適用範囲は狭いと言える。また、上記理論式を S E A に適用した計算結果については次章で検討するが、その推定精度も測定値の傾向を十分説明できるとは言えない。

3.7 総括

本章では、近年発達してきた、統計的エネルギー（SEA）解析法の透過損失への適用法についてまとめた。SEA法は音源室・受音室を含めた解析手法であり、空間-時間平均としての測定結果値と整合をとることができる。まず、SEA法の原理を述べ、その仮定条件に基づく適用限界を確認している。つぎに、SEAによる単層壁の透過損失算出の定式化について述べ、SEAパラメータの設定方法を整理した。SEA法は、有限壁を介して音源室から受音室へ透過するパワー流を、共振透過によるパワー流とそれ以外の非共振透過によるパワー流に分けて、音源室・受音室を含む全音響透過システムの解析を行うところに特徴がある。

単層壁の透過損失へSEA法を最初に適用したCrockerらは、非共振モードの結合損失係数として無限大板の質量則を用いていた。しかし、低周波数領域において、実測値が質量則よりも大きな値になるという一般的な傾向を説明できない点で改良の余地を残していた。すなわち、有限壁体の解析法に無限大板の質量則を適用した点で合理性を欠いていたと言うことができる。そこで、この点の改良を行うために、有限壁体の非共振音響透過に関する既往の理論式を検討した結果、適用範囲に限界があることがわかった。

第4章 SEA法における非共振透過の修正

4.1 まえがき

残響室—残響室法透過損失の測定において、試料の面積が比較的小さい場合、その測定値は乱入射質量則より大きな値を示す傾向があり、低周波数領域で顕著になることはよく知られている。単層壁の透過損失に関しては、A. London^{2, 8)} による、無限大壁に基づく質量則を原点として、多くの研究者によって遮音理論が展開されてきた。その主なものについては前章までに整理した。しかし、その多くは解析的研究にとどまっており、計算値と実測値との差異は大きいと言える。また、壁体の音響透過に影響を及ぼす複雑な要因を統一的に取り扱うには至っていない。

これまで明らかになったように、有限単層壁の遮音特性は、周波数領域においてスティフネス制御・板共振・質量制御・コインシデンス効果の各領域に分けてとらえることができる。さらに、透過損失に影響を及ぼす要因として、

- ① 壁体構成材料の物性値、
- ② 音源室・受音室の音場条件、
- ③ 壁体への音波入射条件、
- ④ 壁体の寸法・形状、
- ⑤ リブや間柱等を含めた壁体の支持条件、
- ⑥ 周辺支持部でのエネルギーロス、

等を挙げることができ、有限単層壁はきわめて複雑な音響透過機構を呈している。

一方、複雑な要因を包含できる理論としての統計的エネルギー解析法 (SEA法) が、Crocker & Price¹¹⁾ により壁体の遮音理論として導入され、比較的精度の良い解析が可能となった。SEA法は有限壁 (間仕切壁) を透過するパワー流を共振透過によるパワー流とそれ以外の非共振透過によるパワー流に分けて、音源室・受音室を含む全音響透過システムの解析を行うところに特徴がある。Crocker & Price は非共振モードの音源室・受音室間の結合損失係数として無限大壁に基づく 80° 乱入射質量則を適用しており、有限壁に対しては改良の余地を残していた。このような観点から、SEA法の非共振透過の結合損失係数の改良がいくつか試みられている。

本章では、まず佐藤²²⁾ によって導出された有限矩形パネルの放散係数に着目し、非共振透過における結合損失係数の改良を試みる。つぎに、非共振透過の既往の理論式との比較検討を行い、その妥当性と適用範囲を検討する。また、改良されたSEA法

を用いた場合の、SEAパラメータの感度解析、本研究をさらに進めていく上での方向性を明らかにする。

4.2 非共振透過の結合損失係数の修正

佐藤^{2,2)} は透過波の放散状態の変化に着目し、無限大壁の一部として振動している有限矩形パネル部分の放散係数 $\lambda(ka)$ を定義し、さらに拡散音場透過損失 TL_m^* として次式を導出している。

$$TL_m^* = TL(0) - 10 \log_{10} Q - 3 \quad (4.1)$$

$$Q \approx \int_0^{\pi/2} \lambda(ka) \sin \theta d\theta \quad (4.2)$$

$TL(0)$ は垂直入射質量則であり、 Q は透過波の放散角を考慮した放散係数 $\lambda(ka)$ を入射音波角度 θ について受音室内拡散音場において加重平均したものである。 a は試料の一辺の長さの $1/2$ である。佐藤は正方形板について Q の数値計算を行っているが、正方形でない場合でも $\pm 1 \sim 2$ dBの差としている。筆者はこの放散係数を非共振モードのカップリングロスファクタに導入することを試みた。計算を簡略化するため式(4.1)の $10 \log_{10} Q$ について佐藤の結果を式(4.3)の様に変換した。

$$\Delta R = -10 \log_{10} Q + 5 \quad (4.3)$$

$$\Delta R = A(ka)^B \quad (4.4)$$

式(4.4)によって精度の良い回帰式(± 0.5 dB 以内)を得た。結果を図-4.1に示す。

結局非共振モードのカップリングロスファクタは次式となる。

$$10 \log_{10} \eta_{12} = -TL_m^* + 10 \log_{10} \left(\frac{Sc}{4V_1 \omega} \right) \quad (4.5)$$

$$TL_m^* = TL(0) + 9.2(ka)^{-0.51} - 8 \quad (4.6)$$

ただし $0.5 \leq ka \leq 64$ を適用範囲とする。

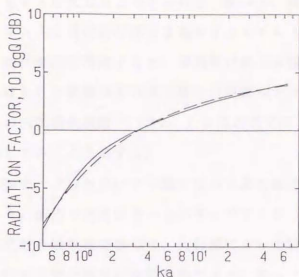


図-4.1 拡散音場における正方形板の放射係数
 — ; 佐藤による理論値
 ---- ; 式(4.3)(4.4)による計算値

4.3 修正されたSEA法の理論的考察

4.3.1 有限単層壁の音響透過モデルについて

SEA法においては壁体の音響透過機構を共振モードのパワー流（共振透過）と非共振モードのパワー流（非共振透過）に分けて取り扱うので、システム間のカップリングロスファクタが問題となる。また、共振モードにおいては、内部損失による壁体内でパワーの減衰が生じる。そこで、ここで取り扱っている音響透過モデルについて次に述べる。

共振モードのカップリングロスファクタ (η_{rad}) についてはMaidanik、Crockerら¹¹⁾によって導出された周辺単純支持の場合の理論式を使用する。周辺固定の場合はコインシデンス限界周波数 (f_c) 以下で2倍になることが理論的に確かめられており、現実の支持条件ではこの範囲内の値をとる。 f_c 以上では η_{rad} は周辺支持条件の影響を受けない。

共振モードによって生じた壁体内のエネルギーはパネル内で消費されるとともに周辺

取付部分でもロスが生じると考えられる。従って、壁体の内部損失を取り扱う場合、厳密にはパネル内と周辺取付部とを各サブシステムとして取り扱う必要がある。しかし、実際の取付構法を考慮すると、周辺取付部での複雑なエネルギーロス機構を理論解析することはかなり困難であり現段階では現実的ではないと考える。したがって、ここでは壁体の内部損失係数 (η_{int}) を周辺部でのエネルギーロスも含めた値としてマクロに検討していくことにする。

一方、共振モード以外のパワー流すなわち非共振透過は従来の質量則に相当するパワー流である。前節で非共振モードのカップリングロスファクタ (η_{is}) に導入した佐藤による拡散音場放散係数 Q は、入射波によって駆動された無限壁体の屈曲振動による、壁体内有限矩形部分の放散係数である。従って周辺支持条件による周辺部での振動拘束の影響は無視していることになる。

4.3.2 S E A パラメータの感度解析

理論計算に影響を与えるパラメータとして試料面積、内部損失係数 (η_{int}) および周辺支持条件に着目し、今回導入した非共振モードのカップリングロスファクタを適用した S E A 法の理論的検討を行う。計算対象とする単層壁は、3.2 mm 厚アルミ板で、面積 2.9 m² と 0.7 m² の 2 種類とした。理論値は 1/18 オクターブ毎に計算した結果をそれを中心周波数とする 1/3 オクターブ帯域で平均している。各図には乱入射質量則を一点線録で示し、併せて残響室法による透過損失実測値も示している。

(1) 試料面積の影響

従来の Crocker らによる S E A 法は、非共振透過に無限大壁乱入射質量則を適用しているため、試料面積 (各辺の寸法) は共振透過のみに関係する。今回の修正により非共振透過においても試料面積の影響が生じてくる。そこで、図-4.2 は共振透過の影響をみるために、共振モードのカップリングロスファクタ (η_{rad}) の計算においてのみ試料面積 (正方形と仮定) をパラメータとした S E A 法計算値の結果である。周辺支持条件は共振透過の影響が大きくなる周辺固定としている。単純支持とした場合、質量制御領域で透過損失の変化はより小さくなる傾向を示す。図より面積が小さくな

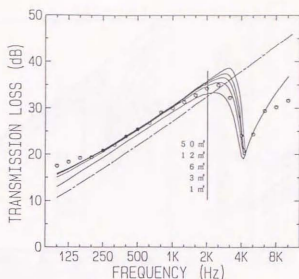


図-4.2 S E A 法理論値に対する面積変化による共振透過の影響

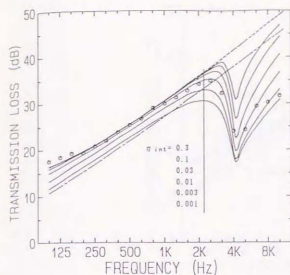
- - - ; ランダム入射質量則 (Mass Law)
 — ; S E A 法理論値 ($\eta_{int}=0.01$)
 ○ ; 3.2mmアルミ板測定値 (2.9 m²)

ると共振透過が増加し質量制御領域で透過損失は低下するがその変化は小さい。共振透過の影響は f_c 直下の周波数領域で大きくなるが、図中に示す 2.9 m² アルミ板の実測値と比較すると S E A 法計算値は妥当な結果を示している。

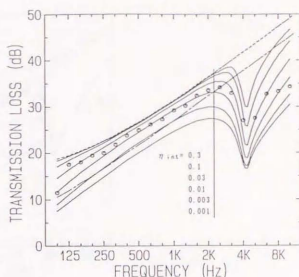
(2) 内部損失係数の影響

図-4.3(a)は面積2.9 m²について、(b)は面積0.7 m²について η_{int} をパラメータとした計算結果の比較を示す。図より η_{int} の影響は面積の小さい方に顕著である。試料面積が小さい場合、質量制御領域で計算値は η_{int} の値により鋭敏に変化する。また、 η_{int} が大きくなっていくと共振透過が減少し、図中の破線で示す式(4.5)(4.6)による非共振透過のみの極限値に収束していく。従って、質量制御領域では面積および η_{int} が小さくなるにつれて、共振モードによるエネルギー透過が無視できなくなると言える。 f_c 直下および f_c 以上の領域では面積にかかわらず理論値は η_{int} の影響を大きく受けている。これはこの領域で共振透過が支配しているためである。

図-4.4はCrockerらによる方法で η_{int} をパラメータとした計算結果である。(a)は面積 2.9 m²について(b)は面積 0.7 m²について図-4.3と同じ計算条件とした。 f_c 直下及びコインシデンス効果領域では、共振透過が卓越しているため、図-4.3と同様な結



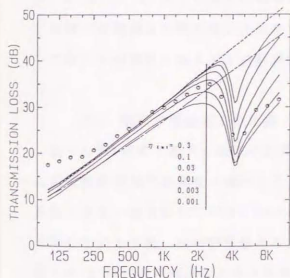
(a) $1.23\text{m} \times 2.38\text{m}$ (2.9m^2)



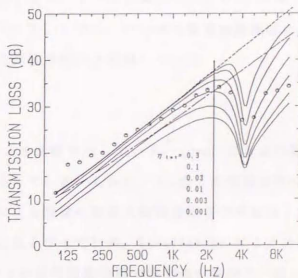
(b) $0.86\text{m} \times 0.86\text{m}$ (0.7m^2)

図-4.3 内部損失係数を変化した修正されたSEA法理論値の比較

- ; ランダム入射質量則 (Mass Law)
- ; 修正されたSEA法理論値 (周辺固定)
- ; 式(4.5)(4.6)による計算値
- ; 3.2mmアルミ板測定値



(a) $1.23\text{m} \times 2.38\text{m}$ (2.9m^2)



(b) $0.86\text{m} \times 0.86\text{m}$ (0.7m^2)

図-4.4 内部損失係数を変化したCrockerらによるSEA法理論値の比較

- ; ランダム入射質量則 (Mass Law)
- ; CrockerらによるSEA法理論値 (周辺固定)
- ; 80°ランダム入射質量則
- ; 3.2mmアルミ板測定値

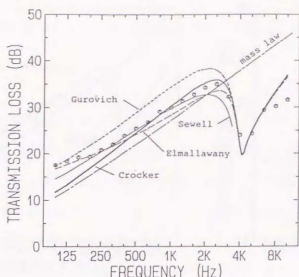
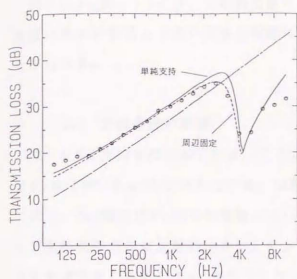


図-4.5 既往の理論式による3.2mm厚アルミ板の透過損失計算値
(周辺固定、 $\eta_{int}=0.01$)と測定値の比較
○ ; 測定値 (2.9 m²)

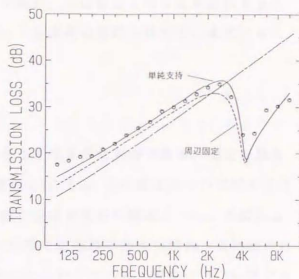
果を示している。質量制御領域では80°乱入射質量則を適用しているため、中低音域で計算値は小さい値になり、実測値との差が大きくなる傾向を示す。図-4.3、図-4.4より、 f_c 直下の周波数領域に着目すると、2つの計算法は共に $\eta_{int}=0.01$ の計算値が実測値と比較的良好な近似を示している。しかし、いわゆる質量制御領域においては、今回修正したSEA法計算値が実測値の傾向と近似している。

(3) 既往の理論式との比較

図-4.5は前章で述べた既往の計算法による比較を示している。Sewellによる計算値は質量制御領域で実測値の傾向をよくとらえている。しかし、 f_c 直下の領域で他の計算値より低い値を示している。Gurovichによる結果は垂直入射質量則を中音域以上で適用しているため、他の計算値より大きな値となっている。Elmallawanyによる計算値は式(4.2)の適用範囲である500 Hz以下の低周波数領域で実測値の傾向と一致しているが、周波数が高くなるにつれて計算値は小さくなっていく。図-4.5における比較は軽量な試料を対象としたが、面密度や η_{int} が十分大きい試料について試算してみると、質量則に相当する非共振透過のみで透過損失が決まってしまう、各式による計算値の差は小さくなる傾向がある。

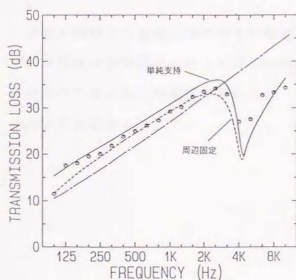


(a)-1 $\eta_{int}=0.01$

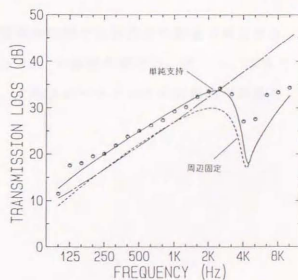


(a)-2 $\eta_{int}=0.003$

(a) 試料面積 2.9 m²



(b)-1 $\eta_{int}=0.01$



(b)-2 $\eta_{int}=0.003$

(b) 試料面積 0.7 m²

図-4.6 周辺支持条件の変化による S E A 法理論値の比較

- ; ランダム入射質量則 (Mass Law)
- ; S E A 法理論値 (単純支持)
- - - ; S E A 法理論値 (周辺固定)
- ; 3.2mmアルミ板測定値

図-4.3～図-4.5より、比較的軽量の試料の場合、今回修正したSEA法による計算値は他の計算値より広い周波数範囲にわたって実測値の傾向を良くとらえていることがわかる。

(4) 支持条件の影響

図-4.6は支持条件の違いによって η_{rad} の値を変化させたものである。固定の場合は f_c 以下で η_{rad} を2倍している。試料面積および η_{int} との関係について図を分けて示す。(a)図では f_c 以下の領域において、試料面積が大きい場合、 η_{int} の値によらず支持条件の差は比較的小さい。しかし、(b)図では面積が小さい場合、支持条件による差は大きくなり、 η_{int} が小さくなるとさらに広がっている。図中に3.2mm厚アルミ板(15cm間隔釘打取り付け)の実測値を示しているが、試料面積が小さい場合、周辺支持条件および η_{int} の定量的な評価が透過損失の推定精度上必要となろう。 f_c 以上の領域では η_{rad} は支持条件の影響を受けず、計算値は同じ値となる。

上述の結果より試料面積が小さい場合、質量制御領域で共振透過の影響が無視できず、計算値は全帯域にわたって周辺取付条件と η_{int} の影響を受ける。従って、本章で修正されたSEA法を適用するにあたっては、これらのパラメータの定量的な取扱を検討する必要がある。

4.4 総括

本章では、あらたにバッフル内有限矩形パネルの放散係数を導入し、非共振透過の結合損失係数の改良を行った。この修正されたSEA法による計算結果は、既往の計算方法に比べ、透過損失測定値の傾向をよくとらえていることがわかった。また、適用範囲も広く高い精度で測定値と一致することが確認できた。

そこで、計算値に影響を及ぼすSEAパラメータの感度について検討を行った。その結果、コインシデンス限界周波数以下のいわゆる質量制御領域において、面積が小さく内部損失の小さい壁体では、共振透過の影響を従来言われてきたようには無視できないことが明らかになった。また、建築で使用される実用寸法パネルを考慮すると、周辺支持条件と内部損失係数の定量的な解明が必要であることが明らかになった。

有限壁の音響透過機構は複雑であるが、SEA法は、その影響を及ぼす要因を合理的に組み込む柔軟性を有している。したがって、それらの要因（パラメータ）の定量化手法が確立されれば、高性能な遮音壁の開発や、室間の騒音減衰量の推定など効果的な遮音設計が可能になると考えられる。

第5章 音響透過損失の測定方法と測定精度

5.1 まえがき

前章までの解析理論の検討により、有限壁体の複雑な音響透過機構を定量的に解明していくためには、修正されたSEA法が有効であることが明らかになった。音響透過に及ぼす要因を独立して測定することはかなりの困難性を含んでいる。

本章では、これらの要因を実験的に検討するための前段階として、まず透過損失測定に使用する測定装置の基本的な性能の確認を行う。また、測定精度の向上を目的とした、パーソナルコンピュータ利用による計測システムを構築し、その測定精度を検討する。さらに、測定の再現性・室温の影響・取り付け条件の再現性等についての検討を行う。

5.2 残響室－残響室法音響透過損失測定法

実験室や現場で行われる、音響透過に関する測定の目的は次のとおりである。

- (1) 規格化された実験設備のもとで、異なる隔壁構造や材料の性能について再現性のある比較ができること。
- (2) 隔壁の開発過程において、設計上のわずかな変更によって生じるTLの変化も把握できること。
- (3) 設計目標と商業ベースがあうか、現場測定により決定すること。
- (4) 建築物内2地点間の騒音減衰が基準に適合しているか確認すること。

音響透過損失(TL)の測定方法に関しては、工夫されたいくつかの方法がある。最も広く使われている実験室測定法は2つの残響室を用いる方法である。いわゆる残響室法であるが、密閉には現場測定に用いることができない。これは音場が十分拡散されていないことによる。しかし、この点を十分認識した上で、現場測定に残響室法を適用することもできる。

5.2.1 測定原理

残響室法は測定対象とするパネルで分割された2つの残響室を使う方法である。残響室を用いることにより、音はあらゆる方向から等しい確率で入射するランダム入射と仮定される。また、2室間の機械的なフランキング透過を無視できるほど小さくするために、相互に振動絶縁される必要がある。この結果、全てのエネルギー透過は測定対象となる隔壁のみで生じることとなる。

両室とも音のエネルギーが完全に拡散し、一様な分布をしている場合の透過率 τ 、面積 S の隔壁による音響透過を考える。音源室のエネルギー密度が E_1 のとき隔壁に入射するエネルギーは、 $(c/4)E_1S$ であり、受音室に侵入するエネルギーは $(c/4)E_1S\tau$ となる。受音室でエネルギー密度 E_3 になったとすると、室内表面積を S_R として全壁面に入射するエネルギーは、 $(c/4)E_3S_R$ 、平均吸音率 $\bar{\alpha}$ として吸収されるエネルギーは、 $(c/4)E_3S_R\bar{\alpha}$ となる。全吸音力 $A=S_R\bar{\alpha}$ であるから、定常状態では、次式が成り立つ。

$$\frac{c}{4}E_1S\tau = \frac{c}{4}E_3A \quad \therefore \frac{E_1}{E_3} = \frac{1}{\tau} \frac{A}{S} \quad (5.1)$$

音源室、受音室の音圧レベルを L_1, L_3 とすれば、室間レベル差はつぎようになる。

$$L_1 - L_3 = 10 \log_{10} \frac{E_1}{E_3} = 10 \log_{10} \frac{1}{\tau} + 10 \log_{10} \frac{A}{S}$$

$$\therefore L_1 - L_3 = TL + 10 \log_{10} \frac{A}{S} \quad \text{dB} \quad (5.2)$$

5.2.2 音響透過損失測定方法

音響透過損失測定法は日本工業規格において、JIS A 1416「実験室における音響透過損失測定方法」として規格化されている²⁹⁾。国際的にはISO R140がある。いわゆる残響室-残響室法と呼ばれるものであり、拡散音場を音場条件とし、アナログ方式の測定法が用いられてきた。測定装置の構成を図-5.1に示す。残響室の開口部に試料壁体を取り付け、一方の残響室を音源室として帯域雑音で励振し、片方の残響

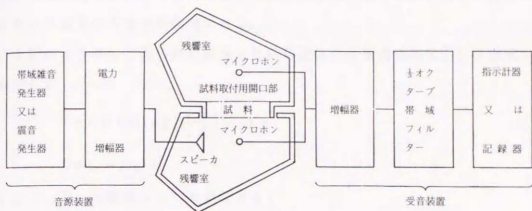


図-5.1 測定装置の構成

室を受音室とする。測定項目は両室の平均音圧レベルおよび受音室の吸音力である。

各室の平均音圧レベルは各室3～5点以上の位置にマイクロホンを設置し、各点の音圧レベルにより式(5.3)によって算出する。

$$L = 10 \log_{10} \frac{P_1^2 + P_2^2 + \dots + P_n^2}{nP_0^2} \quad (5.3)$$

ここで、 L ：平均音圧レベル (dB)

P_1, P_2, \dots, P_n ：室内の n 個のマイクロホンの位置におけるそれぞれの音圧
の実効値で、音圧レベルの測定値が L_i dB のとき

$$P_i = P_0 10^{L_i/20}$$

P_0 ：基準音圧 (0.0002 μbar)

受音用残響室の吸音力は、測定された残響時間の平均値から式(5.4)によって算出で
きる。

$$A = \frac{55.3}{c} \cdot V_s \cdot \frac{1}{RT_s} \quad (5.4)$$

ここで、 A ：受音用残響室吸音力 (m^2)

RT_s ：受音用残響室残響時間 (sec)

V_s ：受音用残響室容積 (m^3)

c ：空気中の音速 (m/sec)

$$c = 331.5 + 0.61 t$$

t ：空気の温度 ($^{\circ}\text{C}$)

残響時間 RT_{30} は音源から帯域雑音を発し定常状態に達した後、音源を停止させ音圧が60 dB低下するまでの時間である。

上記のようにして得られた結果より試料壁体の音響透過損失 TL は次式によって算出できる。

$$TL = D + 10 \log_{10} \left(\frac{S}{A} \right) \quad \text{dB} \quad (5.5)$$

$$D = L_1 - L_3$$

ここで、 D ：室間音圧レベル差 (dB)

S ：試料面積 (音響透過部分の面積) (m^2)

L_1 ：音源用残響室平均音圧レベル (dB)

L_3 ：受音用残響室平均音圧レベル (dB)

なお、測定周波数は1/3オクターブバンド中心周波数で100～10kHzの21帯域について行っている。ただし、JISでは125～4kHzまでが規定されている。

5.3 測定装置について

5.3.1 透過損失測定のための残響室の一般的仕様³⁰⁻³²⁾

まず5.2.1測定原理において述べたような前提条件を具体的に説明しておく。測定に用いられる残響室は十分な拡散音場になる必要がある。測定周波数の下限帯域 (通常1/3オクターブバンド) は室の大きさが大きいほど、低くとることができる。その下限周波数は、小さい方の室の容積から、 $V > 4\lambda_0^3$ によって決まる。ここで、 λ_0 は下限1/3オクターブバンドにおける幾何平均波長である。さらに、両室の平均吸音率は理想的には0.15程度が望ましいが、少なくとも0.2を越えない方がよい。これは測定精度上、帯域内に十分な数の室のノーマルモードが存在する必要があるためである。

そのためには、室容積50 m^3 以上で不整形をした残響室を用いるか、直方体の場合には両室のノーマルモードが一致しないよう大きさを少なくとも10%変化させ、縮退を生じない寸法比をとる。また、回転または吊り下げ拡散板等を用いて音場の拡散

をはかる。音源は連続的なスペクトルを有するバンドノイズを使用する。

測定マイクロホン位置は、少なくとも5点以上の多数点で、壁面やその他の反射物から下限周波数の半波長以上距離をとり、相互に同じく半波長以上離れた位置とする。また、測定値が残響時間によって変わらないようにするため、特に低音域で残響時間が2秒以上にならないよう調整する。

試料面積は、測定の目的によっていろいろな場合があるが、基本的には約10㎡以上とし、できるだけ実際の構造に等しくなるよう造りつける。試料透過以外の経路による音の伝達（フランキング）が、無視できるほど小さくなければならないのは言うまでもない。

5.3.2 使用した残響室について

われわれが音響透過損失等の測定に使用した残響室は、鹿児島大学工学部建築学科建築音響実験室内に設けられている大小2つの残響室である³³⁾。諸元を図-5.2および表-5.1に示す。大残響室を音源室、小残響室を受音室としている。

2つの残響室は、鉄筋コンクリート2重壁で隔てられ、試料取付開口部は両室から防音扉によって2重に塞ぐことができる。両室とも、対向壁面は不平行で傾斜天井をもつ不整形となっている。図中のHは天井高を示す。周壁面は全てモルタル金コテ仕上げである。隔壁は100mm厚発泡スチロール材をはさんで、両側とも180mm厚のRC壁で構成されており、その他の周壁は200mm厚RC壁である。

試料取付開口部および出入口の扉はコンクリートを充填した100mm厚の鉄製防音扉を使用している。試料取付開口部の防音扉は全開した場合、壁面に密着するので室容積の変化はわずかで、残響時間の変化は無視できるほど小さい。試料取付開口部の大きさは約7㎡（幅2.7m × 高さ2.6m）である。

両残響室とも天井より拡散板を多数吊りし、十分な拡散音場が得られるようになっている。一方、残響室は建築学科棟の最上階にあり、床スラブは共通であり、振動絶縁は十分とは言えない。したがって、測定の際にはフランキングや暗騒音レベルに注意する必要がある。

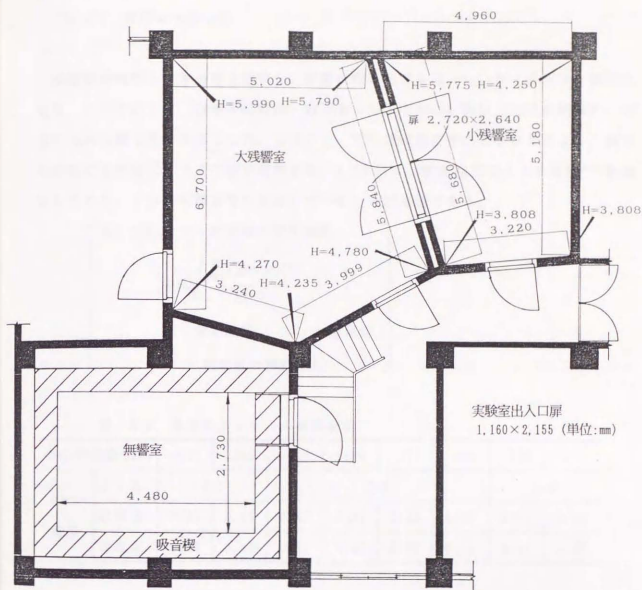


図-5.2 鹿児島大学工学部建築学科建築音響実験室（平面図）

表-5.1 各室の容積および表面積

	容積 (m ³)	表面積 (m ²)
大残響室	207.19	208.7
小残響室	101.91	134.1

5.3.3 音圧レベル分布

残響室の音圧レベル分布を測定し、拡散状態の検討を行った。マイクロホン測定位置は、に示すように、音源・試料面・壁面および床面から1.2m以上離れた領域に、相互に1m以上離れた10点とした。音源から一定の帯域雑音を出力させたときの、測定周波数ごとの音圧レベルの標準偏差を表-5.2に示す。測定結果はJIS規格²⁾を満足しており、十分な拡散音場が成立していることが確認できる。

$$\left(\begin{array}{l} \text{注) 音圧レベル測定値の標準偏差} \\ \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n-1}} \\ n: \text{測定点数、} \quad x_i: \text{測定値} \\ \bar{x}: \text{測定値の算術平均} \end{array} \right)$$

表-5.2 各室音圧レベルの標準偏差

中心周波数(Hz)	125	160	200	250	315	400	500	630
JIS	2.0			1.5			1.0	
標準偏差								
音源室	0.47	0.35	0.53	0.56	0.42	0.24	0.17	0.23
受音室	0.46	0.40	0.81	0.57	0.77	0.18	0.21	0.27

800	1000	1250	1600	2000	2500	3150	4000	5000	6300
1.0									
0.13	0.15	0.21	0.13	0.09	0.33	0.18	0.13	0.18	0.25
0.14	0.08	0.17	0.12	0.25	0.20	0.27	0.33	0.32	0.30

5.3.4 測定可能な透過損失上限値

フランキングや暗騒音の影響の有無を確認する目的で、JISには標準供試体の音

響透過損失の測定が規格化されている。標準供試体の音響透過損失の J I S 規格値を表-5.3に示す。

表-5.3 標準供試体の音響透過損失の J I S 規格値

中心周波数 (Hz)	125	500	2000
音響透過損失 (dB)	36以上	47以上	59以上

透過損失の測定可能な上限値の確認には、この標準供試体を用いなければならないが、われわれは試料取付開口部を遮音屏で塞いで透過損失の測定を行った。これは残響室が構造上フランキングの影響を受けるものと予想されたので、J I S の救済規定を適用することとしたためである³⁰⁾。2重の遮音屏はほぼ標準供試体に相当する面密度があるので、この測定値から10 dB 減じたものを測定可能な上限値とした。その結果を表-5.4に示す。

表-5.4 測定可能な透過損失上限値

中心周波数 (Hz)	125	160	200	250	315	400	500	630	800
上限値 (dB)	25.2	24.2	23.1	27.1	27.1	31.5	33.0	29.0	32.1

1000	1250	1600	2000	2500	3150	4000	5000	6300	8000
36.9	37.7	37.3	35.2	35.7	37.0	38.7	46.1	50.6	55.3

測定結果より、中高音域において透過損失が標準供試体に比べて低い値を示している。これは遮音屏の周辺部での隙間の影響も含まれていると考えられる。しかし、安全側を考慮して表-5.4の値を音響透過損失測定の上限値の目安とすることにした。

5.3.5 パーソナルコンピューターを利用した透過損失計測システム

J I S における計測機器については性能規定（精神規定）のみが行われている。通常行われるアナログ方式による測定方法では、時間と手間を要する作業である。また、

記録紙からデータを読み取る作業は、疲れや個人のくせ等の誤差が入り込む要因をもっている³⁰⁾。以上のことから、測定時間の短縮化やデータ読み取りの自動化による精度の向上が望まれるところである。

アナログ方式の音圧レベル測定では騒音計のメータを直読する方法と高速度レベルレコーダーで記録し、後から読みとる方法がとられる。残響時間は高速度レベルレコーダーに減衰過程を記録し、プロトラクター等の残響時間読み取り器具を用いて手作業で読み取っている。したがって、音圧レベルの空間時間平均値や受音室の平均残響時間を得るためには、非常に多くの記録紙データから手作業によって音圧レベルおよび残響時間の読み取りを行わねばならない。所要時間は測定に半日、読み取りに1日以上を要している。また、読み取りの際には個人のくせ等の誤差もはいる可能性が十分存在し、得られる音響透過損失の信頼性を低下させる要因となっている。

そこで、騒音計の音圧出力信号をパーソナルコンピュータで処理するための音響信号処理ボード（実効値をとりA/D変換する）を作製し、上記の問題点を改善した計測システムを開発した。本計測システムによる透過損失測定値は、従来のアナログ処理による測定値と比較しても良好な結果が得られている。（付録-1 参照）

5.4 本研究における透過損失の規定

式(5.5)により、透過損失を算出する際、測定試料の面積の取扱いに苦慮することがある。本研究では、通常残響室開口部に間柱等の下地材を取り付け、表面材で開口部を塞ぎ測定試料とする。したがって、フランキングによる音響透過がなければ、この開口部の内法面積を透過損失算出の際に用いることとする。すなわち、下地材等の影響により、試料の音響透過に分布があったとしても、算出された透過損失は開口部全体で平均化された透過率ということになる。

5.5 測定精度に関する検討

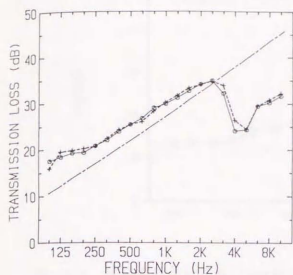
本節では、試料の取付方法や室温の影響および測定システムの精度に関する測定結果の再現性について検討する。

5.5.1 測定システムの精度と室温の影響

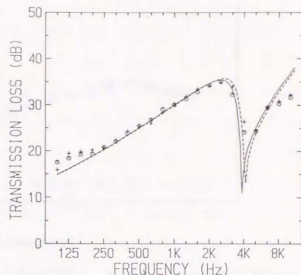
図-5.3(a)は測定システムの測定精度を検討する目的で行った音響透過損失実測結果である。試料は3.2mm厚アルミ板 ($1.234\text{m} \times 2.377\text{m}$ 、約 2.93m^2) である。支持条件は15cm間隔釘打ち取り付けである。冬季実験終了後、取り付けたまの状態で同じ試料について夏期に測定を行った。したがって、支持状態の変化はほとんどないが、室温の差が2倍程度あり、その影響が含まれている。(a)図より、拡散音場が成立しにくい低周波数や、コインシデンス限界周波数(約4kHz)付近を除いて、実測値の差異は1dB以内でよく一致している。

室温の影響としては、空気中の音速が変化することによってコインシデンス限界周波数の移動が考えられる。計算より、室温 16.1°C (冬期)のとき $f_c=3897\text{Hz}$ 、室温 32.0°C (夏期)のとき $f_c=4122\text{Hz}$ となる。 $1/3$ オクターブで1帯域移動する。したがって、共振透過成分の影響が現れ易いと考えられる。そこで、修正されたSEA法による計算を行い実測値と比較した結果を図-5.3(b)に示す。図よりSEA法計算値は、コインシデンス効果領域における室温の影響も含めて実測値の傾向をよく説明している。すなわち、コインシデンス領域における実測値の差は室温に起因するものであり、測定システムの精度は高いといえる。

したがって、コインシデンス効果による透過損失の低下が大きい表面材、すなわち損失係数の小さい試料を測定する場合には、コインシデンス限界周波数付近の測定結果に室温の及ぼす影響が大きいため、注意が必要である。測定データには室温を付記することが望ましい。



(a) 実測値 (2.9㎡、15cm間隔釘打)
 ○ ; 室温 16.1℃、
 + ; 室温 32.0℃、
 - - - ; 質量則



(b) S E A 法理論値との比較
 — ; 室温 16.1℃ ($f_c=3897\text{Hz}$)
 - - - ; 室温 32.0℃ ($f_c=4122\text{Hz}$)
 $\eta_{int} = 0.01$

図-5.3 室温の変化による3.2mmアルミ板の透過損失

5.5.2 取付方法の再現性

1.3.3で述べたように、試料面積が小さい場合、試料の取り付け状態によって音響透過損失は影響を受ける。前節では比較的面积の大きな試料について、測定システムの精度について良好な結果が得られている。これらを踏まえた上で、試料取り付け法の再現性の検討を行ってみた。

建築現場では、ボード類の取り付け方法として、釘・リベット・ビス・ステーブル等の点固定がよく使われている。われわれは一連の実験室測定において、簡便な釘打ちによる試料の取付を行っている。そこで、試料をいったん取り外し、その後また同じ試料を釘打ちで取り付けた場合に、前回と比較するための測定を行っている。それらの測定値を比較して検討を行う。

図-5.4は試料寸法2.47m × 2.38mの6mm厚合板を15cm間隔釘打ちで取り付けたもので、残響室開口部に取付可能な最大面積の試料である。図より100Hzのばらつきを除けば、1dB以内で一致した結果が得られている。

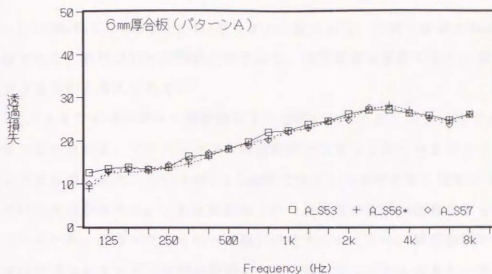


図-5.4 試料取り付け方法 (6mm厚合板: 15cm釘打ち, 2.47m × 2.38m) の再現性

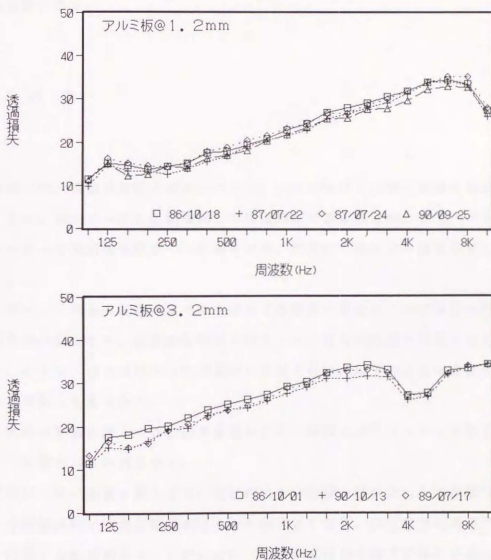


図-5.5 試料取り付け方法 (アルミ板: 15cm釘打ち, 0.86m × 0.86m) の再現性

図-5.5の試料は1.2mm厚と3.2mm厚のアルミ板であり、試料寸法は $0.86\text{m} \times 0.86\text{m}$ と小面積である。取付は15cm間隔釘打ちである。測定時期は夏期であり、室温の変化は無視できるものと考えられる。

図-5.5よりコインシデンス周波数以上の領域においては1 dB以内でよく一致していることがわかる。コインシデンス周波数以下になるとばらつきがみられ、1.2mm厚では2 dB以内に納まっているが、3.2mm厚ではばらつきが大きくなり、3 dB程度になっている周波数もある。これは釘打ちという再現性の管理が困難な取り付け方法を用いているため、板厚が大きくなって剛性が増大したことや、試料面積が小さいため、周辺支持部でのエネルギー損失の影響が大きく現れることによるものと考えられる。したがって、釘打ち支持のような取り付け方法の場合、測定データの取扱いには注意する必要がある。

5.6 総 括

本章では、音響透過損失測定に関して、測定に使用した測定装置の適合性を検討した。また、測定データの信頼性向上や処理時間の短縮を目的として、パーソナルコンピュータの透過損失測定への利用を試み、従来法と良好な一致を示すことが確認できた。

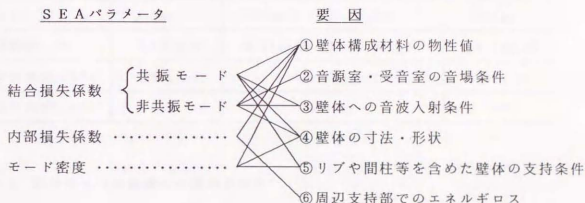
つぎに、これらの測定システムを使用する場合の精度について検討を行い、測定の再現性は良好であり、低周波数領域を除き1 dB以内の誤差で再現できることを確認した。さらに、取り付け方法の再現性の検討を行い、以下のような透過損失測定に関する基礎的な知見を得た。

- ①室温の影響に関しては、損失係数の小さい試料のコインシデンス限界周波数付近で影響があらわれやすい。
- ②取付方法の影響に関しては、比較的大きい面積の試料ではその影響は小さいが、小面積試料では測定結果のばらつきが大きくなり、取付方法の再現性については注意する必要がある。このことは、小面積試料の音響透過特性の理論的傾向とも一致している。

第6章 単層壁の音響透過特性とSEA法の適用に関する実験的検討

6.1 まえがき

有限単層壁の遮音特性は、周波数領域においてスティフネス制御・板共振・質量制御・コインシデンス効果の各領域に分けてとらえることができる。また透過損失に影響を及ぼす要因として、①壁体構成材料の物性値、②音源室・受音室の音場条件、③壁体への音波入射条件、④壁体の寸法・形状、⑤リブや間柱等を含めた壁体の支持条件、⑥周辺支持部でのエネルギーロス等を挙げることができ、有限単層壁はきわめて複雑な音響透過機構を呈している。また、これらの要因とSEAパラメータは下図のように複雑に関連している。



本章では、上記要因の定量的な検討を実験的に行い、SEA法による統一的な解析手法について検討する。まず、間柱の影響と入射音の入射角度範囲について、無限大板の透過損失理論式を用いた検討を行い、有限板に対する適用限界を明らかにするとともに、実験的アプローチを進めて行く場合の実験条件や要因の基礎的整理を行う。これらの結果に基づき、第4章において修正されたSEA法の実験的な検証を行い、周辺支持条件と内部損失係数の定量的な傾向を明らかにする。さらに、低周波数領域へSEA法の適用を拡張する場合について若干の検討を行っている。また、音響インテンシティ計測法を用いた可視化手法により、単板の理論的な音響透過特性の検証を行う。

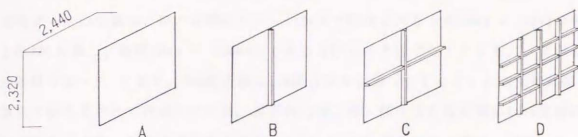


図-6.1 間柱のパターン

表-6.1 表面材料の諸元

	合板	アルミニウム板		鉄板
厚さ h	6.0mm	1.2mm	3.2mm	1.5mm
面密度 M_s	3.52kg/m ²	3.24kg/m ²	8.64kg/m ²	11.7kg/m ²
縦波速度 $C_L^{*1)}$	2887m/sec	5150m/sec		5050m/sec
損失係数 $\eta^{*1)}$	0.018	0.0001		0.0001

6.2 間柱をもつ単層壁の音響透過損失^{*1-4,2)}

実際の壁体の場合、ボード類は間柱や胴縁等の下地材にビスや釘打ち等の点固定によって取り付けられることが多い。間柱等の下地材の影響としては、パネルが分割されることによる放射特性の変化や、下地材が付加されることによる壁体全体のステイフネスや実効面密度の増加が考えられる。また、分割された表面材の振動エネルギーの一部が下地材支持部に吸収されるエネルギーロスも考慮する必要がある。

6.2.1 実験の概要

残響室開口部（開口面積 7 m²）に図-6.1に示すようなパターンで間柱を取付けた。

間柱は断面50mm × 50mm、50mm × 100mmの角材（木製）によって2種類に変化させた。見附幅は50mmとして用いている。以後、間柱のパターンと大きさの組み合わせによる測定データの分類は、例えば間柱パターンがBで間柱の大きさが50mm × 50mmの場合をB(50)と表し、間柱50mm × 100mmのときにはB(100)と表すこととする。、使用した表面材を表-6.1に示す。6mm厚合板は3mm厚合板を2重（りゃんこ）に木工用酢酸系接着剤で貼り合わせて作成している。表面材は周辺枠・間柱の音源室側に15cm間隔釘打ちで取り付けた。音響透過損失の測定はJIS A1416 残響室法に準拠して行った。

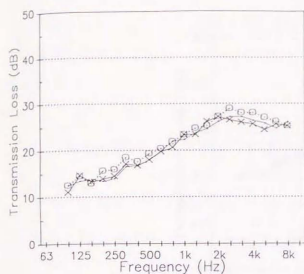
6.2.2 測定結果および考察

6mm厚合板の間柱パターンによる音響透過損失測定結果を図-6.2に示す。(a)図より200Hzからコインシデンス周波数（ $f_c \approx 3700\text{Hz}$ ）までの帯域でパターンCがAより1~2dB程度上昇している。しかし、パターンBでは顕著な差異は認められない。 f_c 以上では、B(50)はAより低下している。

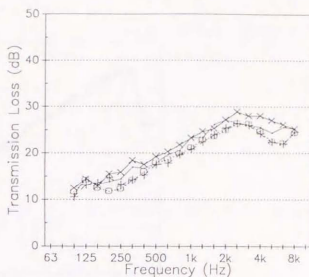
(b)図は間柱の大きさを変化させた場合の測定結果である。低周波数域でのばらつきを除けば、間柱断面を大きくすることによって音響透過損失TLは低下していることが特徴的である。

1.2mm厚アルミ板について、細い方の間柱に関する測定結果を図-6.3(a)に示す。125~200Hzの低周波数でわずかにパターンCが大きい値を示しているものの、その他では両者はほとんど一致した結果となっている。(b)図は間柱が太い場合の結果である。200Hz以上の周波数領域において、パターンCはパターンBより平行移動的に1~2dB程度大きくなっているが、パターンCとパターンDはほぼ同じ値を示している。しかし、250Hz以下の低周波数領域においては、板共振によるばらつきが認められる。各パターンの間柱に分割されたパネルの長辺寸法に対応する音波の周波数はパターンBで約160Hz、パターンCで約280Hzとなり、測定値のばらつきに対応した結果が得られている。この傾向は合板の測定結果にも認めることができる。

図-6.4には間柱パターン(100)による1.5mm厚鉄板の音響透過損失測定結果を示す。3つのパターンによる差は非常に小さく、低周波数領域におけるばらつきも測定誤差程度である。

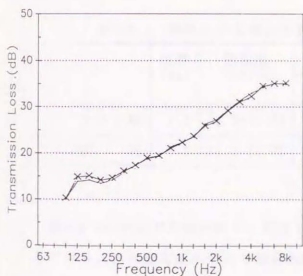


(a) 間柱パターンによる T L
 —●— : A, —×— : B(50),
 -○- : C(50)

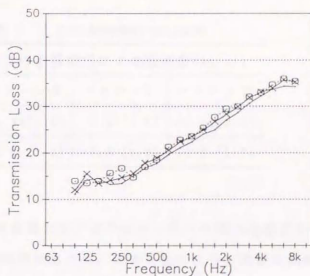


(b) 間柱の大きさによる T L
 —●— : B(50), —×— : C(50)
 -○- : B(100), —+— : C(100)

図-6.2 6mm厚合板の音響透過損失



(a) 間柱パターン(50)による T L
 —●— : B(50), —×— : C(50),



(b) 間柱パターン(100)による T L
 —●— : B(100), —×— : C(100)
 -○- : D(100),

図-6.3 1.2mm厚アルミ板の音響透過損失

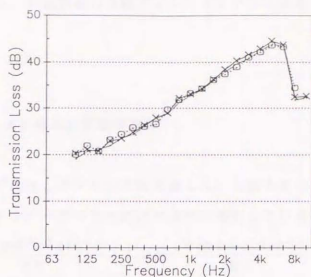


図-6.4 1.5mm厚鉄板の音響透過損失：間柱パターン(100)
 —●— : B(100), -×- : C(100), -○- : D(100)

表-6.2 間柱による補正面密度 []内は素材面密度に対する比率

	板厚 (mm)	面密度 (kg/m ²)	間柱の重量補正による面密度(kg/m ²)		
			パターンB	パターンC	パターンD
アルミ板	1.2	3.24[1.0]	4.49[1.4]	5.87[1.8]	11.14[3.4]
鉄板	1.5	11.7 [1.0]	13.0 [1.1]	14.3 [1.2]	19.6 [1.7]

表-6.2に表面材の面密度と、間柱の全重量を加え試料面積で割った補正面密度を示している。素材面密度に対する補正面密度の比率より、アルミ板に比べて鉄板は比較的重量が大きく、間柱の影響が現れにくくなるものと考えられる。

今回行った間柱のパターンによる音響透過損失の変化は、合板を除いて非常に小さいことがわかった。合板に関しては、3mm厚合板を木工用ボンドで貼り合わせているため、完全に一体化できているか確認することは困難である。また、合板の素材としての性質から、均質等方性の材料とは言えず、間柱以外にも測定結果に影響を与える要因がある。

間柱の影響としては、パネルが分割されたことによる共振モードの変化と、それに

よる放射抵抗の変化、また間柱取り付け部でのエネルギー損失が考えられる。これらを確認するためには、共振透過の卓越するコインシデンス効果領域を測定対象とする事が必要である。

6.2.3 間柱による補正面密度の検討

Cremerは板の曲げ剛性とダンピングを考慮した、音波入射角度 ϕ における、無限大単板の斜入射機械インピーダンスを次式のように導出している⁴⁾。

$$Z_c = \frac{\eta c^2 m h^2 \omega^3 \sin^4 \phi}{12 c^4} + j \left(\omega m - \frac{c^2 m h^2 \omega^3 \sin^4 \phi}{12 c^4} \right) \quad (6.1)$$

したがって、透過率 $\tau(\phi)$ は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau(\phi)} &= \left| \frac{p_i}{p_t} \right|^2 = \left| 1 + \frac{Z_c \cos \phi}{2 \rho c} \right|^2 \\ &= \left[1 + \eta \left(\frac{\omega m}{2 \rho c} \cos \phi \right) \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \phi \right]^2 + \left[\left(\frac{\omega m}{2 \rho c} \cos \phi \right) \left(1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \phi \right) \right]^2 \end{aligned} \quad (6.2)$$

となる。拡散入射時における入射角度の積分範囲($0 \sim \theta$)を考慮すると、平均透過率 $\bar{\tau}$ および透過損失 TL は、解析的に解くことができないので、次式で計算される。

$$\bar{\tau} = \frac{\int_0^\theta \tau(\phi) \cos \phi \sin \phi d\phi}{\int_0^\theta \cos \phi \sin \phi d\phi} \quad (6.3)$$

$$TL = 10 \log_{10} \frac{1}{\bar{\tau}} \quad (dB) \quad (6.4)$$

以上の式は、コインシデンス効果領域に関しては、内部損失係数 η の影響を受け質量則からの TL の低下を説明することができるが、 f_c 以下の低周波数領域では質量のみによってインピーダンスが決まってしまう、結果として質量則に一致する。

図-6.5は1.2mm厚アルミ板の間柱パターンBとDの測定結果と、式(6.1)~(6.4)による入射角度範囲 $0 \sim 90^\circ$ の計算値を比較している。250Hz以上の周波数領域において、パターンBの測定値は表-6.2による補正面密度を用いた計算値と良く一致している。しかし、パターンDの測定値は補正面密度による計算値(破線)よりかなり小さ

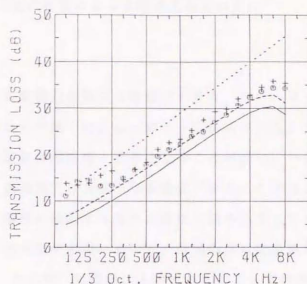


図-6.5 間柱をもつ1.2mm厚アルミ板の透過損失測定値と補正面密度による計算値 ($\theta=90^\circ$) の比較
測定値 (○: パターンB, +: パターンD)
計算値 (—: $m=3.24\text{ kg/m}^2$, ----: $m=4.49\text{ kg/m}^2$,: $m=11.14\text{ kg/m}^2$)

く、パターンBに近い値を示している。これは、間柱と表面材が一体振動しているのではなく、間柱部分以外の表面材のみによる音響透過が生じているものと考えられる。したがって、質量制御が支配するこの周波数領域において、補正面密度を計算に適用することはできない。すなわち、間柱を付加質量として取り扱うことはできないといえる。これは、図-6.4の鉄板の測定結果に関しても同じことがいえる。

パターンDの250Hz以下については、補正面密度 ($m=11.14\text{ kg/m}^2$) による計算値と測定値は近似している。表面材と間柱が一体振動していることがうかがえるが、1600Hz以下ではパターンBの測定値も同程度に上昇しており、いわゆる板共振的な挙動と間柱を含むステイフネスとしての挙動が加わっているものと考えられる。したがって、間柱を付加質量として取り扱うことを許容するものとは言えない。

上述の結果より、間柱と表面材が釘打ちという一体性の弱い取り付け方法を行ったため、低周波数領域における壁体の応答は明確にあらわれていない。しかし、質量制御領域において、間柱に関係なく 90° までの透過損失計算値より測定値は大きくなる傾向が確認された。したがって、無限大板理論であるCremerによる理論式を適用するためには、試料への音波入射角度に関する検討が必要である。

6.3 音波入射角度の制限による音響透過損失の変化⁽³⁾

無限大均質単板の音響透過損失は質量則に従う。また、コインシデンス効果による透過損失の質量則からの低下はCremerによって説明された。しかし、実際の音場において、透過損失測定値は理論値と差が生じることが多い。一般的に試料の面積が小さくなるにつれて、透過損失は大きくなる傾向がある。これは、測定の際の現実的条件、すなわち試料の有限性に起因する条件が理論に組み込まれていないためと考えられる。

残響室法による透過損失測定において、音場条件は完全拡散であり、音波はあらゆる角度（ $0 \sim 90^\circ$ ）から均一に試料に入射するものとしている。しかし、実際には、周辺材等の入射を妨げる障害物により、接線入射に近い成分が制限を受けるものと考えられる。また、経験的には 78° までの入射角度を考慮した音場入射質量則が実測値と近似することが認められている。

本節では、入射角度範囲に関して、Cremerの理論式を用いた検討を行う。また、吸音性フィンを音源側に取り付け、強制的に入射角度を制限した場合の透過損失の変化について実験的検討を行う。

6.3.1 入射角度範囲に関する基礎的検討

残響室法で透過損失を測定する場合、前述したように音場は完全拡散状態でなければならない。しかし、de Bruijn⁽⁴⁾によると、この条件が成立するのは室中央付近に限られ、周壁付近では成立しにくい。また、その測定施設固有の条件（試料取り付け開口部の仕様等）でやむを得ず入射角度の制限を受ける場合もある。ここでは鹿児島大学工学部音響実験施設において得られた、残響室法による各種壁体の透過損失測定値とCremerによる理論値を比較することにより、測定施設固有の入射角度範囲について検討を行う。

対象とする測定データは前節で得られた1.2mm厚アルミ板と1.5mm厚鉄板の2種類である。間柱は $50 \times 100\text{mm}$ に限定した。図-6.6は式(6.1)～(6.4)のCremerによる透過損失理論式で、入射角度範囲を変化させた場合の計算結果である。中低音域では質量則

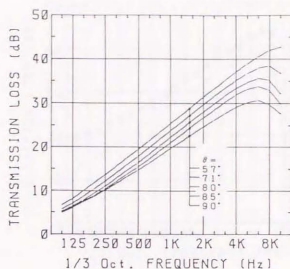


図-6.6 音波入射角度範囲による1.2mm厚アルミ板の透過損失理論値
 $m = 3.24 \text{ kg/m}^2$, $\eta = 0.2$, $C_L = 5150 \text{ m/sec}$, $f_c = 9864 \text{ Hz}$

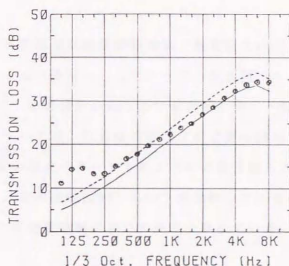


図-6.7 1.2mm厚アルミ板の透過損失測定値と理論値の比較
 測定値 (○: パターンB)
 計算値 (— : $\theta = 85^\circ$, $m = 3.24 \text{ kg/m}^2$,
 - - - : $\theta = 85^\circ$, $m = 4.49 \text{ kg/m}^2$)

に相当しており、入射角度が小さくなるにつれて透過損失は上昇していく。コインシデンス効果領域では、入射角度範囲が小さくなるにつれて、コインシデンス限界周波数が高周波数側へ移動していくので、結果として透過損失の低下が急激に改善される。

図-6.7はアルミ板の間柱パターンBによる測定値と、入射角度範囲 $0 \sim 85^\circ$ の場合の、アルミ板のみの面密度と間柱による補正面密度を用いた理論値を比較している。

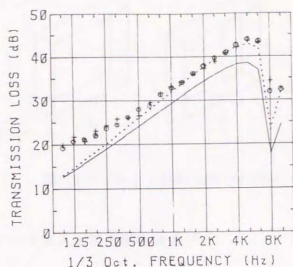


図-6.8 1.5mm厚鉄板の透過損失測定値と理論値の比較
 測定値 (○: パターンB, +: パターンD)
 計算値 (— : $\theta=90^\circ$, $m=11.7\text{kg/m}^2$, $\eta=0.0001$,
 ----- : $\theta=85^\circ$, $m=11.7\text{kg/m}^2$, $\eta=0.01$)

補正面密度による計算値は低周波数領域で測定値と近似しているが、前節の結果よりこれを用いることはできない。したがって、表面材のみの面密度を用いた計算値は入射角度範囲 $0\sim 85^\circ$ の場合が1kHz以上で測定値と良く一致する結果となった。ただし、全体的な傾きについては、計算値の傾向は測定値の傾向と異なっている。

図-6.8は鉄板の間柱パターンBおよびDの測定値と表面材のみの面密度を用いた理論値について、入射角度範囲 90° と 85° を比較している。アルミ板と同様 85° の計算値が500Hz以上の周波数領域において良く一致している。

したがって、われわれが使用した測定施設の固有の条件として、中高音域における入射角度範囲は約 85° と結論づけられる。この値はde Bruijn⁽⁴⁾が、試料面積 7.2m^2 ($3\text{m} \times 2.4\text{m}$)の残響室法測定値によって得た値と一致する結果となった。しかし、全周波数的にみると測定値と理論値の傾きはその傾向が異なり、低周波数なるにつれてその差は大きくなっている。これは試料の面積による放射特性の変化によるものであり無限大板理論の適用限界であると考えられる。パネルの有限性を考慮した理論の改良が必要とされる。また、 85° を測定施設固有の値とする物理的根拠も薄く、異なる測定機関・施設によるデータの相互比較は困難となり一般性も失われる。

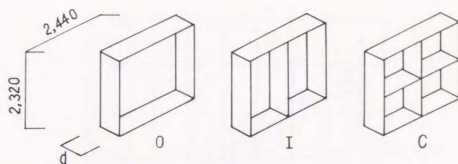


図-6.9 フィンの取り付けパターン

6.3.2 フィンによる入射角度制限効果⁽³⁾

入射角度を強制的に制限する目的で、試料の音源室側にグラスウール板を貼付したフィンを取り付け、透過損失測定値と理論値の比較を行い、前節の入射角度範囲の妥当性と音響透過特性について検討を行う。

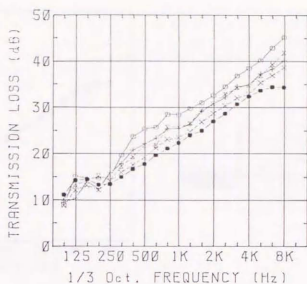
図-6.9にフィンの取り付けパターンを示す。フィンは9mm厚合板で製作し、軽量鉄骨アングルによって補強している。フィンの深さは400mmと800mmの2タイプについて行なっている。以後、C(800), I(400)等でタイプ表示する。フィンは表面材と接触しない程度離して設置している。フィンによる反射波を防ぐため、内側にグラスウール板(50mm厚、40kg/m³)を寒冷紗で取り付けている。表-6.3は使用したグラスウール板の残響室法吸音率を示している。

表-6.3 グラスウール板(50mm厚、40kg/m³)の残響室法吸音率

周波数(Hz)	125	160	200	250	315	400	500	630
吸音率 α	0.22	0.35	0.50	0.70	0.83	0.91	0.95	0.95

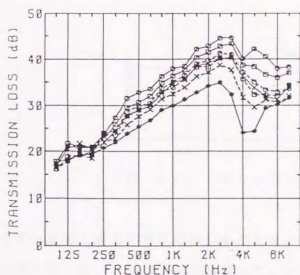
周波数(Hz)	800	1k	1.25k	1.6k	2k	2.5k	3.15k	4k
吸音率 α	0.93	0.91	0.88	0.86	0.85	0.86	0.87	0.90

図-6.10に1.2mm厚および3.2mm厚アルミ板と6mm厚合板の各フィンパターンにおける透過損失測定結果を示す。250Hz以下の低周波数域を除いて、フィンの数が増えるほど、またフィンの深さ d が深くなるほど透過損失は平行移動的に増加していく。コイ



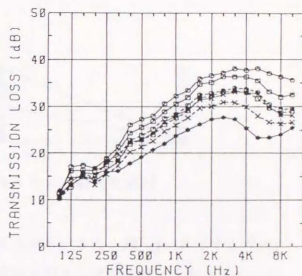
(a) 1.2mm厚アルミ板

○ : C(800), + : C(400), -x- : O(800), --x-- : O(400),
● : フィン無し



(b) 3.2mm厚アルミ板

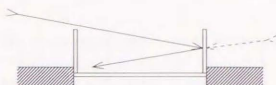
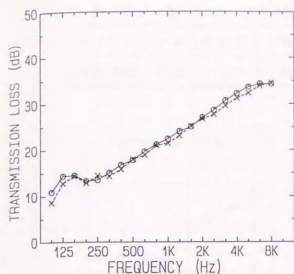
○ : C(800), □ : I(800), × : O(800)
-○- : C(400), -□- : I(400), --x-- : O(400), ● : フィン無し



(c) 6mm厚合板

図-6.10 フィンによる透過損失測定値の変化

ソシデンス効果領域においては特に著しい。ちなみに、グラスウールを取り付けていないフィンによる透過損失測定値を図-6.11(a)に示す。フィンを取り付けていない場合とはほぼ同じ値を示しており、図-6.11(b)に示すように、フィンによる吸収減衰がないと仮定すると、フィンによる反射波がパネルに入射し、結局入射角度範囲は0~90°



(a) フィンのない場合との比較
 ○ : フィン無し, -x- : C(800)
 (b) フィンによる反射
 図-6.11 GW無しフィンによる1.2mm厚アルミ板の透過損失

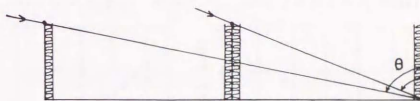


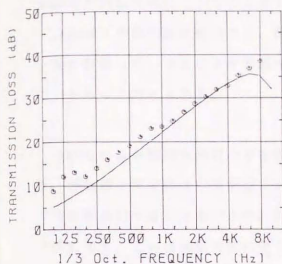
図-6.12 フィンによるパネルへの入射角度範囲

の完全拡散入射条件をほぼ満足するものと考えられる。また、図-6.7に示すように、中高音域において、 85° の理論値がフィンの有無に関わらず測定値と近似することとなり、施設固有の入射角度範囲とする取扱いも、その根拠は薄くなってくる。したがって、周辺枠等が反射性であれば、特に入射角度範囲を考慮する必要はないと考えられる。

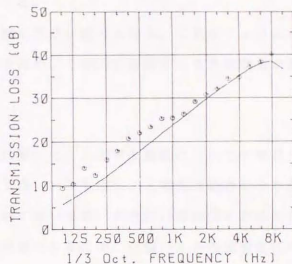
式(6.1)～(6.4)の理論計算に適用する入射角度範囲の上限値については、図-6.12に示す θ を目安とした。また、各フィンパターンにおける上限値を表-6.4に示している。ここで採用した上限値 θ は、フィンの開口部の長辺方向断面より幾何学的に算出している。厳密にはフィンと表面材を3次元として取り扱い、入射可能な角度と入射面積の分布を考慮しなければならない。ここでは、フィンの深さが、分割されたパネ

表-6.4 各フィンパターンにおける入射角度上限値

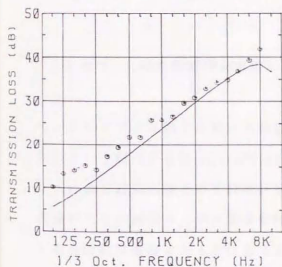
フィンパターン	O(400)	I(400)	C(400)	O(800)	I(800)	C(800)
入射角度上限値	80°	80°	71°	72°	72°	57°



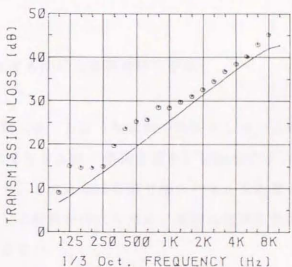
(a) フィンパターン O(400), $\theta = 80^\circ$



(b) フィンパターン C(400), $\theta = 71^\circ$



(c) フィンパターン O(800), $\theta = 72^\circ$



(d) フィンパターン C(800), $\theta = 57^\circ$

図-6.13 フィンによる1.2mm厚アルミ板の透過損失測定値と計算値の比較。○：測定値，——：計算値

ル寸法に対して極端に深くないので、 $0 \sim \theta$ までの成分に比べて θ より大きい入射音成分は無視できるものとした。

計算は1.2mm厚アルミ板を対象として行った。測定値との比較結果を図-6.13に示す。

1kHz以上の周波数領域において、両者はかなり良い精度で一致している。コインシデンス効果領域において、計算値には透過損失の低下がみられるものの、測定値は単調増加傾向にあり、コインシデンス効果は現れてこない。これは入射角度が上限値 θ より小さい場合でも、フィンによってさえぎられ、表面材へ入射する音波が少なくなり、表面材が励振されにくいためと考えられる。

1kHz以下の低周波数領域では、測定値に凹凸が認められる。これはフィンによって、一端が解放しているBOXが形成されるため、その固有振動による共振効果が加わっているものと考えられる。

Cremerによる無限大単板の遮音理論に関して、入射角度範囲についての検討を行った。理論値と測定値は中高音域において良い一致を示し、入射角度範囲のとりかたの妥当性を確認することができた。低音域においては、測定値は理論値よりかなり大きい値を示す。これは無限大板に対する理論であるため、有限パネルの放射性状の変化が無視されているためである。

6.3.3 入射角度範囲を考慮したSEA法による透過損失予測

コインシデンス効果が測定周波数範囲に生じるような試料を対象として、入射角度制限という観点からCrocker&PriceによるSEA法の適用を試み、Cremerのインピーダンスによる遮音理論との比較検討を行う。SEA法は有限寸法のパネルを対象とした理論であり、測定システム全体を包含した解析を行なうため、実際の測定条件に整合する合理的な理論であるの言うまでもない。

単層壁に対してSEA法を適用すると音源室-受音室間の遮音度(NR)は、第3章で次式のように得られた。

$$NR = 10 \log_{10} [\eta_3 + (n_1/n_3) \eta_{13} + (n_2/n_3) \eta_{rad}] - 10 \log_{10} [\eta_{13} + \eta_{rad}^2 (n_2/n_1) / (\eta_{in1} + 2\eta_{rad})] - 10 \log_{10} (V_1/V_3) \quad (6.5)$$

従って透過損失(TL)は次式となる。

$$TL = NR + 10 \log_{10} (F/A_3) \quad (6.6)$$

各パラメータの添字は1のとき音源室、2のときパネル、3のとき受音室の各システムを表わしている。各SEAパラメータは以下のように設定した。

a) 各システムのモード密度

$$n_1 = n_3 = \frac{V_i \omega^2}{2\pi^2 c^3} \quad (6.7)$$

$$n_2 = \frac{\sqrt{3} F}{2\pi h c_L} \quad (6.8)$$

b) ロスファクタ

$$\eta_3 = \frac{2.2}{f \cdot R T_3} \quad (6.9)$$

c) カップリングロスファクタ

$$\eta_{13} = \frac{c F}{4 V_1 \omega} \tau_{13} \quad (6.10)$$

$$\eta_{rad} = \frac{\rho c}{m \omega} \sigma_{rad} \quad (6.11)$$

ここで V_i : 各室の容積、 F : パネルの面積、 h : パネルの厚さ、 c : パネル内の縦波速度、 T_3 : 受音室の残響時間、 A_3 : 受音室の吸音力、 m : パネルの面密度、 ρ : 空気の密度、 c : 空気中の音速である。

σ_{rad} はパネルの放射率であり、Maidanik, Crockerらの導出した式をそのまま使用する。モード密度は式により予測する。 T_3 は実測値である。 τ_{13} はパネルの透過率であり、質量制御のみの斜入射透過率を前述の入射角度上限値 ϕ までについて数値積分した、拡散入射透過率を使用する。

$$\frac{1}{\tau(\phi)} = 1 + \frac{\omega m}{2\rho c} \cos \phi \quad (6.12)$$

$$\tau_{13} = \frac{\int_0^\phi \tau(\phi) \cos \phi \sin \phi d\phi}{\int_0^\phi \cos \phi \sin \phi d\phi} \quad (6.13)$$

また f_c はコインシデンス限界周波数を表わし、次式で与えられる

$$f_c = c^2 / (1.8 h c_L \sin^2 \phi) \quad (6.14)$$

ただし、 η_{int} はパネルの内部損失であり、後述の数値計算では $\eta_{int} = 0.01$ と仮定して使用している。

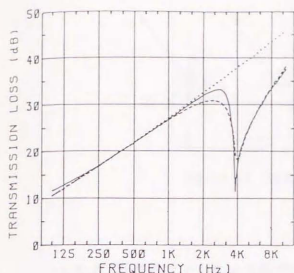


図-6.14 3.2mm厚アルミ板の透過損失理論値の比較 ($\theta=90^\circ$)
 — : SEA法, - - - : Cremer法,
 . . . : 質量則

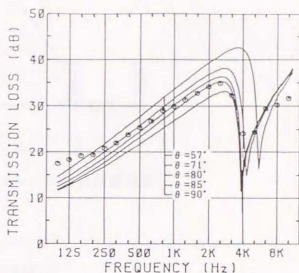


図-6.15 入射角度上限値による3.2mm厚アルミ板のSEA法理論値
 ○ : フィン無し測定値 (間柱B(100))

コインシデンス限界周波数は、完全拡散入射条件では $\phi=90^\circ$ で決まるが、フィンがある場合 $\phi=\theta$ となり、高い周波数側へ移動する。ゆえにフィンによってコインシデンス限界周波数は上昇し、コインシデンス効果領域での透過損失は大きくなることが推定される。

Cremerによる遮音理論とSEA法及び質量則による数値計算例を図-6.14に示す。低音域及びコインシデンス効果の表われ始める領域に於いてSEA法は大きめの値を示している。

図-6.15に θ をパラメータとしたSEA法による計算結果(実線)を示す。フィンの深さが大きくなる程透過損失は上昇し、特にコインシデンス効果領域に於いて顕著である。測定値と計算値の比較より、500Hz以上の周波数領域において $\theta=80\sim 85^\circ$ の計算値がかなり良い精度で測定値と一致している。しかし、低周波数になるにつれて測定値は理論値より大きくなっている。これは、式(6.10)の非共振透過のカップリングロスファクタ τ_{13} に、式(6.12)の無限大板の質量則を適用しているためであり、有限板としての修正が必要であることが再び指摘できる。

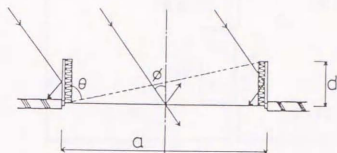


図-6.16 吸音性フィンによる音響透過

6.3.4 吸音性フィンによる遮音度改善量⁽⁵⁾

単層壁の音源側に吸音効果のあるフィンを取りつけた場合を図-6.16に示す。幾何音響的に考えると、フィンが完全反射の場合にはフィンによる反射波も、図の矢印で示すように、表面材に入射する。すなわちフィンのない場合と同じ入射条件になることがわかる。従って、フィンに吸音材料を張りつけることにより、パネルへの入射音エネルギーが減少すると考えることができる。ここでフィンが完全吸音すると仮定した場合、パネルの辺長 a とフィンの深さ d によりきまる θ ($\tan \theta = a/d$) より大きい角度で入射する音波は、前節で述べたように無視できるとすると、パネルに入射しないことになる。従って、音波の入射角度によりパネルの有効透過面積は小さくなり、音源室-受音室間の遮音度の周波数特性は平行移動的に上昇すると推定できる。

建築物の窓等の開口部は遮音性能上弱点となりやすい部位である。そこで、開口部の音源側の周囲に吸音性のフィン状の仕上げをすれば、開口部としての機能を失うことなく防音性能を高めることが可能であり、実用的にも期待できる方法であると考えられる。

前節において、吸音材を取りつけたフィンにより、単層壁の透過損失が上昇することを実験的に確認し、CremerによるインピーダンスおよびSEA法を用い理論的考察を行なった。本節では、コインシデンス効果が測定周波数範囲に生じるような試料を対象に、SEA法による遮音度改善量について幾何音響的な検討を行った。

音源室・フィン・受音室の各システムで構成されたエネルギーの流れを図-6.17に示

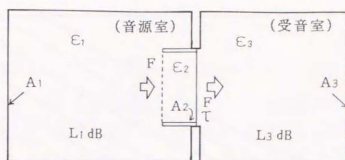


図-6.17 各システムのエネルギーの流れ

す。それぞれのシステム内では拡散音場が成立しているものと仮定する。 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ を各システムのエネルギー密度とすると、フィンを経由してのエネルギーの流れ Π は、パネル及びフィンの開口面積を F 、フィンの吸音力を A_2 、パネルの透過率を τ とすると、

$$\Pi_{12}|_{\varepsilon_2=0} = F\varepsilon_1 C/4 \quad (6.15)$$

$$\Pi_{12}|_{\varepsilon_2=0} = \Pi_{123}|_{\varepsilon_2=0} + \Pi_{21}|_{\varepsilon_1=0} + \Pi_{23}|_{\varepsilon_3=0} \quad (6.16)$$

$$F\varepsilon_1 C/4 = A_2 \varepsilon_2 C/4 + F\varepsilon_2 C/4 + \tau F\varepsilon_2 C/4 \quad (6.17)$$

となる。フィンが完全反射面の場合、 $A_2=0$ となり、また一般に $\tau \ll 1$ であるので、式(6.16)、(6.17)の右辺の第3項を無視すると $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ となり、フィンのない場合のパネルへの入射エネルギーと同じになることがわかる。

次にパネルによって透過したエネルギーによって、

$$\Pi_{23}|_{\varepsilon_3=0} = \Pi_{123}|_{\varepsilon_3=0} + \Pi_{32}|_{\varepsilon_2=0} \quad (6.18)$$

$$\tau F\varepsilon_2 C/4 = A_3 \varepsilon_3 C/4 + \tau F\varepsilon_3 C/4 \quad (6.19)$$

が成立する。従って、

$$NR_{23} = 10 \log_{10}(\varepsilon_2/\varepsilon_3) = 10 \log_{10} \left(\frac{A_3 + \tau F}{\tau F} \right) \quad (6.20)$$

となる。ここで NR_{23} は遮音度であり、フィンのない場合の音源室と受音室間の遮音度を表わすことも意味している。次に式(6.16)~(6.20)より、(式(6.17)の第3項が無視できるとする。)

$$\varepsilon_1/\varepsilon_3 = \left(\frac{A_3 + \tau F}{\tau F} \right) \cdot (1 + A_2/F) \quad (6.21)$$

$$NR_{13} = 10 \log_{10} \left(\frac{A_3 + \tau F}{\tau F} \right) + 10 \log_{10} (1 + A_2/F) \quad (6.22)$$

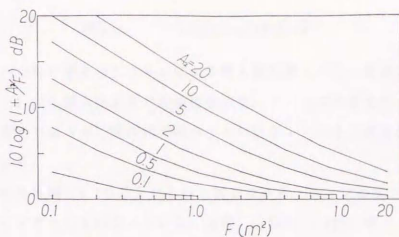


図-6.18 挿入損失量の理論値
 F : 開口部面積, A_2 : フィンの吸音力

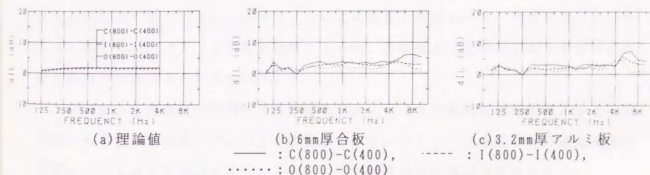
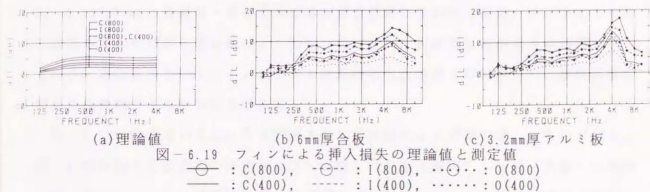


図-6.20 吸音力の増加による挿入損失の変化 (2倍の場合)

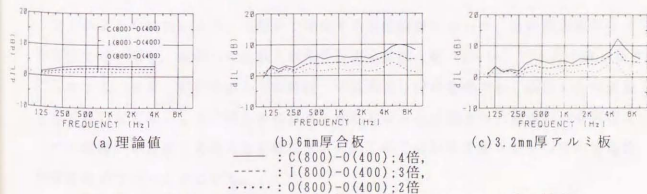


図-6.21 吸音力の増加による挿入損失の変化 (2, 3, 4倍の場合)

$$= NR_{23} + 10 \log_{10}(1 + A_2/F) \quad (6.23)$$

となる。式(6.23)の第2項がフィンによる挿入損失量(IL)を表わしていることがわかる。図-6.18に挿入損失量の理論値を示す。フィンの吸音力が大きい程 IL が上昇するのは当然であるが、間仕切面積が小さい程フィンによる減音量が大きくなる傾向を示している。

フィンの形状は図-6.9に示したものと同一である。フィンの深さは400mmと800mmの2タイプについて行なっている。以後、C(800), I(400)等でタイプ表示する。

図-6.19(a)は式(6.23)にもとづく遮音改善量(dIL)理論値を示しており、フィンによる吸音力には、表-6.3のグラスウール吸音板の残響室法吸音率を用いている。図-6.19(b)(c)は音源室・受音室間の遮音改善量の実測値である。フィンによる挿入損失の増加の傾向を理論値はよく説明しているが、実測値の方が大きめの値を示している。実測値においてコインシデンス効果領域の改善量は特に著しく、幾何音響的解析では説明できない問題点がある。

図-6.20は吸音力が2倍になる関係を選んで理論値と実測値を示したものである。図-6.21は同じく吸音力の増加が2倍(点線)、3倍(破線)、4倍(実線)の関係を選んで示している。理論値は増加の傾向をよく説明しているものの、やはり実測値は大きめに出て来ている。これはフィンによる吸音力が見かけ上、大きくなっているものと考えられ、フィンの形態が複雑になる程、面積効果などの周辺部での回折の影響も無視できないように思われる。

フィンによる遮音改善量は幾何音響的解析によって定量的な傾向を把握することが可能であるが、実測値はそれ以上の改善量を示す。フィンによる壁全体の透過損失の推定についてはまだ充分でなく、3次元とした解析方法の検討が必要である。

以上のような検討により、本研究で使用する測定施設において、試料周辺部が特に吸音性でない限り、試料への音波入射条件は完全拡散入射($0 \sim 90^\circ$)として取り扱うことにする。また、釘打ちのような間柱への試料取り付け条件では、間柱が付加質量としてきていないことが明らかになり、間柱によって分割された表面材の有限板としての取扱いが重要であることが確認された。これらの結果を踏まえて以後の実験的研究を進めていくことにする。

6.4 周辺支持条件および内部損失係数 (η_{int}) に関する実験的検討

試料の有限寸法に起因する放射特性は、無限大板と仮定した理論で説明することは不可能である。そこで第4章において、無限大壁の一部として振動している有限矩形部分の放射特性を考慮した非共振モードのカップリングロスファクタ η_{13} の修正が行われた。この修正された η_{13} は、垂直入射透過損失 T_{L0} を基に試料の寸法と入射音の波数による補正を行う形になっている。すなわち周波数が低くなるか、あるいは試料面積が小さくなるにつれて、音を透過しにくくなるという実際の影響が加味された。入射角度範囲に関しては、前節までの結果より、放散係数の導出過程で $0 \sim 90^\circ$ までの乱入射（完全拡散入射）としている。第4章第3節において、この η_{13} を適用したSEA法の理論的な考察より、試料面積が小さい場合、質量制御領域において共振透過の影響が無視できず、理論値は全帯域にわたって周辺取付条件と内部損失係数 η_{int} の影響を受けることが明らかになった。

現実的な板の取り付け方法の周辺支持条件や周辺部でのエネルギーロスを含めた内部損失係数を理論的に解析することは困難であり、測定方法についても現段階では確立されているとは言いがたい。そこでこれらのパラメータの影響が大きいと推定できる小面積壁体の透過損失測定値を、修正したSEA法により解析し、周辺支持条件と内部損失係数の定量的な傾向について検討を行う。

6.4.1 小面積試料の透過損失測定

小面積試料の透過損失の測定を行うため、残響室間の開口部（ $2.4\text{m} \times 2.3\text{m}$ ）に、図-6.22に示す開口部調整壁を設置した。音源室容積は 207m^3 、受音室容積は 102m^3 である。パネルは 3.2mm 厚アルミ板とし、支持条件は、

- ① 15cm 間隔釘打、
- ② 7.5cm 間隔釘打、
- ③ ガラスパッキンをはさんだ木枠による圧密固定（図-6.22(a)参照）、
- ④ ガラスパッキン（長さ 1cm ）を一辺につき2ヶ所はさみ、両側を均等にシリコンコーキング固定（図-6.22(b)参照）

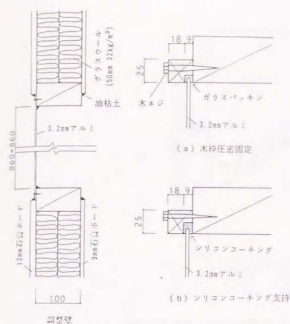


図-6.22 開口部調整壁および試料取付部詳細

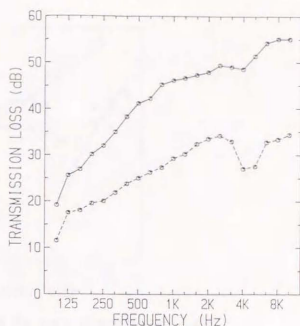


図-6.23 開口部調整壁および3.2mm厚アルミ板取付時の透過損失
○ : 開口部調整壁,
○- - : アルミ板取付時

の四種類とした。

図-6.23は試料取り付け開口部を周囲二重壁と同じ仕様でふさいだ場合と3.2mm厚アルミ板を取り付けた場合の透過損失測定値を示す。低音域で周囲壁の透過損失が小さく側路透過の影響を受ける^(*)。S E A法の適用はモード密度が十分大きい周波数領域を対象とする。試料寸法と音波の波長との関係より、 $f_{11} = c/l$ (l : 試料の一辺の長さ)は約400Hzとなるので、 f_{11} 以上をS E A法の検討対象周波数領域とした。従って、低音域での周囲二重壁からの側路透過の影響は無視した。

6.4.2 測定結果および考察

(1) 支持条件と内部損失係数に関する検討

図-6.24にシリコンコーキングを除いた実測値と計算値の比較を示す。固定度が増すと考えられる順に、実測値は平行移動的に低下している。計算値との比較では、 f 以下の周波数領域において、固定および $\eta_{int} = 0.003$ の計算値が木枠固定実測値と良

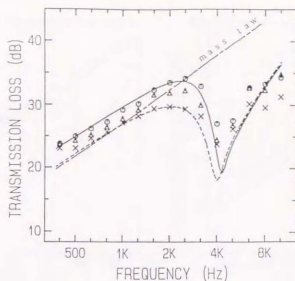
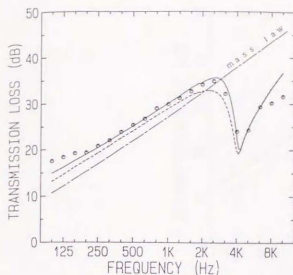


図-6.24 3.2mm厚アルミ板(0.7m²)の支持条件による
透過損失実測値と計算値の比較
実測値 (○ 15cm間隔釘打、△ 7.5cm間隔釘打、
× 木枠圧密固定)
計算値 (—— 単純支持、----- 周辺固定)
 $\eta_{int}=0.003 (f < f_c)$; $\eta_{int}=0.01 (f > f_c)$

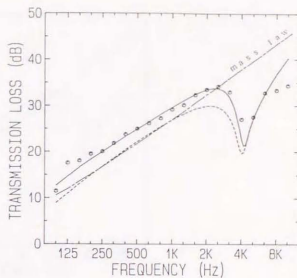
い近似を示した。15cm間隔釘打による実測値は η_{int} は同じ値で η_{rad} を単純支持とした計算値に近似しており、7.5cm間隔釘打の実測値は固定の計算値に近づいていく。従って釘打ち取り付けは、間隔にもよるが、単純支持に近いと推定できる。一方 f 以上において計算値は支持条件による η_{rad} の影響を受けず、 η_{int} のみの影響を受ける。しかし透過損失実測値は支持条件によって異なり、木枠圧密固定で最小値を示している。これは固定度が增加すると周辺部でのエネルギーロスが減少していくと考えられる。木枠固定の場合、 $\eta_{int}=0.01$ の計算値がコインシデンス効果の立ち上がり部分で実測値と近似している。

(2) 試料面積の影響と内部損失係数に関する検討

次に面積の影響を検討するため、図-6.25(a)に2.9m²、(b)に0.7m²の結果を示す。実測値のパネルの取り付けは15cm間隔釘打ちであり、上記結果より単純支持とした計算値を実線で示している。点線は固定の場合の計算値である。 η_{int} の値は f 以下で0.003としている。両図とも単純支持の計算値は実測値と広帯域にわたってよく一致している。すなわち、 f 以下では面積にかかわらず η_{int} の値はほぼ一定で、周辺取付条



(a) 試料面積 2.9 m^2
 $\eta_{int}=0.003 (f < f_c)$, $\eta_{int}=0.01 (f > f_c)$



(b) 試料面積 0.7 m^2
 $\eta_{int}=0.003 (f < f_c)$, $\eta_{int}=0.03 (f > f_c)$

図-6.25 3.2mm厚アルミ板の透過損失
 実測値 (○ 15cm間隔釘打)
 計算値 (—— 単純支持、----- 周辺固定)

件によって透過損失は変化する。従って共振モードの η_{rad} で周辺支持条件を評価できる。 f_c 以上の領域において 2.9 m^2 では $\eta_{int} = 0.01$ 、 0.7 m^2 では $\eta_{int} = 0.03$ の計算値がコインシデンス効果の立ち上がり部分で実測値と近似する結果となった。すなわち面積が小さくなると η_{int} の値は大きな値をとる結果となった。表-6.5に単位面積当りの周辺長を示すが、面積が小さくなると単位面積当りの周辺長が大きくなり、周辺部でのエネルギーの割合が増加したことに対応すると考えられる。

表-6.5 単位面積当りの周辺長

	試 料 面 積	
	2.93 m^2	0.74 m^2
周辺長	7.22m	3.44m
周辺長/面積	2.46m/ m^2	4.65m/ m^2

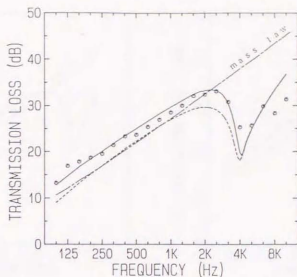


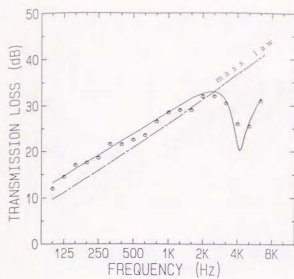
図-6.26 3.2mm厚アルミ板 (0.7m²) の透過損失
 実測値 (○ シリコンコーキング)
 計算値 (—— 単純支持, ---- 周辺固定)
 $\eta_{int}=0.003 (f < f_c)$, $\eta_{int}=0.01 (f > f_c)$

図-6.26はシリコンコーキングによる実測値と計算値を比較している。 f_c 以下では単純支持に近いが、 f_c 以上では木枠圧密固定の η_{int} とほぼ同じ値になった。

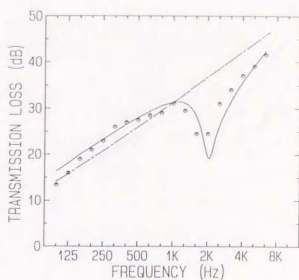
6.4.3 修正SEA法の検証と応用例

久我⁴⁷⁾ は透過損失に関する一連の測定を行っている。3～10mm厚の5種類のガラス板について、その測定条件を用いた本手法による計算値と久我による実測値を比較した。木枠部分を除いた実効試料寸法は1,470mm × 860mmであり、四辺は両面から軟質ゴム 5mm厚を介して木枠で圧密に押さえている。

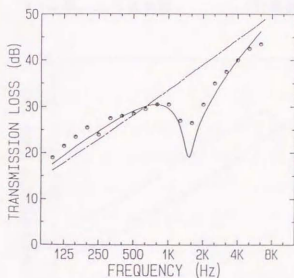
図-6.27に3mm厚～10mm厚ガラスの結果を示す。 f_c 以下では3mm厚の場合、 $\eta_{int}=0.01$ の計算値が良い近似を示し、ガラス厚が厚くなるほど η_{int} の値は大きくなり、10mm厚ガラスでは $\eta_{int}=0.03$ が近似した結果となった。 f_c 以上の領域では $\eta_{int}=0.03$ による計算値がガラス厚にかかわらず共通して近似した。すなわち試料の厚さは f_c 以下で η_{int} の増加として影響を及ぼす。 f_c 以上では取付条件が同一であれば厚さによる η_{int} の変化は小さいと推定できる。



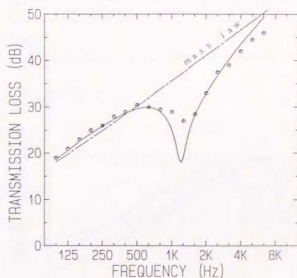
(a) 3 mm 厚ガラス
 $\eta_{int}=0.01 (f < f_c)$, $\eta_{int}=0.03 (f > f_c)$



(b) 6 mm 厚ガラス
 $\eta_{int}=0.02 (f < f_c)$, $\eta_{int}=0.03 (f > f_c)$



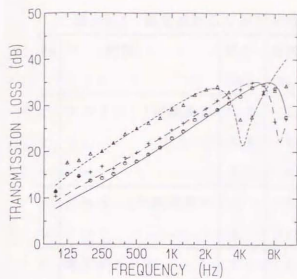
(c) 8 mm 厚ガラス
 $\eta_{int}=0.025 (f < f_c)$, $\eta_{int}=0.03 (f > f_c)$



(d) 10 mm 厚ガラス
 $\eta_{int}=0.03 (f < f_c)$, $\eta_{int}=0.03 (f > f_c)$

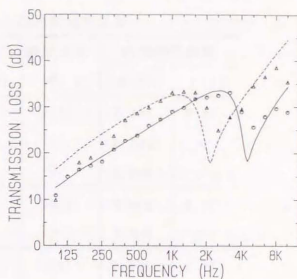
図-6.27 ガラス板の透過損失
 — ; S E A 法計算値 (周辺固定)
 ○ ; 実測値^{*)}

----- ; 乱入射質量則



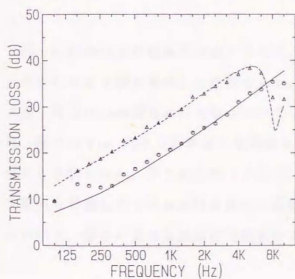
(a) アルミ板

1.2mm厚、○；実測値、——；計算値
1.5mm厚、+；実測値、- - - -；計算値
3.2mm厚、△；実測値、- - - -；計算値



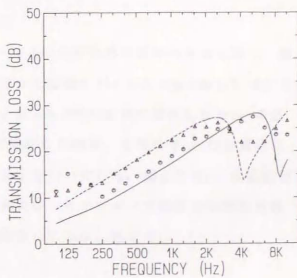
(b) ガラス板

3mm厚、○；実測値、——；計算値
6mm厚、+；実測値、- - - -；計算値



(c) 塩ビ板

2mm厚、○；実測値、——；計算値
5mm厚、+；実測値、- - - -；計算値



(d) 合板

3mm厚、○；実測値、——；計算値
6mm厚、+；実測値、- - - -；計算値

図-6.28 各種試料の透過損失実測値とSEA法計算値の比較

表-6.6 測定試料及び計算に使用した内部損失係数

No	材質	厚さ (mm)	面密度 (kg/m ²)	縦波速度 (m/s)	内部損失係数	
					f_c 以下	f_c 以上
1	アルミ (金属系)	1.2	3.2	5414	0.001	0.03
2	"	1.5	4.1	"	0.0015	"
3	"	3.2	8.6	"	0.003	"
4	ガラス (無機質系)	3	7.0	5424	0.006	0.01
5	"	6	14.7	"	0.012	"
6	塩化ビニール	2	2.4	1647	0.001	0.03
7	" (プラスチック系)	5	6.0	"	0.003	"
8	合板 (木質系)	3	1.8	2887	0.003	0.006
9	"	6	3.6	"	0.006	"

図-6.28は以上の結果を確認するため、表-6.6に示す各種の試料パネルに対し、修正されたSEA法を適用した結果である。パネル寸法は0.86m X 0.86m (約0.7 m²)であり、周辺は15cm間隔釘打で取り付けられている。表-6.6中の計算に使用した η_{int} の値は、種々の η_{int} による計算値と実測値を比較検討した結果、上述の η_{int} の定量的な傾向と矛盾しない、厚さに比例(f_c 以下)した値を用いている。図より η_{int} の定量的な傾向を考慮したSEA法計算値は、質量制御及びコインシデンス効果の周波数領域において、厚さの異なる試料の実測値をよく説明していると言える。

第4章において改良された非共振モードの結合損失係数を用いたSEA法を適用することにより、質量制御及びコインシデンス効果の周波数領域において、計算値は実測値をかなり高い精度で推定することが可能となった。本手法を適用した場合、計算値に及ぼす試料面積、内部損失係数(η_{int})及び周辺支持条件の影響は次のようにまとめられる。 f 以下の領域では試料面積にかかわらず、 η_{int} は一定の値をとる。ただし周辺支持条件によって透過損失は変化し、共振モードのカップリングロスファクタ(η_{rad})で評価できる。試料の厚さが厚くなると η_{int} も比例して大きい値をとる。一方 f 以上の領域では、取付方法が同一であれば、パネルの厚さにかかわらず η_{int} は一定の値となる。ただし周辺部でのエネルギーロスの影響は大きく、固定度が増すとエネルギーロスが減少し η_{int} は小さくなる。面積が小さくなると周辺部でのエネルギーロスの割合が増加し η_{int} は大きな値をとる。

一方、①小面積パネルに対して、周辺支持条件と内部損失係数の値が与える影響は大きく、その現実的な条件を測定方法も含めていかにして定量化していくか、また②低周波数領域への適用範囲の拡張等が今後の検討課題としてあげられる。①については第7章で、②については次節において検討を行う。

6.5 低周波数領域におけるS E A法の適用に関する検討⁴⁸⁾

前節において、非共振透過を修正したS E A法による単層壁の音響透過損失についての検討を行なった。この修正されたS E A法を適用することによって、計算値は測定値を質量制御及びコインシデンス効果領域において高い精度で推定できるを示した。しかし、低周波数領域では測定値との差異が大きく、検討課題の一つとして残っていた。本節では、Donatoの波数を使った補正法²⁰⁾に着目し、S E A法の低周波数領域における適用に関する検討を行う。

6.5.1 非共振拡散音場透過損失の計算値と測定値の比較

本研究で修正を行った非共振モードの透過損失を次式に示す。

$$TL_n' = TL_0 + 9.2(k\alpha)^{-0.51} - 8 \quad (6.24)$$

ここで、 TL_0 は垂直入射質量則、 k は波長定数、 α は試料の一辺の長さの1/2である。ただし $0.5 \leq k\alpha \leq 64$ を適用範囲とする。上式は入射波によって駆動された無限大壁の屈曲振動による矩形部分の放散係数を基に導出されたもので、波数や試料の寸法が小さくなると、周辺拘束の影響が無視できなくなると考えられる。

Donato²⁰⁾はかなり粗い近似ではあるが(モード密度は十分大きい、矩形壁体内に接する最大円板として近似)、波数を使った低周波数領域の質量則に対する補正係数を導出している。Elmallawany²⁴⁾はこの補正係数に着目して、非共振モードの透過損失を次式としている。

$$TL_n' = TL_n + 5 \left(\frac{k\alpha}{2.3} \right)^{-0.72} \quad (6.25)$$

TL_n は拡散音場質量則であり、 α はDonatoによる試料に内接する最大円の半径を根拠に、試料の短辺の1/2としている。ただし、式(6.25)の適用範囲は第2項の低周波数領域における補正項の()内が1~6.5の範囲であり、小面積の試料及び低周波数領域に限られる。

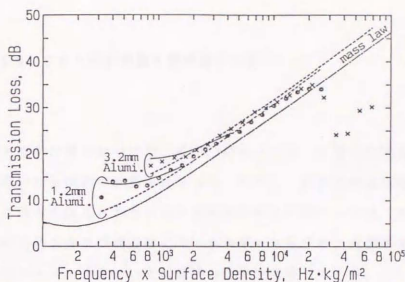


図-6.29 アルミ板 (2.9㎡) の非共振透過計算値と測定値の比較
 計算値 (--- ; 式(6.24), — ; 式(6.25)),
 測定値 (○ ; 1.2mm厚, 3.2kg/㎡, × ; 3.2mm厚, 8.64kg/㎡)

図-6.29に上記理論式を面積2.9㎡ (1.23m×2.38m)の厚さ1.2mmと3.2mmアルミ板に適用した計算結果と測定値を示す。また、各式の適用周波数範囲内の計算結果を図にプロットしている。式(6.25)による計算値はその適用範囲内で、低周波数領域における測定値の傾向とよく近似していることがわかる。

6.5.2 SEA法適用に関する理論的考察

SEA法は壁体の音響透過機構を共振モードのパワー流 (共振透過) と非共振モードのパワー流 (非共振透過) に分けて取り扱う。共振モード以外のパワー流すなわち非共振透過は従来の質量則に相当するパワー流である。従って、6.5.1で示した各理論式はこの非共振透過のみの極限值である。有限壁体ではこれに共振透過が加わり透過損失を減少させる。共振透過の影響はコインシデンス限界周波数 (f_c) 以下で、内部損失係数 (η_{int}) や試料面積が小さいときに無視できない。従って、SEA法計算値は f_c 以下で、非共振透過のみの極限值より小さくなると考えられ、SEA法の低周波数領域での適用条件を検討する必要がある。なお共振モードのカップリングロスファクタ (η_{rad}) にはMaidanik、Crockerら¹¹⁾による理論式を適用する。

6.5.3 S E A法計算値と測定値の比較

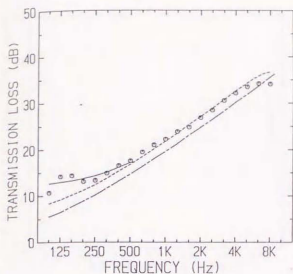
S E A法の計算においては、式(6.24)による η_{13} を用いた場合と、式(6.25)による η_{13} を用いた2種類の計算を行なった。ただし、計算式の適用範囲に留意している。また、これらの修正されたS E A法を適用するに当たっては、特に小面積パネルの場合、周辺支持条件及び周辺部でのエネルギーロスも含めた内部損失係数の影響が大きい。これらのパラメータについては前節の結果を考慮している。

図-6.30に試料面積約 2.9 m^2 ($1.23\text{ m} \times 2.38\text{ m}$)の各種パネルに対する計算値と実測値の比較を示す。各パネルの取付条件は15cm間隔釘打であり、計算においては単純支持として取り扱っている。図中○印は実測値、実線は式(6.24)に基づく計算値、波線は式(6.25)による計算値、一点鎖線は乱入射質量則である。

S E A法は本来、十分大きいモード密度を有するシステム間のパワー流に適用される。壁体のモード密度は次式で表される¹⁾。

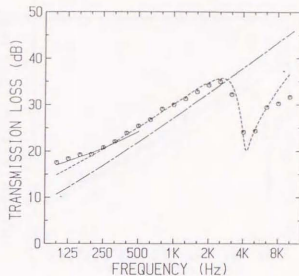
$$n(f) = \frac{\sqrt{3} F}{c_L h} \quad \text{modes/Hz} \quad (6.26)$$

ここで F は板の面積、 c_L は縦波速度、 h は板厚である。一般にS E A法を適用する条件として、一つのシステム内のモードは15~20個以上必要であるのが定説である¹³⁾。これを一つの根拠として、各壁体の100Hzのモード数を求めると図の順に81, 30, 66, 29程度となる。従って、S E A法の適用は可能であると思われる。一方、低周波数領域での実測値は測定毎のばらつきや再現性に問題が生じ易く、また板共振によって透過損失の周波数特性も大きく変化しがちである。これらは測定室の拡散性ともかかわってくる。しかし、各図よりDonatoによる補正(波線)は低周波数領域で透過損失の平均的な傾向をとらえていると言うことができる。



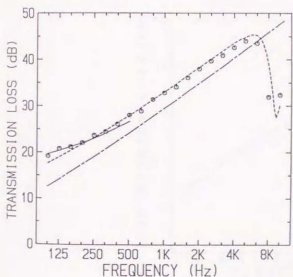
(a) 1.2mm厚アルミ板

$m = 3.2 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 5150 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.001 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.01 (f > f_c)$



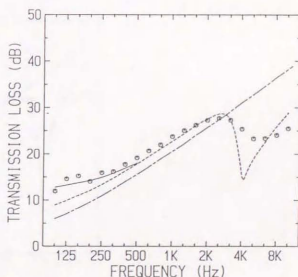
(b) 3.2mm厚アルミ板

$m = 8.6 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 5150 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.003 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.01 (f > f_c)$



(c) 1.5mm厚鉄板

$m = 11.7 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 5050 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.001 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.01 (f > f_c)$



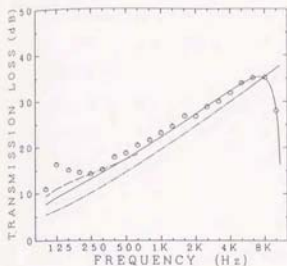
(d) 6.0mm厚合板

$m = 3.6 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 2887 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.006 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.006 (f > f_c)$

図-6.30 各種パネル(2.9m²)のSEA法計算値と測定値の比較

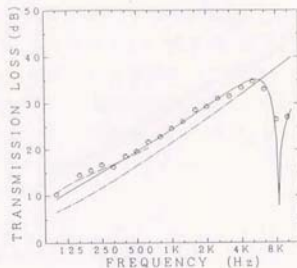
----- ; 質量則, ○測定値,

SEA法計算値 (----- ; 式(6.24)による, ——— ; 式(6.25)による)



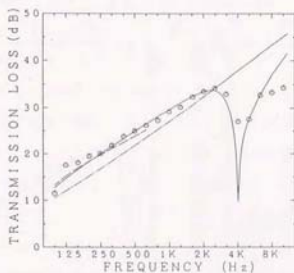
(a) 1.2mm厚アルミ板

$m = 3.2 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 5150 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.001 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.03 (f > f_c)$



(b) 1.5mm厚アルミ板

$m = 3.2 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 5150 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.0015 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.03 (f > f_c)$

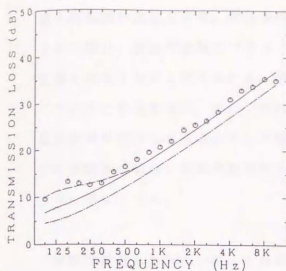


(c) 3.2mm厚アルミ板

$m = 8.6 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 5150 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.003 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.03 (f > f_c)$

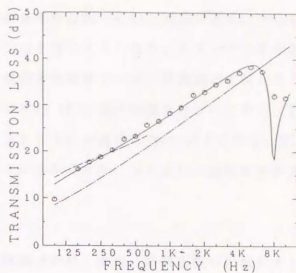
図-6.31 アルミ板(0.7mm)のSEA法計算値と測定値の比較

----- ; 質量則, ○測定値,
 SEA法計算値 (----- ; 式(6.24)による, — ; 式(6.25)による)



(a) 2.0mm厚塩ビ板

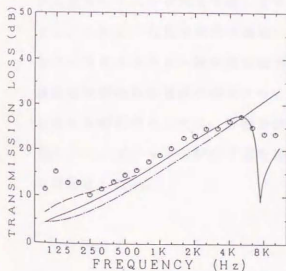
$m = 2.2 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 1650 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.001 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.03 (f > f_c)$



(b) 5.0mm厚塩ビ板

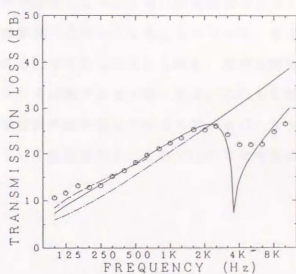
$m = 6.0 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 1650 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.003 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.03 (f > f_c)$

図-6.32 塩ビ板 (0.7 m²) の透過損失実測値と計算値の比較



(a) 3.0mm厚合板

$m = 1.8 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 2887 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.003 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.006 (f > f_c)$



(b) 6.0mm厚合板

$m = 3.6 \text{ kg/m}^2$, $C_L = 2887 \text{ m/sec}$
 $\eta_{int} = 0.006 (f < f_c)$, $\eta_{int} = 0.006 (f > f_c)$

図-6.33 合板 (0.7 m²) の透過損失実測値と計算値の比較

図-6.31～図-6.33に試料面積約 0.7 m^2 ($0.86\text{ m} \times 0.86\text{ m}$)の各種パネルに対する計算値と実測値の比較を示す。取付条件及び計算条件は図-6.30と同様である。小面積パネルの場合、音波の波長とパネル寸法の比はかなり大きくなり、スティフネス制御の影響も大きくなると考えられる。図より低周波数領域での補正は実測値の傾向をとらえているとは言えない。また125Hz以下は式(6.25)の適用範囲をはずれており、計算値の傾向が異なってくる。モード数によるSEA法の適用は300Hz以上となる。従って小面積壁体の場合、低周波数領域でモードが少なくなり、SEA法の適用条件が成立しなくなってくる。

本節で着目したDonatoによる低周波数領域での補正法は、試料面積が比較的大きい場合は、実測値の平均的な傾向をかなり精度よくとらえることがわかった。しかし、低周波数領域では板のモード密度は減少し、スティフネス制御や板共振が支配するようになる。したがって、透過損失は共振・反共振モードによって急激に変動する特性を示すようになる。この点に対応するためには、個々のモード毎に板のインピーダンスと室モードとの連成を考慮した応答解析が必要になってくる。試料面積が小さくなると、このような応答を示す領域は高周波数側へ広がってくる。したがって、SEA法のようなエネルギー解析法を適用することはできなくなる。しかし、実際の壁体の複雑な境界条件を厳密に解析することはかなり困難であると思われる。これらの問題に対する解析法としては、有限要素法や境界要素法が適していると考えられ、SEA法とのハイブリッドな解析手法を構築していく必要がある。これについては今後の検討課題としたい。

6.6 音響インテンシティによる音の流れの可視化と音響透過特性⁴⁹⁻⁵⁰⁾

近年のデジタル信号処理技術の発達により、音響インテンシティの計測が可能となり、測定機器も次第に普及し始めている。音響インテンシティはベクトル量としての音の大きさと方向を表す。したがって、音場のエネルギー流分布を直接測定することができる。

音響インテンシティによる音響透過損失計測は従来の残響室法等に比べて、以下のような特徴を有している。

- ① 受音室の吸音力補正を必要としない。受音室がなくても構わない。
- ② 隔壁の表面全体の透過インテンシティ分布が計測できる。
したがって、隙間等の遮音欠陥部を探索することができる。
- ③ 隔壁や他の関連する構造物からの音響放射パワーを部位別に測定することができる。したがって、側路透過の検出や定量化が可能である。

本節では、音響インテンシティ計測法を用いた、空気音透過の場合の壁体表面のインテンシティ分布や断面方向のベクトル測定による音の流れを可視化し、音響透過特性についての検討を行う。

6.6.1 音響インテンシティの測定方法

音響透過インテンシティを測定する場合、通常試料を囲む平行な測定面を設定する。その際、周辺部（側面）の測定を無視することはできない。特に限界周波数以下の周波数領域では、パネルの周辺部分からの放射パワーの割合が大きくなるためである。測定点数や測定面の距離については、隔壁の構造の複雑さの程度や、表面材の限界周波数に対する測定周波数の比率に依存する。一般的には、測定点数は限界周波数に比例して増やさなければならない。距離については、パネル近接音場のエネルギーの再循環領域を避けることと、受音室の拡散音場からのエネルギーの戻りの影響を最小にすることとの兼ね合いで決まってくる。通常では、50～200mmの距離で測定されること

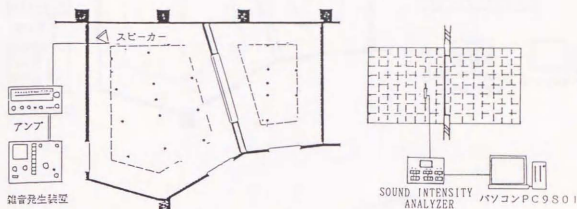


図-6.34 音響インテンシティの測定システム

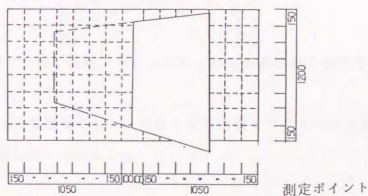


図-6.35 インテンシティベクトルの測定面と測定位置

が多い。⁵¹⁾

音響インテンシティ分析装置 (B&K 4433) を使用した測定システムを図-6.34に示す。測定対象試料は残響室開口部に15cm間隔釘打ちで取り付けた3.0mm厚アルミパネル (有効寸法 860 x 1770mm) である。図-6.35に示すように、試料の法線方向を15cmに分割し、1 オクターブバンドのインテンシティベクトルの計測を行い、音の流れを可視化する。また、図-6.36に示すように測定面を約 15 x 15cm メッシュに分割し、各メッシュの中心を測定点としインテンシティ分布を測定した。測定面のパネルからの

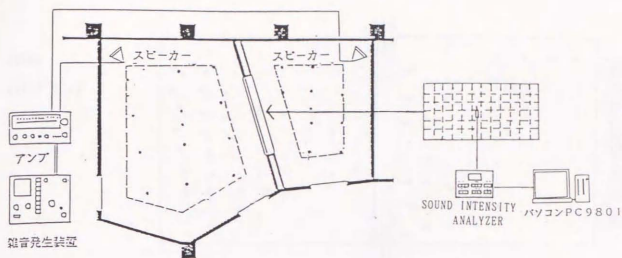


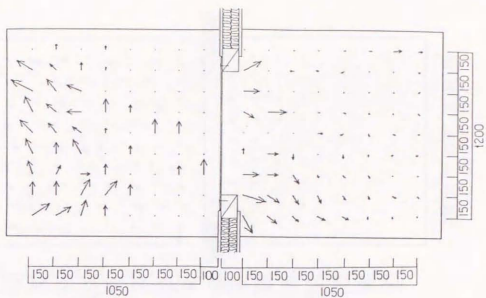
図-6.36 法線インテンシティ分布の測定面と測定位置

距離は10cmと20cmの2種類とした。なお、受音室側をアクティブな音場とするための残響室の吸音処理は行っていない。

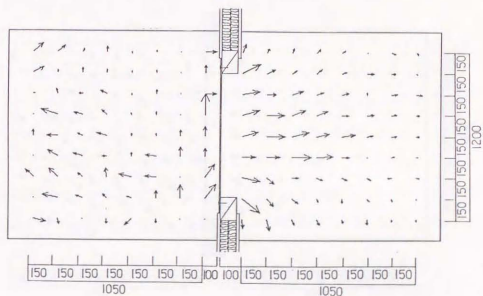
6.6.2 ベクトル分布による音響透過特性

図-6.37にパネル近傍の音源側・受音側のインテンシティベクトルを示す。矢印の長さは相対的なインテンシティレベルを表している。音源側拡散音場の様子や音響透過の様子がよくわかる。透過側の音響透過特性については以下のようなことが指摘できる。125Hzでは、パネル寸法が入射音の波長に比べて小さいため、スティフネス制御による音響透過が行われるものと推測できる。音の流れも明確な方向性が現れていない。250Hzにおいては、無限大板理論での無指向性としての透過性状とは異なり、垂直方向の流れが顕著に現れている。有限板の透過損失が乱入射質量則よりもおおきくな

オクターブ・ハート



オクターフ・ハート



オクターフ・ハント

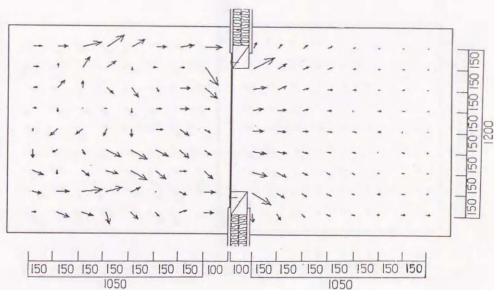
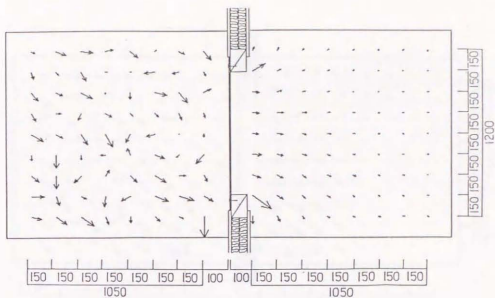


図-6.37(A) スピーカー音源によるパネル近傍のインテンシティベクトル

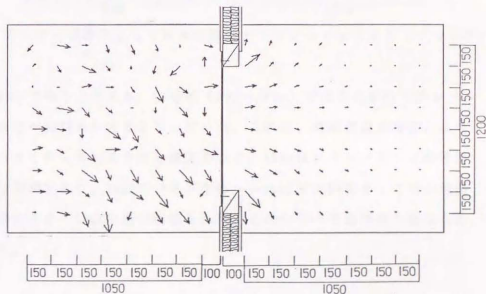
1kHz

オクターフ・ハント



2kHz

オクターフ・ハント



4kHz

オクターフ・ハント

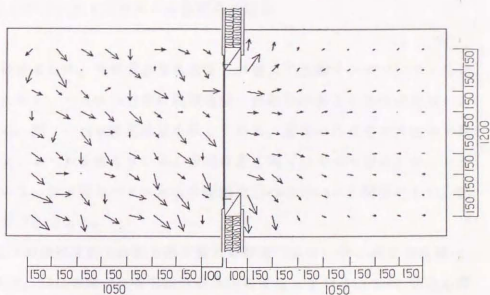


図-6.37(B) スピーカー音源によるパネル近傍のインテンシティベクトル (つづき)

8kHz

オクターブ・バンド

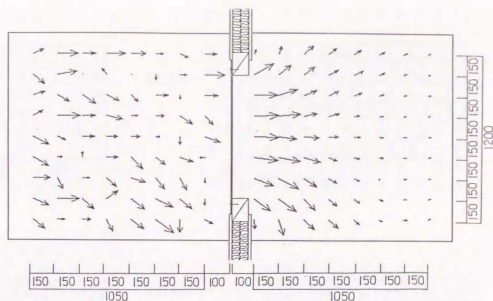


図-6.37(C) スピーカー音源によるパネル近傍のインテンシティベクトル (つづき)

ることを示唆するものであると考える。中音域（500～2kHz）では周辺部分でのレベルがパネル中央部分に比べ相対的に大きくなっている。これは、共振過渡の増加により周辺部での放射が大きくなっているものと推定できる。4kHzはコインシデンス限界周波数を含む過渡的な帯域であり、8kHzのパネル全体からはほぼ無指向性として音が透過していることを考慮すると、4kHzの透過性状も f_c 以上と f_c 以下の透過特性の重ね合わせとして理解できる。

6.6.3 法線インテンシティ分布による音響透過特性

周辺枠の影響を避けるため、音源室と受音室を入れ替えて法線インテンシティ分布の測定を行った。ただし、パネルの右側に残響室開口部の枠があるためその反射による影響が現れている。図-6.38に測定結果を示している。図中の円はその大ききで相対的なインテンシティレベルを表している。⊕印は負方向（パネルへ戻る）のインテンシティを表している。測定面のパネルからの距離は10cmと20cmの2種類とした。図中の実線はパネルの寸法である。

図より、250Hz以下の低周波数では負方向の流れが確認できる。特に測定面距離10cmにおいて顕著であり、20cmの場合は負方向成分は少なくなっている。500Hz以上の周波数では、測定面からの距離が遠くなるほどインテンシティ分布が広がっていくのは

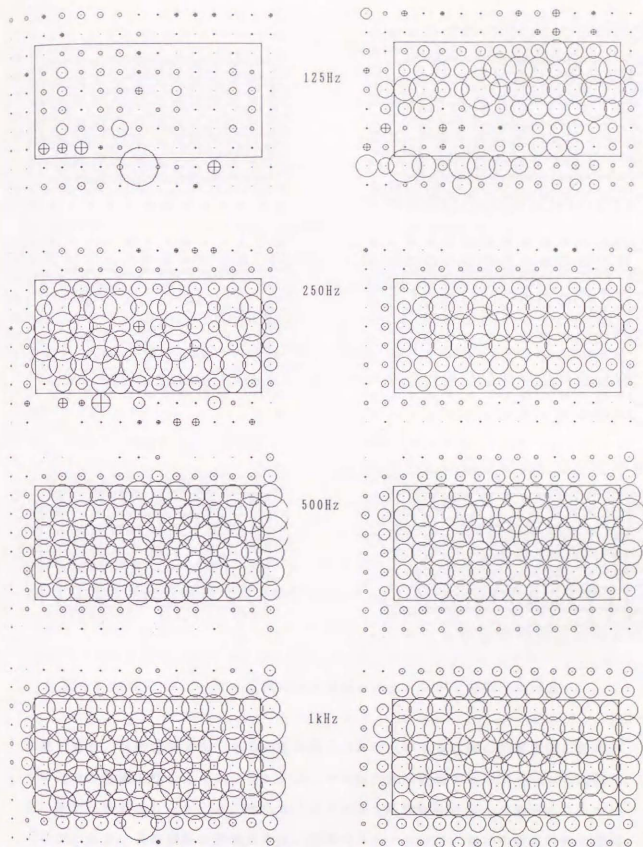


図-6.38(A) スピーカー音源による法線インテンシティ分布
(測定面距離, 左側: 10cm, 右側: 20cm)

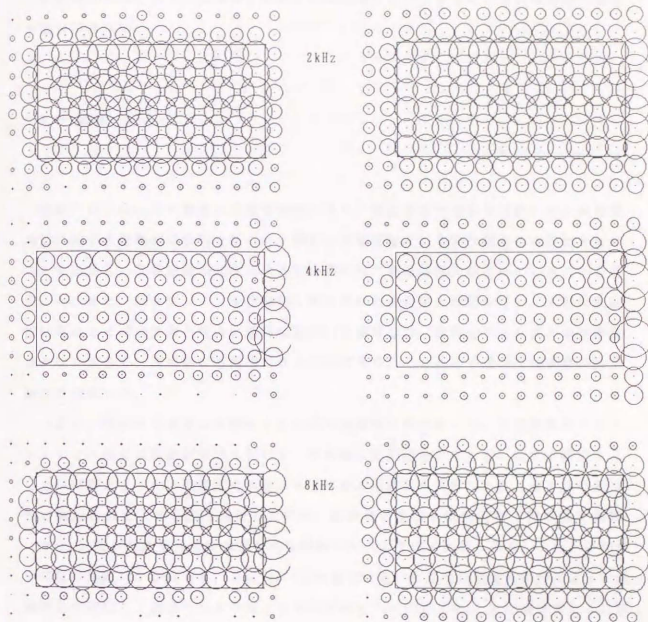


図-6.38(B) スピーカー音源による法線インテンシティ分布(つづき)

当然であり、測定面を大きくとる必要がある。また、パネル右側の残響室開口部枠からの反射の影響を受けるインテンシティレベルが大きく現れており、パネルの周辺部分の測定が重要になってくる。特にコインシデンス限界周波数以上で顕著になっているのがわかる。各帯域毎の透過分布は、前項のベクトル分布における透過特性の考察と同様なことが確認できる。

以上の結果より、低周波数では再循環音場の影響を受け易く、測定面距離を大きく

とる必要がある。また、周波数に比例して測定面を大きくとるとともに周辺面の測定が無視できない。

6.7 総括

本章では、Cremerの無限大板遮音理論により、間柱をもつ壁体や試料への入射角度範囲に関する基礎的な検討を行った。間柱を付加質量として取り扱うことができないことを確認し、音響透過は間柱によって分割された表面材部分が占めていることを考察した。また、吸音性フィンを音源側に取り付けた透過損失測定を行い、入射角度制限効果による遮音度改善量の定量的な取扱いを検討した。吸音性フィンによる改善量はかなり大きく、実用的にも期待できる手法であり、そのための遮音度改善量の計算図表を作成した。

つぎに、有限性を考慮した修正SEA法の実験的な検証を行い、質量制御及びコインシデンス効果の周波数領域において、計算値は実測値をかなり高い精度で推定することが可能となった。他機関の測定データへの適用結果も良好であり、本手法の妥当性が確認された。本手法を適用した場合、計算値に及ぼす試料面積、内部損失係数(η_{int})及び周辺支持条件の定量的な影響は次のようにまとめられる。 f_c 以下の領域では試料面積にかかわらず、 η_{int} は一定の値をとる。ただし周辺支持条件によって透過損失は変化し、共振モードのカップリングロスファクタ(η_{rad})で評価できる。試料の厚さが厚くなると η_{int} も比例して大きい値をとる。一方 f_c 以上の領域では、取付方法が同一であれば、パネルの厚さにかかわらず η_{int} は一定の値となる。ただし周辺部でのエネルギーロスの影響は大きく、固定度が増すとエネルギーロスが減少し η_{int} は小さくなる。面積が小さくなると周辺部でのエネルギーロスの割合が増加し η_{int} は大きな値をとる。このように小面積パネルに対しては、周辺支持条件と内部損失係数の値が与える影響は大きく、その現実的な条件を測定方法も含めていかにして定量化していくかがより精度の高い予測手法を確立する上で必要となってくる。

また、Donatoによる低周波数領域での補正法に着目し、SEA法の低周波数領域への適用の検討を行った。この補正法は、試料面積が比較的大きい場合は、実測値の平

均的な傾向をかなり精度よくとらえることがわかった。しかし、低周波数領域では板のモード密度は減少し、スティフネス制御や板共振が支配するようになる。したがって、透過損失は共振・反共振モードによって急激に変動する特性を示すようになる。この点に対応するためには、個々のモード毎に板のインピーダンスと室モードとの連成を考慮した応答解析が必要になってくる。すなわち、SEA法のようなエネルギー解析法を適用することはできなくなる。これらの問題に対する解析法としては、有限要素法や境界要素法が適していると考えられ、SEA法とのハイブリッドな解析手法を構築していく必要がある。これについては今後の検討課題としたい。

さらに、音響インテンシティ計測法による音響透過の可視化を行った。無限大板とは異なる、有限板の理論的な音響透過性状を説明できる結果が得られた。