

波動理論に基づく任意多孔質型吸音構造の吸音率推定に関する研究

広沢, 邦一

<https://doi.org/10.15017/458908>

出版情報 : Kyushu University, 2004, 博士 (芸術工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

第8章 吸音体への入射条件を考慮した吸音率

ここまで、理想的な統計入射を前提とした統計入射吸音率を境界要素法によって求め、それを残響室法吸音率と比較検討してきた。その結果、多孔質材料が厚くなったり、高い背後空気層を伴ったりして、吸音性能が高くなると残響室法吸音率と一致しなくなる傾向にあることが判明した。この原因を追究するため、まず、グラスウールの音響特性モデルの検討を行ったところ、その伝搬定数と特性インピーダンスは、吸音構造体の吸音性能にかかわらず、グラスウールの厚さによって吸音率への影響が異なることが明らかとなり、統計入射吸音率と残響室法吸音率が一致しないことの主たる原因ではないと推測された。したがって、境界要素法による統計入射吸音率の予測の際に前提としている理想的な統計入射と、実際の残響室内における吸音構造体への入射条件が異なっていることが予想され、これが統計入射吸音率と残響室法吸音率の不一致の原因であると考えられる。

言い換えれば、統計入射を前提とした数値解析によって推定される統計入射吸音率は、理想的な拡散音場を実現できる残響室において測定される残響室法吸音率とのみ一致するといえる。ゆえに、ある残響室での残響室法吸音率を予測する場合は、その残響室内における入射条件を把握する必要がある。また、ある条件のもとに対象とする吸音構造体が設置されるとした場合、その設置状況によっては統計入射から大幅に偏った入射条件となることも予想される。このような状況において、統計入射吸音率または残響室法吸音率を用いてその吸音構造体の吸音性能を評価すると、全く異なった吸音率を示すことが考えられる。したがって、吸音構造体の吸音率推定に関して、設置状況に合わせた入射条件を把握し設定することが重要であるといえる。そこで本章では、設置状況として残響室を想定し、残響室内での吸音構造体への入射条件を如何に把握するかを検討する。そして、その入射条件を数値計算に反映した場合にどのような吸音率が得られるのかを考える。

ここで、吸音構造体への入射条件の観察にはインテンシティを用いることとする。本来、残響室法吸音率の測定では、残響時間を測定するため、その音場の時間変化を観察していることになるわけであるが、本論文においては定常状態における数値解析を行うので、音場が定常であるときの入射条件を観察しなければならない。この定常状態における入射条件を観察するということは、粒子速度やインテンシティのようなベクトルを解析するという他に他ならず、また定常音場のベクトルは波動的に解析しないと求められないと考えられる。そこで、境界要素法は境界表面を除いた音場内のインテンシティ解析が比較的簡単であるということも踏まえて、境界要素法を用いたインテンシティ解析によって入射条件の把握を試みる。

8.1 音響インテンシティについて

音響インテンシティとは、対象とする面を通過する瞬時音圧と体積速度の同相成分の積の時間平均値を「音響エネルギー束」と定義した場合に、「指定された方向に垂直な面を通過する音響エネルギー束をその面積で除した値」として定義される時間平均されたベクトル量である [39]。これに対して、時間平均をしないある瞬間のインテンシティは瞬時インテンシティと呼ばれ、「ある時刻のある点における瞬時の音圧と粒子速度の積」で定義される [45]。ここで、残響室内のような定常音場について考えると、定常であってもその音場内のある点における瞬時インテンシティは、時々刻々その値や方向を変える可能性がある。したがって、音場のエネルギーの伝搬過程を観察するには、瞬時インテンシティを用いる必要があると考えられる [75] ことから、ここでは、瞬時インテンシティの定義や性質を確認する。

ある正弦波音場内の任意の点 \mathbf{r} における音圧 $p(\mathbf{r}, t)$ と任意の方向 n の粒子速度 $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ が与えられているものとする。このとき、音圧と粒子速度を

$$\begin{aligned} p(\mathbf{r}, t) &= P e^{j(\omega t + \phi_p)} \\ \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) &= U e^{j(\omega t + \phi_u)} \end{aligned} \quad (8.1)$$

と書くとすると、瞬時インテンシティ $I(\mathbf{r}, t)$ は次のように定義される。

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= \text{Re}[p(\mathbf{r}, t)] \cdot \text{Re}[\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)] \\ &= PU \cos(\omega t + \phi_p) \cos(\omega t + \phi_u) \\ &= \frac{1}{2} PU [\cos(2\omega t + \phi_p + \phi_u) + \cos(\phi_p - \phi_u)] \\ &= \frac{1}{2} PU [\cos\{2(\omega t + \phi_p) - (\phi_p - \phi_u)\} + \cos(\phi_p - \phi_u)] \\ &= \frac{1}{2} PU [\cos 2(\omega t + \phi_p) \cos(\phi_p - \phi_u) + \sin 2(\omega t + \phi_p) \sin(\phi_p - \phi_u) + \cos(\phi_p - \phi_u)] \\ &= \text{Re} \left[\frac{1}{2} PU e^{j(\phi_p - \phi_u)} \{1 + e^{-2j(\omega t + \phi_p)}\} \right] \end{aligned} \quad (8.2)$$

ここで、 $\frac{1}{2} PU e^{j(\phi_p - \phi_u)}$ を複素インテンシティと呼び、 C と書くことにする。この複素インテンシティ C は、 $C = I + jJ$ と表した場合、 I をアクティブインテンシティ、 J をリアクティブインテンシティといい、

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} PU \cos(\phi_p - \phi_u) = \frac{1}{2} \text{Re} [p(\mathbf{r}) \mathbf{u}(\mathbf{r})^*] \\ J &= \frac{1}{2} PU \sin(\phi_p - \phi_u) = \frac{1}{2} \text{Im} [p(\mathbf{r}) \mathbf{u}(\mathbf{r})^*] \end{aligned} \quad (8.3)$$

である。ただし、 $p(\mathbf{r}) = P e^{j\phi_p}$ 、 $\mathbf{u}(\mathbf{r}) = U e^{j\phi_u}$ とした。

このアクティブインテンシティは、瞬時インテンシティの長時間にわたる平均値で、その点 \mathbf{r} を流れる正味の音響エネルギーを表す。これは、(8.3) 式の表記を (8.2) 式に用いると、

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \left[(I + jJ) \{1 + e^{-2j(\omega t + \phi_p)}\} \right] \\ &= I \{1 + \cos 2(\omega t + \phi_p)\} + J \sin 2(\omega t + \phi_p) \end{aligned} \quad (8.4)$$

となることから、上式の時間平均がアクティブインテンシティになることは容易に分かる。なお、上述した音響インテンシティはこのアクティブインテンシティと等しい。したがって、ここでは瞬時インテンシティと明確に使い分けるため、 I をアクティブインテンシティと呼ぶことにする。リアクティブインテンシティは、その長時間の平均値が零であり、その点 \mathbf{r} を行ったり来たりして留まっているエネルギーを表す。また、アクティブインテンシティのベクトルは位相が一定の面に対して直交し、リアクティブインテンシティのベクトルは平均2乗音圧または音圧レベルが一定の面に直交するという性質を持つ [45]。

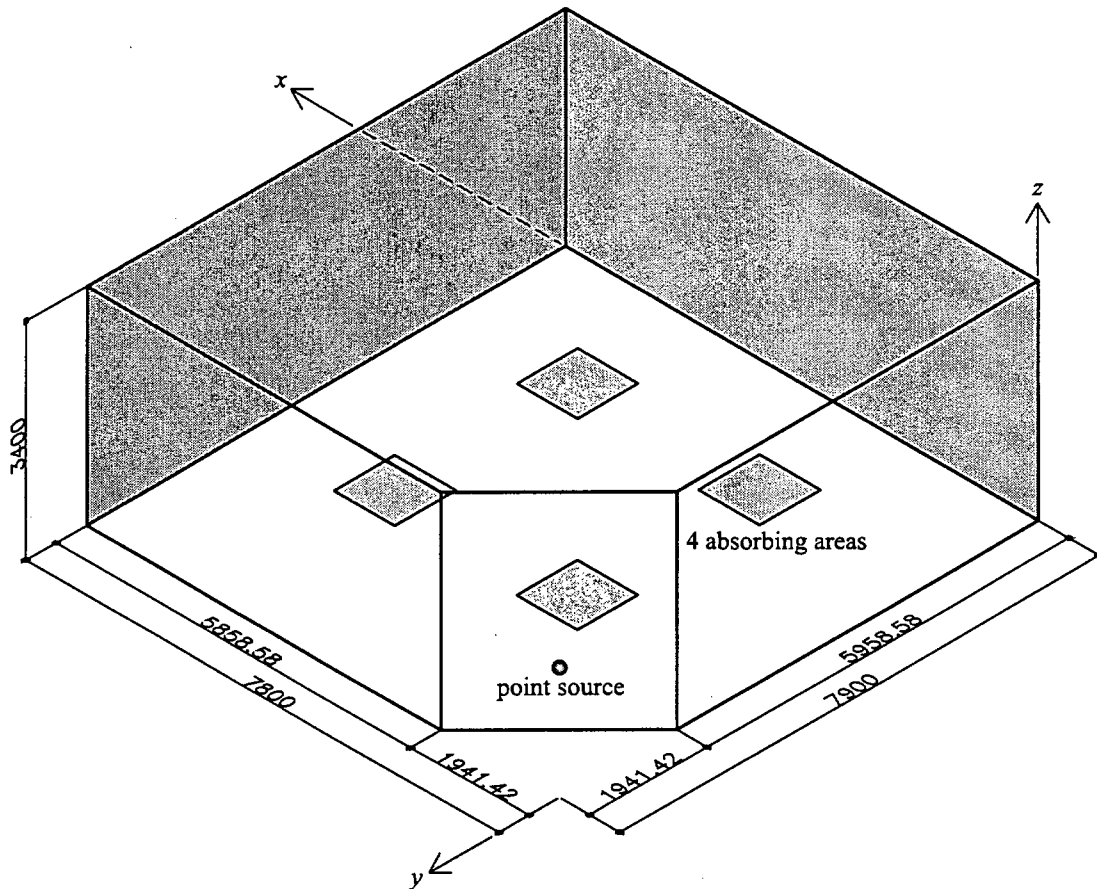


Fig. 8.1: The reverberation room model for numerical calculations

8.2 残響室内のアクティブインテンシティ分布

本節では、アクティブインテンシティが音響エネルギーの実質的な流れを表すということを利用して、残響室内のアクティブインテンシティ分布を境界要素法を用いて解析する。もし、残響室内の音場が完全拡散音場であるならば、残響室内の任意の点におけるアクティブインテンシティはゼロとなるはずである。なぜならば、アクティブインテンシティは瞬時インテンシティの長時間の平均であり、拡散音場では任意の点において等確率であらゆる方向から音響エネルギーが入射するからである。

8.2.1 計算条件

解析対象とする残響室は、実測に用いた九州大学芸術工学府音響特殊棟における D-102 残響室である。Fig.8.1に残響室の解析モデルを示す。直交座標系を図のようにとり、実測時のスピーカの位置とほぼ同じ位置となるように $(1.3, 6.6, 0.3)[m]$ に無指向性点音源を配置した。現実のスピーカには指向性が存在するが、境界要素法における音源にスピーカと同等な指向性を加味することは困難であり、また残響室内の拡散性の観察において音源の指向性はあまり重要ではないと判断できるため、ここでは点音源を無指向性とする。実測に用いた吸音構造体は、床の上に吸音材料

Table 8.1: The boundary condition

Place	Frequency	Specific acoustic admittance ratio	Normal incident absorption coefficient
Ceiling, floor and walls	All	$0.005 + j0.005$	0.019801
Absorbing areas ^a	115.7Hz	$0.400 + j0.191$	0.801598
	125.0Hz	$0.399 + j0.131$	0.808664
	135.0Hz	$0.376 + j0.094$	0.790496

^aGlass wool (the density: 32kg/m^3 , the thickness: 350mm)

等を積み上げる形で設置したが、ここでは計算を簡単にするため、吸音体が設置されていた床の領域に局所作用を仮定し吸音性のインピーダンス境界として計算した。また、計算周波数は1/3オクターブバンドの中心周波数として125Hzとした。この周波数は、境界要素法による統計入射吸音率と残響室法吸音率が最も合わない周波数である。1/3オクターブバンドの計算は、ここでも3.1.4節のように1/9オクターブごとに計算し125Hz前後の周波数も含めた3周波数の平均をとった。なお、この平均とは音圧レベル分布でエネルギー平均、アクティブインテンシティ分布で算術平均を意味する。この3周波数における境界条件をTable 8.1に示す。ここでの吸音面のアドミッタンスは厚さ350mmのグラスウール(密度 32kg/m^3)が剛壁密着状態で設置されている場合の値である。

ここで、実際の残響室には湾曲した拡散板が21枚ランダムに吊り下げられており、さらに梁や柱による凹凸が存在するのだが、Fig.8.1の解析モデルが示す通り、それらは計算には考慮していない。125Hzでは、拡散板の影響を無視できるほど拡散板に対して波長が十分長いわけではないが、拡散板まで計算対象とした場合、その要素作成や数値計算にかかる時間が非現実的であると判断したためである。また、同様の判断を梁や柱の場合についても下した。したがって、ここで解析する残響室内の音場は実測したものとは異なることになるが、実測時においても125Hzの残響曲線は不安定な曲線となっており非拡散音場であったとみなせるため、非拡散音場の一例としてFig.8.1のような室内のアクティブインテンシティ分布を観察することは意義があると考えられる。

Fig.8.2に解析する平面と断面を示す。各断面は4つの吸音領域の中心を通るものとし、床と平行な平面は床から0.1m浮いているものとする。

8.2.2 数値計算例

Fig.8.3~Fig.8.7に吸音体を設置しない状態における残響室内の xy 平面および各断面の音圧レベル分布とアクティブインテンシティ分布を示す。またFig.8.8~Fig.8.12には、吸音体を設置した状態での音圧レベル分布とアクティブインテンシティ分布を示す。なお、アクティブインテンシティは真数で評価しており、対数圧縮は行っていない。

吸音面を設置しない状態での残響室内は、3周波数の平均であるにもかかわらず明確なモード

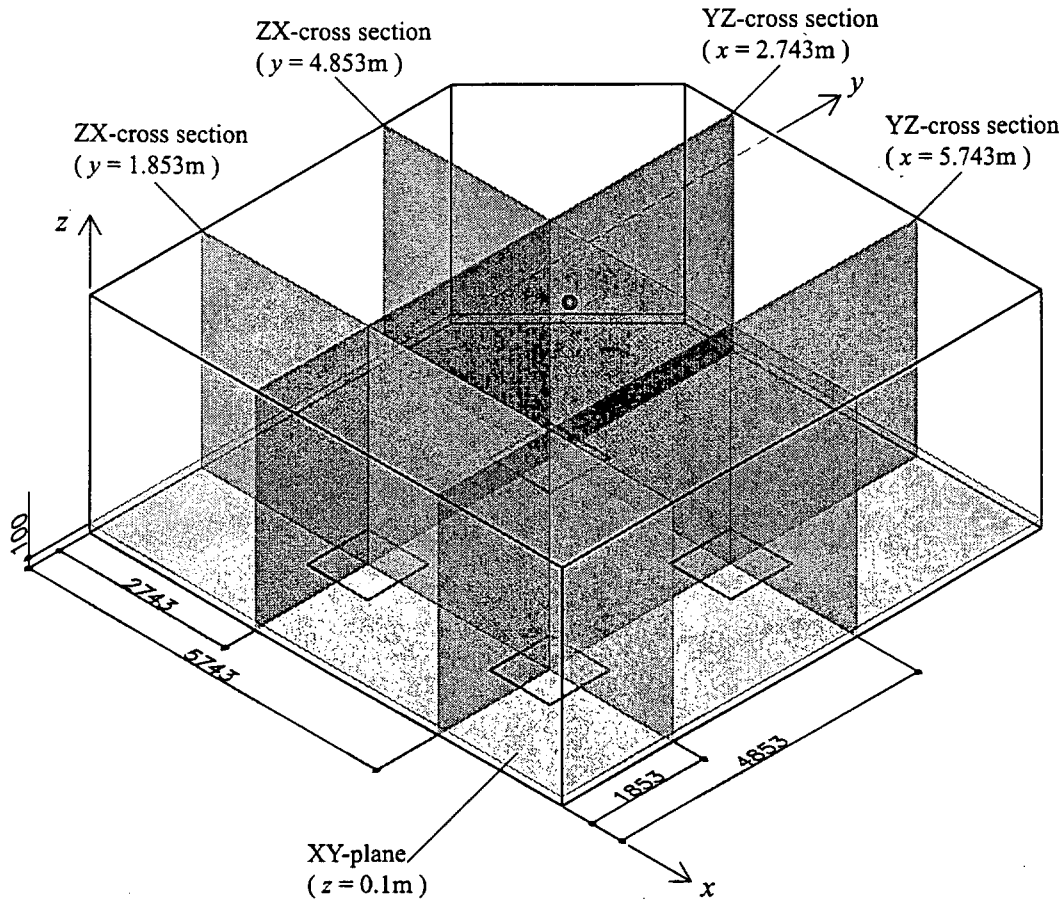
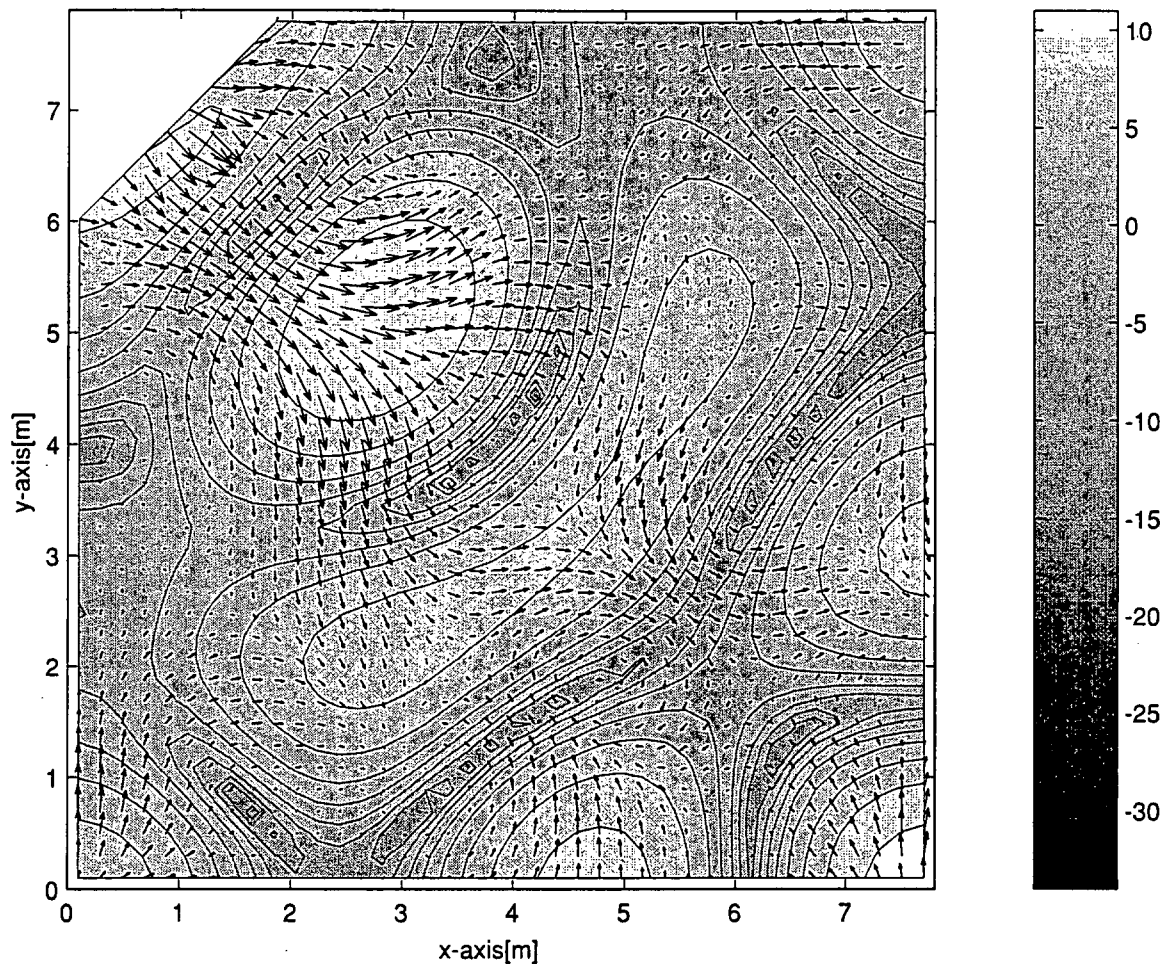
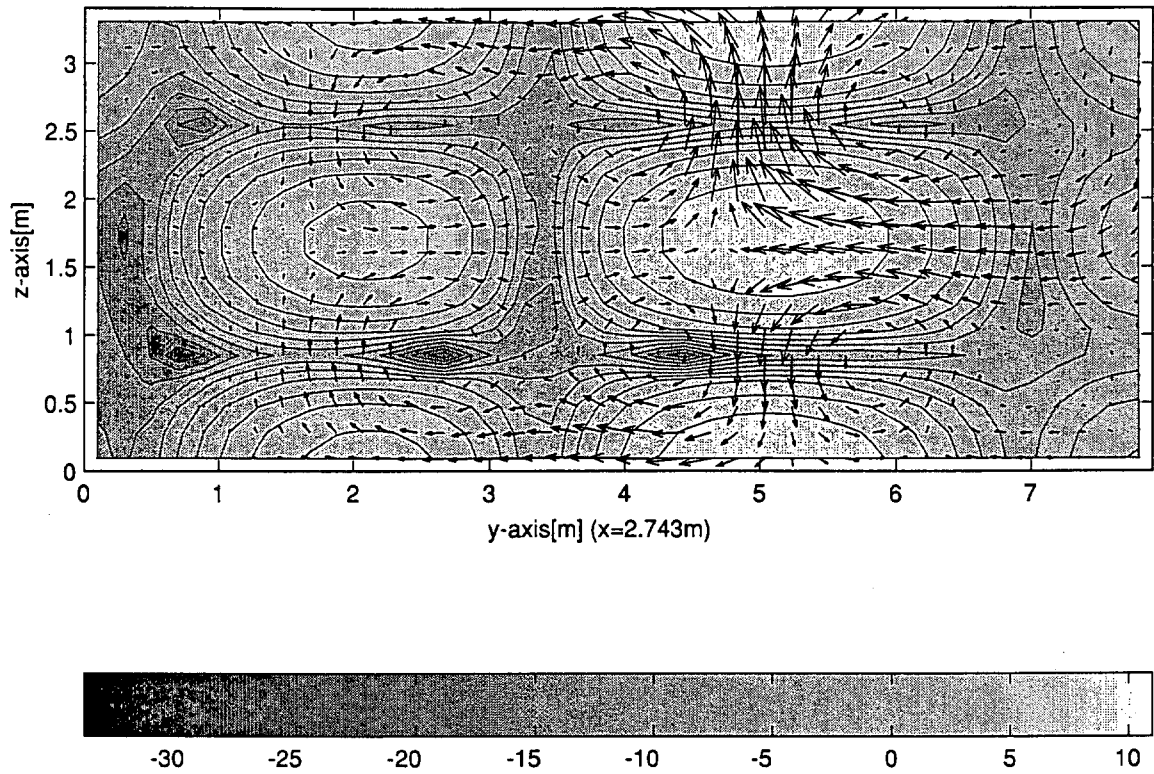
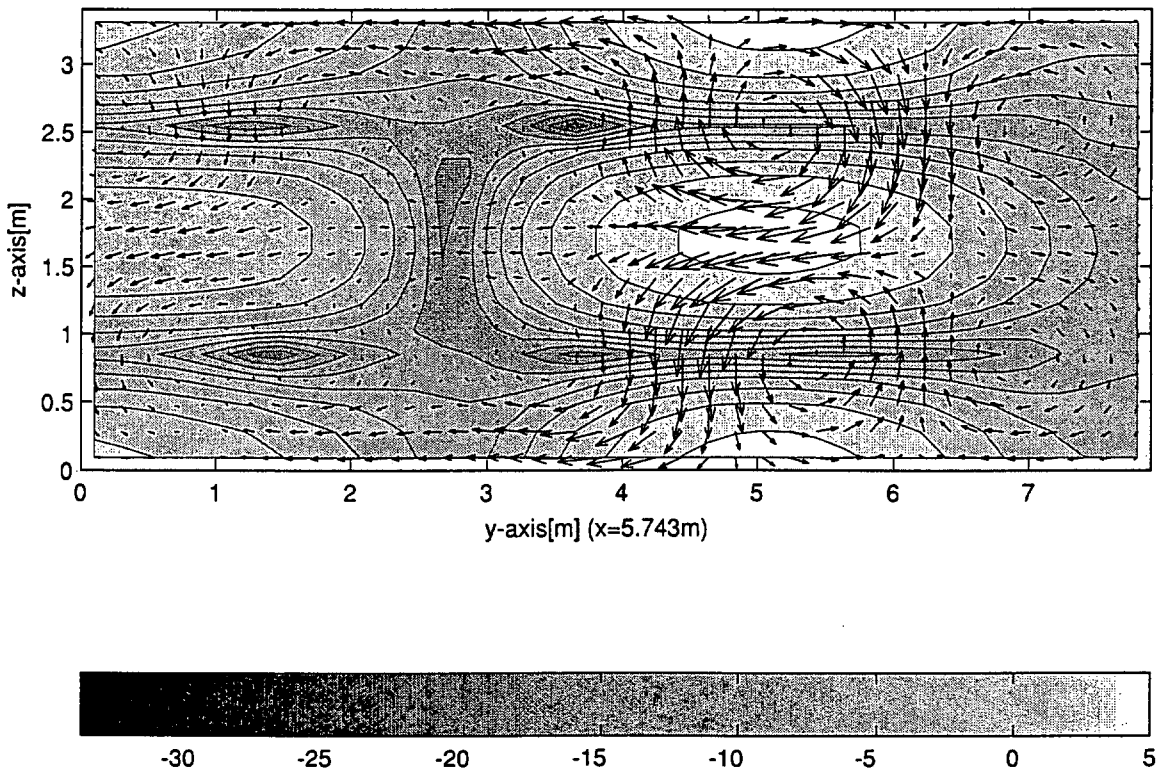
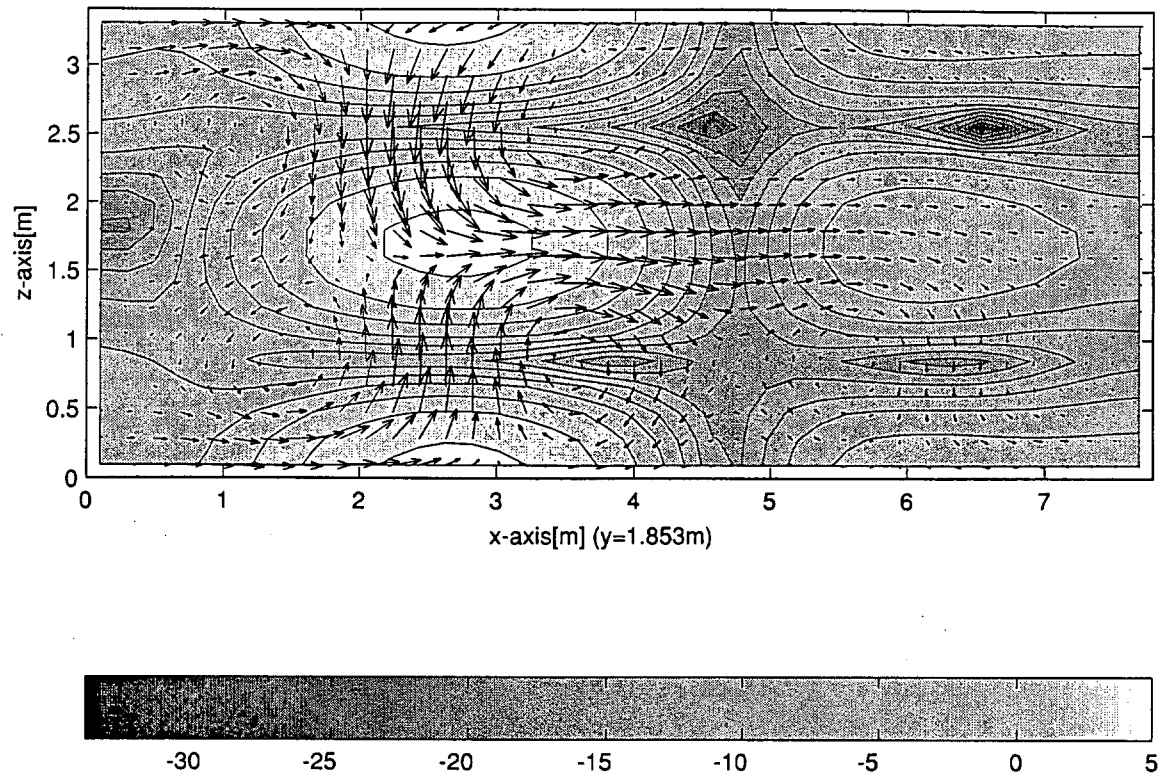
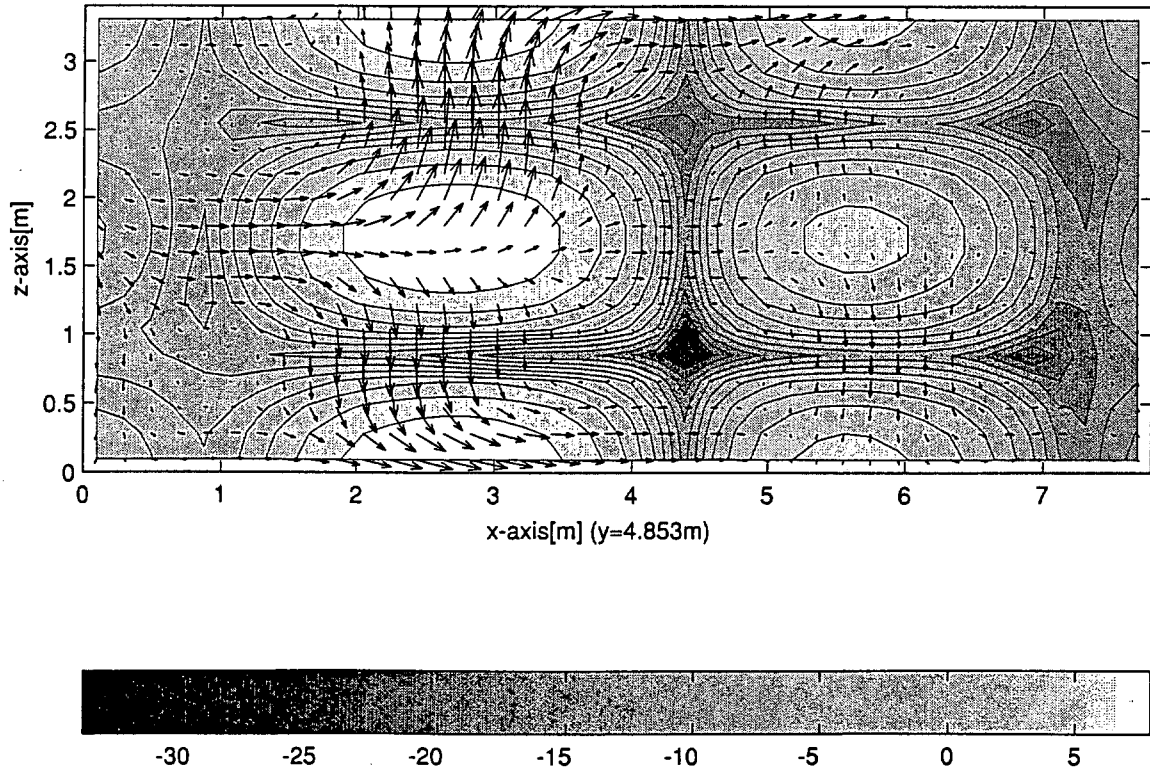


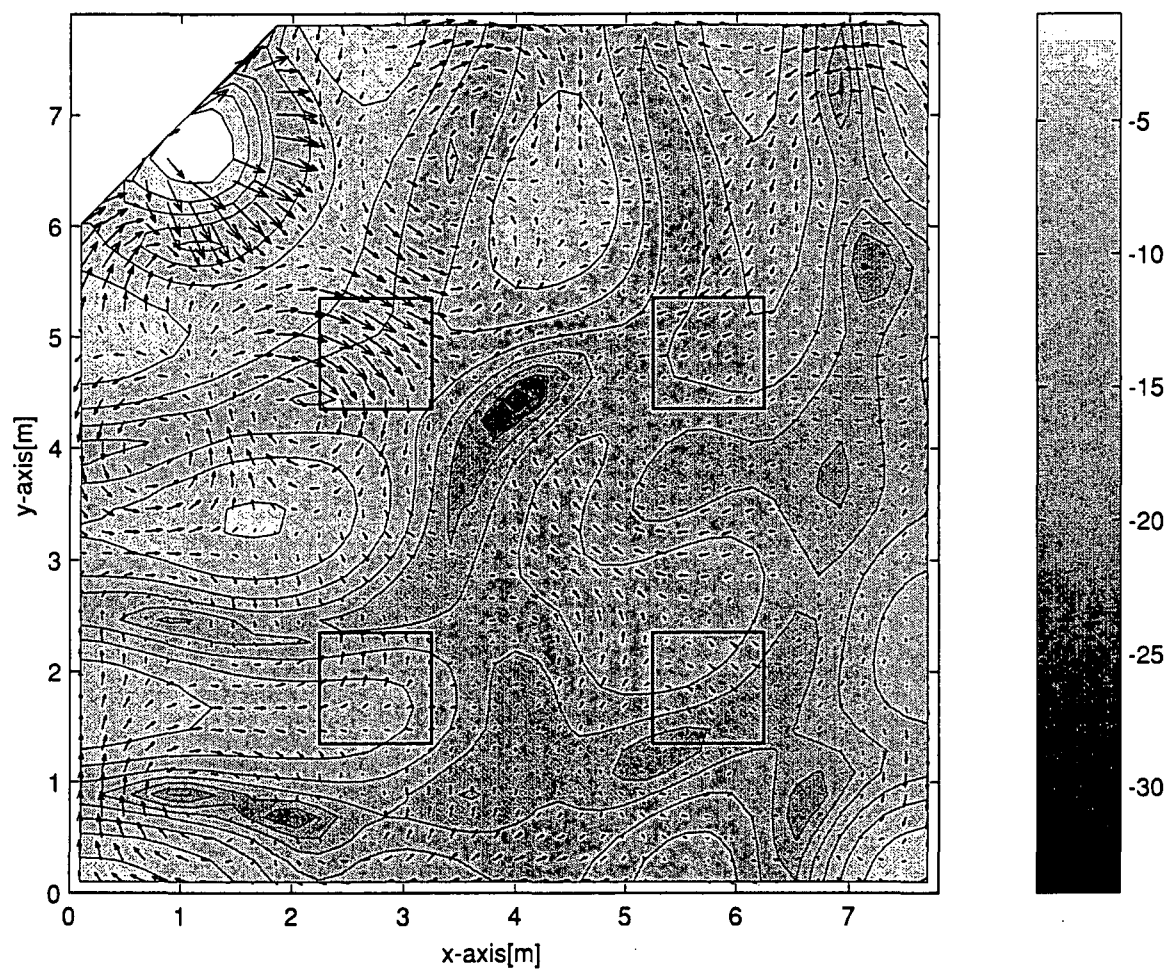
Fig. 8.2: Illustration of the plane and the cross sections for calculation of sound pressure level and active intensity distribution

が見られており、各断面ではそれが顕著に現れている。また、アクティブインテンシティは、閉空間に特徴的な渦のような流れを形成しており、ゼロになっていないことがはっきり分かる。これより、拡散板を取り外したときの実測に用いた残響室では、拡散音場を得られていないといえる。これに対して、吸音構造体を設置した状態、すなわち吸音面に厚さ 350mm のグラスウールのインピーダンスを与えた場合を見ると、吸音面が設置されたために音場に乱れが生じたと考えられ、吸音面が無い場合でははっきり確認できたモードが崩れていることが分かる。アクティブインテンシティに関しても、吸音面周辺に最も強い流れが生じており、吸音面にエネルギーが向かっているように見ることができる。さらには、特に断面において、吸音面が無い場合よりも、あらゆる領域でアクティブインテンシティベクトルが流れを形成している。このことだけを取り出してみると、吸音面が設置されたときの方が拡散性が悪化しており、それは吸音面周辺には限らないといえる。ここでの計算は 125Hz のみで行っており、この周波数は拡散板の影響を無視できないと考えられるが、より低い周波数で拡散板の影響が弱まるとした場合、ここで示したような状況と似たような音場となっている可能性もあると考えられる。また、アクティブインテンシティに注目すると、完全に流れの方向が偏っていることが分かる。以上から、低域においては、数値解析で前提とした統計入射は残響室内で成り立っていないといえる。

Fig. 8.3: Without absorbing area on xy -plane ($z = 0.1\text{m}$)

Fig. 8.4: Without absorbing area on yz -plane ($x = 2.743\text{m}$)Fig. 8.5: Without absorbing area on yz -plane ($x = 5.743\text{m}$)

Fig. 8.6: Without absorbing area on zx -plane ($y = 1.853\text{m}$)Fig. 8.7: Without absorbing area on zx -plane ($y = 4.853\text{m}$)

Fig. 8.8: With absorbing area on xy -plane ($z = 0.1\text{m}$)

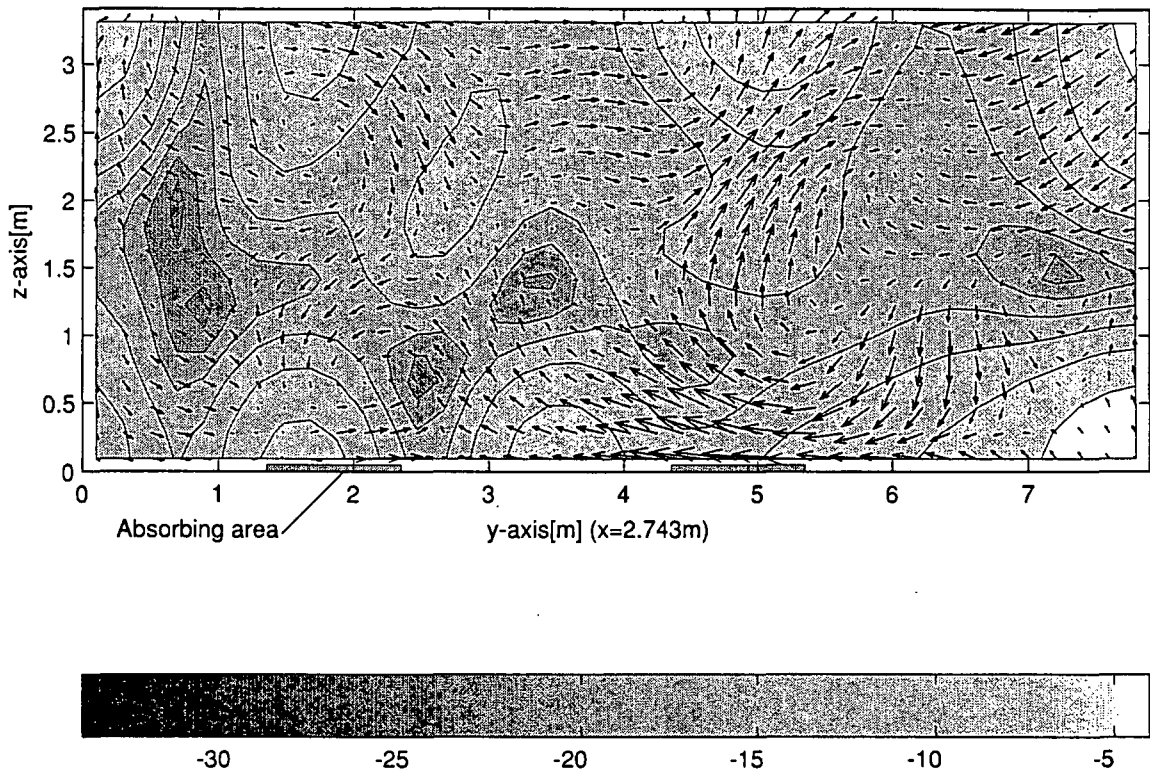


Fig. 8.9: With absorbing area on yz -plane ($x = 2.743\text{m}$)

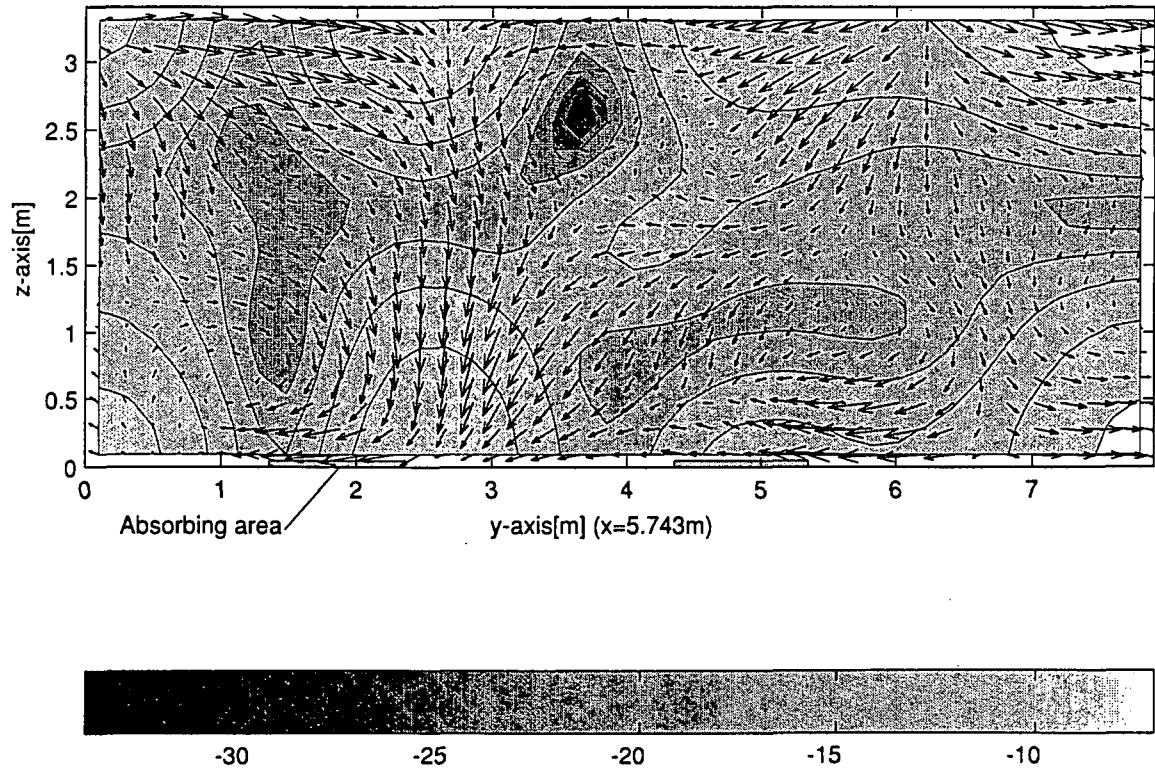
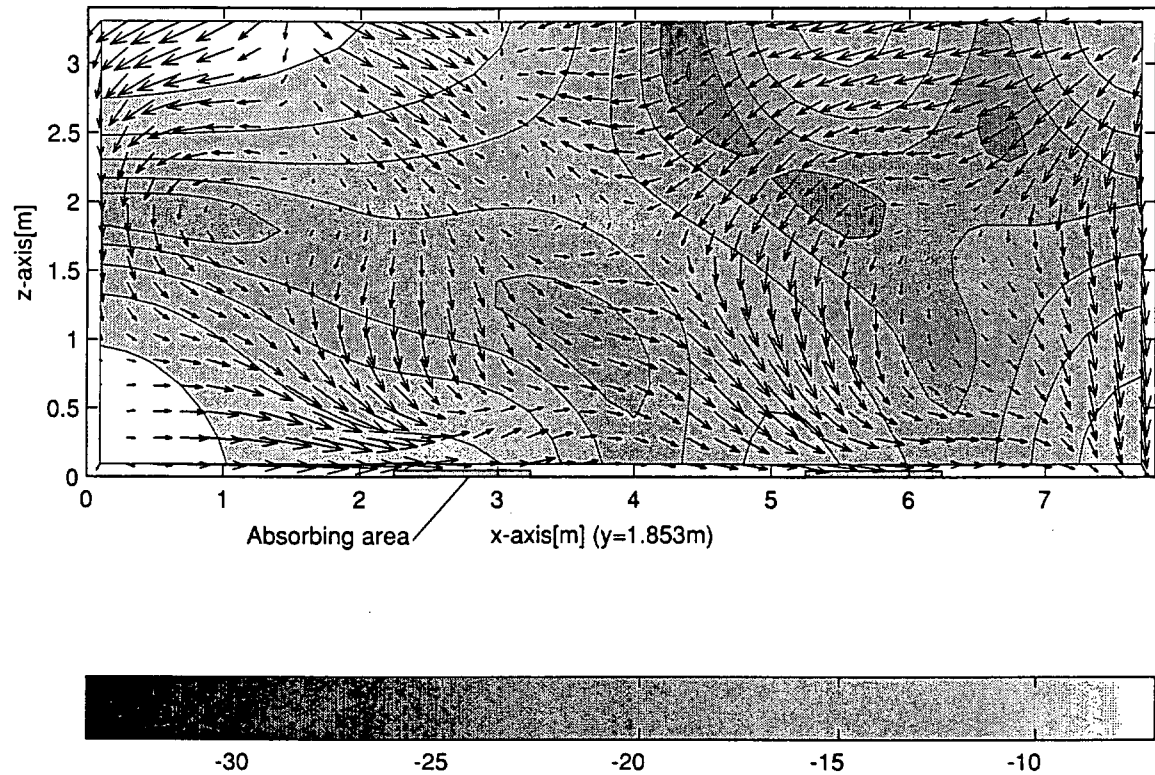
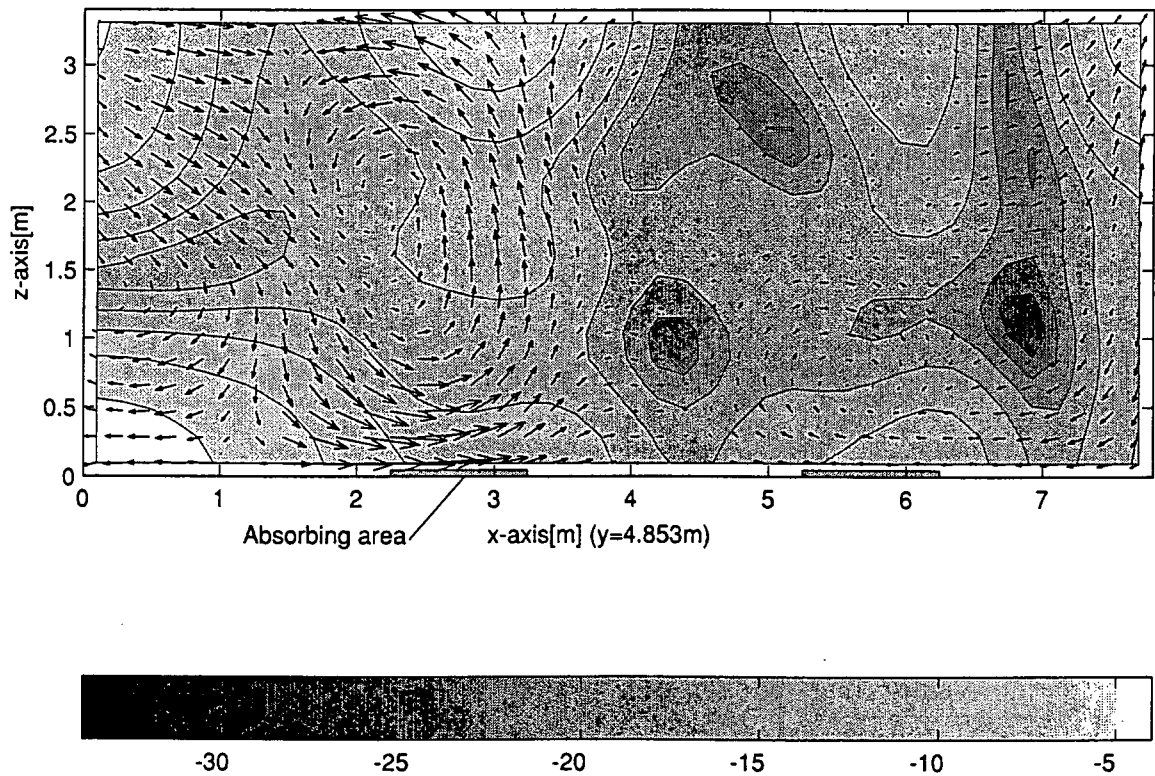


Fig. 8.10: With absorbing area on yz -plane ($x = 5.743\text{m}$)

Fig. 8.11: With absorbing area on xz -plane ($y = 1.853\text{m}$)Fig. 8.12: With absorbing area on xz -plane ($y = 4.853\text{m}$)

8.3 吸音体設置位置周辺の瞬時インテンシティ解析

8.2節では、残響室内全体のアクティブインテンシティ分布について観察したが、本節では、同じく残響室内における吸音構造体周辺の音場をより詳細に見るために瞬時インテンシティを境界要素法による解析によって観察する。すなわち、閉空間音場でのリアクティブインテンシティを観察することである。また、本論文では数値解析を半自由空間で行っているが、リアクティブインテンシティの半自由空間における振る舞いを観察し、両者の差異の抽出および半自由空間における瞬時インテンシティについて考える。

8.3.1 残響室内における吸音体設置位置周辺の瞬時インテンシティ

本節での解析対象とする残響室、吸音構造体、無指向性点音源の位置および拡散板の取り扱い等に関する計算条件は8.2節と同様とする。ここでの境界要素解析に用いた境界条件をTable 8.2に示す。また、受信点はFig.8.13に示すように、各吸音面の上100mmの床と平行な平面に25点設け、四つの吸音面の受信点の合計が100点となるように設定した。なお、解析する周波数は62.5, 125, 250Hzで、それぞれ純音とする。

Table 8.2: The boundary condition

Place	Frequency	Specific acoustic admittance ratio	Normal incident absorption coefficient
Ceiling, floor and walls	All	$0.005 + j0.005$	0.019801
Absorbing areas ^a	62.5Hz	$0.0268 + j0.147$	0.099781
	125.0Hz	$0.399 + j0.131$	0.808664
	250.0Hz	$0.414 + j0.181$	0.815299

^aGlass wool (the density: 32kg/m³, the thickness: 350mm)

Fig.8.14 に吸音面を設置しない状態の残響室内における各受信点での瞬時インテンシティをLissajous 図として重ねてプロットして示す。Fig.8.15 には吸音面を設置した状態での瞬時インテンシティを示す。どちらの図も100受信点で得られた瞬時インテンシティの振幅の最大値で基準化している。

62.5Hzの図を見ると、吸音面がある場合と無い場合でほとんど差がなく、この吸音面の吸音力が非常に小さいことが分かる。また、この周波数では瞬時インテンシティが x, y 方向に強く生じており、 z 方向の分布は弱いと見ることができる。これは、62.5Hzの波長と残響室の天井高の関係から z 方向のモードが立ち難くなっていることが予想され、このため室内の音波の伝搬性状に軸波または接線波[76]の影響が強くなっていると考えられる。125Hzを見ると、吸音面を設置しない場合では楕円軌道の長軸方向が様々に分布しており、瞬時インテンシティはいろいろな方向に生じていることが分かる。ところが、吸音面を設置した場合では、 z 方向への分布が弱まり xy 平面内の分布に偏っている。また、この分布もいくつかの方向に大別されている。これは、8.2節

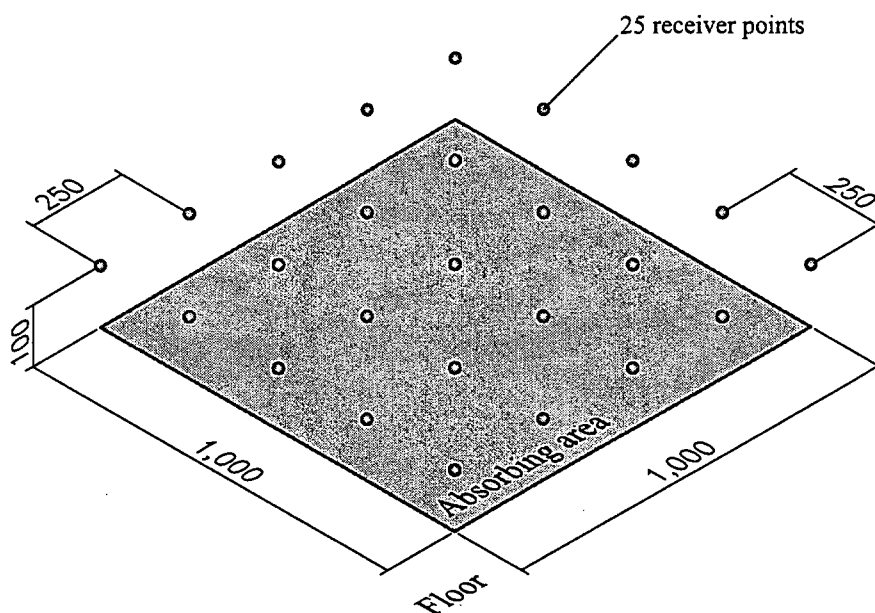


Fig. 8.13: The receiver points above the absorbing areas

の Fig.8.3～Fig.8.12 から吸音面が設置されていない場合ではその場所へ時間平均的に様々な方向からエネルギーが流れ込んでいるのに対し、吸音面を設置するとそこへエネルギーが斜め方向やかすめ方向 ($\theta = 90^\circ$) から流れ込むように変化していることが見てとれ、この音場の変化が瞬時インテンシティにも現れていると考えられる。250Hz では吸音面が設置されている場合と設置されていない場合どちらも z 方向への分布が弱いように見え、軸波または接線波の影響を受け xy 平面での分布が支配的であると考えられる。

8.3.2 半自由空間における瞬時インテンシティ

本論文では、境界要素解析による吸音構造体の吸音率推定には、半自由空間において各点音源を適当な位置に設定し、その点音源から放射される音波のみによって吸音構造体周辺の音場を決定している。したがって、ここでは半自由空間に存在する M 個の点音源のみで決定される反射面近傍の音場を瞬時インテンシティについて解析することによって、このような音場でのリアクティブインテンシティの振る舞いを観察し、前節で観察した閉空間音場における瞬時インテンシティとの差異に関して考察する。これによって、半自由空間での境界要素解析における入射条件の評価をインテンシティで行う場合に、どの量で行うのか、すなわちアクティブインテンシティを用いるのか、リアクティブインテンシティを用いるのか、または瞬時インテンシティが必要なかを考察し決定することができる。ただし、現象を簡単にし閉空間との差異を強調するため、半自由空間の剛である反射面や空間内には吸音構造体や散乱体が存在しないとする。

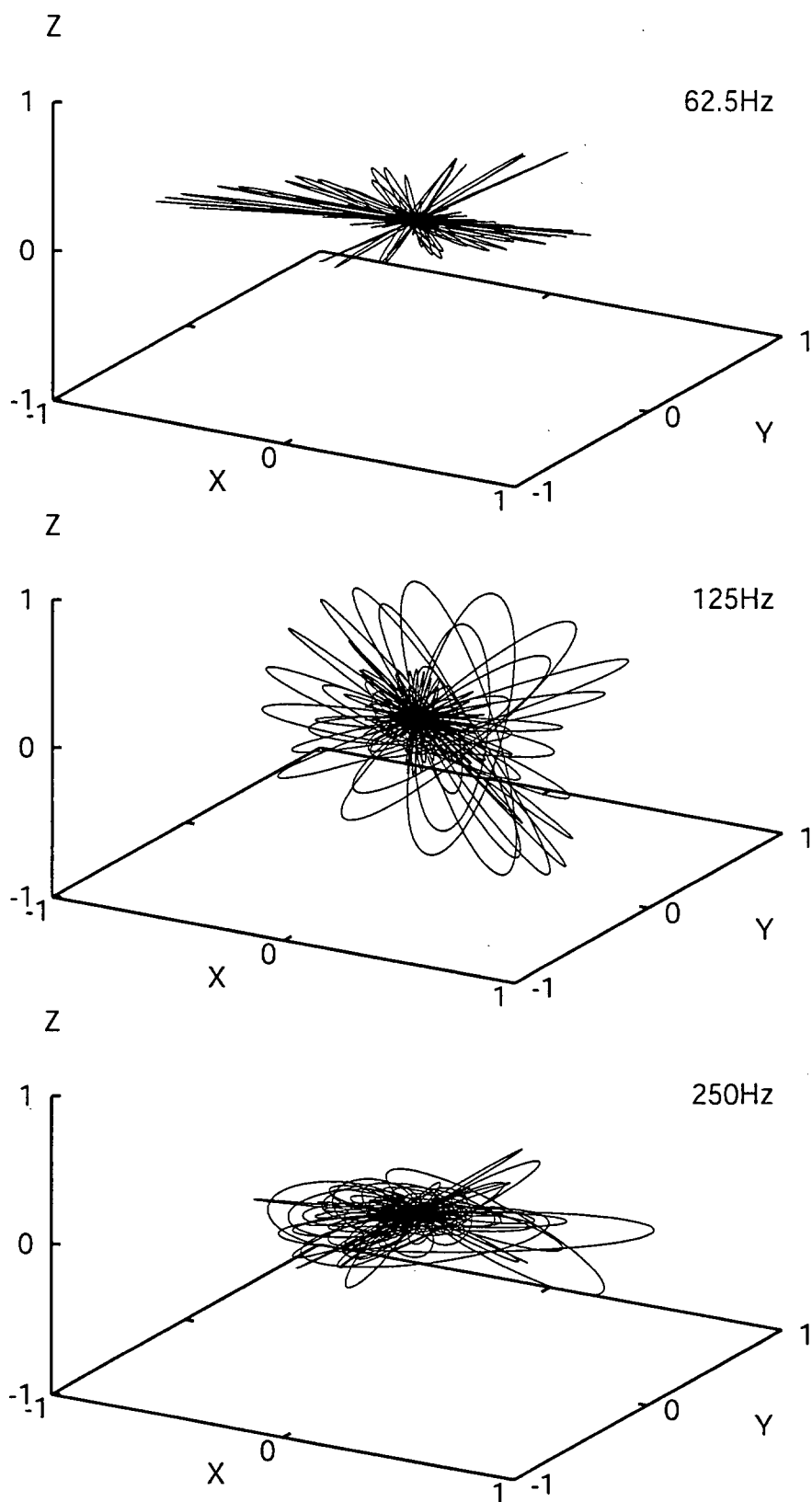


Fig. 8.14: Instantaneous intensity as Lissajous' figure above the floor without absorbing areas in the reverberation room

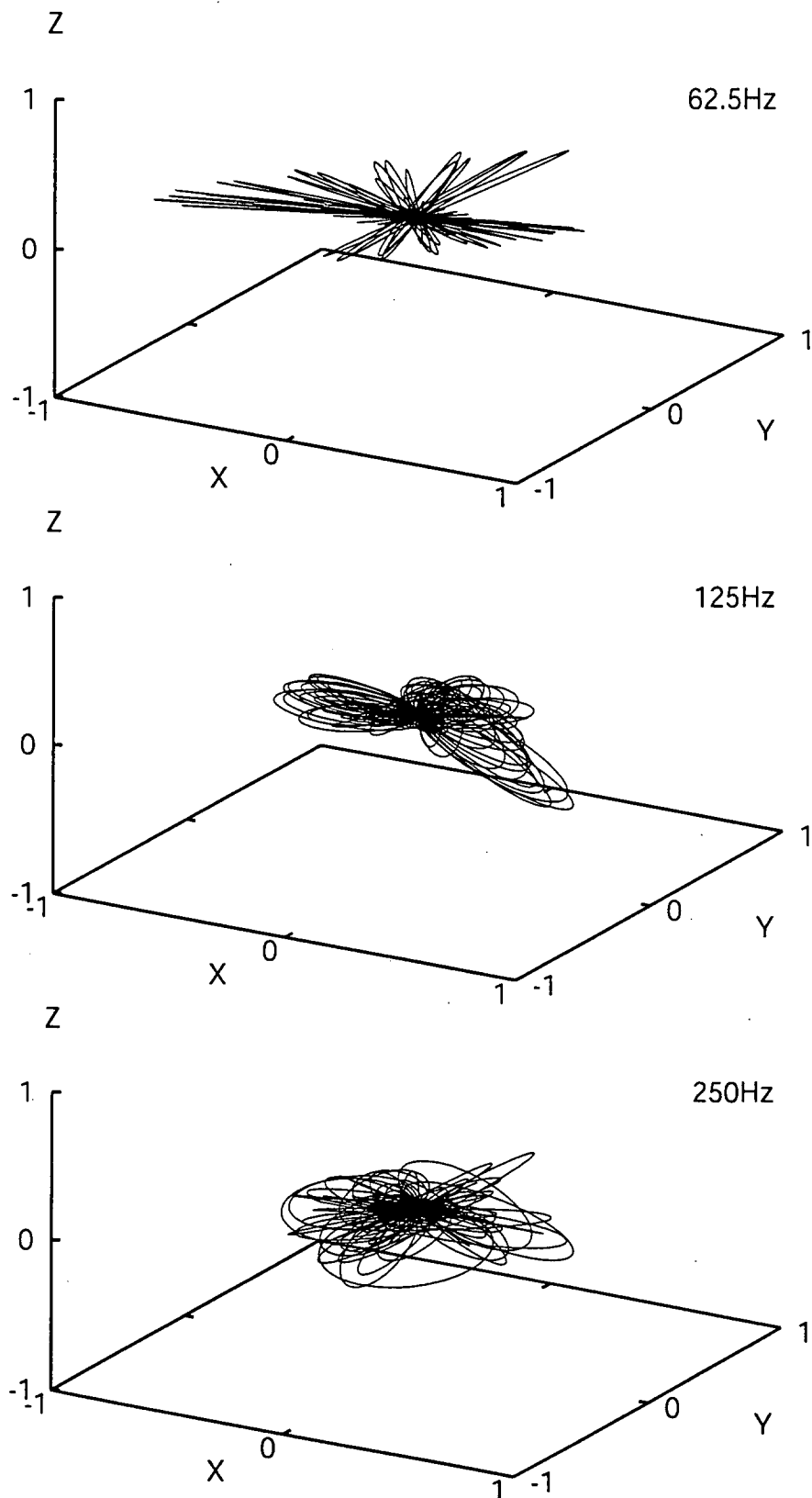


Fig. 8.15: Instantaneous intensity as Lissajous' figure above the absorbing areas in the reverberation room

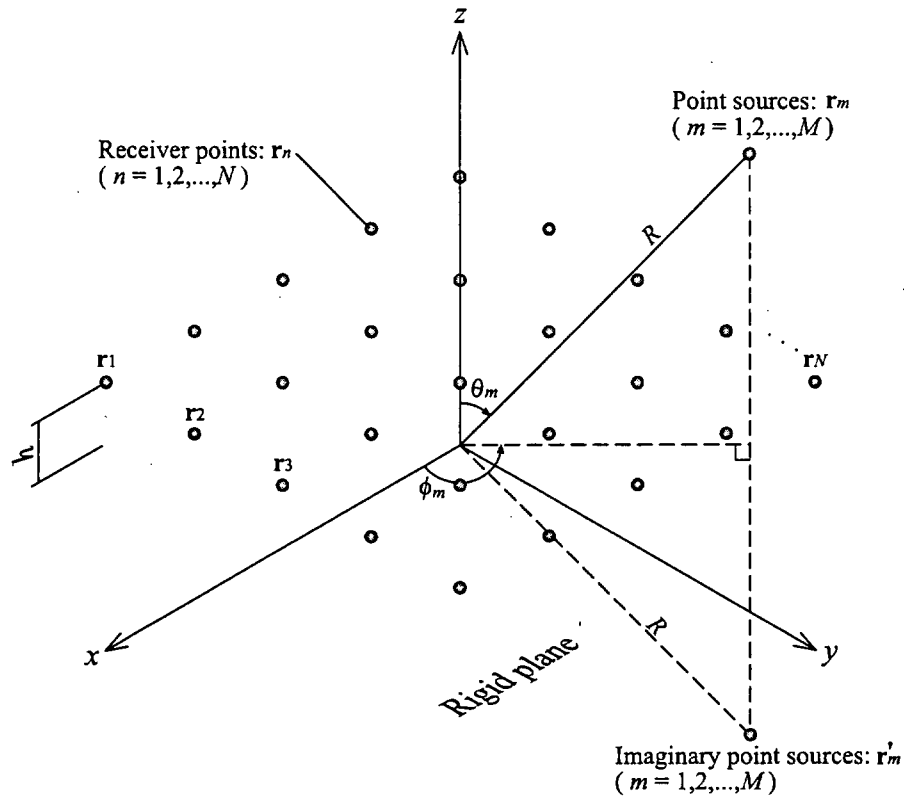


Fig. 8.16: The geometry of the receiver points and the point sources

複数点音源による瞬時インテンシティの定式化

いま Fig.8.16 のように、半自由空間の剛である反射面において、 xy 平面が反射面と一致するよう Cartesian 座標系をとる。このとき、受信点位置の一例として、反射面から高さ h [m] にある平面に N 個の受信点があるとし、各受信点において M 個の点音源からの寄与により瞬時インテンシティが得られるものとする。この各受信点における瞬時インテンシティを決定する点音源の実像は位置 \mathbf{r}_m に、その虚像は \mathbf{r}'_m ($m = 1, 2, \dots, M$) に存在するものとし、その位置は半径 R の球面上にあらかじめ定められているものとする。このとき、その座標 \mathbf{r}_m (x_m, y_m, z_m) は極座標表示した場合、Fig.8.16 から

$$\begin{cases} x_m = R \sin \theta_m \cos \phi_m \\ y_m = R \sin \theta_m \sin \phi_m \\ z_m = R \cos \theta_m \end{cases} \quad (8.5)$$

と表される。なお、虚音源 \mathbf{r}'_m の座標は $(x_m, y_m, -z_m)$ である。

さて、いま強さ Q_m の点音源 $\mathbf{r}_m, \mathbf{r}'_m$ ($m = 1, 2, \dots, M$) によって受信点 \mathbf{r}_n (x_n, y_n, z_n) における音圧 $p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)$ が、次のように与えられるとする。

$$\begin{aligned} p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) &= Q_m \left\{ \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m|}}{4\pi|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}'_m|}}{4\pi|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}'_m|} \right\} \\ &= \frac{Q_m}{4\pi} \left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}} \right\} \end{aligned} \quad (8.6)$$

ただし,

$$r_{nm} = \sqrt{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2 + (z_n - z_m)^2}$$

$$r'_{nm} = \sqrt{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2 + (z_n - (-z_m))^2}$$

とし, Q_m は実数である。

このとき, 受音点 \mathbf{r}_n における x 方向の粒子速度 $u_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)$ は (8.6) 式から次のようになる。

$$\begin{aligned} u_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) &= \frac{j}{\omega\rho} \frac{\partial p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)}{\partial x} \\ &= \frac{jx_n}{4\pi\omega\rho} Q_m \left\{ -\frac{(1+jkr_{nm})}{r_{nm}^3} e^{-jkr_{nm}} - \frac{(1+jkr'_{nm})}{r'_{nm}{}^3} e^{-jkr'_{nm}} \right\} \\ &= \frac{x_n}{4\pi\omega\rho} Q_m \left\{ \left(\frac{k}{r_{nm}^2} - \frac{j}{r_{nm}^3} \right) e^{-jkr_{nm}} + \left(\frac{k}{r'_{nm}{}^2} - \frac{j}{r'_{nm}{}^3} \right) e^{-jkr'_{nm}} \right\} \end{aligned} \quad (8.7)$$

ここで, (8.7) 式の r_{nm} に関する項は,

$$\left(\frac{k}{r_{nm}^2} - \frac{j}{r_{nm}^3} \right) e^{-jkr_{nm}} = \frac{k \cos(kr_{nm})}{r_{nm}^2} - \frac{\sin(kr_{nm})}{r_{nm}^3} - j \left\{ \frac{k \sin(kr_{nm})}{r_{nm}^2} + \frac{\cos(kr_{nm})}{r_{nm}^3} \right\}$$

と変形できるが, 点音源 \mathbf{r}_m が十分遠方にあるならば, すなわち半径 R が非常に大きい場合には, 上式の実部, 虚部ともその第2項は無視することができる。ゆえに,

$$\frac{k \cos(kr_{nm})}{r_{nm}^2} - j \frac{k \sin(kr_{nm})}{r_{nm}^2} = \frac{k}{r_{nm}^2} e^{-jkr_{nm}}$$

とすることができる。したがって (8.7) 式は, r'_{nm} に関する項も同様に考えると,

$$u_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) = \frac{x_n}{4\pi\rho c} Q_m \left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}^2} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}{}^2} \right\} \quad (8.8)$$

となる[†]。同様にして, y, z 方向の粒子速度は,

$$u_y(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) = \frac{y_n}{4\pi\rho c} Q_m \left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}^2} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}{}^2} \right\} \quad (8.9)$$

$$u_z(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) = \frac{z_n}{4\pi\rho c} Q_m \left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}^2} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}{}^2} \right\} \quad (8.10)$$

となる。

以上より, 受音点 \mathbf{r}_n ($n = 1, 2, \dots, N$) における点音源 $\mathbf{r}_m, \mathbf{r}'_m$ ($m = 1, 2, \dots, M$) による x 方向のアクティブインテンシティ I_x は (8.6), (8.8) 式から

$$\begin{aligned} I_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} [p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) u_x^*(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)] \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\frac{Q_m}{4\pi} \left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}} \right\} \times \frac{Q_m x_n}{4\pi\rho c} \left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}^2} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}{}^2} \right\}^* \right] \\ &= \frac{x_n}{2(4\pi)^2 \rho c} Q_m^2 \operatorname{Re} \left[\left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}} \right\} \left\{ \frac{e^{-jkr_{nm}}}{r_{nm}^2} + \frac{e^{-jkr'_{nm}}}{r'_{nm}{}^2} \right\}^* \right] \\ &= \frac{x_n}{2(4\pi)^2 \rho c} Q_m^2 \left\{ \frac{1}{r_{nm}^3} + \frac{1}{r'_{nm}{}^3} + \frac{\cos k(r_{nm} - r'_{nm})}{r_{nm} r'_{nm}} \left(\frac{1}{r_{nm}} + \frac{1}{r'_{nm}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (8.11)$$

[†]この粒子速度 (8.8) と音圧 (8.6) は任意の受音点において同相である。このことから, 受音点 \mathbf{r}_n に, 十分遠方にある点音源 $\mathbf{r}_m, \mathbf{r}'_m$ から到達する音波は平面波として近似しても差し支えないことが分かる。

ただし*は複素共役を表す。次に、同様にして x 方向のリアクティブインテンシティ J_x を求めると、

$$\begin{aligned} J_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) &= \frac{1}{2} \text{Im} [p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) u_x^*(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)] \\ &= \frac{x_n}{2(4\pi)^2 \rho c} Q_m^2 \left\{ \frac{\sin k(r_{nm} - r'_{nm})}{r_{nm} r'_{nm}} \left(\frac{1}{r_{nm}} - \frac{1}{r'_{nm}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (8.12)$$

となる。また、点音源 $\mathbf{r}_m, \mathbf{r}'_m (m = 1, 2, \dots, M)$ による受音点 \mathbf{r}_n における音圧の位相 $\phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)$ は(8.6)式より、

$$\begin{aligned} \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) &= \arctan \frac{\left[\frac{Q_m}{4\pi} \text{Im} \left\{ \frac{e^{-jk r_{nm}}}{r_{nm}} + \frac{e^{-jk r'_{nm}}}{r'_{nm}} \right\} \right]}{\left[\frac{Q_m}{4\pi} \text{Re} \left\{ \frac{e^{-jk r_{nm}}}{r_{nm}} + \frac{e^{-jk r'_{nm}}}{r'_{nm}} \right\} \right]} \\ &= \arctan \left[- \frac{\frac{\sin(k r_{nm})}{r_{nm}} + \frac{\sin(k r'_{nm})}{r'_{nm}}}{\frac{\cos(k r_{nm})}{r_{nm}} + \frac{\cos(k r'_{nm})}{r'_{nm}}} \right] \end{aligned} \quad (8.13)$$

以上、(8.11)、(8.12)、(8.13)式より、点音源 $\mathbf{r}_m, \mathbf{r}'_m (m = 1, 2, \dots, M)$ による受音点 \mathbf{r}_n における x 方向の瞬時インテンシティ $I_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m, t)$ は(8.4)式から、

$$\begin{aligned} I_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m, t) &= I_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \{1 + \cos 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m))\} \\ &\quad + J_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \sin 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)) \end{aligned} \quad (8.14)$$

となる。ゆえに、全ての点音源 $\mathbf{r}_m, \mathbf{r}'_m (m = 1, 2, \dots, M)$ による受音点 \mathbf{r}_n における x 方向の瞬時インテンシティ $I_x(\mathbf{r}_n, t)$ は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} I_x(\mathbf{r}_n, t) &= \sum_{m=1}^M \left[I_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \{1 + \cos 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m))\} \right. \\ &\quad \left. + J_x(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \sin 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)) \right] \end{aligned} \quad (8.15)$$

これまでの手続きと全く同様にして、 y, z 方向の瞬時インテンシティ $I_y(\mathbf{r}_n, t), I_z(\mathbf{r}_n, t)$ を求めることができ、それぞれ次のように書ける。

$$\begin{aligned} I_y(\mathbf{r}_n, t) &= \sum_{m=1}^M \left[I_y(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \{1 + \cos 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m))\} \right. \\ &\quad \left. + J_y(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \sin 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)) \right] \end{aligned} \quad (8.16)$$

$$\begin{aligned} I_z(\mathbf{r}_n, t) &= \sum_{m=1}^M \left[I_z(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \{1 + \cos 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m))\} \right. \\ &\quad \left. + J_z(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m) \sin 2(\omega t + \phi_p(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_m)) \right] \end{aligned} \quad (8.17)$$

数値計算例

前述の定式化により、半自由空間の剛である反射面から高さ 0.1m の反射面と平行な平面に $N = 100$ 点の受音点を設け、そこでの瞬時インテンシティを求める。点音源は、3.1.2 節に従って、 $\pi/2$ 球面に個々の点音源に対する立体角が等しくなるように 82 個配置した。すなわち、半球面の 2π 球面では、 $M = 328$ 個の点音源が等しい半径で分布していることになる。このときの半径 R は 1,000m、点音源の強さ Q_m は 1 とした。Fig.8.17 に純音の 62.5, 125, 250Hz における各受音点での瞬時インテンシティを Lissajous 図として重ねてプロットして示す。これは、100 受音点で得られた瞬時インテンシティの振幅の最大値で基準化している。

まず、極座標における ϕ 方向、すなわち xy 平面において偏りなく瞬時インテンシティが分布していることが分かる。これは吸音面もなければ散乱体もないために反射面において鏡面反射するのみであり、さらに点音源の配置が原点対象であるための当然の帰結である。また、 θ 方向、すなわち z 方向には周波数が高くなるにつれて、均質な分布に近づいているように見ることができる。今回の受音点は反射面から 0.1m だけ高い平面に設定したことから、例えば 62.5Hz では波長が約 5.5m で、それに対する入射波と反射波の位相差および点音源から受音点までの距離の差が非常に小さくなるため、 θ 方向にはお互いが干渉した結果打ち消しあい、分布が小さくなったと考えられる。相対的に周波数が高い 250Hz は、それらの差が大きくなるため入射波と反射波の打ち消し合いが減少し、分布が大きくなると思われる。

さて、最も注目すべき点として、残響室内における瞬時インテンシティと比較すると、その軌道がほぼ直線的で、全くといってよいほど楕円軌道は描いていない。前述の定式化におけるアクティブインテンシティを表す (8.11) 式とリアクティブインテンシティを表す (8.12) 式を比較すると、点音源が十分遠く R が非常に大きい場合には、相対的にリアクティブインテンシティの方が極端に小さくなることが示唆され、この音場ではリアクティブ成分の寄与が著しく小さいことを表す。さらには、任意の受音点が半自由空間の反射面上に位置するとき、すなわち、実音源および虚音源と受音点の距離 r_{nm}, r'_{nm} が等しくなる場合にはリアクティブ成分は 0 となる。この結果は非常に重要で、残響室内のような閉空間音場と、今考えているような開空間音場の最も異なる性質の違いである。この検討から、散乱体や吸音構造体が存在しないような開空間音場において瞬時インテンシティを観察することは、リアクティブインテンシティも正確に把握することに他ならないといえるが、アクティブインテンシティと比較してその寄与の小ささから困難を伴うことやその意義が薄れることが予想される。したがって、以降の吸音構造体が設置される位置周辺への入射条件の観察には、アクティブインテンシティを用いることとする。

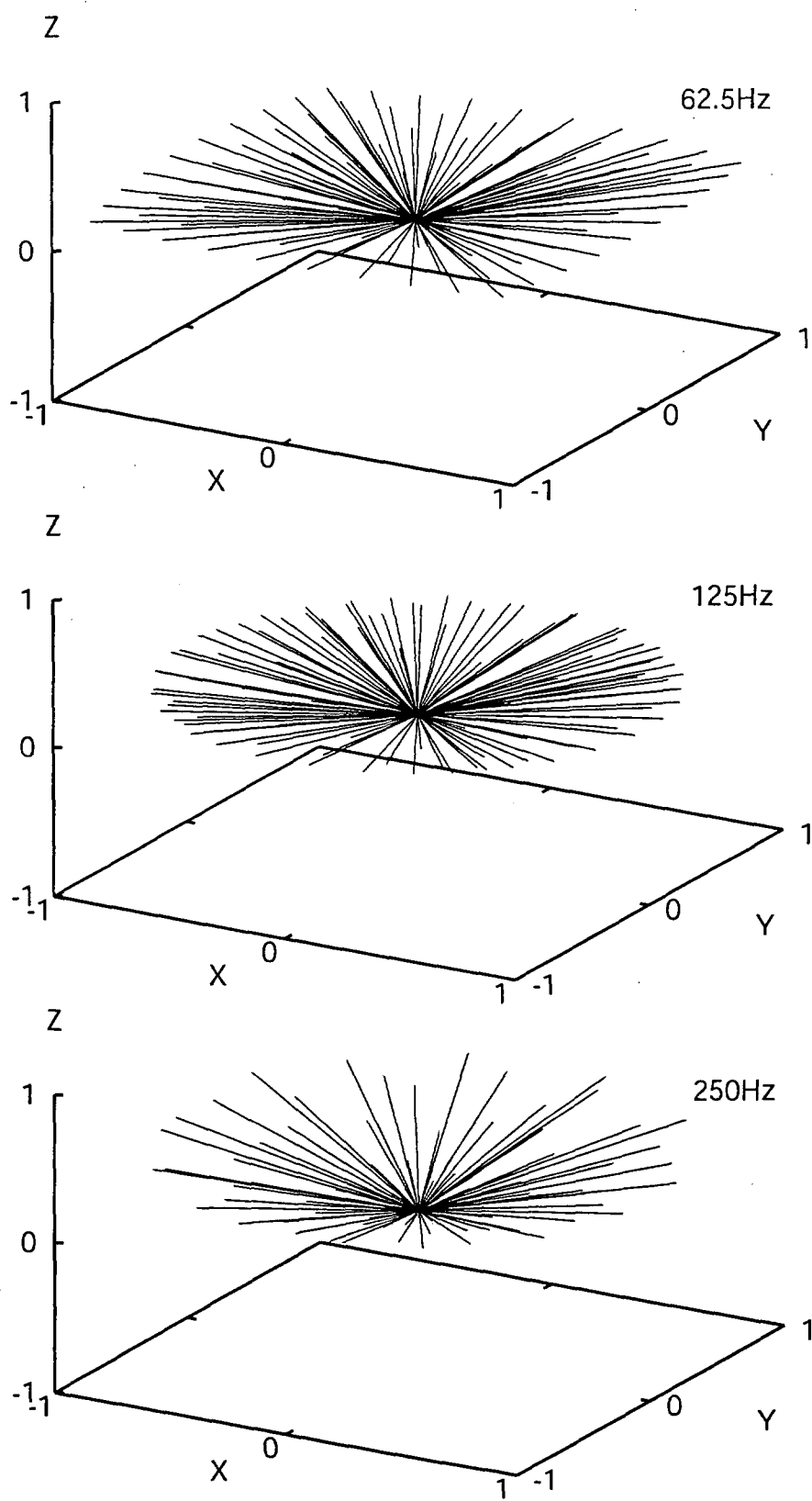


Fig. 8.17: Instantaneous intensity as Lissajous' figure above the rigid plane in hemi-free field

8.4 吸音体設置位置への入射条件としてのアクティブインテンシティ解析

本章の前節までの検討において、吸音構造体が設置される位置への入射条件としては、半自由空間ではリアクティブインテンシティの寄与がアクティブインテンシティに対して非常に小さくなるため、本論文で取り扱うような半自由空間における定常音場ではアクティブインテンシティを用いて観察することの説明および妥当性を示した。それを踏まえて本節では、残響室内における吸音構造体設置位置周辺のアクティブインテンシティを解析し、入射条件として観察する。

ここで、数値計算によって吸音率を予測するときに設定する入射条件はどのように取り扱うべきなのかを考える。本論文において、これまで述べてきた吸音構造体が音場へ及ぼす影響というのは、3.1節で定義した吸音率から、もともと吸音構造体が存在しないある面に、それを設置したことによって生じる音場の全ての変化を指すことになる。これは、その吸音率の定義における入射パワーを、吸音構造体の吸音面積へ入射するはずのパワーを幾何的に設定していることからもうかがえる。したがって、数値計算による吸音率予測に用いる入射条件としてのアクティブインテンシティは、吸音構造体が設置されていない場合の残響室内において解析されるべきである。そして、これを入射条件として数値解析に適用することによって、吸音率を予測する際に求める吸音パワーに吸音構造体が設置されたことによる影響を含ませることができる。ゆえに、以下のアクティブインテンシティ解析は、吸音構造体が存在しない残響室内において行う。

8.4.1 解析方法

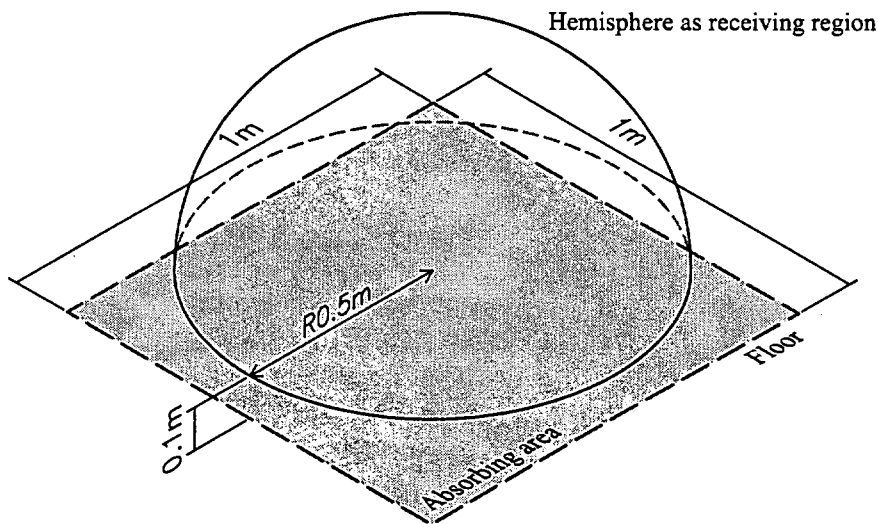


Fig. 8.18: Positions of the receiver points above absorbing area

解析対象とする残響室、無指向性点音源の位置および拡散板や梁等の取り扱いなどに関する計算条件は8.2節と同様とし、吸音構造体は存在しないものとする。受信点は、Fig.8.18に示すように、吸音面が設置される領域の直上で、高さ0.1mの床面に平行な面より上側に半径0.5mの半球面を設定し、Fig.3.2のような統計入射吸音率を予測する際の点音源と同様な方法によって受信

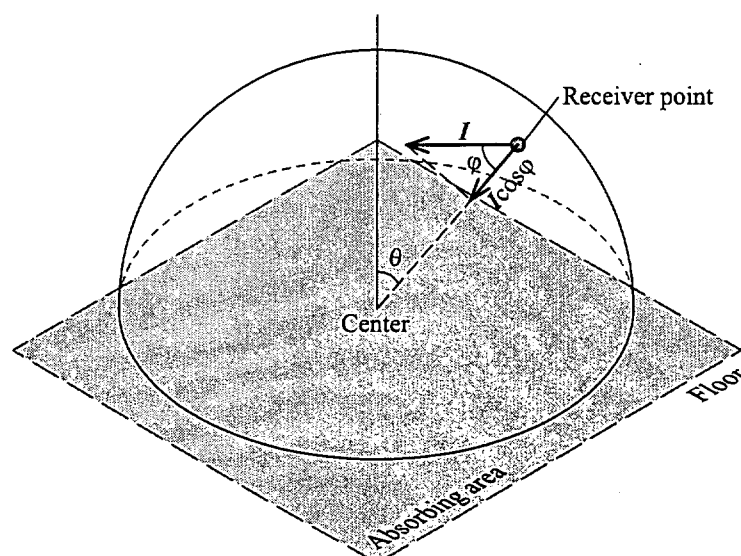


Fig. 8.19: Intensity vector for center

点位置を設定する。この吸音面は残響室内に4箇所設置されるので、受音点もそれぞれの吸音面が設置される領域の上部に配置し、その数は一つの半球面について328点となるので全部で1,312点となる。

また、インテンシティを解析するという事は、ベクトルすなわち方向に関する解析であるわけだが、ここでのアクティブインテンシティは、境界要素法による半自由空間での吸音構造体の吸音率推定に適用するための入射条件として観察するので、Fig.8.19のように各受音点で得られたアクティブインテンシティ I のうち半球の中心方向成分の $I \cos \varphi$ を抽出する。このとき、受音点によっては中心方向とは逆を向くことも考えられるが、これは入射条件とは関係がないとして、この場合は無視することとする。

8.4.2 数値計算例

前節のような方法によって各受音点におけるアクティブインテンシティを求めた後、入射条件として極座標系における φ 方向には、8.3節における瞬時インテンシティでも見られたように θ 方向に比べて偏りが少ないと考え、 θ 方向ごとにまとめ φ 方向に並ぶ各受音点でのアクティブインテンシティを算術平均した。なお、4つの半球面全てをまとめて行い、全体的な傾向を見ることとした。なお、 θ 方向の分割数は10である。

このようにして得られた各 θ 方向のアクティブインテンシティを、完璧な統計入射でのアクティブインテンシティの総和で基準化する。完璧な統計入射を仮定した場合、それぞれの入射角 θ 方向のアクティブインテンシティの大きさが1であるとすると、 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$ にわたるその総和は、Fig.8.20の左側のハッチングされた面積に等しく $\pi/2$ である。この $\pi/2$ を全ての入射角から到来する全エネルギーとしての基準値とする。このとき、解析によって得られた各 θ 方向のアクティブインテンシティに対して、Fig.8.20の右側のように、 θ 方向の分割数が10であることからそれぞ

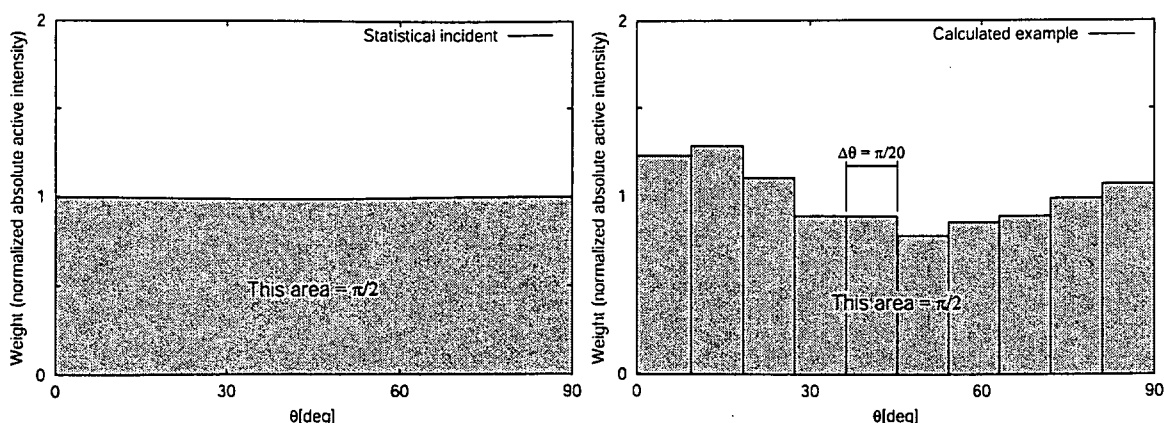


Fig. 8.20: Method of normalizing active intensity

れの入射角の幅に対応する $\Delta\theta = \pi/20$ を掛け、それら全ての総和の面積が基準値の $\pi/2$ になるように基準化する。このようにして得られた値をここでは「基準化アクティブインテンシティ」と呼び、計算対象とした各周波数について行った。このように基準化することで、残響室内の解析で得られるアクティブインテンシティを統一して評価することができ、かつ入射角間のアクティブインテンシティの強弱が分かりやすくなると考えられる。また、半自由空間の境界要素解析による吸音率の推定に反映することを考えた場合、このように基準化することで計算への適用が簡単になると考えられる。

このようにして求めた基準化アクティブインテンシティを Fig.8.21～Fig.8.23 に示す。計算は 1/3 オクターブバンド中心周波数 62.5Hz～250Hz までの 1/9 オクターブバンドごとの 21 周波数について行った。計算を低域に限った理由は、残響室内空間の解析自体がコンピュータのメモリを大幅に費やし、250Hz 付近の周波数からは要素を細かくしなければならないためである。また、それにかかる時間が膨大なものになることも理由の一つである。

これらを見ると、大半の周波数において入射角が深くなるにつれてアクティブインテンシティが右肩上がりに強くなる傾向にあることが分かる。いくつかの周波数については、浅い入射角の方が強い傾向を示しているが、62.5Hz 以外ではやはり深い入射角でまた強くなる“V”字を描くことが分かる。この入射角が深い、すなわち残響室床面からみた「かすめ方向」からの影響が強い原因は、計算周波数が低く、かつ残響室の天井高が側壁の長手方向の辺長に比べて半分以下とかなり短いため、床面と平行な方向に伝搬する軸波の影響が強いためと考えられる。

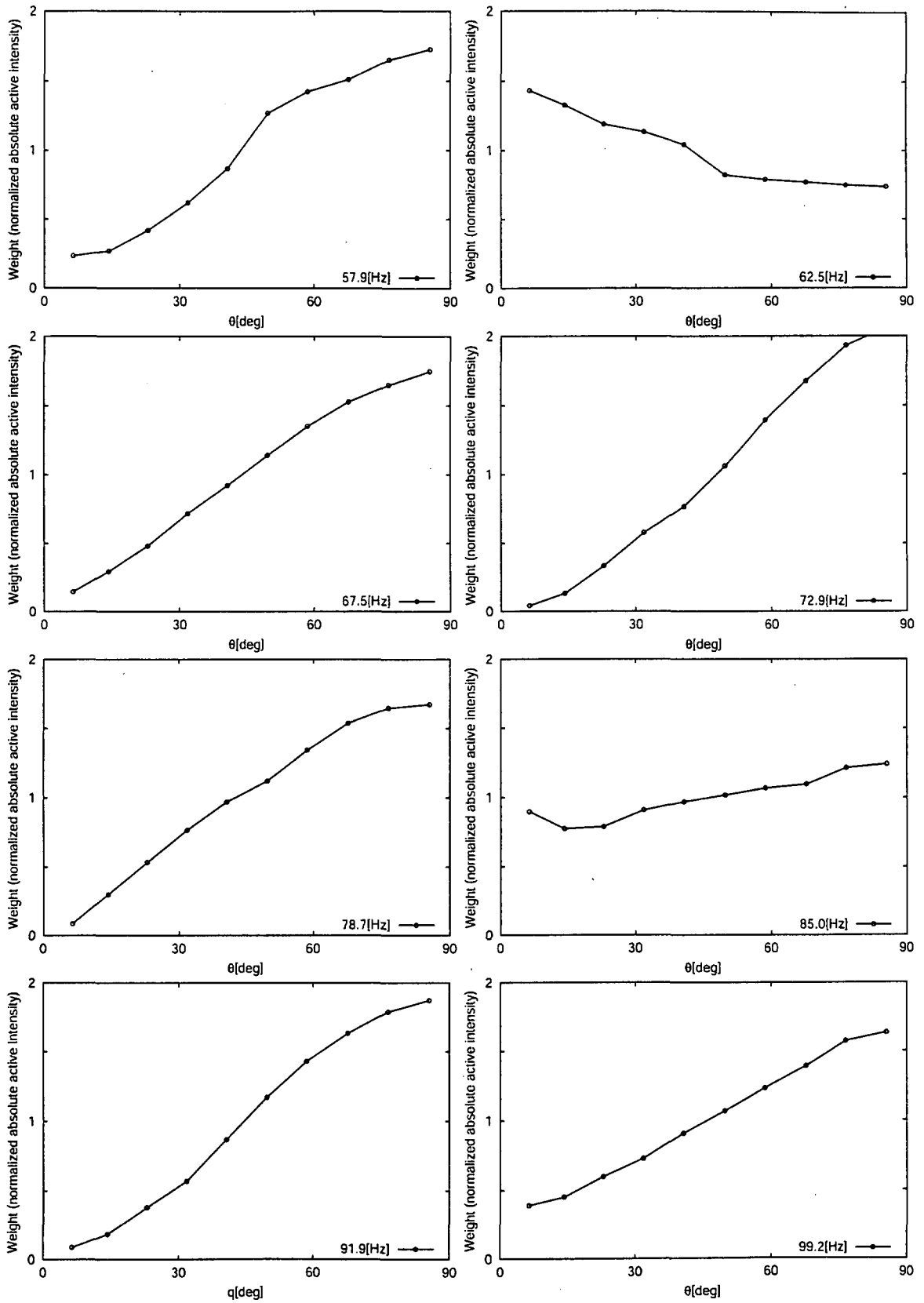
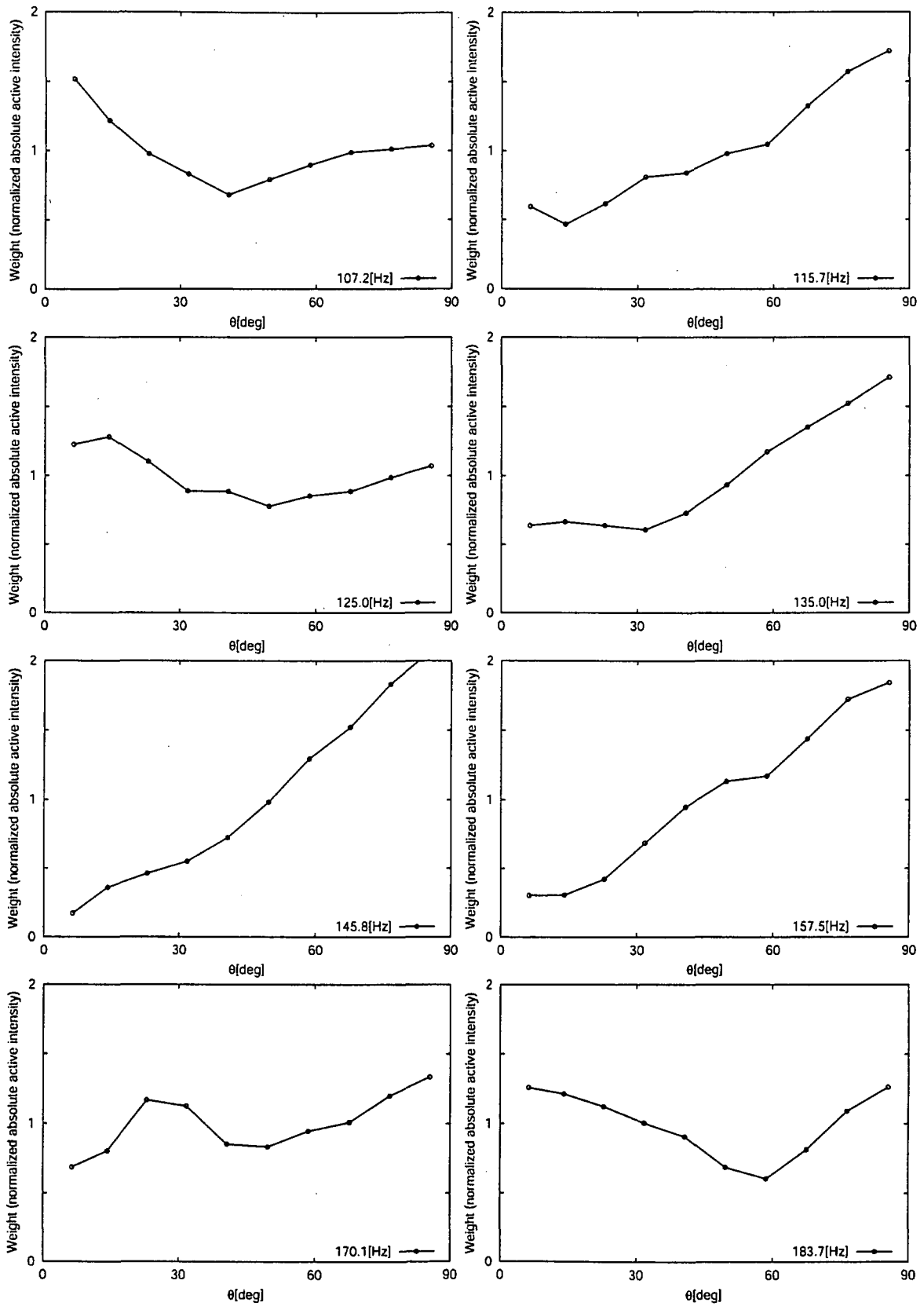


Fig. 8.21: Angular distribution of normalized absolute active intensity

Fig. 8.22: *Continued*: Angular distribution of normalized absolute active intensity

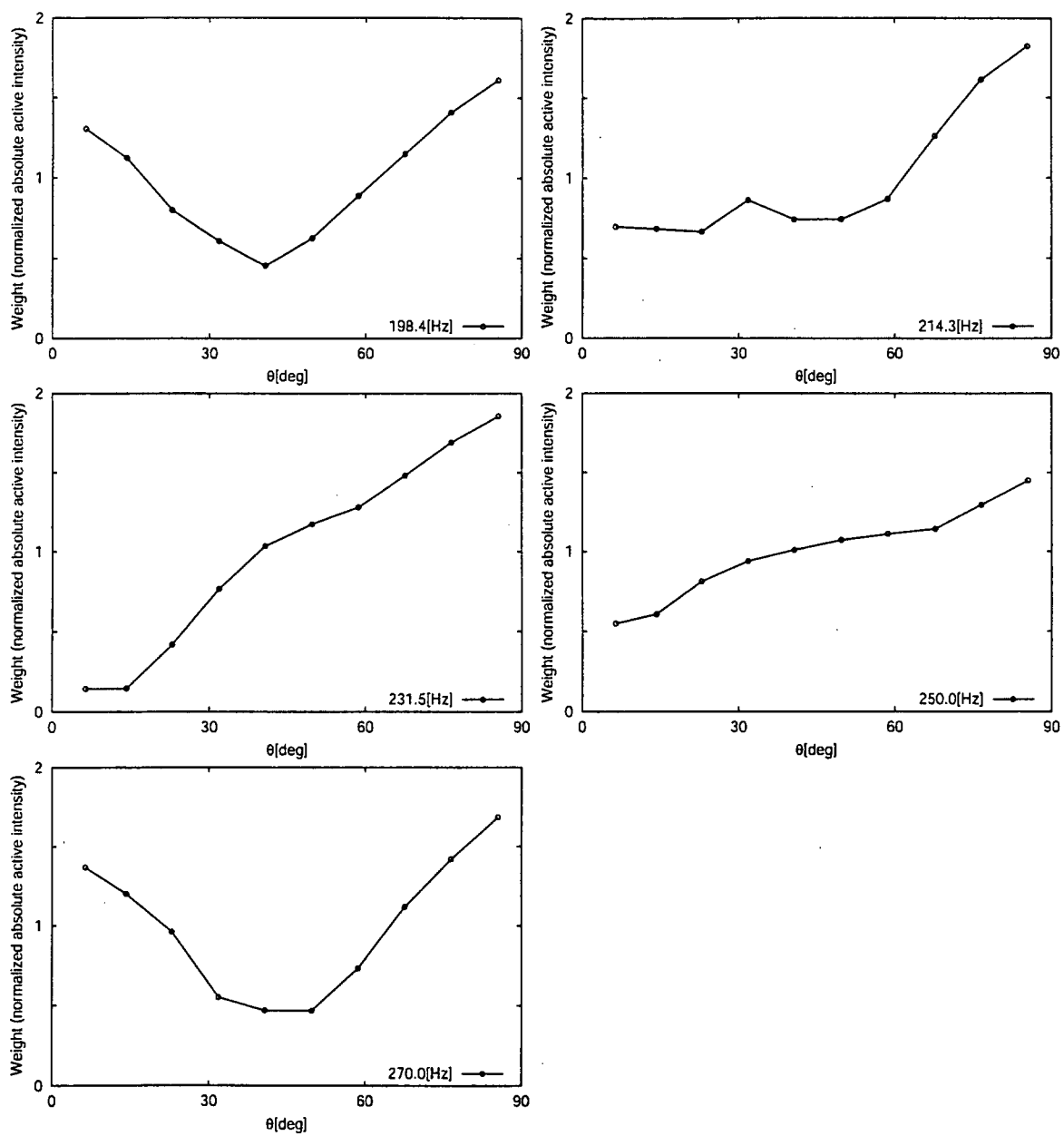


Fig. 8.23: *Continued:* Angular distribution of normalized absolute active intensity

8.5 入射条件を考慮した残響室法吸音率の推定

本節では、前節で求めた基準化アクティブインテンシティを各周波数における入射角に対する重みとして数値解析に適用し、それによって推定される吸音率を実測の残響室法吸音率と比較検討する。ただし、本章では残響室の解析において拡散板を考慮していないため、数値解析と比較する残響室法吸音率は拡散板を取り外して測定したものである。

8.5.1 残響室法吸音率の測定方法と対象とする吸音構造

残響室法吸音率の測定は、拡散板を取り外したこと以外、4.3.1節と同様にして行った。

また、検討の対象とする吸音構造は、6.3節と7.3節で取り扱ったものと同じとした。すなわち、どちらも寸法が1m×1mで、小口となる四周を剛板で塞がれた厚さ150mmと350mmのグラスウールが剛壁密着状態で設置されている場合と、厚さ50mmのグラスウールが高さ100mmと300mmの剛板で閉じられた背後空気層を伴う場合である。

8.5.2 入射条件の数値解析への適用方法

前節で求めた基準化アクティブインテンシティは、その総和を統計入射の場合と等しくなるようにしているため、それを重みとして数値解析に用いても、入射パワーの総和は統計入射のそれと変わらない。ゆえに、本論文で定義した統計入射吸音率(3.6)の入射パワー $W_{inc(i,j)}$ および吸音パワー $W_{abs(i,j)}$ に重み w_i を掛けることによって、入射条件を考慮することとする。このようにして推定される吸音率を「数値解析によって推定される残響室法吸音率」と呼び、 α'_{rev} と書くことにする。 α'_{rev} はつぎのように表すことができる。

$$\alpha'_{rev} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} w_i W_{abs(i,j)}}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} w_i W_{inc(i,j)}} \quad (8.18)$$

ここに、 θ 方向の分割数 N は10である。重み w_i は、吸音構造体が存在しないときの残響室内における入射条件であるため、これを入射パワーと吸音パワー両方に掛けるということは、吸音構造体が存在しないときの w_i で特徴付けられる音場に、吸音構造体が設置されたときの音場の変化を全て吸音パワーに含ませることができる。また、これは斜入射吸音率に対する重みとも解釈でき、各入射角 θ の斜入射吸音率 α_θ に対する重みを w_θ とし、その入射角に対する角度平均として残響室法吸音率 α'_{rev} を表した場合、

$$\alpha'_{rev} = \frac{\int_0^{\pi/2} w_\theta \alpha_\theta \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta} \quad (8.19)$$

となる。なお、数値解析には領域結合型境界要素法を用いた。

8.5.3 実測の残響室法吸音率との比較検討

Fig.8.24, Fig.8.25 にそれぞれ厚さ 150mm と 350mm のグラスウールに対する拡散板が無い状態での残響室法吸音率 α_{rev} と、入射条件の重みを掛けた領域結合型境界要素法 (DC-BEM) による残響室法吸音率の推定値 α'_{rev} を示す。これには、拡散板を取り付けた状態での残響室法吸音率 α_{rev} と DC-BEM による統計入射吸音率 α_{stat} を併記する。また、Fig.8.26, Fig.8.27 に厚さ 50mm のグラスウールが高さ 100mm および 300mm の背後空気層を伴っている吸音構造に対する拡散板が無い状態での残響室法吸音率 α_{rev} と、入射条件の重みを掛けた領域結合型境界要素法 (DC-BEM) による残響室法吸音率の推定値 α'_{rev} を示す。これにも、拡散板を取り付けた状態での残響室法吸音率 α_{rev} と DC-BEM による統計入射吸音率 α_{stat} を併記する。

これらを比較すると、拡散板を取り外した状態での残響室法吸音率と入射条件を考慮した DC-BEM による残響室法吸音率の推定値は、整合していないことが分かる。しかし、高さ 100mm の背後空気層付きの厚さ 50mm のグラスウールの吸音率は、拡散板が無いときの残響室法吸音率と DC-BEM による推定値が比較的よく一致している。これらの傾向は、これまで見てきた拡散板が存在するときの残響室法吸音率と DC-BEM による統計入射吸音率の振る舞いに一致するものであり、DC-BEM による残響室法吸音率の推定値と実測から得られる残響室法吸音率を合致させるという観点では、本章で提案した入射条件の設定は有効でないといえる。また、入射条件を考慮したにもかかわらず DC-BEM による推定値が拡散板無しの残響室法吸音率に一致しない原因として、基準化アクティブインテンシティを求める際の残響室の解析モデルに、実際には天井に存在する大きな梁等の幾何的な条件を詳細にモデル化していないことも挙げられる。

しかし、拡散板の有無による残響室法吸音率の変化を見ると、100Hz を除く周波数で概ね拡散板が無い状態の方が高い値を示しており、この傾向は DC-BEM による推定値でも見ることができる。このことから、拡散板が無い、すなわち実測に用いた残響室内の拡散状態が悪くなるとそこで測定された残響室法吸音率の値が上昇するという傾向を、基準化アクティブインテンシティを重みとして数値解析に適用することによって捉えることができるといえる。したがって、ここではアクティブインテンシティを用いた入射条件の把握の一例を示したが、今後アクティブインテンシティを用いた別の観察方法や瞬時インテンシティ等を用いることによって、入射条件をより正確に把握できる可能性を示せたといえよう。

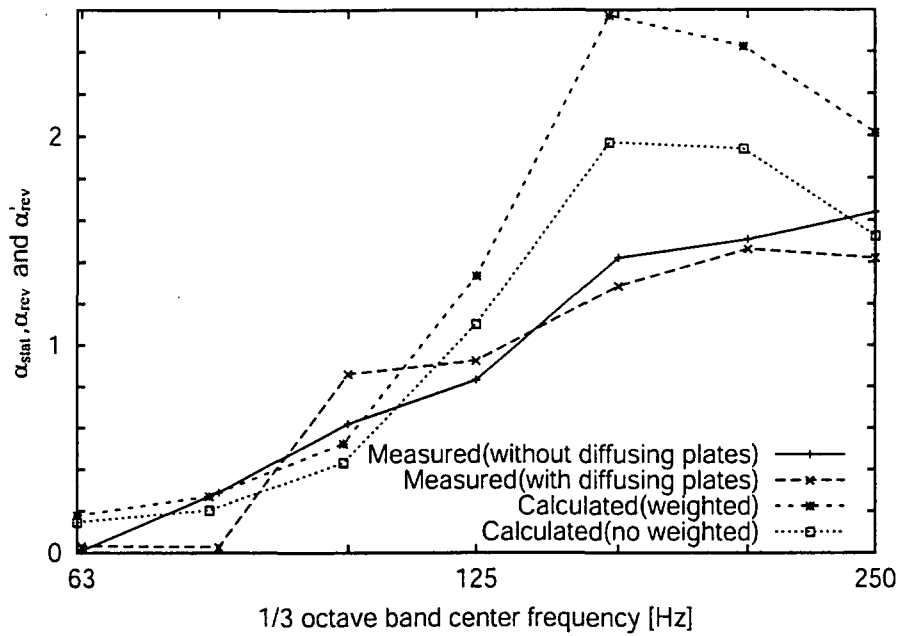


Fig. 8.24: Comparison of the measurement value and the calculation value for glass wool patch (the thickness: 150mm)

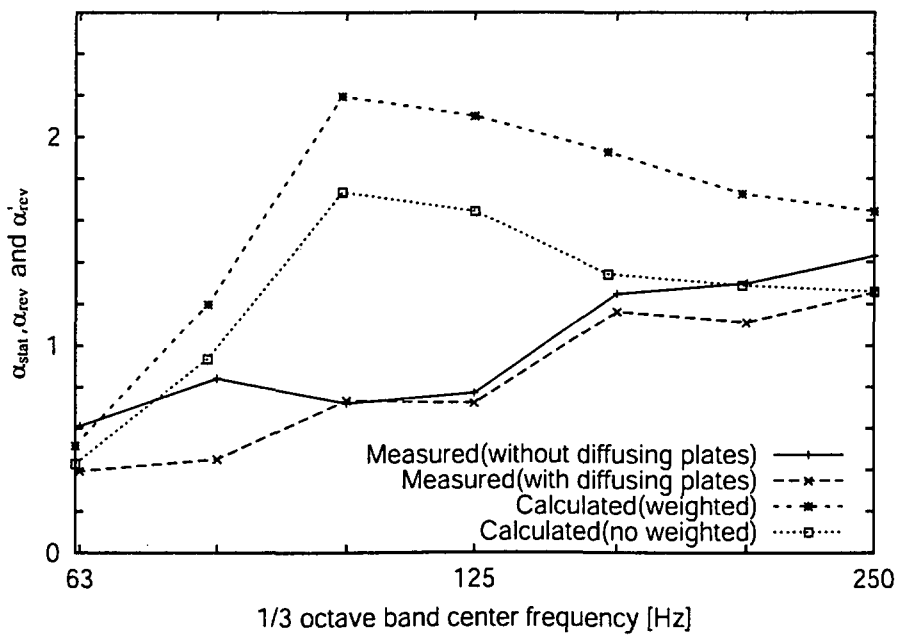


Fig. 8.25: Comparison of the measurement value and the calculation value for glass wool patch (the thickness: 350mm)

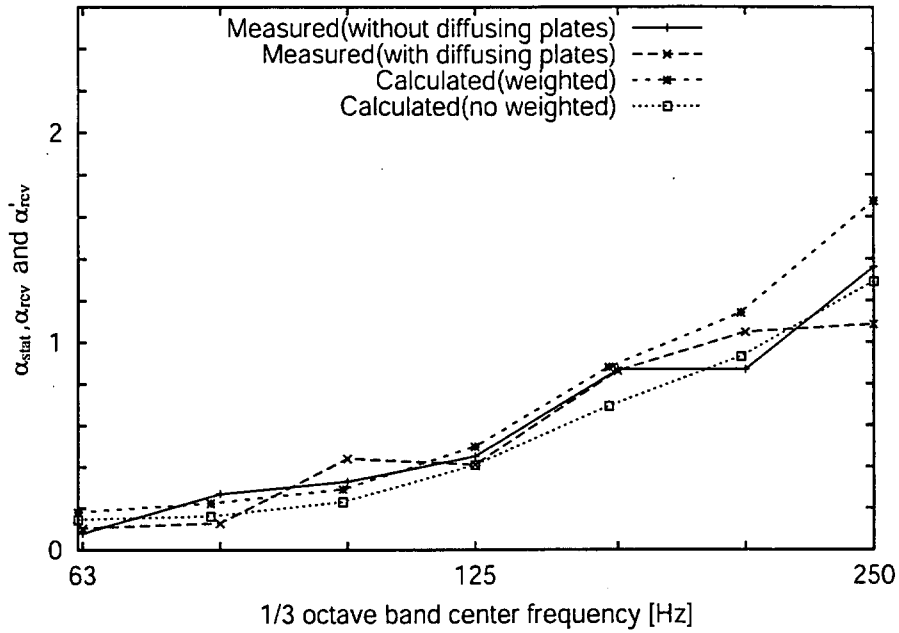


Fig. 8.26: Comparison of the measurement value and the calculation value for glass wool patch (the thickness: 50mm) with air space (the height: 100mm)

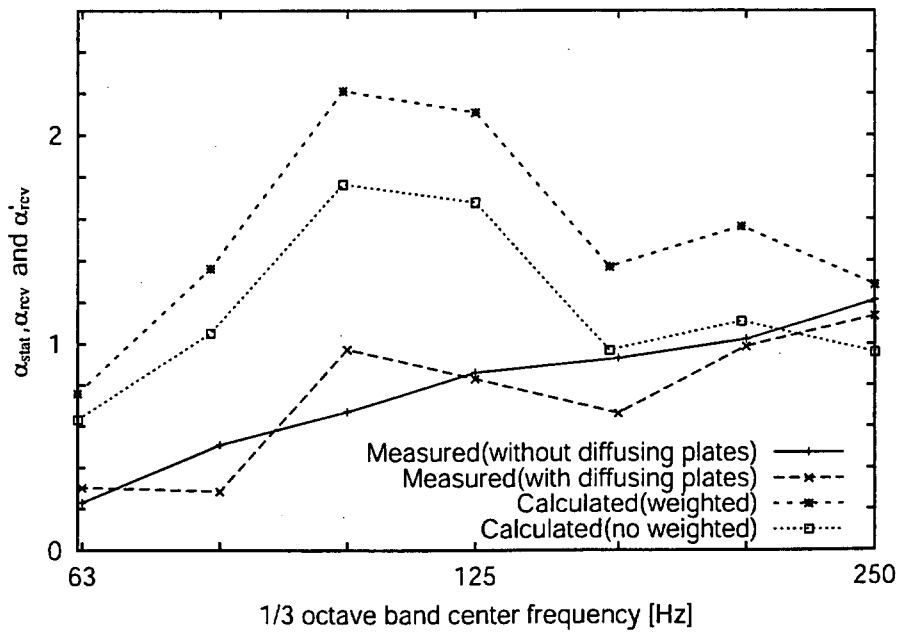


Fig. 8.27: Comparison of the measurement value and the calculation value for glass wool patch (the thickness: 50mm) with air space (the height: 300mm)

8.6 まとめ

本章では、実測に用いた残響室内において、吸音構造体が設置される領域への入射条件をアクティブインテンシティによって把握し、それを元に数値解析によって残響室法吸音率を推定して実測の残響室法吸音率と比較検討を行った。

まず、瞬時インテンシティを用いてアクティブインテンシティやリアクティブインテンシティの定義と性質について簡単に確認した後、アクティブインテンシティを用いて実測した残響室内の音場を、拡散板が無いとした簡単なモデルによって解析した。その結果、吸音面の有無による室内のモードの変化や、アクティブインテンシティの流れの変化について確認することができ、この解析モデルにおいては、残響室内が拡散音場を実現できていないことが判明した。この解析によって、拡散板の影響が弱くなる低域では拡散音場が成り立たず、入射条件として数値解析で前提とした統計入射が成立しないことを示した。次に、より詳細に残響室内における吸音構造体が設置される位置周辺の音場を観察するため、瞬時インテンシティによる解析を行った。また、数値解析において前提としている半自由空間での瞬時インテンシティを新たに定式化し、残響室内での瞬時インテンシティと比較した。その結果、残響室内では瞬時インテンシティが楕円軌道を描き、リアクティブインテンシティの寄与を認めることができたのに対し、半自由空間ではアクティブインテンシティに比べてリアクティブインテンシティが非常に小さくなり、瞬時インテンシティの軌道がほぼ直線的になることを示した。この比較検討から、入射条件の観察方法として、ここではアクティブインテンシティを用いるのが妥当であると判断した。

次に、数値解析に反映させる入射条件は、吸音構造体が設置されていないときの残響室内における解析によって決定されるべきであることを考察のうえ判断した。そこで、残響室内における吸音構造体が設置される領域周辺のアクティブインテンシティを解析して入射条件を観察した。そのとき、解析で得られたアクティブインテンシティを理想的な統計入射時のそれで基準化する評価法を新たに考案した。この観察の結果、入射角が深いほど基準化アクティブインテンシティが強くなる傾向にあることが分かり、これは残響室の室形状と解析対象とした周波数が低いことから、軸波の影響を受けていることが原因であると予想された。

次に、この基準化アクティブインテンシティを入射条件の重みとして数値解析に反映し、拡散板が無いときの実測の残響室法吸音率と比較したところ、計算値と実測値は一致しなかった。しかし、拡散板を取り外すことによって実測に用いた残響室内の拡散性が悪化すると、そこで得られた残響室法吸音率の値が上昇するという傾向を、基準化アクティブインテンシティを用いた境界要素解析によって定性的に捉えることができた。本章ではアクティブインテンシティによる入射条件の把握方法の一例を提案したわけであるが、解析結果から、この方法の有効性の一端を示せたといえ、今後、入射条件の観察にアクティブインテンシティや瞬時インテンシティを用いることによって、より正確な把握が可能になると期待できる。