

2011 年度 修士論文

非拡散音場の室内残響に関する研究  
- 2 次元 FDTD 法解析による検討 -

Study on room reverberation of non-diffuse sound  
field, by using two dimensional FDTD-method  
analysis

楠井 尚貴

Naotaka KUSUI

2012 年 1 月 30 日

東京大学大学院 新領域創成科学研究科

社会文化環境学専攻

Institute of Environmental Studies,

Graduate School of Frontier Science, University of Tokyo



# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>5</b>
1.1	研究の背景 . . . . .	5
1.2	既往研究 . . . . .	8
1.3	本研究の目的 . . . . .	8
1.4	本論文の構成 . . . . .	9
<b>第 2 章</b>	<b>残響理論</b>	<b>11</b>
2.1	Sabine の残響理論 . . . . .	11
2.2	Eyring の残響理論 . . . . .	15
2.3	非拡散音場の残響理論 . . . . .	17
<b>第 3 章</b>	<b>波動音響解析</b>	<b>25</b>
3.1	波動数値解析概要 . . . . .	25
3.2	時間領域有限差分法 (FDTD 法) . . . . .	25
3.3	安定性と精度 . . . . .	28
3.4	境界条件 . . . . .	29
3.4.1	インピーダンス境界 . . . . .	29
3.4.2	Mur の吸収条件 . . . . .	32
3.4.3	Perfect Matched Layer . . . . .	34
3.5	音源条件 . . . . .	36
<b>第 4 章</b>	<b>平行壁間残響の数値解析</b>	<b>39</b>
4.1	基礎検討 . . . . .	40
4.2	壁面拡散を伴わない平行壁間残響に関する検討 . . . . .	50
4.3	壁面拡散を伴う平行壁間残響に関する検討 . . . . .	56

4.3.1	壁面間距離に関する検討 . . . . .	56
4.3.2	壁面長に関する検討 . . . . .	56
4.3.3	拡散体の吸音率に関する検討 . . . . .	59
4.4	まとめ . . . . .	62
<b>第 5 章</b>	<b>2次元矩形室残響の数値解析</b>	<b>63</b>
5.1	検討手法 . . . . .	63
5.2	壁面拡散を伴わない矩形室残響に関する検討 . . . . .	66
5.2.1	残響曲線に関する検討 . . . . .	66
5.2.2	残響時間の同定区間に関する影響 . . . . .	68
5.3	壁面拡散を伴う矩形室残響に関する検討 . . . . .	74
5.3.1	残響時間の同定区間に関する影響 . . . . .	74
5.3.2	拡散体の吸音率に関する検討 . . . . .	86
5.3.3	端部回折の影響 . . . . .	88
5.4	まとめ . . . . .	94
<b>第 6 章</b>	<b>総括</b>	<b>95</b>
<b>付録 A</b>	<b>修士論文概要</b>	<b>97</b>
<b>付録 B</b>	<b>発表論文</b>	<b>99</b>
B.1	発表論文リスト . . . . .	99
<b>参考文献</b>		<b>101</b>



# 第 1 章

## 序論

本章では，本論文のテーマに関する背景を説明し，研究の目的及び，本論文の構成について述べる．

### 1.1 研究の背景

近年，コンサートホール，映画館，録音スタジオ，リスニングルーム等の様々な音響施設の質は人々の文化的活動を支える面でますます重要になっている．また，音響施設に限らず講堂や教室，会議室，多目的ホール等の音声伝達が重視される空間でも，音響設計はよりよい空間を創出する上での，極めて重要なポイントの一つである．

室内の音響計画の目標は，使用用途に応じて変化するが一般に

- 1) 邪魔な騒音がないこと
  - 2) 言葉は明瞭に聞き取れること
  - 3) 音楽は美しく豊かに響くこと
  - 4) 室全体に音場の分布が一様であること
  - 5) エコー，フラッターエコー (鳴竜) などの音響障害などのトラブルがないこと
- などの条件を満たす必要がある．

通常，室内の音響状態はその室の壁面の性質によって大きく左右される．そのため，室内の音響設計を行う際には，室内音響に関する設計理論とその適用範囲，また壁面に用いる材料の性質をよりよく知ることの 2 つが非常に重要である．先に述べたような大小様々な

音響施設があるがその中でも音楽ホールなどの大きな空間かつ不整形な室形状の設計には統計音響理論と呼ばれる設計理論がよく用いられる。統計音響理論とは音場をエネルギー的に一様なものとして捉え室内の音響状態を統計的に求めた量を用いて評価するという理論で、例えば壁面材料の性質は吸音率という統計量で評価していく。計画の物理的ベースとなる音場の予測は、非常に重要な課題であり、室形状・配置の検討段階、壁面などの部材形状・特性・配置計画といった各段階において大変有用であり、代表的指標である残響時間で評価される事が多い。この統計音響理論を Sabine が、残響時間や拡散音場という概念を用いて提案してから 100 年近く経っている。

拡散音場とは、

- ・音場内のどの点でもエネルギー密度が一定
- ・全ての方向から、等しい確率で音波が入射する

という性質を持つ。理想的な拡散音場の中では、ある壁に音波があらゆる方向からランダムに入射することになる。ただし拡散音場は音波の波動性を考慮していないため、拡散音場の仮定によって実空間を模擬するには限界がある。この理想的な音場を模擬した、建築材料の音響特性測定時等に使用される残響室では、音の入射条件がランダムになる様に不整形にされることが多く、残響室法吸音率の測定方法 [1] では、室容積 200[m<sup>3</sup>] 程度が推奨されている。この残響室法吸音率の測定では、試料端部への回折現象で生じる面積効果 [2] による性能の過大評価や、床面に 10[m<sup>2</sup>] 程度配置される吸音材の影響による拡散不足による過小評価 [3] が含まれ、音場の拡散度合による測定誤差は無視できない。吸音面が偏材する場合や、一般的な矩形室では伝搬する音の波長に比べて室寸法が十分に大きいと見なせず、上記の統計的な扱いが出来る拡散音場の仮定に当てはまらない。室の固有振動がまばらに分布する低音域では、個々の周波数を波動的に把握する必要がある。特に床一面や天井一面を吸音性にした場合、中高音域での残響時間が Sabine やその修正式である Eyring の残響予測式の値より著しく長くなることが知られている。これは、鏡面反射性の強い中高音域で反射性平行壁面で多重反射を行うためであり、これによる音場の明瞭度を低下させるフラッターエコーなどは音響障害として発生させてはいけない。これらの主な原因は、室アスペクト比や吸音面配置・壁面形状などの室仕様による拡散不足であり、建築的負荷の大きい室仕様の変更よりも壁面材料・形状の変更による比較的軽微な配慮で行われることが望まれる。そこで多重反射する壁面に吸音材の配置や・音波が吸音面に入射するように拡散体を設置することが有効である。

この拡散体の研究は、まずエコー防止を目的とした石井の実験が挙げられる。その設計指針が牧田 [4] により示された。そして拡散体の音響拡散性能を示す評価指標として、一つは全方向に対してどれだけ均一に反射波が散乱したかという反射指向特性の均一性の程度であり、もう一つは鏡面反射波以外にどれだけ反射波が散乱したかという散乱エネルギーの割合である。

前者に関しては、L.Rayleigh[5] による一次元周期正弦波形状の基礎理論をもとに、藤原ら [6] によって音波散乱特性の解析が行われ、拡散体の音波散乱効果を測る指標として拡散度  $D$  が提案され [7] 近年も研究が行われている。

後者においては、Vorlander *et al.* [8] や E.Mommertz[9] によって、乱反射率 (Scattering Coefficient) が定義された。乱反射率は壁面拡散性能として ISO[10] に採択されており、商用の室内音響解析ソフトにも導入が行われている [11]。

そこで、拡散音場が成立しない音場や拡散体設置がおこなわれた室内音場の高精度な予測を行う必要がある場合は、近年の計算機環境の進展も拍車をかけ、数値解析手法が用いられている。

この数値解析手法は a) 大がかりな実験施設が不要、b) 設計変更への対応が容易、c) 理想的な条件での検討が可能などのメリットがあり、音響分野では、波動音響解析と幾何音響解析手法に大別される。波動音響解析は、有限要素法 (Finite Element Method:FEM)、境界要素法 (Boundary Element Method:BEM)、有限差分法 (Finite Difference Method:FDM) に代表されるものである。これらはいずれも波動方程式の近似解法であり、理論的に波動性を考慮したものであることから、空間領域・時間 (周波数) 領域における高精度の予測が原理的に保証される。一方、先述の乱反射率の導入も行われているのが、実務においてよく使用される鏡像法や音線法に代表される幾何音響的解析である。これらは音の波動性は考慮せず、エネルギーの伝搬行程を幾何学的に取り扱う手法である。従って、波動音響的手法に比べて厳密性には欠けるものの、あまり多くの計算機資源を必要とせず、計算時間も非常に短いことから大規模空間を対象とする場合に現実的な手法として広く使われている。どちらの手法も一長一短で、波動音響解析は波動性を考慮した材料の物理指標の算出や反射音構造等に適すが、コンサートホールなどの大規模空間では、基本計画段階での検討や各種指標の算出には幾何音響的手法が大変有用である。

しかしながら、数値解析的に室の音響特性を予測することは、音響解析ソフトの導入や、さらには室形状や材料特性の詳細な入力が必要なため、音響設計初期段階では、拡散音場上で成立する予測式は、見通しの良さから大変有用である。しかし、設計される室仕様においては、拡散音場に当てはまらず、予測値と実測値の間に大きな乖離を生じる可能性

がある。よってあらゆる室仕様に対応できる室内音響設計スキームの確立が必要である。

## 1.2 既往研究

残響時間の予測として、先述の Sabine[12] による残響理論や、その一修正である Eyring[13] による残響理論が用いられている。しかし、通常の室は波長に比べて室寸法が十分に大きいと見なせない場合も多く、室形としても直方体が一般的で拡散音場と見なせない場合が多い。また屋外では、駅のプラットフォームや、トンネル内、高層ビルの間なども同様に拡散条件を満たしていない。

矩形室の音場に関する Morse 及び Bolt[14] の波動理論による取り扱いは拡散音場の残響理論の限界を示したが、取り扱いの煩雑さからあまり活用されていないのが現状である。そこで平田 [15] は、幾何音響理論における拡散音場を広義に解釈し、3次元・2次元・1次元の拡散音場と斜め波動、面平行波動、軸平行波動との対応関係から矩形室音場に関する波動理論の結果を幾何音響学的に表した。

一般的な矩形室は音響的な配慮を十分に行われずに設計される事も多く、音響障害を持った部屋が使用されている事も多い。例えば、一对の平行壁間の音場が卓越すると高音域の多重反射によるフラッターエコー、また室のアスペクト比による固有周波数の縮退や吸音の不足から、低音域で現れるブーミングなど、音響障害が発生して会話の明瞭性が著しく低下している場合が少なくない。これらは、吸音材や拡散体を設置することで改善が図られる。このような背景により、佐久間は乱反射率導入による非拡散音場の残響理論を提案している [16]。これは、平田の理論の音場分解に誤解釈が含まれる他、平均吸音率の取り扱いにも議論の余地がある為、これらを修正したものである。

## 1.3 本研究の目的

拡散音場の残響理論には適応範囲に限界があるため、各種拡張された残響理論の提案が行われてきた。本研究では、非拡散音場の残響現象の知見を波動音響解析により定量的に得る事を目的とし、同時に非拡散音場の室内音響設計スキームの確立を目指し、[16] による残響理論との対応関係及び適用範囲を明らかにする。

## 1.4 本論文の構成

- ・第1章では、研究の背景及び、既往関連研究を整理した上で、本研究の目的について述べる。
- ・第2章では、拡散音場を仮定した Sabine や Eyring の残響理論を述べた上で、本研究で検討する佐久間による残響理論を本研究で検討する2次元問題で再定式化する。
- ・第3章では、本研究に使用した波動音響的解析手法である時間領域有限差分法 (FDTD 法) の定式化について述べ、境界条件として、インピーダンス境界や、開口を模擬する Mur の吸収条件や PML(Perfect Matched Layer) 境界について述べる。また、音源の入力手法についても述べる。
- ・第4章では、1次元音場が卓越する2次元平行壁間の残響解析を行い、理論との対応及び、壁面拡散が及ぼす影響を検討する。
- ・第5章では、2次元矩形室残響について検討を行う。全面反射性の矩形室や4章同様の1次元音場が卓越する状況下における壁面拡散の影響を検討する。また理論との対応を検討する上で、残響時間の同定区間や吸音率・乱反射率の与え方についても検討を行う。



## 第 2 章

# 残響理論

本章では，残響理論の成り立ちを説明した上で，本研究で検討する 2 次元問題に佐久間の残響理論を再定式化する．

### 2.1 Sabine の残響理論

序章でも説明した拡散音場は，Sabine によって提案された概念で，波動性を考慮しない，幾何音響的に導かれる理想的なモデルである．即ち，拡散音場では，音場全体のエネルギーバランスを

$$W(t) - V \frac{E(t)}{\tau} = V \frac{\partial E(t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

と書くことが出来る．ただし  $V$  は室の容積， $W(t)$  は音源からの入力エネルギー， $E(t)$  は音場のエネルギー密度， $\tau$  はエネルギー減衰率である．過渡状態については  $W(t) = 0$  とすれば

$$-V \frac{E(t)}{\tau} = V \frac{\partial E(t)}{\partial t} \quad (2.2)$$

が得られ，

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dt}{\tau} \quad (2.3)$$

と変形し，両辺積分すると，

$$\ln E + \alpha = -\frac{t}{\tau} + \beta \quad (2.4)$$

が得られる。この式はつまり初期状態のエネルギー密度が指数減衰することを表している。ここでエネルギー密度が 100 万分の 1、つまり  $\frac{E}{E_0} = 10^{-6}$  となる時間を残響期間  $T$  として定義する。そうすると、残響時間とエネルギー減衰率との間に、

$$T = 6\tau \ln 10 \quad (2.5)$$

という関係式が得られる。このエネルギー減衰率は室固有のもので、室の特徴を表すものである。Fig.2.1 のように原点  $O$  から  $r$  離れたところに、ある微小体積  $dV$  を考える。音

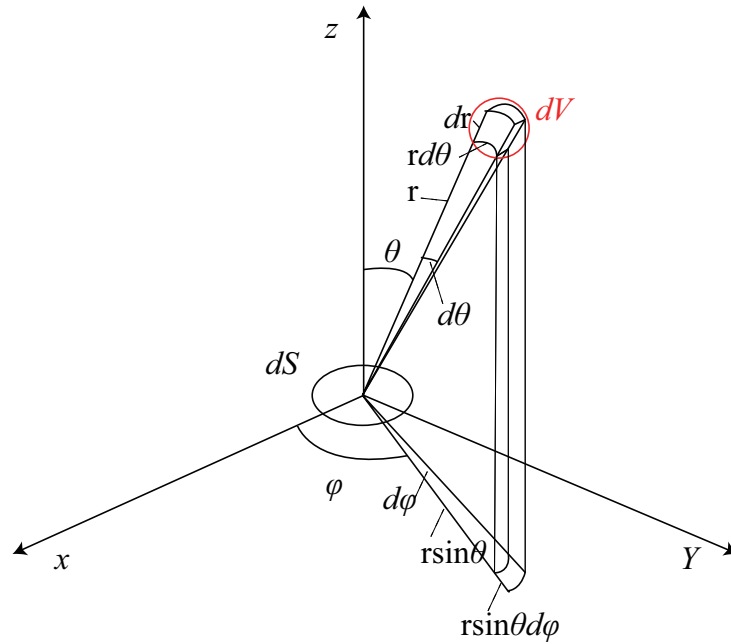


Fig. 2.1: Incidence to wall in diffusional field.

場が拡散しているものとしてエネルギー密度  $E$  とすると、微小体積に含まれるエネルギーは  $EdV$  であらゆる方向に伝搬する。微小面積  $dS$  に入射するエネルギーは実効面積を考慮して

$$dE = EdV \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} EdV \quad (2.6)$$



となる単位時間に  $dS$  に入射する全エネルギーは原点  $O$  を中心として、単位時間に音波が進む距離を考えて  $c[\text{m}]$  を半径とする半球内で  $E dV$  を積分すればよいので

$$E_i = \int_V \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} E dV \quad (2.7)$$

ここで、極座標で考えているので

$$dV = r d\theta r \sin \theta d\phi dr = r^2 \sin \theta d\theta d\phi dr \quad (2.8)$$

であり Eq.(2.7) に代入すると

$$E_i = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^c E \frac{dS \cos \theta}{4\pi r^2} r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi = \frac{EdS}{4\pi} 2\pi c \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (2.9)$$

$$= \frac{EcdS}{4} \quad (2.10)$$

が得られる。これは、拡散音場下では単位時間、単位面積あたり  $\frac{Ec}{4}$  だけのエネルギーが到達することを示している。ここで、ある壁面の平均吸音率をランダム入射吸音率  $\alpha_{st}$  として面積  $S_i$  の壁面で吸音されるエネルギーは

$$\frac{Ec}{4} S_i \alpha_{st} \quad (2.11)$$

である。同様に、全境界でそれぞれつなぎ合わせ、室内全体の平均吸音率  $\bar{\alpha}$  を導入すると、

$$\frac{Ec}{4} S_i \alpha_i = \frac{EcS\bar{\alpha}}{4} \quad (2.12)$$

と書ける。これをエネルギーバランスの式に代入すると

$$V \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{EcS\bar{\alpha}}{4} = -V \frac{E}{\tau} \quad (2.13)$$

となるため、エネルギー減衰率を

$$\tau = \frac{4V}{cS\bar{\alpha}} \quad (2.14)$$

と平均吸音率を含んだ形で求めることができる。残響時間との関係から

$$T = 6\tau \ln 10 = \frac{24 \ln 10 V}{cS\bar{\alpha}} \quad (2.15)$$

と変形でき,

$$T = \frac{KV}{S\bar{\alpha}} \quad (2.16)$$

T という残響時間, 平均吸音率の関係式が得られる. ただし,  $K$  は音速で変化する定数で通常  $K = \frac{24 \ln 10}{c} = 0.161$  として扱われる. こうして, 理想的な拡散音場モデルを考える事で, 室の情報を残響時間に代表させて理論展開することができる. この見通しの良さから, さまざまな測定理論が導かれ広く用いられる.

## 2.2 Eyring の残響理論

Savine の残響理論では、比較的吸音率の高いデッドな空間では残響時間と実測の乖離が大きい。そこで Eyring の残響理論では拡散音場の仮定を発展させ、室内音場を音源からの直接音と境界面からの反射音、つまり鏡像からの寄与、の和として扱う。反射音を音源の境界面に対する鏡像から放射されたものとして解釈している。

Eyring の残響理論においては、無限につづく反射は、無限に遠くまで鏡像が存在することを意味する。音源が停止すれば、すべての鏡像が停止するが受音点では、まず音源からの直接音が消え、次に近い鏡像からの伝搬音がなくなり、逐次近方の鏡像音源が消えていき段階的に減衰することになる。

Sabine が連続的に (指数) 減衰すると考えたのに対して、この点が異なる点である。

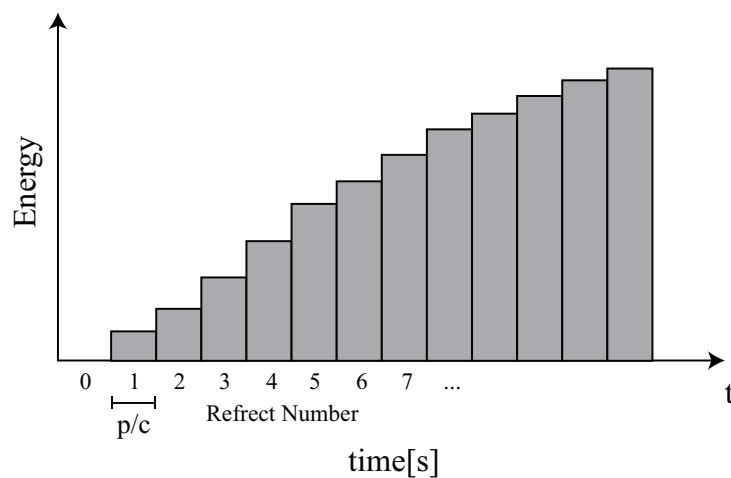


Fig. 2.2: The Image of growth curve of Eyring theory.

また Eyring は音がひとつの壁で反射し、次の壁で反射するまでの距離の統計的な平均値である平均自由行路を導入し、室内の音の反射音の強さを反射回数と吸音率で表した。すなわち平均自由行路を  $p$  とすると、一つの反射から次の反射までの平均時間は  $p/c[s]$  となる。その間に出力  $W$  の音源から発生するエネルギーは  $Wp/c$  である。壁の平均吸音率  $\bar{\alpha}$  を使用して、 $n$  回目の反射音の鏡像の出力は  $W(1 - \bar{\alpha})^n$  であるから、次の反射までの間に  $W(1 - \bar{\alpha})^n p/c$  のエネルギーを発生する。そこで  $n$  回目の反射音までを含む室内

の音響エネルギー密度は

$$E_n = \frac{1}{V} \left( \frac{p}{c} W + \sum_1^n \frac{p}{c} W (1 - \bar{\alpha}^n) \right) = \frac{Wp}{Vc\bar{\alpha}} \left( 1 - (1 - \bar{\alpha})^n \right) \quad (2.17)$$

定常状態の音響エネルギー密度を  $E_0$  とすると,  $n \rightarrow \infty$  として  $(1 - \bar{\alpha})^n \rightarrow 0$  なので

$$E_0 = \frac{Wp}{Vc\bar{\alpha}} \quad (2.18)$$

これは Eq.(2.11) Eq.(2.12), 定常状態のエネルギー密度と対応して

$$\frac{Wp}{Vc\bar{\alpha}} = \frac{4W}{cS\bar{\alpha}} \quad (2.19)$$

ゆえに平均自由行路は

$$p = \frac{4V}{S} \quad (2.20)$$

これは, 壁で反射した音が次の反射で壁に入射するまでの距離は, 一つ一つの反射音それぞれで異なるが, その統計平均的な距離は室形状に関係なく, 室容積と表面積だけから定まることを表している. 吸音率ともに重要な物理量である.

## 2.3 非拡散音場の残響理論

### 鏡面反射による残響

Fig.2.3 に示す矩形室内の点音源に対する鏡像音源配列を想定し，受音点から等距離にある微小区間の音源個数，音源からの距離減衰，壁面反射時の吸音を算定すると，定常状態  $t=0$  で音源出力を停止した場合，鏡面反射のみによる室内音響エネルギー密度は次式で表される．

$$E_t^S(t) = \int_{ct}^{\infty} \frac{W}{2\pi cr} (1 - \alpha_t)^{\frac{r}{l_t}} \frac{2\pi r}{S} dr = \frac{W}{c} \frac{\pi}{L\alpha_{Et}} e^{-\frac{\alpha_{Et}}{l_t} ct} \quad (2.21)$$

ただし，

$$t \geq 0, l_t \approx l_r = \pi L_x L_y / 2(L_x + L_y), L = 2(L_x + L_y), \alpha_{Et} = -\ln(1 - \alpha_t)$$

$\alpha_{Et}$  は平行壁面間の交互反射を考慮した各方向壁面の乱入射吸音率  $\tilde{\alpha}_{x(y)}^r$  の面積加重平均であり，対向壁面各々  $x(y, z)$  の乱入射吸音率  $\alpha_{x(y)}^{r\pm}$  より次式で表される．これは Eyring の 2 次元理論と等価である．

$$\alpha_t = \frac{2(L_y \tilde{\alpha}_x^r + L_x \tilde{\alpha}_y^r)}{L} \quad (2.22)$$

$$\tilde{\alpha}_{x(y)}^r = 1 - \sqrt{(1 - \alpha_{x(y)}^{r+})(1 - \alpha_{x(y)}^{r-})} \quad (2.23)$$

非拡散音場のため，対向壁面の面積加重平均ではなく，反射率換算の相乗平均 [18] で，各壁面の反射回数割合が直交壁面間では確率論的分布，平行壁面間では決定論的分布に従うものとしている．

以降では平田の理論と同様に，1 次元音場に寄与する  $x, y$  軸近傍の音源群，2 次元音場に寄与する接線音源群に区別して残響を考える．

### 軸近傍音源の鏡面反射成分

$x$  軸近傍の鏡像音源として， $x$  軸正負方向から角度  $\pm\theta_{axy}$  以内に  $y$  方向壁面に擦過入射する音源群を想定する (Fig.2.4)．入射角は室内  $y$  方向に対して鏡像音源からの行路差が  $1/4$  波長 (位相差  $\pi/2$ ) 以下であり，波動論として軸波に寄与する範囲を想定する．即ち，

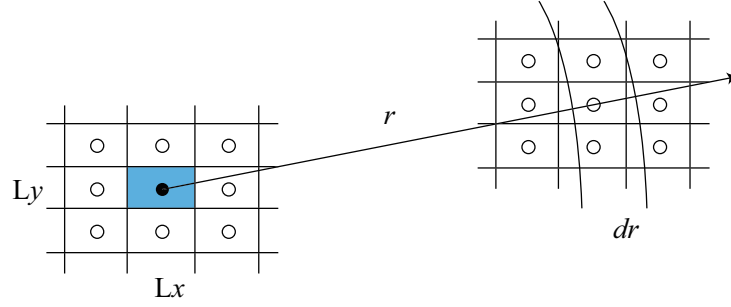


Fig. 2.3: Image of specular source.

行路差  $\Delta_{x(y)} \approx L_y \sin \theta_{axy} \approx L_y \theta_{axy}$  より各々次式が導かれる。これは平田が提案する  $\theta$  に比べ 1/4 の角度を想定している。

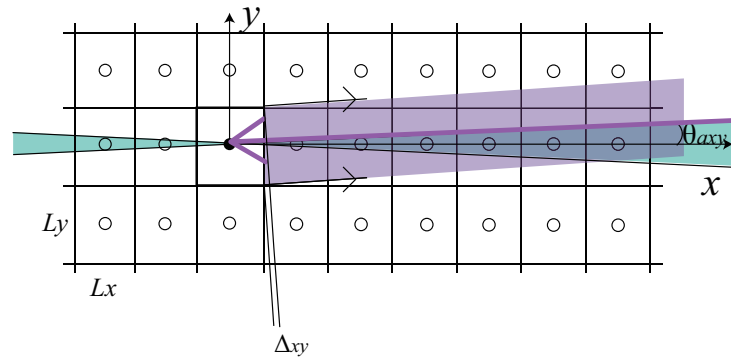


Fig. 2.4: Axial image sources for x axis in x-y plane

$$\theta_{axy} = \frac{\pi c}{2\omega L_y} \quad (2.24)$$

上記入射角において、単位時間当たりの  $x$  方向壁面の反射回数  $N_{ax} \approx c/L_x$ ,  $y$  方向壁面については方向壁面の反射回数  $N_{axy} \approx c\theta_{axy}/L_y$  より、 $y$  方向壁面については、軸近傍音源群の平均反射回数  $\bar{N}_{axy} \approx c\theta_{xy}/2L_y$  となり、軸近傍音源群の平均自由行路は次式で表される。

$$l_{ax} \approx 1/(1/L_x + \theta_{axy}/2L_y) \quad (2.25)$$

Eq.(2.21) 同様に、軸近傍音源の残響を考えると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}
E_{ax}^s(t) &= \frac{2W}{c} \int_{ct}^{\infty} (1 - \tilde{\alpha}_x^n)^{\frac{r}{L_x}} (1 - \tilde{\alpha}_y^g)^{\frac{\theta_{axy} r}{2L_y}} \frac{2(2\theta_{axy})}{2\pi S} dr \\
&= \frac{2W}{c} \frac{c}{\omega L_y S} \int_{ct}^{\infty} (1 - \alpha_{ax})^{\frac{r}{L_x}} dr \\
&= \frac{2W}{c} \frac{c}{\omega L_y^2} \frac{1}{\alpha_{Eax}} e^{-\frac{\alpha_{Eax}}{L_x} ct} \quad (2.26)
\end{aligned}$$

ただし、軸波に対する鏡像音源の寄与を2倍(軸波と接線波のモード規準化係数の比)とし、1次元平均自由行路  $l_x = L_x$ ,  $\alpha_{Eax} = -\ln(1 - \alpha_{ax})$ ,  $\tilde{\alpha}_x^n, \tilde{\alpha}_y^g$  は、Eq.(2.23)により平行壁面間の交互反射を考慮した  $x$  方向壁面の垂直入射吸音率と  $y$  方向壁面の擦過入射吸音率であり、1次元音場換算の平均吸音率  $\alpha_{ax}$  は次式で表される。

$$\alpha_{ax} = 1 - (1 - \tilde{\alpha}_x^n)(1 - \tilde{\alpha}_y^g)^{\epsilon_{axy}} \quad (2.27)$$

ただし、 $\epsilon_{axy}$  は  $x$  方向壁面の平均反射回数に対する、 $y$  方向壁面の平均反射回数の比であり、次式で表される。

$$\epsilon_{axy} = \frac{\bar{N}_{axy}}{N_{ax}} \approx \frac{\pi c L_x}{4\omega L_y^2} \quad (2.28)$$

### 鏡面反射成分の残響

Eq.(2.21)には軸近傍音源の寄与が含まれる。それらの寄与を除いた上、各音源群の寄与を合計すると、矩形室の鏡面反射成分は次式で表される。

$$\begin{aligned}
E^s(t) &= E_t^s + E_{ax}^s + E_{ay}^s \\
&= \frac{W}{c} \frac{\pi}{L\alpha_{Et}} \gamma_t e^{-\frac{\alpha_{Et}}{L_t} ct} + E_{ax}^s + E_{ay}^s \quad (2.29)
\end{aligned}$$

$$\gamma_t = \left(1 - \frac{c}{\omega} \frac{L}{2S}\right) \quad (2.30)$$

即ち、鏡面反射成分の残響は接線方向音源群、2つの軸近傍音源群による計3つの指数減衰から構成される。

## 波動論との対応

鏡像法から導出した Eq.(2.29) は、波動論に基づくモード理論から導出する式と一致する。軸近傍音源の範囲を波数空間の固有モード分布から解釈すると (Fig.2.5), 軸波モードの支配領域を隣接する接線波モードの格子点との中間までとみなすと、波数によって角度範囲が次式で定まる。

$$\frac{\pi}{2L_{y(x)}} = k \sin(\theta_{axy}) \approx k\theta_{axy} \quad (2.31)$$

上式は、Eq.2.24 と一致し、波数空間の軸波モード領域が鏡像空間の軸近傍音源領域に対応するといえる。なお、平田の論文 [15] では、本報の理論に対して、軸近傍音源の角度範囲が異なり、吸音率は反射回数比の加重算出平均 (平行壁面間は算術平均) となっているため、最終的な理論式の残響減衰が異なってくる。

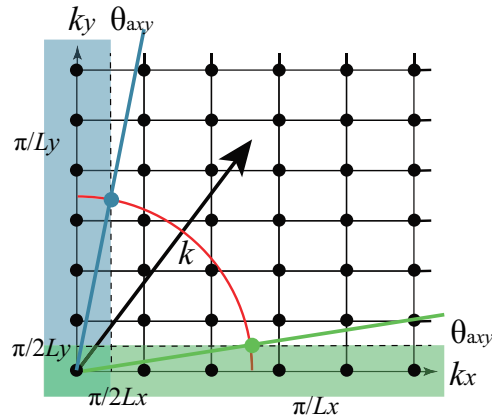


Fig. 2.5: Axial modes for  $x$  axis in  $k$ -space.

## 壁面拡散を伴う残響理論

壁面の乱反射率  $s$  を導入し、室内音響エネルギーを鏡面反射成分と拡散反射成分に区別して残響を考える。鏡面反射成分については、Eq.(2.29) の全ての吸音率に鏡面吸音率  $\beta = \alpha + (1 - \alpha)s$  を代入し、各種  $\tilde{\alpha}, \alpha_E, A, \hat{A}$  を  $\tilde{\beta}, \beta_E, B, \hat{B}$  に置換して導かれる。拡散反射成分については、鏡像音源からの壁面反射毎に鏡面反射成分の一部が転化し、その後



は2次元拡散音場として完全乱反射を繰り返すものとする (Fig.2.6). 鏡像音源から距離  $r'$  で転化する拡散反射成分を算定し, 音源から受音点の全行路で転化した成分を積分すると, Eq.(2.21) に対して次式が導かれる.

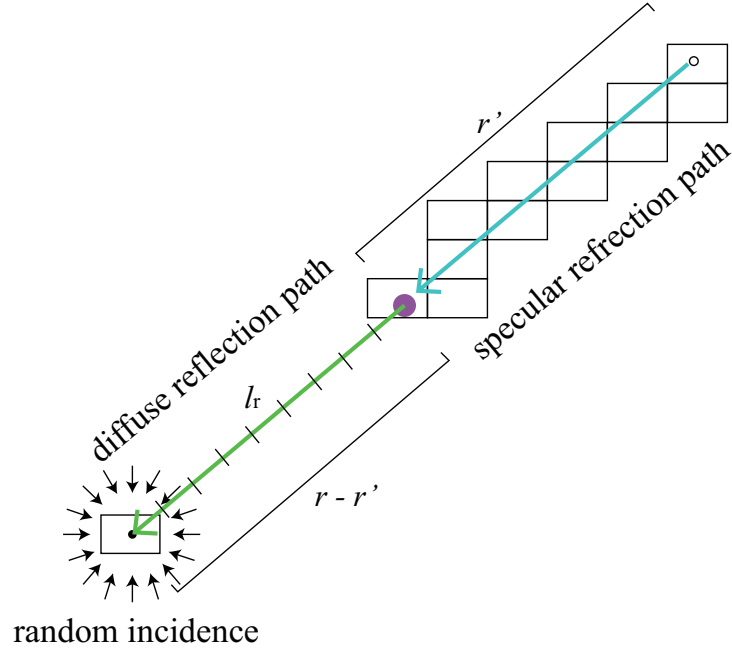


Fig. 2.6: Transition from specular to diffuse reflections.

$$\begin{aligned}
 E_t^D(t) &= \frac{W}{c} \int_{ct}^{\infty} \int_0^r (1 - \beta_t)^{\frac{r'}{l_t}} (1 - \alpha_r)^{\frac{r-r'}{l_r}} \frac{s_{Et} dr'}{l_t} \frac{dr}{S} \\
 &= \frac{W}{c} \mu_t \int_{ct}^{\infty} \left( (1 - \alpha_r)^{\frac{r}{l_r}} - (1 - \beta_t)^{\frac{r}{l_t}} \right) \frac{dr}{S} \\
 &= \frac{W}{c} \mu_t \left( \frac{\pi}{\alpha_{Er} L} e^{-\frac{\alpha_{Er}}{l_r} ct} - \frac{\pi}{\beta_{Et} L} e^{-\frac{\beta_{Et}}{l_t} ct} \right)
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

ただし,

$$\mu_t = s_{Et} / (\beta_{Et} - (l_t/l_r)\alpha_{Er}) \tag{2.33}$$

$\alpha_{Er} = -\ln(1 - \alpha_r)$ ,  $\alpha_r$  は乱入射吸音率の面積加重平均,  $s_{Et} = -\ln(1 - s_t)$  は Eq.(2.23) により平行壁面間の交互反射を考慮した各方向壁面の乱入射乱反射率  $\tilde{s}_{x(y)}^r$  より, 次式で与えられる ( $\tilde{r}_{x(y)}^r = 1 - \tilde{\alpha}_{x(y)}^r$ ).

$$s_t = \frac{L_y \tilde{r}_x^r \tilde{s}_x^r + L_x \tilde{r}_y^r \tilde{s}_y^r}{L_y \tilde{r}_x^r + L_x \tilde{r}_y^r} \tag{2.34}$$

### 軸近傍の拡散反射成分

軸近傍音源についても、前節と同様に拡散反射成分を考えると、 $x$  軸近傍音源の Eq.(2.26) に 対して次式が導かれる。

$$\begin{aligned}
 E_{ax}^D(t) &= \frac{W}{c} \int_{ct}^{\infty} \int_0^r (1 - \tilde{\beta}_x^n)^{\frac{r'}{l_x}} (1 - \tilde{\beta}_y^g)^{\frac{\theta_{axy} r'}{2L_y}} (1 - \alpha_r)^{\frac{r-r'}{l_r}} \frac{s_{Eax} dr'}{l_x} \frac{2(2\theta_{xy})}{2\pi S} dr \\
 &= \frac{W}{c} \frac{c}{\omega L_y S} \int_{ct}^{\infty} (1 - \beta_{ax})^{\frac{r'}{l_x}} (1 - \alpha_r)^{\frac{r-r'}{l_r}} \frac{s_{Eax} dr'}{l_x} dr \\
 &= \frac{W}{c} \frac{c}{\omega L_y S} \mu_{ax} \left( \frac{\pi S}{\alpha_{Er} L} e^{-\frac{\alpha_{Er}}{l_r} ct} - \frac{Lx}{\beta_{Eax}} e^{-\frac{\beta_{Eax}}{l_x} ct} \right) \quad (2.35)
 \end{aligned}$$

ただし、

$$\mu_t = s_{Eax} / (\beta_{Eax} - (l_x/l_r)\alpha_{Er}) \quad (2.36)$$

$s_{Eax} = -\ln(1 - s_{ax})$ ,  $s_{ax}$  は 1 次元音場換算の平均乱反射率であり、吸音率と同様、Eq.(2.23) により平行壁面間の交互反射を考慮した  $x$  方向壁面の垂直入射乱反射率  $\tilde{s}_x^n$  と  $y$  方向壁面の擦過入射乱反射率  $\tilde{s}_y^g$  より、Eq.(2.27) で与えられる。

### 拡散反射成分の残響

鏡面反射成分と同様、Eq.(2.35) には軸近傍音源の寄与が含まれる。それらの寄与を除いた上、各音源群の寄与を合計すると、矩形室の拡散反射成分は次式で表される。

$$E^D(t) = E_t^D + E_{ax}^D + E_{ay}^D \quad (2.37)$$

### 矩形室全体としての残響

鏡面反射成分と拡散反射成分を合計すると、接線方向、軸近傍音源はそれぞれ、

$$E_t(t) = E_t^S + E_t^D \quad (2.38)$$

$$E_{ax(y)}(t) = E_{ax(y)}^S + E_{ax(y)}^D \quad (2.39)$$

となり、これらを合計すると 2 次元平面の全エネルギー密度は次式で表される (Fig.2.7)。

$$E(t) = E_t + E_{ax} + E_{ay} \quad (2.40)$$

よって最終的に、矩形室の壁面拡散を考慮した残響は、鏡面反射成分と拡散反射成分を足し合わせた 4 つの指数減衰から表される。

## 計算例

### Conditions

$$Lx = 8, Ly = 10m$$

$$\text{freq} = 500Hz$$

$$\tilde{\alpha}_x^n = 0.05, \tilde{\alpha}_x^g = 0.95, \tilde{\alpha}_x^r = 0.07$$

$$\tilde{\alpha}_y^n = 0.95, \tilde{\alpha}_y^g = 0.11, \tilde{\alpha}_y^r = 0.87$$

$$\tilde{s}_x^n = \tilde{s}_x^g = \tilde{s}_x^r = 0.05$$

$$\tilde{s}_y^n = \tilde{s}_y^g = \tilde{s}_y^r = 0.05$$

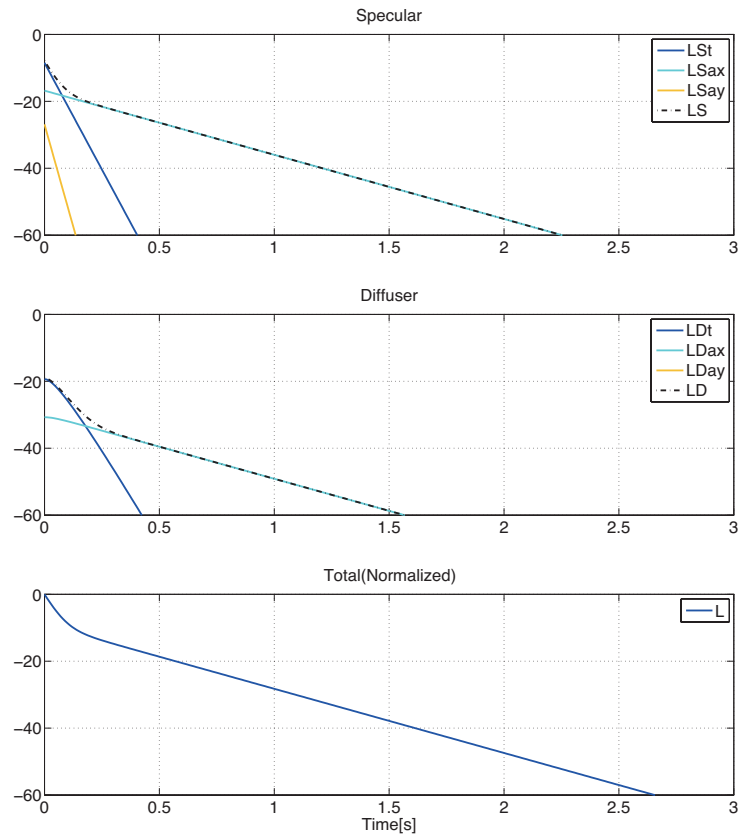


Fig. 2.7: Example of theoretical energy decay curves.



## 第 3 章

# 波動音響解析

### 3.1 波動数値解析概要

微分方程式の理論解は特殊な条件下でしか求まらない為、何らかの形で離散化を行い数値的に解く必要がある。時間領域の波動音響解析には

- (1) 時間領域有限差分法 (Finite-Difference Time-Domain method) 法
- (2) 有限要素法 (FEM)
- (3) 有限体積法 (FVM)
- (4) 境界要素法 (BEM)
- (5) Constrained Interpolational Profile 法 (CIP 法)

などが存在し、これまで音響の分野で研究が盛んなものとして時間領域有限差分法 (FDTD 法) が広く使われている。本論文では、残響現象に及ぼす影響を調べるため、時間領域の波動音響解析である FDTD 法を用いて研究を行う。そのため、FDTD 法の基礎理論に加え、音響解析時に必要な境界条件及び音源について定式化を行う。

### 3.2 時間領域有限差分法 (FDTD 法)

FDTD 法 (Finite-Difference Time-Domain method) はもともと電磁波の分野で発達した手法である。一般的に差分法とは、偏微分方程式の微分項を差分に置き換え、逐次時間積分を行う事で対象となる方程式の時間発展を計算していく手法である。FDTD 法では、Yee によって提唱された、リープフロッグ (蛙跳び差分) アルゴリズムを用い、空間・時間の二変数がずれたスタガードグリッドを用いる事で、差分法特有の数値振動を減少させ、

効率のよい中心差分を行う事が出来る。

そこで音響解析に FDTD を用いる場合には音圧・粒子速度を二変数として、以下に表す、圧縮流体の運動方程式、連続の式によって解析を行う。

$$\Delta p = -\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\Delta \cdot \mathbf{u} = -\frac{1}{\kappa} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

ここで、 $p$  は音圧、 $\mathbf{u}$  は粒子速度ベクトル、 $\rho_0$  は媒質 (空気) の密度、 $\kappa$  は体積弾性率であり、媒質の密度と音速  $c_0$  によって  $\kappa = \rho_0 c_0^2$  で表される。

Eq.(3.1) Eq.(3.2) を計算機上で演算する為に、有限の空間・時間で差分化するのだが、波動方程式の様に、進行波と後退波の両方含まれている解析には、後進差分・中心差分・前進差分の中で中心差分が主に使われている。そこで、Eq.(3.1) を 1 次元  $x$  軸方向の運動方程式として中心差分で近似すると、

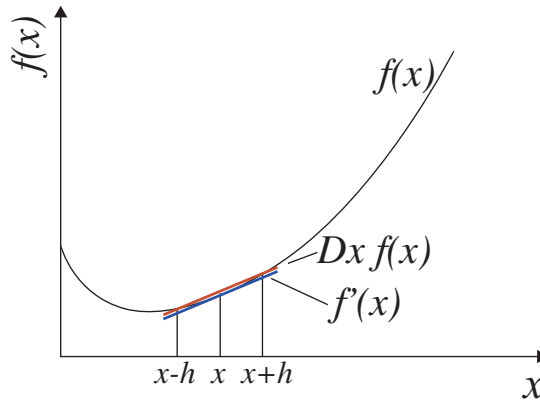


Fig. 3.1: The image of central differences.

$$\frac{p^n(i+1) - p^n(i)}{\Delta x} = -\rho_0 \frac{u_x^{n+1}(i+1) - u_x^{n+1}(i+1)}{\Delta t} \quad (3.4)$$

となる。ただし  $i$  は Fig.3.1 で表す空間インデックスで、時間インデックスを  $n$  として、

時間発展型に変形すると,

$$u_x^{n+1}(i+1) = u_x^n(i+1) - \frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta x} (p^n(i+1) - p^n(i)) \quad (3.5)$$

という差分式が得られ, 既知の音圧や粒子速度から  $\Delta t$  後の粒子速度が得られる. 連続の式に対しても同様にして,

$$p^{n+1}(i) = p^n(i) - \frac{\Delta t \kappa}{\Delta x} (u_x^{n+1}(i+1) - u_x^n(i+1)) \quad (3.6)$$

が得られ, これらを 3次元に拡張すると, Eq.(3.5) Eq.(3.6) は

$$u_x^{n+1}(i+1, j, k) = u_x^n(i+1, j, k) - \frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta x} (p^n(i+1, j, k) - p^n(i, j, k)) \quad (3.7)$$

$$u_y^{n+1}(i, j+1, k) = u_y^n(i, j+1, k) - \frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta y} (p^n(i, j+1, k) - p^n(i, j, k)) \quad (3.8)$$

$$u_z^{n+1}(i, j, k+1) = u_z^n(i, j, k+1) - \frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta z} (p^n(i, j, k+1) - p^n(i, j, k)) \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} p^{n+1}(i, j, k) = & p^n(i, j, k) - \frac{\Delta t \kappa}{\Delta x} (u_x^{n+1}(i+1, j, k) - u_x^n(i, j, k)) \\ & - \frac{\Delta t \kappa}{\Delta y} (u_y^{n+1}(i, j+1, k) - u_y^n(i, j, k)) \\ & - \frac{\Delta t \kappa}{\Delta z} (u_z^{n+1}(i, j, k+1) - u_z^n(i, j, k)) \end{aligned} \quad (3.10)$$

ただし,  $i, j, k$  はそれぞれ  $x, y, z$  軸方向の空間インデックス,  $n$  は時間方向のインデックスである. 境界条件においては後に述べるが, 計算機の中ではこの Eq.(3.8) Eq.(3.10) と境界条件によって時間発展を随時演算していくことになる.

### 3.3 安定性と精度

FDTD 法の取り扱う初期値問題では、計算の途中で発散したる、異常に振動したりすることがある。これらの原因としては、定式化に問題がある場合、時間離散幅と空間離散幅の比が適当でない場合がある、後者については、CFL 条件と呼ばれ、離散化格子系において時間離散幅  $\Delta t$  が、音波が隣り合う格子に伝搬するまでの時間幅より小さくなくてはならない [19]。すなわち 3 次元格子空間の場合、

$$\Delta t \leq \frac{1}{c_0} \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2} \quad (3.11)$$

という条件を満たさなければいけない。ここで、

$$\Delta t = \frac{\lambda}{c_0} \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2} \quad (3.12)$$

とする。このとき  $\lambda$  をクーラン数と呼ぶ。安定条件は、

$$\lambda \leq 1 \quad (3.13)$$

また、FDTD 法では、空間離散幅は計算する音波の周波数に応じて細かくしなければいけない。空間離散幅を小さくするほど精度は向上する。例えば、クーラン数を半分にすると計算時間は 3 次元問題で  $2^4$  で増加する。一般に計算対象上限周波数における波長の 10 分割から 20 分割程度で行われている。連続正弦波での検討では波長の 10 分割で誤差は数%程度で済むと知られている [20]。



### 3.4 境界条件

実際の音場の境界は、吸音材・開口・板・膜など様々な部材によって構成され非常に複雑であり、これらの境界条件を全て数値解析でモデリングを行うことは、困難かつ現実的ではない。位相的な特性などの差異を無視すれば、入射したエネルギーの吸収・透過するエネルギーの比率を表す吸音率を設定すれば、様々な状況に対応できる。

#### 3.4.1 インピーダンス境界

吸音率を持った境界を実現するためのもっとも簡単な手法は、吸音率と関係づけることができるインピーダンス境界条件を用いるものである。インピーダンスは音響系で使われる場合、音圧と粒子速度の比で定義される。この境界条件の特徴として、

- 1) 周波数軸上で、吸音率が一定である境界
  - 2) 境界付近の音圧と境界法線方向の粒子速度成分のみが作用する局所作用の仮定上で成立する。
- 1) については、[21][22] による音響系と等価なバネマス系を境界条件として導入することで、周波数によって異なる吸音率を与える手法も提案されている。

境界面において局所作用を仮定すると境界外向きの法線方向の粒子速度  $u_n$  は

$$u_n = \frac{p}{Z_n} \quad (3.14)$$

で表される。ただし、 $p$  は、境界面における音圧、 $Z_n$  は境界面のノーマルインピーダンスである。FDTD 法では、スタガードグリッドを用いている為  $u_n$  と  $p$  の定義点は時間・空間的に反グリッドずれている為、局所作用を厳密に成立させることは難しい。通常、境界面近傍の圧力  $p$  より境界面上の粒子速度  $u_n$  を求める。一般的にノーマルインピーダンス  $Z_n$  は位相特性も含まれた複素数の物理量であるが、通過位相特性を無視する事でノーマルインピーダンスの虚数成分を 0 とおき、実数で垂直入射吸音率  $\alpha_n$  とノーマルインピーダンス  $Z_n$  は以下の関係で表される。

$$Z_n = \rho_0 c \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_n}}{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}} \quad (3.15)$$

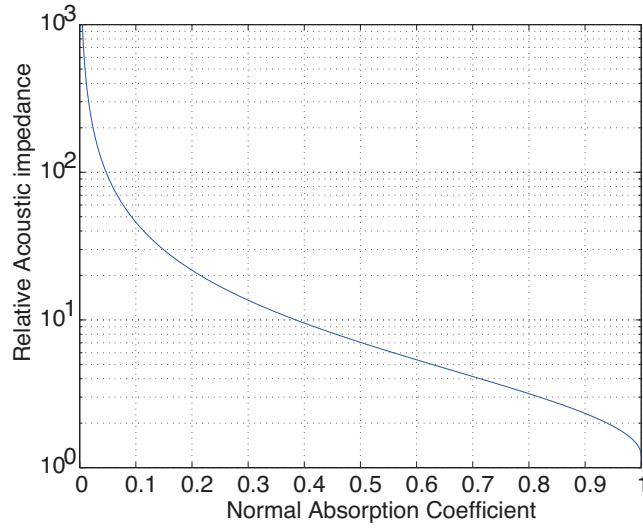


Fig. 3.2: The relation between absorption coefficient and impedance.

この関係を Fig.3.2 に示す．垂直入射吸音率は試料の法線方向から音が入射した時の吸音率であるため，あらゆる方向から音が入射するランダム入射時では吸音率が異なる．この場合の吸音率を統計入射吸音率と呼び，斜入射吸音率  $\alpha_\theta$  に局所作用を仮定して垂直入射吸音率  $\alpha_n$  から Eq.(3.17) を使用して算出できる [23]．この垂直入射と斜入射吸音率の関係を Fig.3.3 に示す．垂直入射吸音率  $\alpha_n = 1$  を除いて，擦過入射に近づくと吸音率が高くなるものの， $\theta = \frac{\pi}{2}$  で  $\alpha_\theta = 0$  となっている．この斜入射吸音率に対して入射角をあらゆる方向に対して積分し平均すると統計入射吸音率  $\alpha_{st}$  は以下の関係で表される．

これより垂直入射吸音率と統計入射吸音率の関係は Fig.3.4 のようになり  $\alpha_n = 1$  付近を除いて  $\alpha_{st} > \alpha_n$  である．

$$\alpha_\theta = \frac{4Z_n \cos \theta}{(Z_n \cos \theta)^2} \quad (3.16)$$

$$(3.17)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{st} &= \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha_\theta \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \theta d\theta} \\ &= 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha_\theta \sin \theta \cos \theta d\theta \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$= \frac{8}{Z_n} \left( 1 - \frac{1}{Z_n} \ln(1 + 2Z_n + Z_n^2) + \frac{1}{1 + Z_n} \right) \quad (3.19)$$

先述の通り FDTD 法では粒子速度と音圧の定義点が時間・空間的にずれている．そのため，厳密に局所作用を仮定できない為，垂直入射吸音率  $\alpha_n$  に 1 を与えても反射が発生する．その為，外部問題に FDTD 法を使用する際は，インピーダンス境界のかわりに Mur

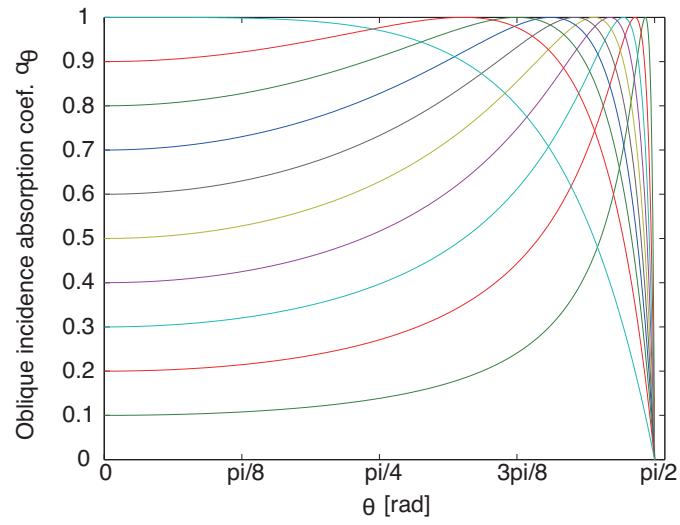


Fig. 3.3: The relation between oblique incident absorption coefficient and normal incident absorption coefficient.

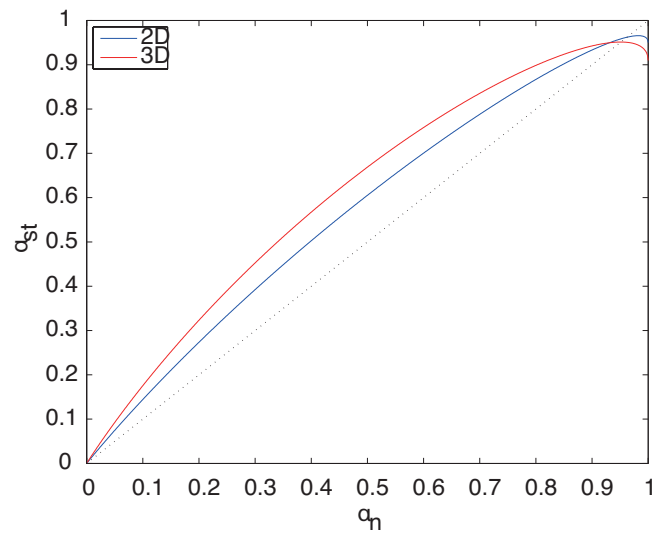


Fig. 3.4: The relation between static incident absorption coefficient and normal incident absorption coefficient.

の吸収条件 [17] が使われたり Berenger[24] の Perfect Matched Layer を使用する必要がある。以下では、その定式化を述べる。

### 3.4.2 Mur の吸収条件

FDTD 法では境界での差分精度が低いことから、インピーダンス  $\rho c$  を与えても無反射を実現できない。そこで Mur[17] によって提案された吸収境界条件がある。これは無反射境界を実現する為に考えられた手法で、比較的簡便に反射を小さくすることができるため、厳密に吸収条件を満たさなければいけない場合は、後述の PML(Perfect Matched Layer) が使用されるが、広くこの手法が使われている。ここでは、Mur の一次の境界条件について述べる。

壁面に入射する音波を平面波と仮定すると音圧の波動方程式は以下の式で表される。

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \quad (3.20)$$

この式を因数分解すると、

$$\left( \frac{1}{c} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial x} \right) \left( \frac{1}{c} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0 \quad (3.21)$$

この式の左辺第一項は  $x$  正方向への進行波、第二項は後退波を表す。ここで、 $x = i$  の境界において反射が起こらないためには、進行波のみ透過させ  $x$  負方向への波を抑えることが必要なので、

$$\left( \frac{1}{c} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0 \quad (3.22)$$

ここで、4 点の音圧から時間、空間の偏微分を中心差分すると、

$$\frac{(p_i^{n+1} + p_i^n)/2 - (p_{i-1}^{n+1} + p_{i-1}^n)/2}{\Delta x} - \frac{(p_{i-1}^{n+1} + p_i^{n+1})/2 - (p_{i-1}^n + p_i^n)/2}{c\Delta t} = 0 \quad (3.23)$$

これを時間発展形に整理すると

$$p_i^{n+1} = p_{i-1}^n + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} \left( p_{i-1}^{n+1} - p_i^n \right) \quad (3.24)$$

このようにして  $x = i$  同様に  $x = 0$  も実装できる．ここまで，Mur 1st の吸収条件 (Absorption Boundary Condition) について述べたが，この境界条件は垂直入射吸音ではよく吸音するが擦過入射では反射が生じる．そこで Mur 2st の ABC を使うと擦過入射の反射を改善できる．厳密に吸音を実現させたい場合は次に述べる PML を使用することも出来るが，アルゴリズム上演算数が膨大に増加するため Mur の吸収条件との使い分けが必要である．

### 3.4.3 Perfect Matched Layer

この手法は、Berenger らによって提案された、境界面に人工的な減衰項を設け無反射端を実現するもので広く使用されている。音響問題に適用する場合以下の式を離散化して解析を行う。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} + \sigma_x u \right) \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial p_x}{\partial t} = -\kappa \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\sigma_x}{\rho} p_x \quad (3.26)$$

これを Berenger の手法で 1 次元問題を離散化すると

$$u_{(i+1)}^{n+1} = \exp(-\sigma_i \Delta t) u_{(i+1)}^n + \frac{1 - \exp(-\sigma_i \Delta t)}{\rho_o \sigma_i \Delta x} (p_{(i+1)} - p_{(i)}^n) \quad (3.27)$$

$$p_{(i)}^{n+1} = \exp(-\sigma_i \Delta t) p_{(i)}^n + \frac{1 - \exp(-\sigma_i \Delta t)}{\sigma_i \Delta x} (u_{(i)}^n - u_{(i-1)}^n) \quad (3.28)$$

多次元問題では、粒子速度をそのまま拡張し音圧については変数を便宜上各次元に分離して計算を行う、即ち 3 次元問題では、

$$\frac{\partial p_y}{\partial t} = -\kappa \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\sigma_y}{\rho} p_y \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial p_z}{\partial t} = -\kappa \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\sigma_z}{\rho} p_z \quad (3.30)$$

$$p = p_x + p_y + p_z \quad (3.31)$$

の式を解くことになる。ここで粘性係数  $\sigma$  は、空気と吸音層の境界面での不連続性を防ぐため、空間の関数として空気層から離れるにしたがって大きくなるように与える。また、最終層の音圧は強制的に 0 とすることで、音場側へ再度向かう音圧を小さくできる。本研究では、PML 層内での粘性係数を以下のように二次関数的に与えた [25]。

$$\sigma = \sigma_{\max}(x - i_{\text{pml}})^2 \quad (3.32)$$

本研究で PML を使用する際は，PML 層は 20， $\sigma_{\max} = 27150$  という値を用いた．例に 1 次元問題で，音響管問題のような空気層長 1[m]+ 終端に PML を設置した解析例を Fig.3.6 に示す．始端に振幅 1 を与えた PML でのインパルスの反射波は，直接音から約-80dB の減衰を確認出来た．

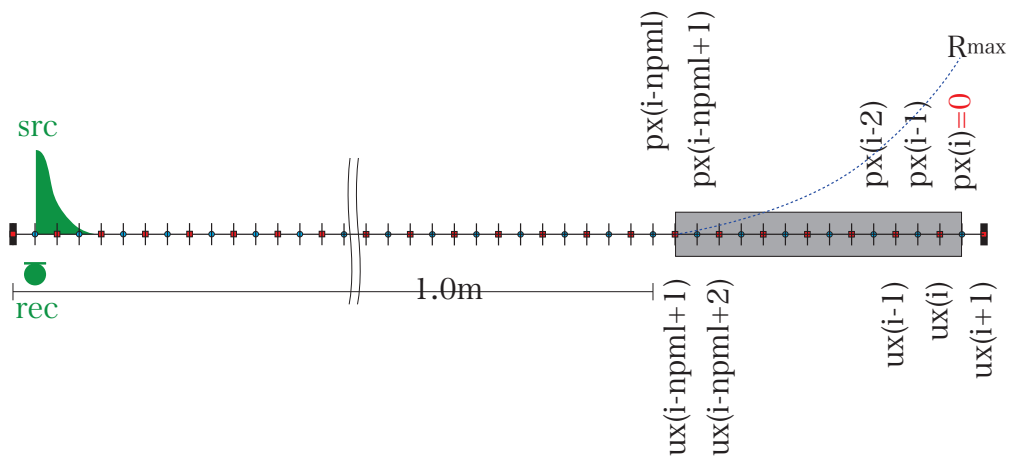


Fig. 3.5: 1-dimensional sound field under test.

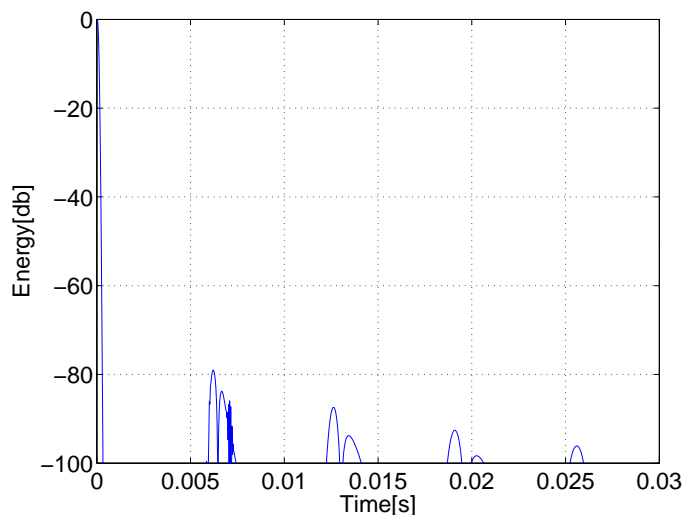


Fig. 3.6: The refraction waves by PML.

### 3.5 音源条件

時間領域有限差分法では、音源位置の要素に時間波形を時々刻々と与えることや、場の音圧の初期値を空間分布で与える事で、音源条件を与えることが出来る。

線形・時普遍的システムでは、インパルス応答がすべての情報を含むため、任意の入力波形をこれに畳み込むことでシステムの出力を得ることができる。そのため、インパルス応答を求めることが最も重要であるといえる。デルタ関数は以下の性質を満たすため、理想的なインパルスである。

- 1)  $x \neq 0$  の時  $\delta(x) = 0$
- 2)  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$
- 3)  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - t) dx = f(t)$

ただし、デルタ関数は強い不連続性を持つため、離散化手法で音源として用いる波動数値解析上で扱うことはできない。これに近い三角波を時間領域境界要素法では使用しているが、高周波で伝搬速度が遅れる数値分散の影響によって音源として用いることが難しい。

以上のような理由でデルタ関数を直接音源として用いることができないため、これを疑似する初期条件としてある程度滑らかなコサイン波やガウス関数を初期の空間分布として与える方法がよく用いられる。これらは音源の幅から規定される上限周波数以下では疑似



的なインパルスとして振る舞う。具体的には以下のような音源を用いることが多い。

1) コサイン波を音源として用いる場合

$$p(r) = \begin{cases} 0.5 + 0.5 \cos(\pi r/d) & (r \leq d) \\ 0 & (otherwise) \end{cases} \quad (3.33)$$

2) ガウス関数を音源として用いる場合

$$p(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{d^2}\right) \quad (3.34)$$

ここで、 $r$  : 音源からの距離 [m],  $d$  : 初期空間波形の幅を代表するパラメータ [m] である。音場解析では初期の粒子速度が 0 とすることが多い。コサイン波はその特性上高周波成分を多く含みエイリアシングが発生しやすいのに対し、ガウス関数は高周波成分が少ないことが知られているため [26] 本論文ではガウス音源を用いることにする。この音源は文献 [27] によると

$$p(r) = \frac{1}{2r}(r - ct) \exp\left(-\frac{(r - ct)^2}{d^2}\right) + \frac{1}{2r}(r + ct) \exp\left(-\frac{(r + ct)^2}{d^2}\right) \quad (3.35)$$

のように進行波と後退波に分離できるため、前者の進行波成分についてのみフーリエ変換することで以下のスペクトルが得られる。

$$F[p(r, t)] = \frac{\omega \sqrt{\pi} d^3}{2rc^2} \exp\left(-i\omega \frac{r}{c} - \frac{(\omega d)^2}{4c^2}\right) \quad (3.36)$$

この特性と、Fig.3.7 に FDTD 法で空間離散  $dx = dy = dz = 0.01[m]$ ,  $R = 3$ ,  $d = dx \times R$  で計算したものを示す。FDTD の計算対象周波数は波長の 1/10 1/20 分割が出来ている範囲の為、高周波で誤差が出ているもの、以下の様な特徴を持つ。

- 1) 低周波帯域では周波数に比例してスペクトル成分が参加する。
- 2) ピーク周波数以下では、急激に成分が低下するローパスフィルターの性状を示す。
- 3) ピーク周波数は初期空間波形の幅  $d$  に反比例する。

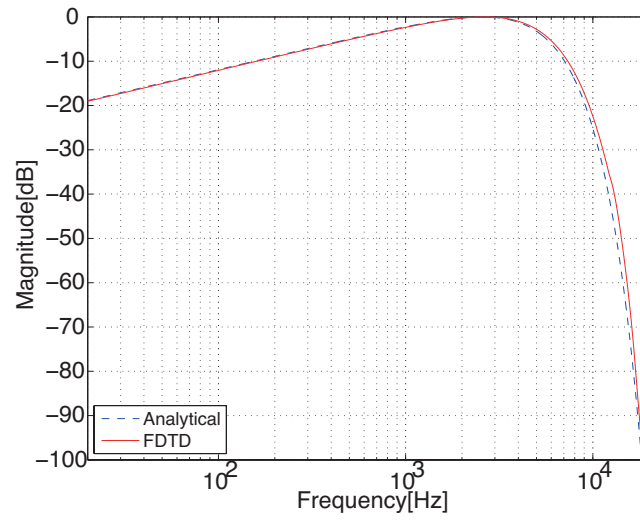


Fig. 3.7: The spectrum of gaussian source.

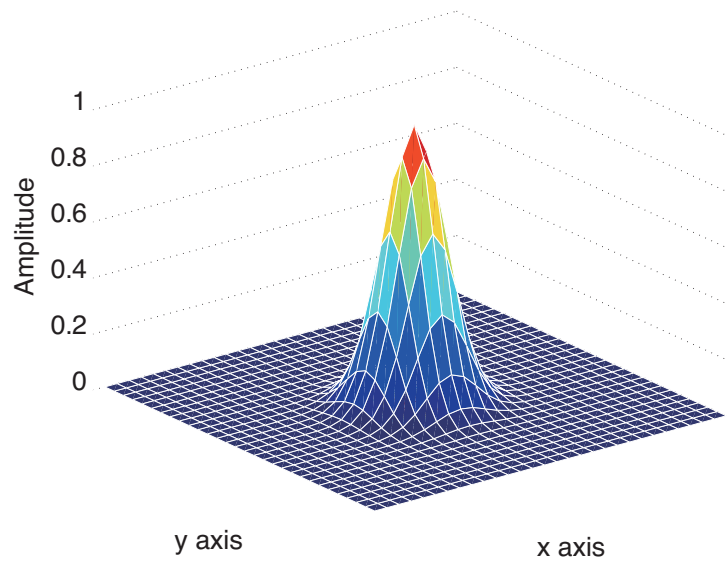


Fig. 3.8: An example of a spatial source.

## 第 4 章

# 平行壁間残響の数値解析

吸音面が偏在した室内においては，拡散音場が成立しない．そのため，残響時間の算出には Eyring や Knudsen の残響式を用いた場合に著しい乖離が発生する場合がある．特に床一面や天井一面を吸音性にした場合，中高音域での残響時間が残響式 Eq.(4.1) の値より著しく長くなることが知られている．これは鏡面反射性の強い中高音域では，反射性壁面間で多重反射を行い，単位時間あたりの衝突回数が拡散音場上より少なくなるためである．

この非拡散音場の最も極端なモデルとして，1次元音場が卓越する平行壁間が考えられる．この平行壁間残響の模型実験が土屋 [28] により行われているが，平行壁面背後の空気層の影響，模型精度，空気吸収，測定位置による測定される音響特性が異なる受音点系などの不確定要因が含まれている．そのため，精度の保証された数値解析の FDTD 法で数値実験を行い，理論式との対応関係を検討する．

平行壁面間を無限大壁面長と仮定すると，Eyring の 1次元残響式

$$T_{60} = 0.04 \frac{Lx}{-\ln(1 - \alpha_n)} \quad (4.1)$$

により表される．ただし， $Lx$  は平行壁面間距離， $\alpha_n$  は壁面の吸音率により考えられる．しかし，この Eq.(4.1) では無限大壁面が想定され，全周波数が 1 次元的残響を行うことになる．しかし，厳密には波長との関係で周波数特性を有するため，有限長の平行壁面間での予測を行うことができない．

そこで、平行壁面間の佐久間の残響式は、Eq.(4.1), Eq.(2.27), Eq.(2.28) を用いて下式で表すことができる。

$$T_{60} = 0.04 \cdot \frac{Lx}{\beta_{Eax}} \quad (4.2)$$

$$\beta_{Eax} = -(\ln(1 - \tilde{\alpha}_x^n) + \ln(1 - \tilde{s}_x^n) - \frac{cLx}{8f} \left( \frac{1}{Ly^2} \right) \ln(1 - \tilde{\alpha}_y^n) \quad (4.3)$$

$\beta_{Eax}$  第1項は垂直入射吸音で無限壁面長 ( $Ly$ ) を想定した Eyring の1次元残響式と等価である。第1, 2項で、乱反射率導入による鏡面吸音, 第3項は壁面入射に対する開口への擦過入射回数比に起因する擦過入射吸音である。よって、有限長を考慮した上式により、残響理論の Eq.(2.27) に示す1次元音場換算の吸音率を検討する。

## 4.1 基礎検討

基礎検討として、Fig.4.1, Tab.4.1 に示すモデルを設定した。室サイズは [28] を参考に  $Lx = 2.4, Ly = 3.6$ [m], 壁面の吸音率は、比較的剛な材料を想定して  $\alpha_x^n = 0.05, 0.01$  の2種類を検討する。

Tab. 4.1: Room conditions

Room	Lx	Ly	$\alpha_x^n$	wall type
Room 1	2.4	3.6	0.05	FF, DF, DD
Room 2	2.4	3.6	0.10	FF, DF, DD

非拡散音場では、音源位置、受音位置により観測される音響特性が異なる。よって、音源位置は対称性を利用して一定間隔に配置し、受音点は音場内の 40[mm] 毎の約 5000 点を設けた。また、拡散体設置による残響現象の影響を調べるため、壁面タイプは3種類用意した。

なお、本研究において行う FDTD では、空間離散 0.01[m], サンプリング周波数は 48151[Hz] で行う。これは 1/3oct. band において 2k[Hz] まで計算が行える空間離散であり、Eq.(3.11) より時間離散を決定した。また、応答の観測時間は、Eyring(1次元, 2次元) 残響時間の最大値  $\times 1.5$  倍の長さまで計算を行った。

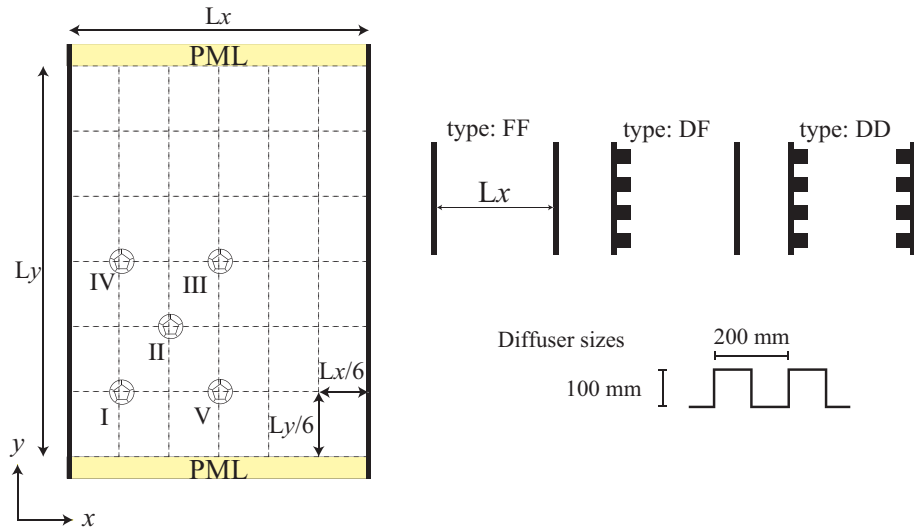


Fig. 4.1: Arrangement of source and wall patterns.

### 伝搬状況

Type FF の初期 30ms までの伝搬の状況を Fig.4.2 に示す．初期は円筒波的に広がるものの，壁面衝突により平面波的に伝搬していくことが認められる．

壁面拡散を伴う Type DF を Fig.4.3 に, Type DD を Fig.4.4 に示す．初期はともに，円筒波的に広がるが，Type FF に比べると，Type DF, DD は壁面により散乱されている様子が認められる．その度合いは両面拡散体を設置した Type DD の方が大きい．

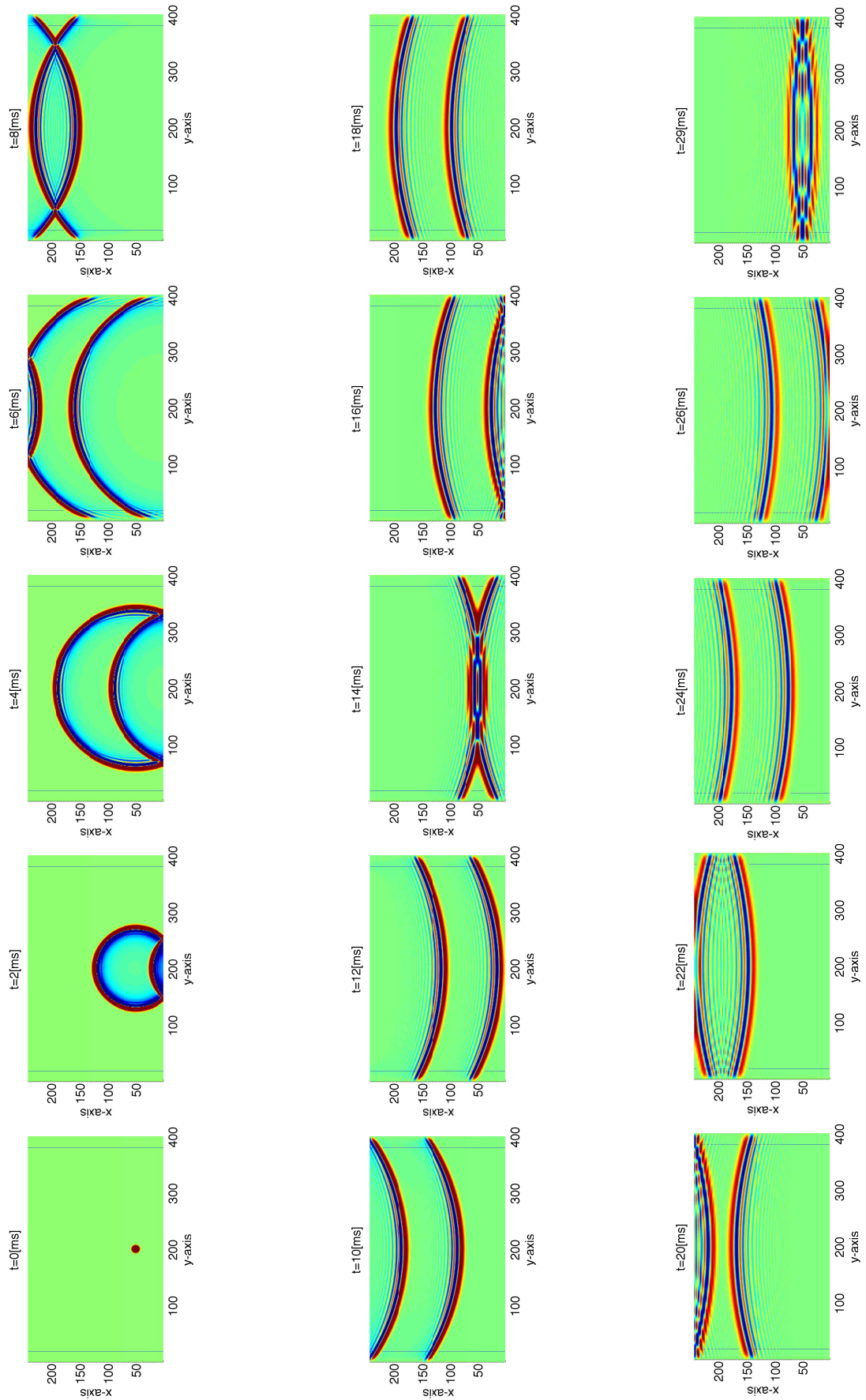


Fig. 4.2: Time series of sound spreading in early time, between flatboards.

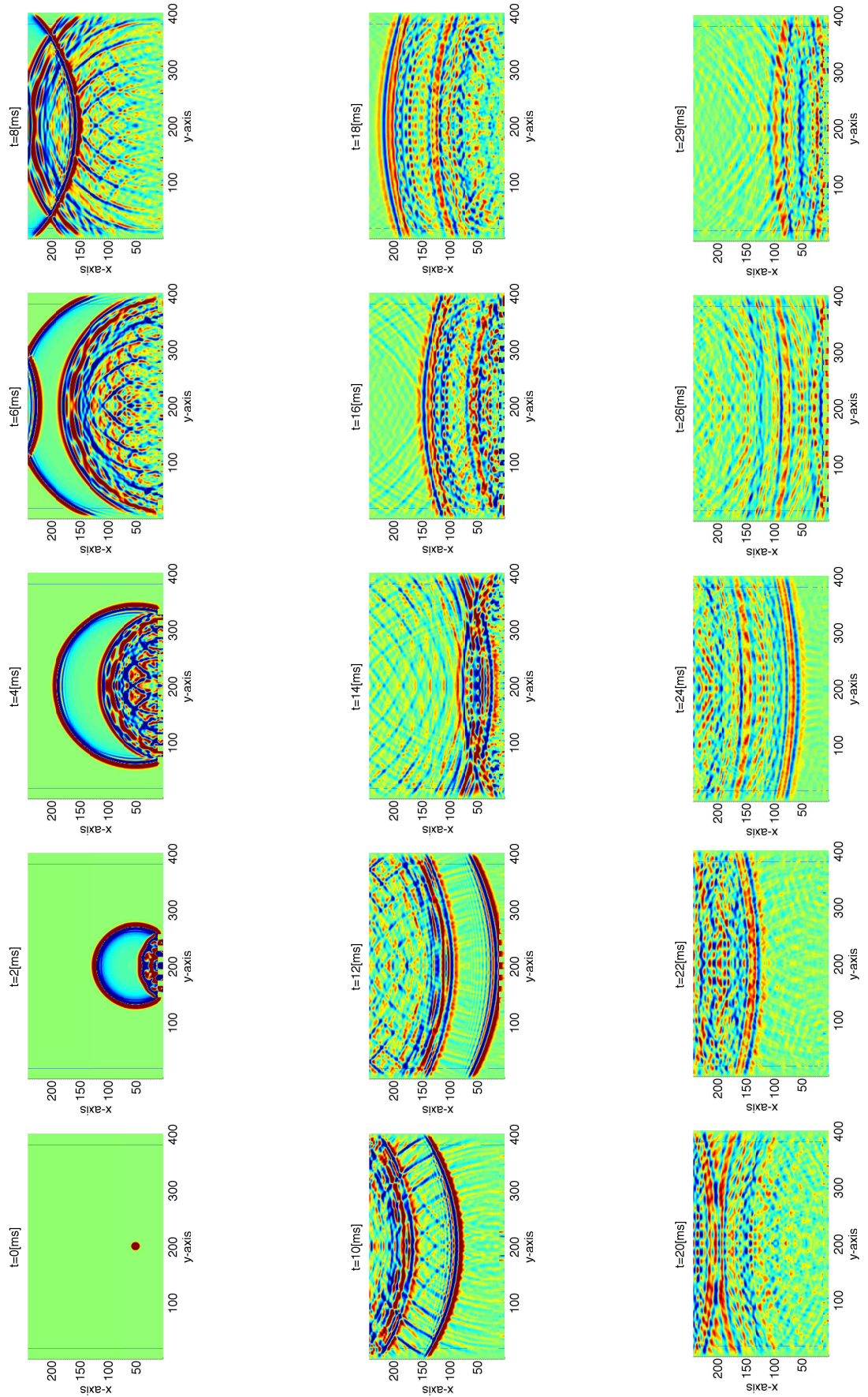


Fig. 4.3: Time series of sound spreading in early time, between flatboards and diffusers-boards.



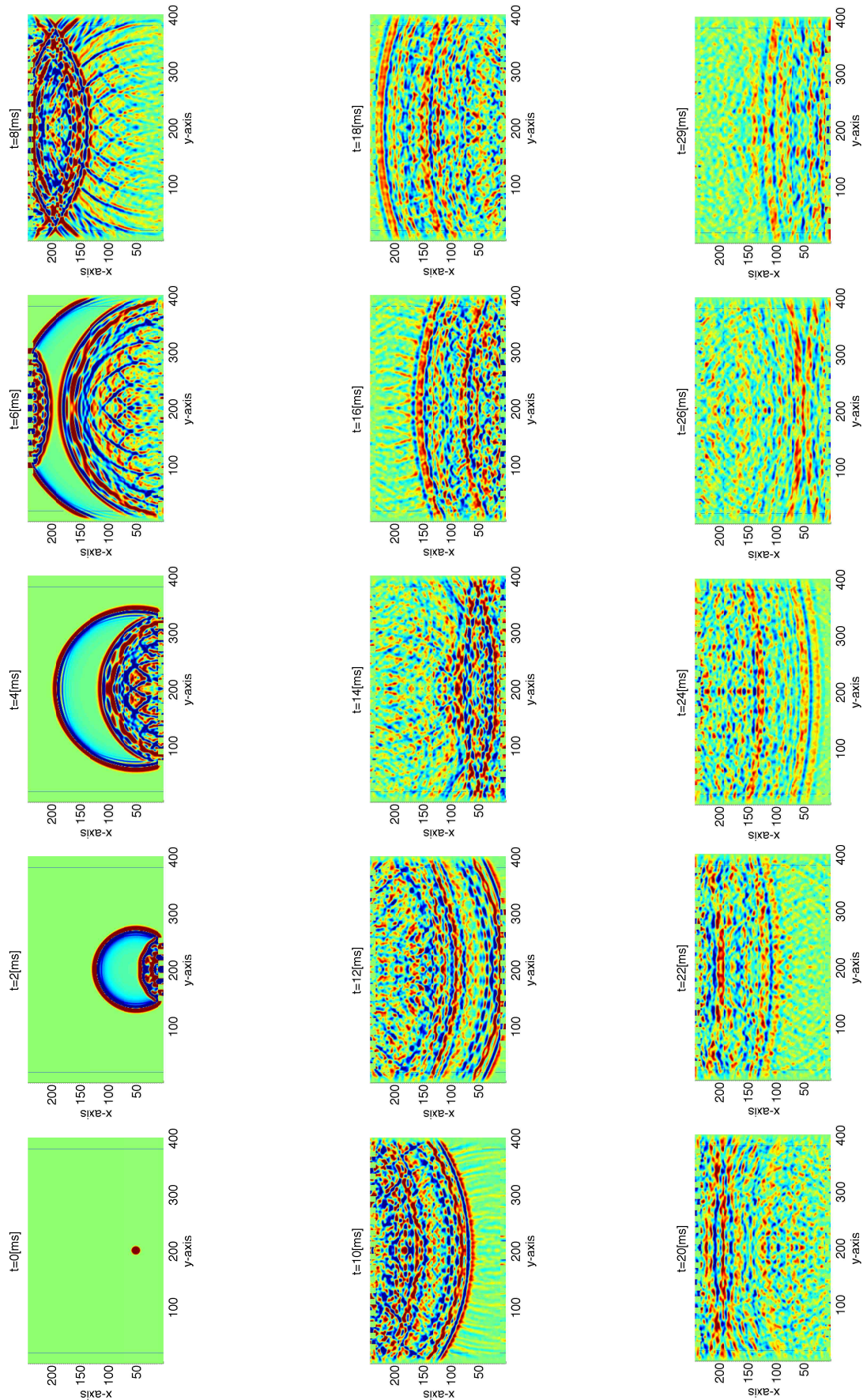


Fig. 4.4: Time series of sound spreading in early time,, between diffusersboards.



## 減衰曲線

Room 1, 平板対の Type FF, 音源位置 *IV* における 125, 500, 2000[Hz] の受音点毎のエネルギー減衰曲線群を Eyring によるものと併せて Fig.4.5 に示す. 125, 2000 [Hz] はそれぞれ Eyring の 2 次元減衰に対応した. これは低音域ほど開口側に回折するため 2 次元減衰を行い, 2000 [Hz] では壁面間の鏡面反射により減衰している.

黒太線でプロットした減衰曲線は全受音点エネルギー平均によるもので, 各受音点間とエネルギーレベルの差は確認されるものの減衰率は等しい結果となった.

この減衰曲線群より, 後期残響では 1 次元減衰を行っていることが確認できる. よって 1 次元残響 Eq.(4.3) と比較するために残響時間の同定区間を  $T_{30}(-30 \sim -60 \text{ dB})$  とする.

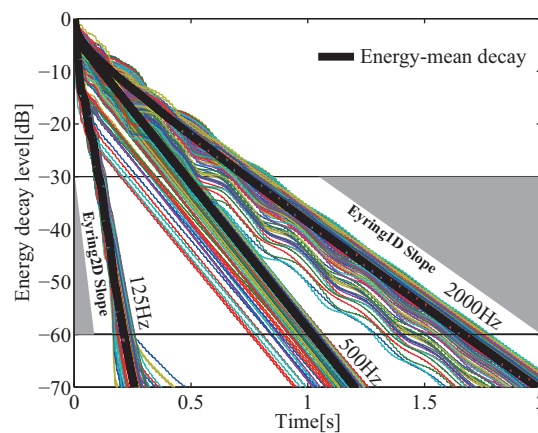


Fig. 4.5: Energy decay curves 125Hz, 500Hz, 2000Hz in 1/3 oct. bands (Case1, src4, model FF)

## 残響時間

Fig.4.6 に Room 1, Type FF, 音源位置 *IV* における室内平均エネルギーの残響時間, 各受音点の算術平均による残響時間及び標準偏差を示す. 両者は概ね一致した. 各受音点のばらつきは, 非拡散音場においても小さい結果となった.

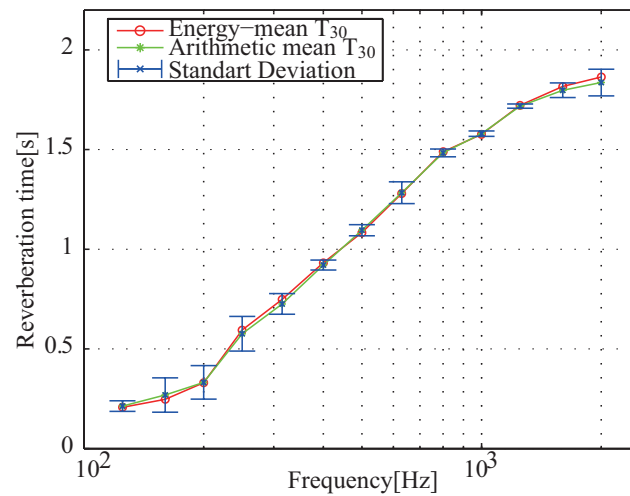


Fig. 4.6: Arithmetic mean and Energy mean Reverberation times with Standard Deviations. (case1,src4)

### 理論との比較

Fig.4.7 に Room 1, 2 の FDTD 法による解析結果の算術平均値と理論式による結果を示す。

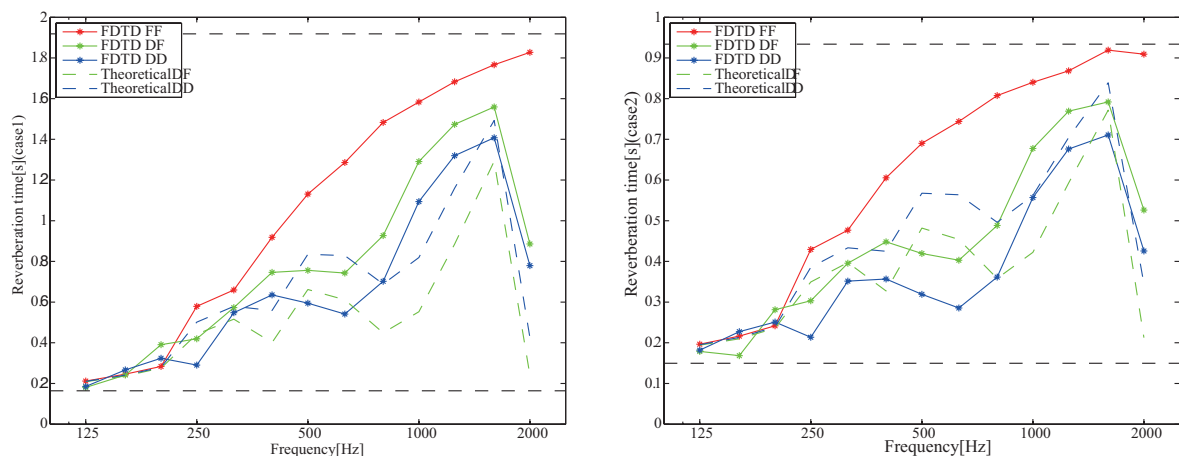


Fig. 4.7: Reverberation times, FDTD and theoretical in 1/3 oct. bands (case1, case2)

また、この理論値を計算する  $y$  方向の擦過入射吸音率は Type FF の残響時間から逆算し (Fig.4.9)。拡散体の垂直入射乱反射率は境界要素法による値を使用した (Fig.4.8)。

Fig.4.5 から推測できるが、Room 1, 2 の両者とも、Type FF では、高音域において Eyring

の 1 次元残響時間に漸近線的に近づく結果が得られた。壁面拡散を伴う Type DF, DD では、解析結果・理論値ともに残響時間が高周波数において短くなり、垂直入射乱反射率に対応する形でピークディップが生じている。

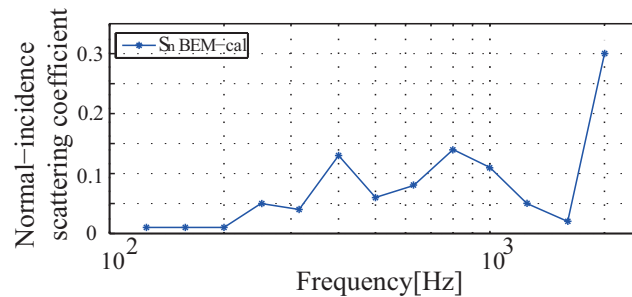


Fig. 4.8: Normal incidence scattering coef. in 1/3 oct. band.

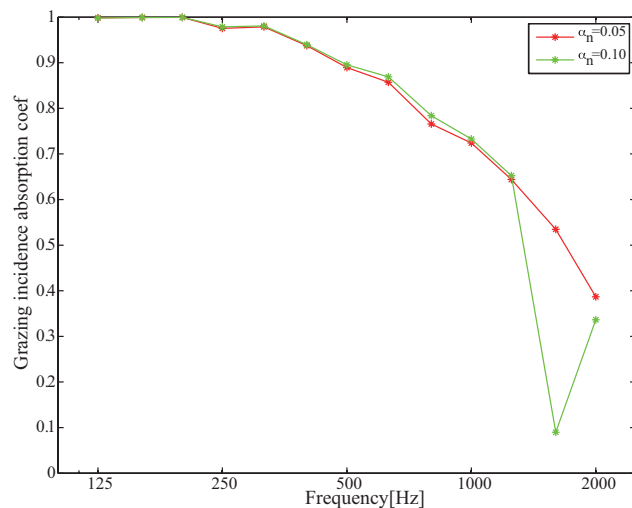


Fig. 4.9: Grazing incidence absorption coef. calculated from model FF's  $T_{30}$ .

### 音源点・受音点に関する検討

受音点を無数に設置した基礎検討では、標準偏差が示すとおり受音点系による誤差は小さいことが確認できた。実験、数値解析においても受音点数による負荷は大きいので、以下では受音点数・音源数を間引くこと試みる。

ここで、Room 1, Type FF において検討を行う。Fig.4.10 に示すモデルの様に約 5000 点の受音点から各軸方向に間引き誤差について検討を行った。半分に間引く回数を DF(Decimation factor) とし、 $DF=16 (=2^4)$  の 15 受音点による残響時間は、モード密度の

低い低音域ではオリジナルとの誤差が 10% を超えるものの、安定したモード密度がある高音域では残響時間の弁別域である 5% 以内の誤差で収まる結果が得られた (Fig.4.11).

次に、5 系統の音源点を 1 系統に減らし、オリジナルと比較した誤差を Fig.4.12 上部に示す。音源位置が壁面間距離 ( $Lx$ ) の中央側にある  $SRCI, II, V$  はモードが励起されにくい周波数が存在するため誤差が大きいと考えられる。そこで壁面 ( $Ly$ ) の中央かつ壁面近傍にある音源位置  $IV$  を選定する。受音点数を先述の 15 点に減少させた結果を Fig.4.12 下部に示す。その結果、音源位置  $IV$  受音点 15 点でオリジナルとの誤差が高音域で少ない結果が得られた。

本検討では、室サイズを固定して行ったが、残響時間に直接的に寄与する吸音率、壁面間距離 ( $Lx$ )、また壁面長 ( $Ly$ ) により、有限平板として平行壁面間で伝搬する周波数特性及び壁面拡散の影響を検討する必要がある。

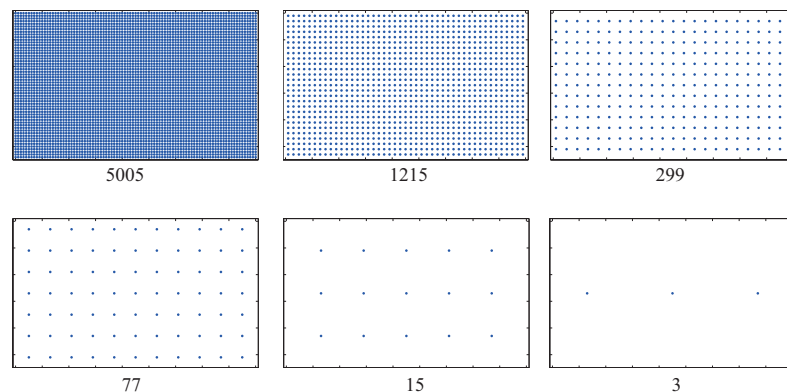


Fig. 4.10: Decimation models of rec points.

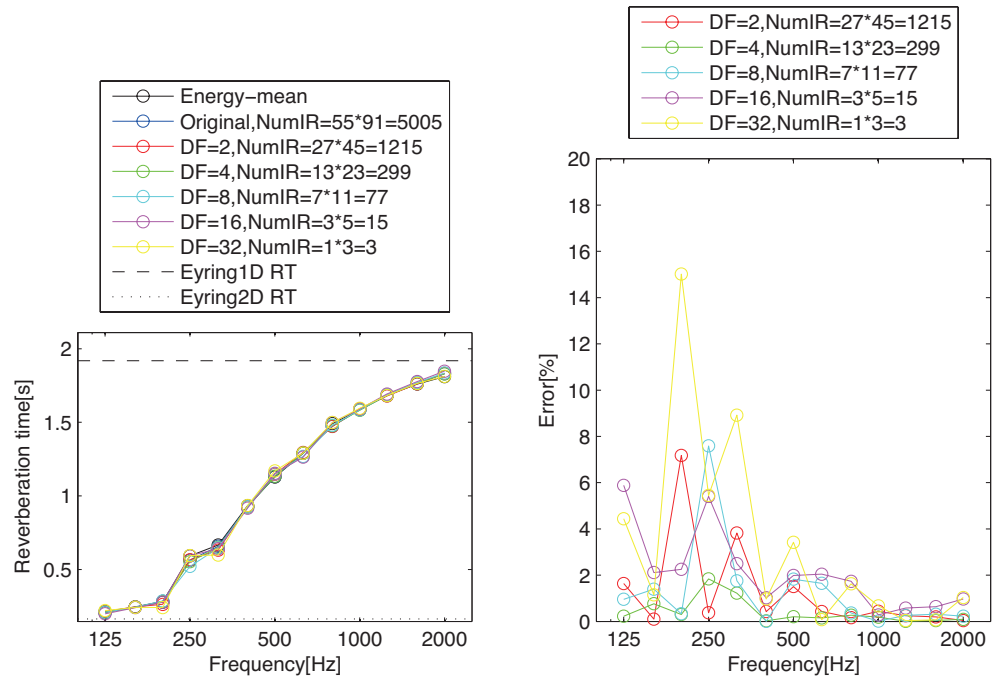


Fig. 4.11: An error of original and decimated rec points.

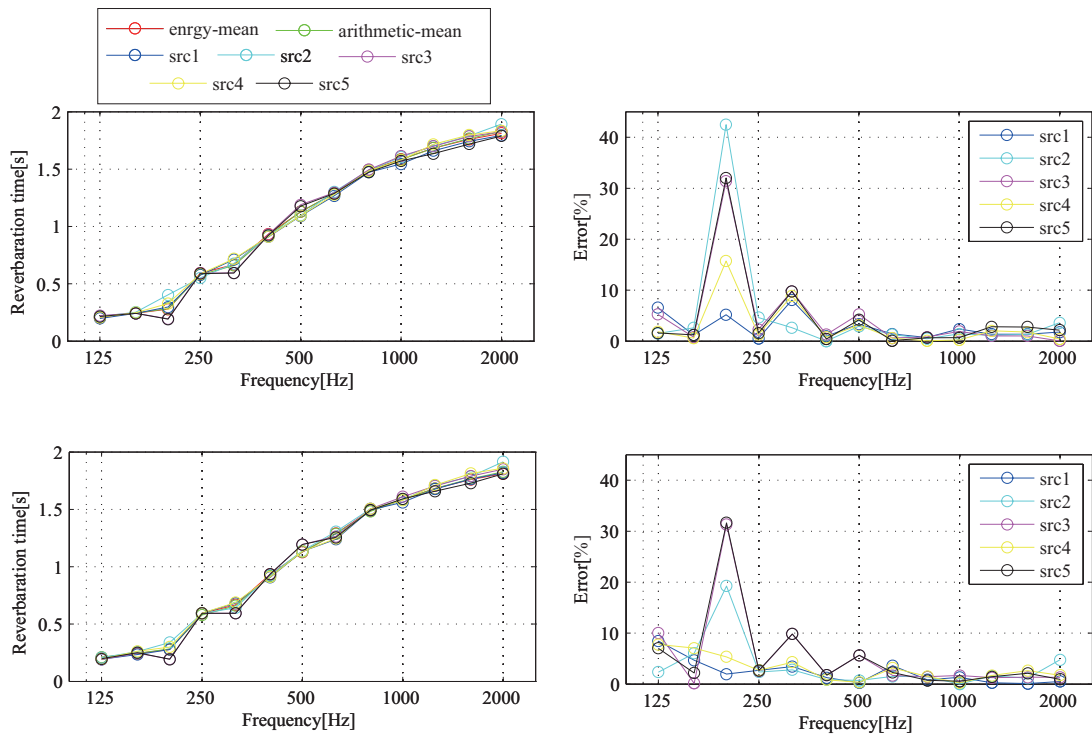


Fig. 4.12: An error of original and decimated SRC and rec points.

## 4.2 壁面拡散を伴わない平行壁間残響に関する検討

### 検討手法

音源・受音点の考察により以下の様なモデルで解析を行う Fig.4.13. 室条件は、は Tab.4.2 の組み合わせを行った. 室アスペクト比  $L_x:L_y$ ,  $L_y:L_x$  が, 1:1, 1:2, 1:4 の 9 通りの組み合わせ, 壁面吸音は 4 種類, 壁面拡散 3 種類の計 108 パターンを行った.

また, 残響減衰は各受音点間でエネルギーレベル差による影響を考慮して平均エネルギー減衰より  $T_{30}(-30 - 60[dB])$  で同定した.

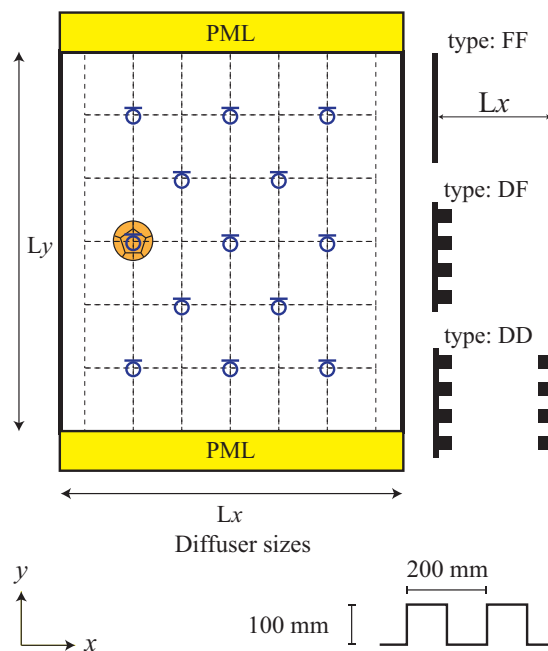


Fig. 4.13: Arrangement of source and receiving points, and wall types.

Tab. 4.2: Room conditions.

$L_x$	$L_y$	$\tilde{\alpha}^{n_x}$	Wall Type
4	4	0.025	FF
8	8	0.05	DF
16	16	0.10	DD
		0.20	

### 結果と考察

Fig.4.14 に、グラフ一覧の縦方向に壁面吸音率の変化 ( $\tilde{\alpha}_x^n$ ), 横方向に壁面間距離 ( $Lx$ ) 変化, 各グラフに壁面長 ( $Ly$ ) 毎の値を示す. また, Eyring の 1 次元残響時間を点線で示す. 同様に, Fig.4.15 に、グラフ一覧の縦方向に壁面吸音率の変化 ( $\tilde{\alpha}_x^n$ ), 横方向に壁面長 ( $Ly$ ) 変化, 各グラフに壁面間長 ( $Lx$ ) 毎に示す. この二つのグラフから  $Ly$  が長いもの, もしくは壁面間距離 ( $Lx$ ) の値が小さいものほど 1 次元残響時間に近似することが確認できる.

次に, Fig.4.16 に、グラフ一覧の縦方向に壁面長 ( $Ly$ ) 変化を, 横方向に壁面間距離 ( $Lx$ ) 変化を, 各グラフに壁面吸音率 ( $\tilde{\alpha}_x^n$ ) 毎に示す. この結果からは, 壁面吸音率 ( $\tilde{\alpha}_x^n$ ) が高いもの程 1 次元残響時間に低音域から近似することが分かる. これは, 壁面の吸音率が高いものほど壁面衝突による減衰が支配的で, 開口の擦過入射による影響が小さいためと考えられる.

これらの関係から, 残響時間の最大値を支配するものとして  $Lx$ , 残響時間の周波数特性を支配するものとして  $Ly$  のそれぞれで基準化すると, 吸音率毎に残響時間をまとめることが出来る (Fig.4.17). グラフ内の左から  $Lx:Ly$  のアスペクト比が, 1:4, 1:2, 1:1, 1:2, 1:4 となっている. これは, 室アスペクト比, 求める残響時間から壁面の吸音率を調整するツールとして, Eyring の 1 次元残響式では得られない周波数特性を含む平行壁間残響の予測に使用できる.

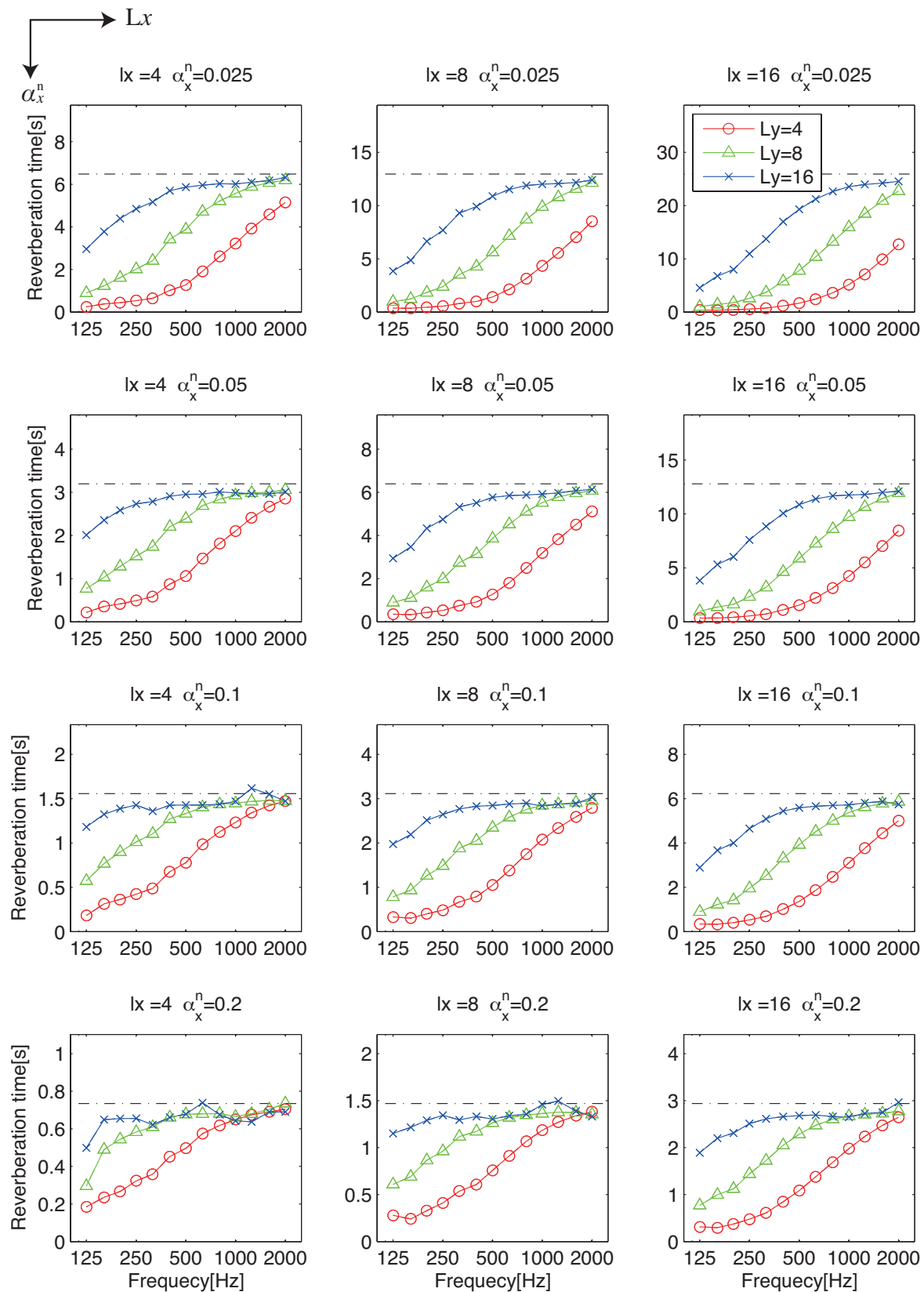


Fig. 4.14: Classification of reverberation time by wall length.



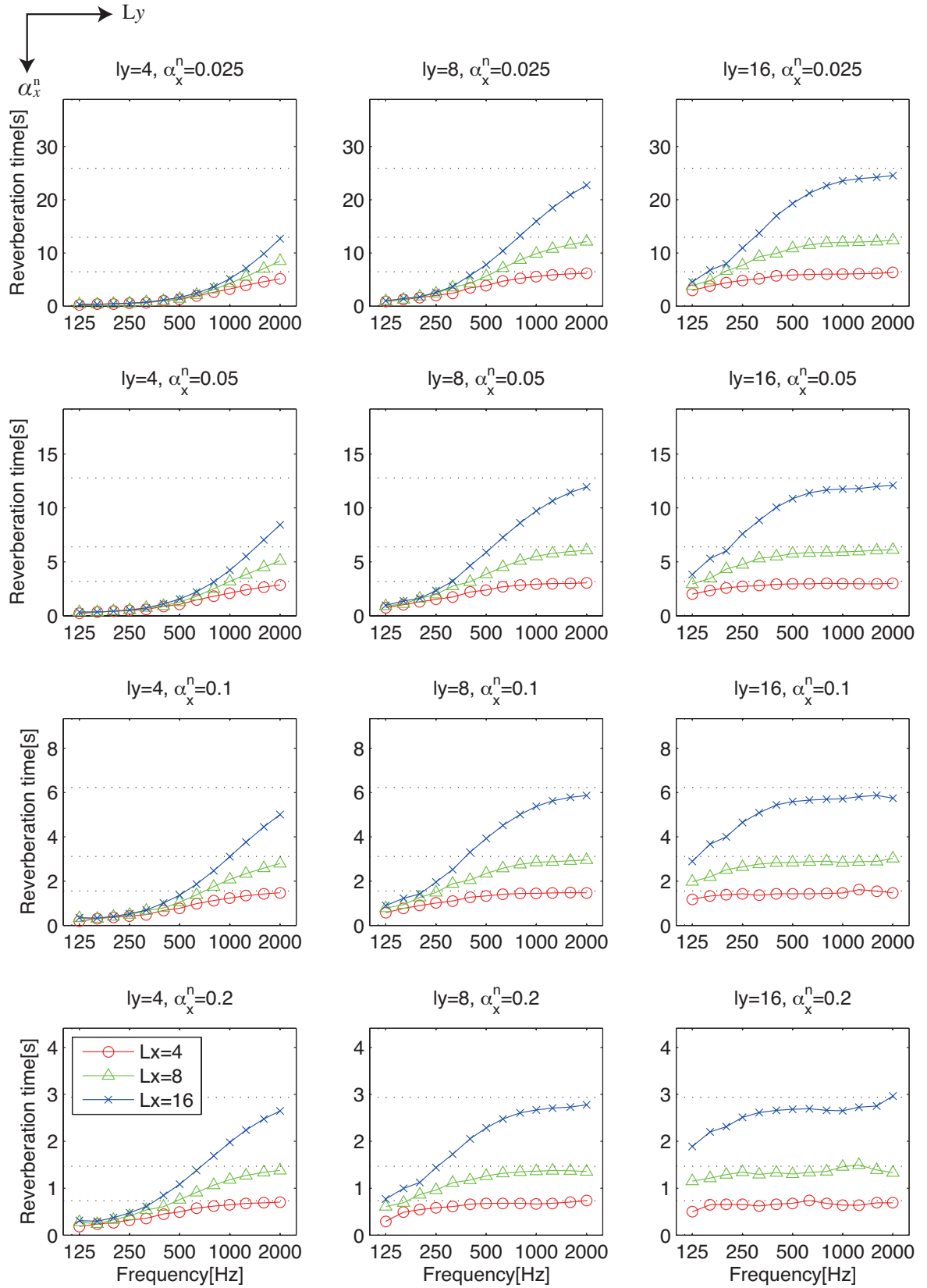


Fig. 4.15: Classification of reverberation time by length between walls.

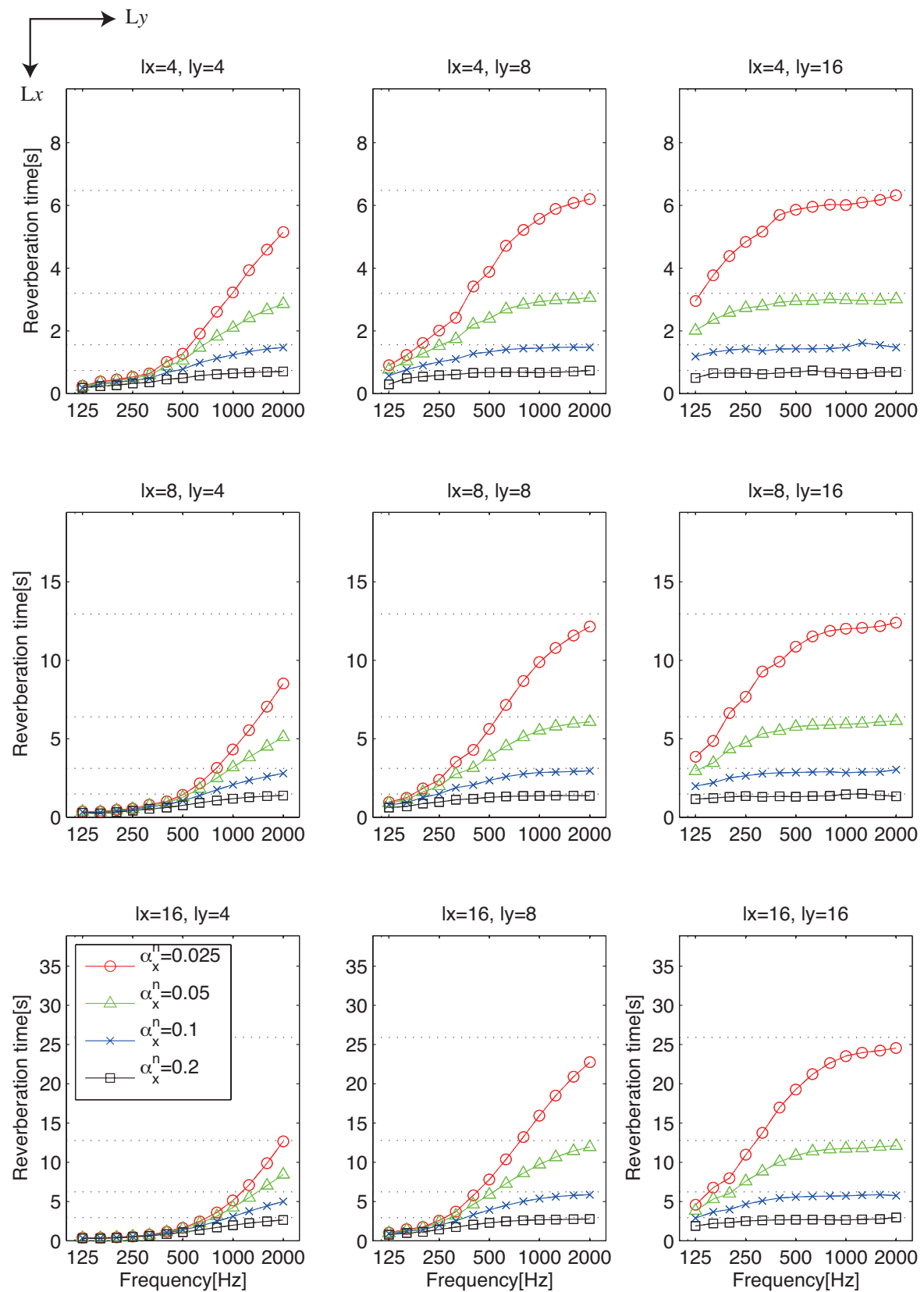
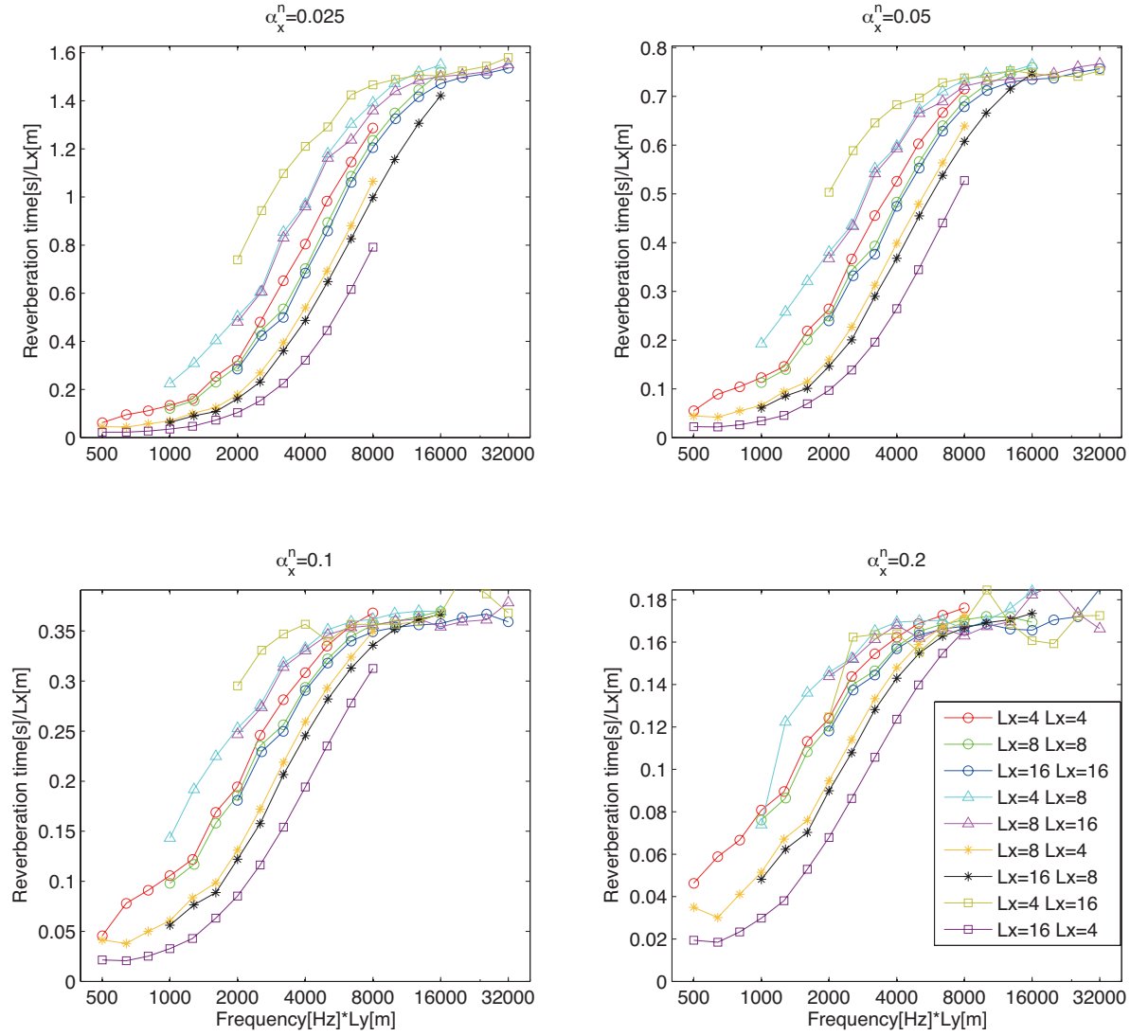


Fig. 4.16: Classification of reverberation time by wall absorption coefficient.

Fig. 4.17: Normalization reverberation time by  $L_x$ , Normalization frequency by  $L_y$ .

### 4.3 壁面拡散を伴う平行壁間残響に関する検討

次に壁面拡散を伴うケーススタディを行い、理論式との対応を図る。計算方法は4.1と同様に行った。

#### 4.3.1 壁面間距離に関する検討

Fig.4.18 に解析結果・理論計算による Type DF, DD を示す。グラフ一覧は横方向に壁面間距離 ( $Lx$ ) 変化を、縦方向に壁面吸音率 ( $\alpha_x^n$ ) 変化を、グラフの下部には解析結果 Type FF の残響時間から逆算した、 $y$  方向擦過入射吸音率を示す。拡散体設置後の Type DF, DD は、解析結果・理論値ともに、残響時間の減少が確認された。そして両者の対応関係は、

- 1) 壁面の吸音率が高いものは、高音域で一致、中低音域で乖離。
- 2) 壁面間距離 ( $Lx$ ) が長いものほど、低域で一致、中高音域で乖離。

する傾向が見られる。

#### 4.3.2 壁面長に関する検討

壁面間距離に関する検討同様に、グラフ一覧の横方向に壁面長 ( $Ly$ )、縦方向に壁面吸音率 ( $\alpha_x^n$ ) を変化させ Fig.4.19 に示す。壁面間距離に関する検討と総合すると、

- 1) 壁面の吸音率が高いものは、高音域で一致、中低音域で乖離。
  - 2) 壁面間距離 ( $Lx$ ) が長いものほど、中低音で一致、高音域で乖離。
  - 3) 壁面長 ( $Ly$ ) が短いものほど、中低音で一致、高音域で乖離。
- する傾向が見られる。

- 1) は理論値では乱反射率の低い低音域では Model DF, DD の値が Model FF の結果に近似するが、壁面吸音率が高い場合 Model FF の残響時間が低音域から1次元残響時間に近似し値が大きくなる。一方、解析結果では、低音域では拡散体表面長による実効的な吸音増加にともない残響時間が低下する。その両者の相違が乖離を生じていると考えられる。
- 2), 3) は Eq. 4.3 による擦過入射吸音が室アスペクト比により過大評価されている可能性が挙げられる。

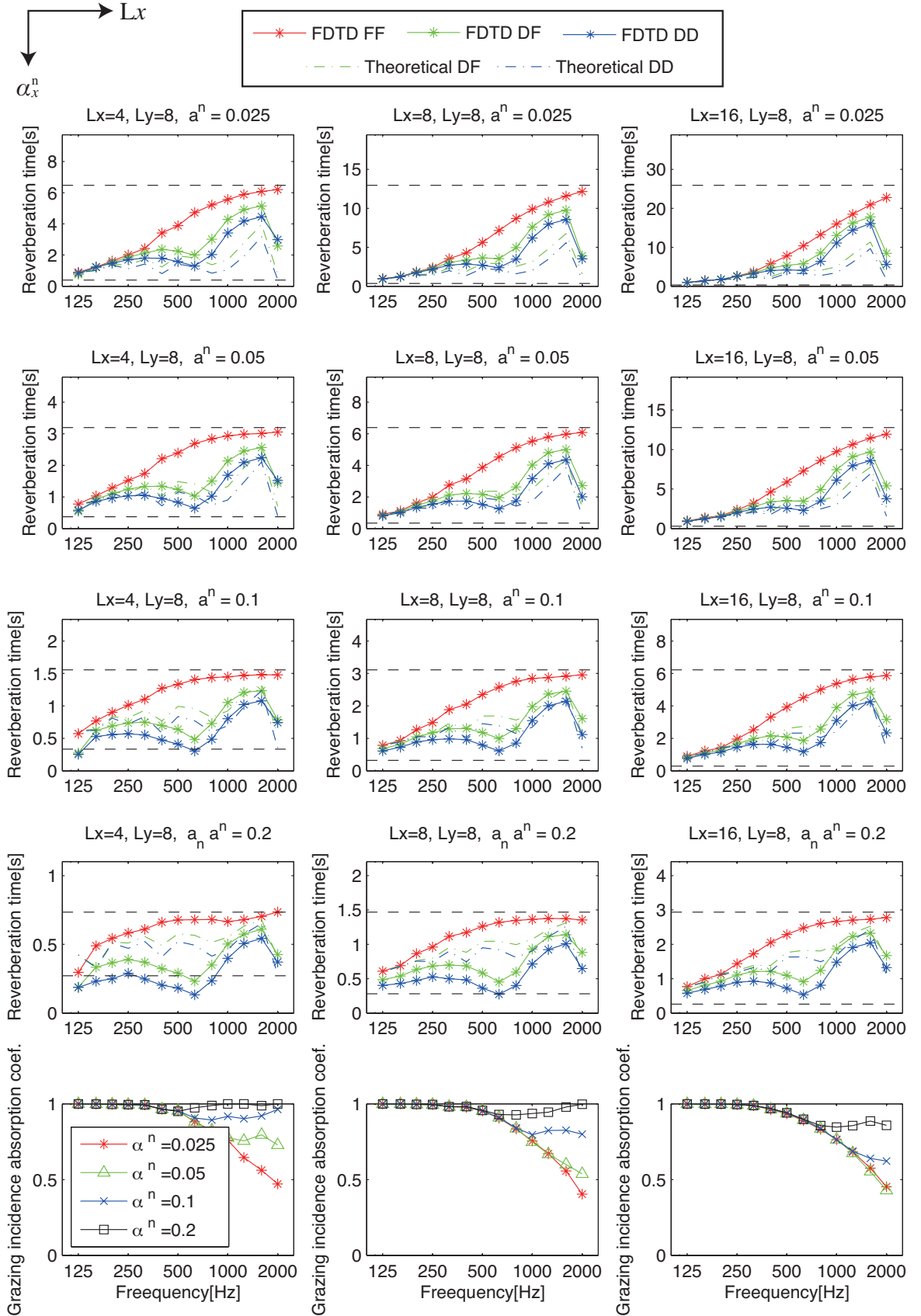


Fig. 4.18: Classification of reverberation time by length between walls, calculated from FDTD and the theory.

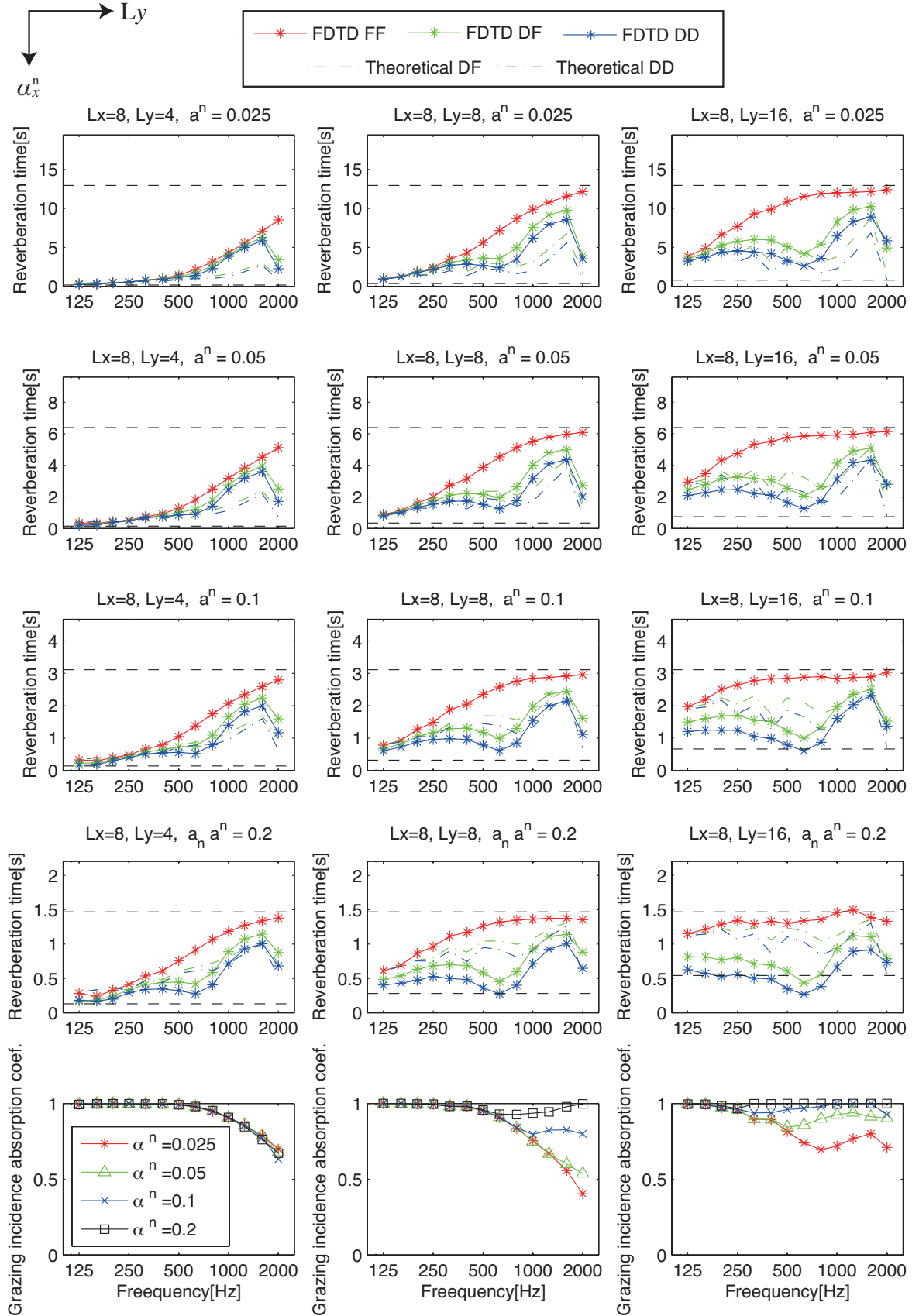


Fig. 4.19: Classification of reverberation time by wall length, calculated from FDTD and the theory.

### 4.3.3 拡散体の吸音率に関する検討

壁面拡散を伴う平行壁間残響に関する検討で行った，壁面間距離に関する検討，壁面長に関する検討では，低音域で解析結果・理論値の間に残響時間の乖離がみられた．先述の通り，壁面拡散を伴う場合は，Fig.4.20 に示す拡散体表面長による吸音増加が原因と考えられる．そのため，本検討では拡散体により表面長が2倍になることから，実効的な吸音率として壁面吸音率 ( $\alpha_x^n$ ) を2倍として与え，解析結果との対応を図る．

その結果を，壁面間距離 ( $Lx$ ) 毎に Fig.4.21，壁面長 ( $Ly$ ) 毎に Fig.4.22 に示す．

Fig.4.21 では，Fig.4.18 に比べ，壁面吸音率 ( $\alpha_x^n$ ) が低い条件では，高音域で解析結果と乖離する．一方，壁面吸音率が高い場合に乖離していた低音域では解析結果の値に近似する．また，1次元残響時間に全周波数的に近似する  $Lx$  の短いものにおいても低音域で解析結果と理論値が近似した．

同様に，壁面長 ( $Ly$ ) による結果 Fig.4.22 では Fig.4.19 に比べ，壁面長 ( $Ly$ ) が長い場合に生じていた低音域の乖離に改善が認められる．しかし，高音域で乖離が見られた．また，1次元残響時間に近似する壁面吸音率 ( $\alpha_x^n$ ) が高い場合の低音域においても理論値と解析結果の近似が確認できた．

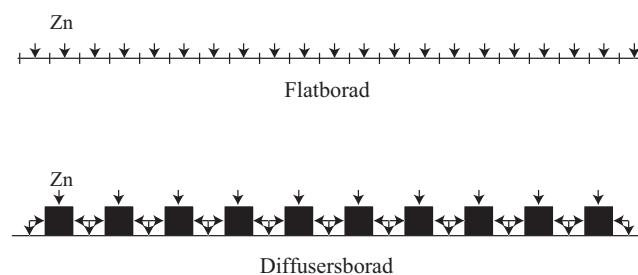


Fig. 4.20: Diffusers impedance boudaries.

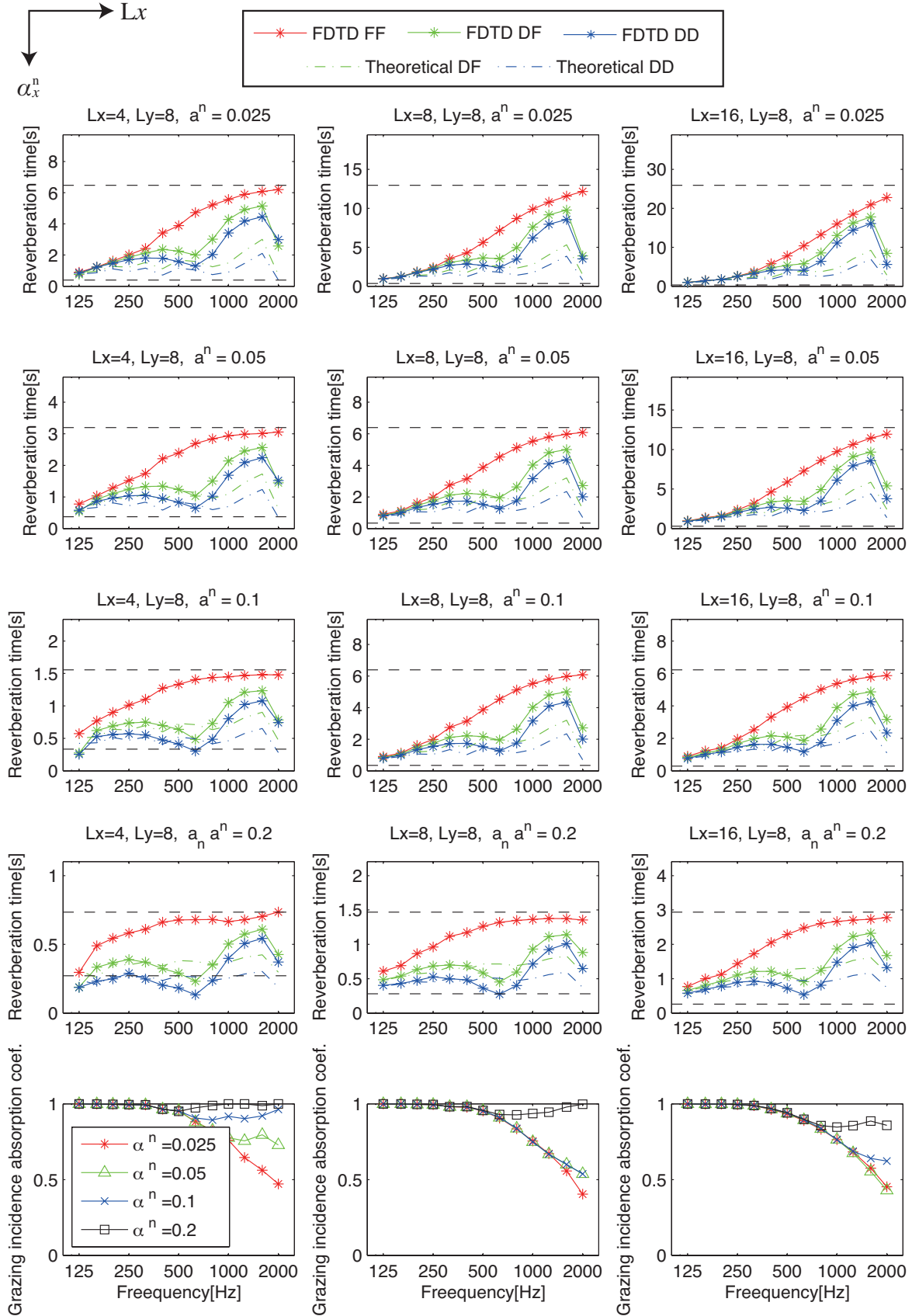


Fig. 4.21: Classification of reverberation time by wall length, calculated from FDTD and the theory.



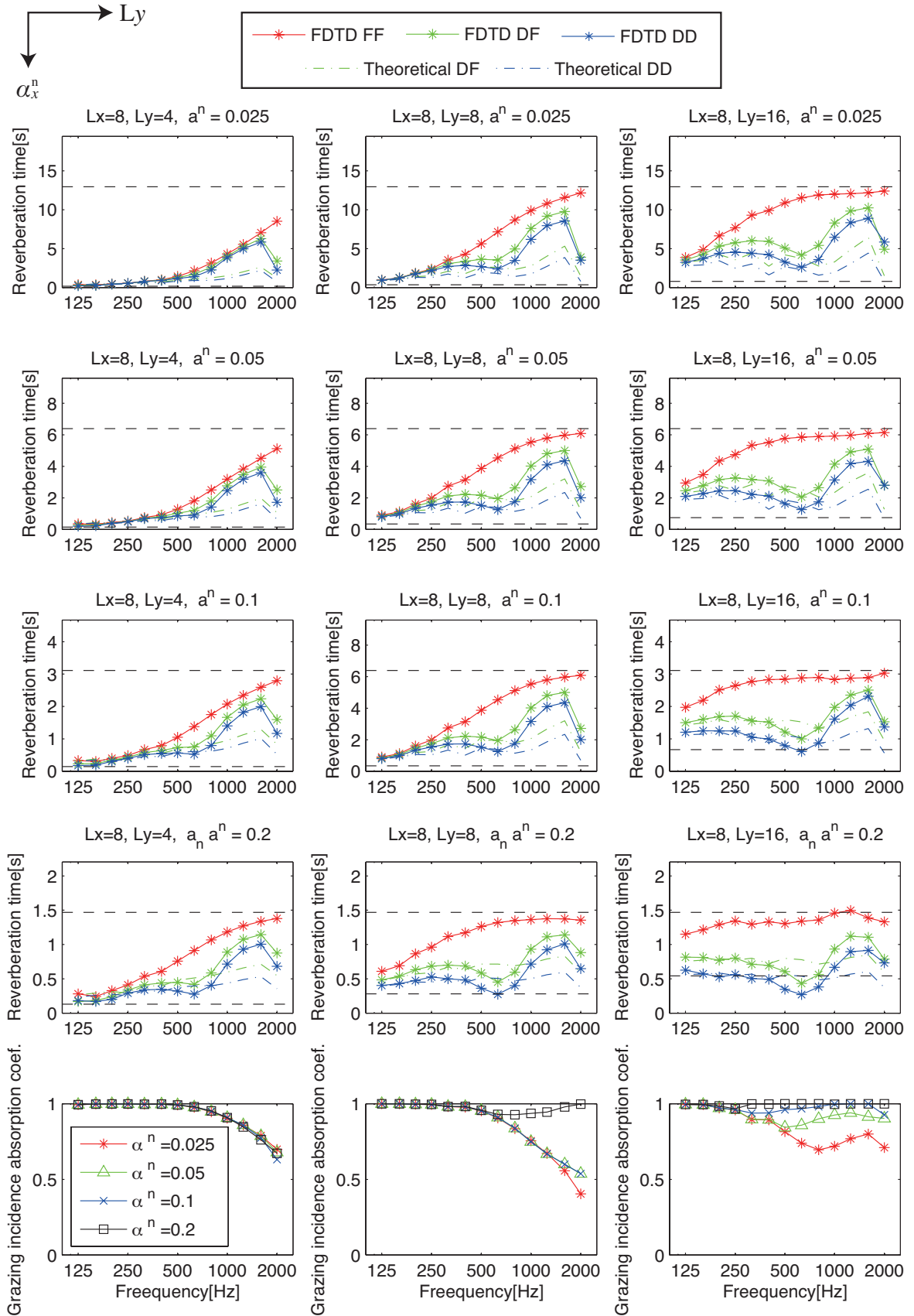


Fig. 4.22: Reverberation times of

## 4.4 まとめ

平行壁間の平板対の検討からは、壁面間距離に対して壁面長が長い扁平な室アスペクト比の場合、壁面吸音率が高い場合において Eyring の 1 次元残響時間に近似する傾向が得られた。その特性は、残響時間を壁面間距離で、周波数を壁面長で基準化することにより、吸音率、室アスペクト比による残響時間予測チャートとしてまとめられた。これは無限大壁面を想定した Eyring 1 次元残響予測式では得られないため予測手段として有用であると考えられる。

また、壁面拡散を伴う平行壁間に関する検討では、平行平板対により生じる音響障害であるフラッターエコーが拡散体により低減されることを確認した。またその度合いは垂直入射乱反射率に対応して減少した。この効果の予測式として理論式は、壁面吸音率が高い場合は低音から Eyring の 1 次元残響時間に近似するため、乱反射率が低い低音域で平行平板対の残響時間に収束し解析結果と乖離がみられるが、高音域で顕著なフラッターエコー低減効果の予測を行う手段としては有用であることと考えられる。また、解析結果と乖離する低音域についても理論値に使用する吸音率に、拡散体表面長による実効的な吸音率を与えることで低音域での精度を上げられることが示唆された。

## 第 5 章

# 2 次元矩形室残響の数値解析

前章までは，理論計算における擦過各入射吸音率 1 を代入する事が出来ないため，1 次元音場の検討を Eq.(4.3) と併せて検討してきた．  
本章では，より現実的なモデルとして非拡散音場の 2 次元矩形室残響を対象に検討を行う．

### 5.1 検討手法

対象は，Fig.5.1 に示す 2 次元矩形室で，音場の拡散度合いによる残響の影響を調べるために  $y$  軸方向壁面を 3 段階で吸音率を増加させた．また室条件による壁面拡散の影響を調べるために，拡散体設置を含む壁面を 3 種類を設定した．

数値解析では，前章同様に吸音率は局所作用を仮定して Table5.1 に示す吸音率相当の垂直入射音響インピーダンスを実数で与えた．残響時間は 13 点の受音点による平均エネルギー減衰から算出する．

理論計算の吸音率 (乱・垂直・擦過) は，解析と同様の吸音条件を与えるため，Table 4.2 に示す軸近傍音源群の範囲  $\theta_{axy(yz)}$  (Eq.(2.24)) に基づき平均化を行った吸音率を与えた．2 次元音場においての，平均化は Eq.(3.17) により行った．ここで，平均化により算出される擦過入射吸音率を Fig.5.3 に示す．また，乱反射率 (乱・垂直) は境界要素法で算出した値，擦過入射乱反射率は 0 を設定した (Fig.5.2)．

$$\alpha^{r,n,g_x(y)} = \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_2} \alpha_{\theta} \cos \theta d\theta}{\int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos \theta d\theta} \quad (5.1)$$

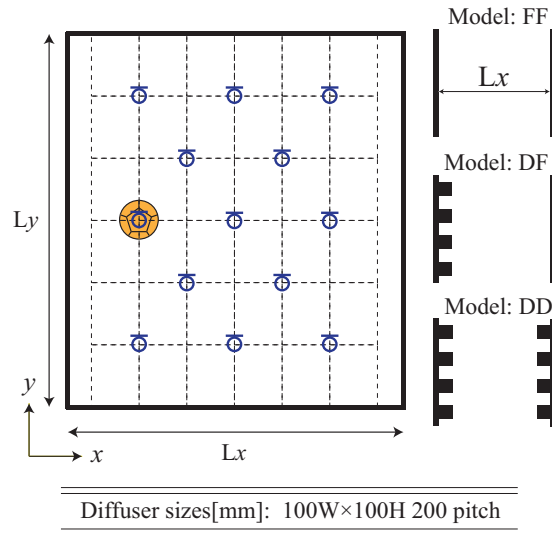


Fig. 5.1: Arrangement of source and receiving points, and wall patterns.

Tab. 5.1: Room conditions.

Room	Lx	Ly	$\alpha_x^n$	$\alpha_y^n$	Wall type
Room 1a	4	16	0.05	0.05	FF, DF, DD
Room 1b	8	8	0.05	0.05	FF, DF, DD
Room 1c	16	4	0.05	0.05	FF, DF, DD
Room 2a	4	16	0.05	0.2	FF, DF, DD
Room 2b	8	8	0.05	0.2	FF, DF, DD
Room 2c	16	4	0.05	0.2	FF, DF, DD
Room 3a	4	16	0.05	0.8	FF, DF, DD
Room 3b	8	8	0.05	0.8	FF, DF, DD
Room 3c	16	4	0.05	0.8	FF, DF, DD

Tab. 5.2: Classification of absorption coeff. based on the incidence angle.

	Ranges	of	$\theta$
Random $\alpha_{x(y)}^r$	0	$\leq \theta \leq$	$\frac{\pi}{2}$
Normal $\alpha_{x(y)}^n$	0	$\leq \theta \leq$	$\theta_{axy(yx)}$
Grazing $\alpha_{x(y)}^g$	$\frac{\pi}{2} - \theta_{axy(yx)}$	$\leq \theta \leq$	$\frac{\pi}{2}$

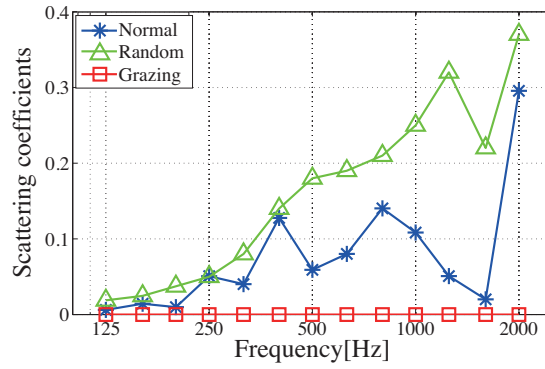


Fig. 5.2: Scattering coefficients used for theoretical calculations.

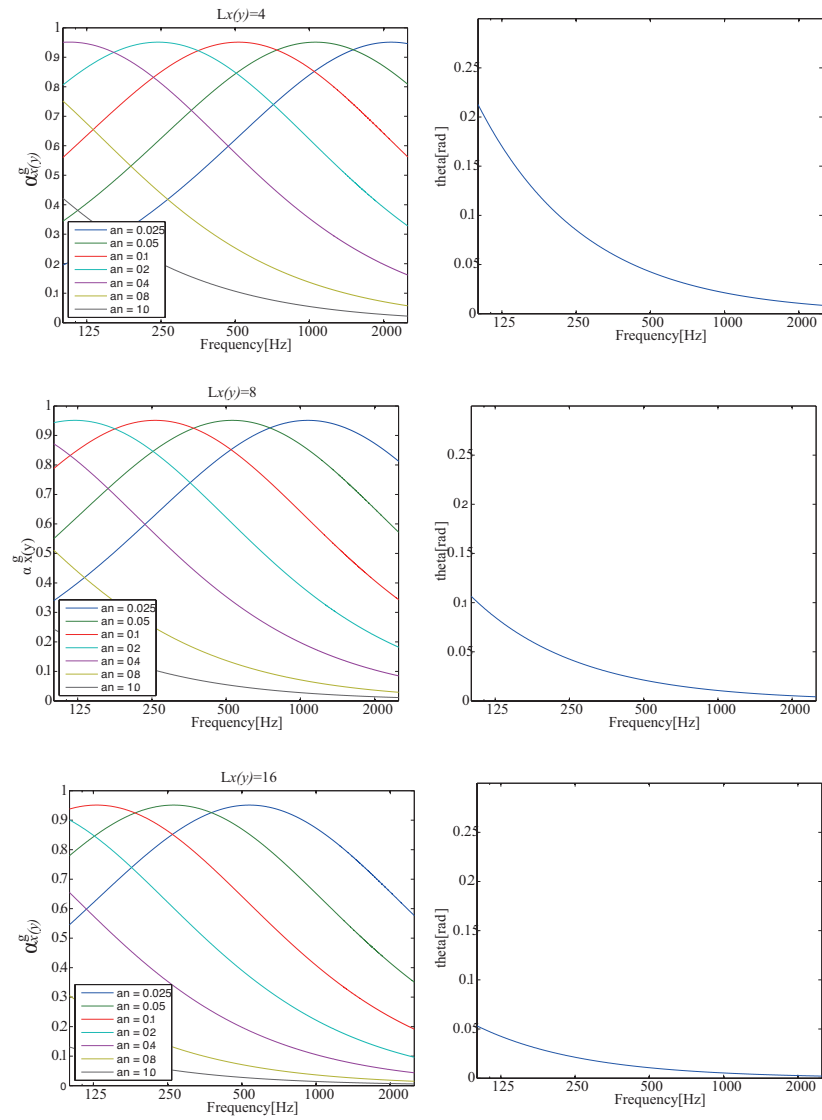


Fig. 5.3: Grazing incidence absorption coefficients used for theoretical calculations.

## 5.2 壁面拡散を伴わない矩形室残響に関する検討

前章同様に、まず壁面拡散を伴わない平行平板対 Type FF から検討を行う。

### 5.2.1 残響曲線に関する検討

Fig.5.4 に同面積、室アスペクト比の異なる各室別に 125, 500, 2000 [Hz] の結果を示す。

上段、Room 1b の周壁一定吸音室の解析結果では、残響曲線は大きな折れ曲がりを示さないが、理論値では残響曲線に周波数特性が表れ折れ曲がりを生じた。

Room 1a, 1c の解析結果は低音域ほど初期残響において、 $y$  方向の 1 次元減衰に移行している。一方、理論値の低音域は 2 次元鏡面反射成分による残響が支配的なため残響時間は直線的に減衰し、高音域は後期残響において 1 次元鏡面反射成分に移行するため残響の折れ曲がりを生じる。

中段の Room 2a, 2b, 2c では、 $y$  方向壁面が  $x$  軸方向壁面 4 倍の吸音率を持つケースである。周壁一定吸音の上段の Room 1a, 1b, 1c と比べ、 $x$  軸方向の音場が卓越する様子が伺える。鏡面反射性が強い高音域ほど  $x$  方向の多重反射により減衰率は低くなるが、低音域では  $y$  方向壁面にも入射するため減衰は大きい。前章同様に、その周波数特性は  $Ly$  が長いものほど、全周波数帯域で 1 次元残響減衰に近似した。また、 $Lx$  が短いものほど  $x$  軸方向の衝突回数も多いため、減衰率は高い結果となる。しかし、理論値は、解析結果に比べ減衰率が低い傾向が見られる。

下段の Room 3a, 3b, 3c は最も  $x$  軸方向で 1 次元音場が卓越するケースである。解析結果、低音域では、Room 2a, 2b, 2c に比べ減衰率は増加するが、高音域ではより 1 次元残響に近似し減衰率は低くなる。理論値・解析結果との対応は、理論値の減衰率が解析結果に比べ低い結果となった。

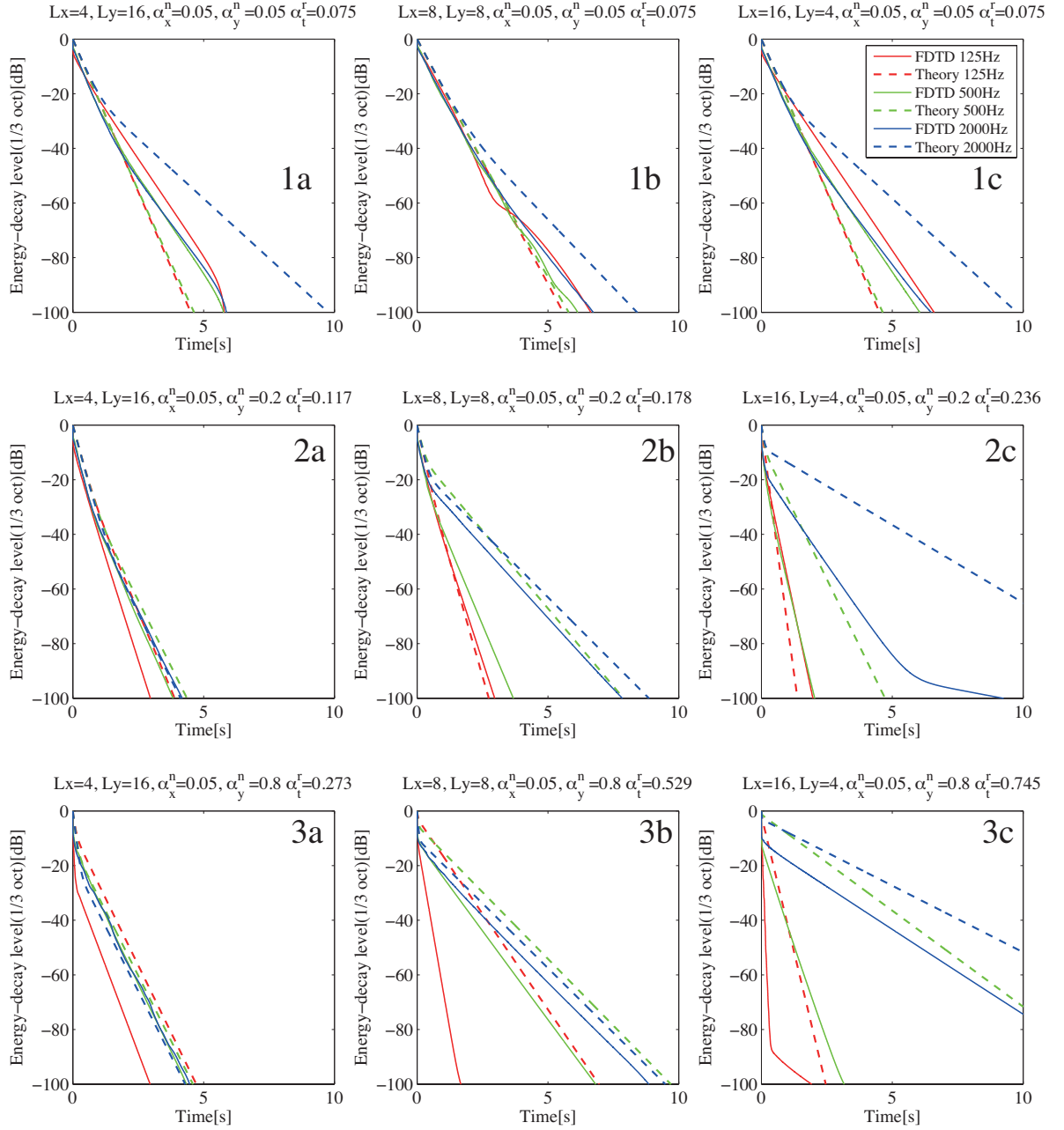


Fig. 5.4: Energy decay curves, FDTD and the theory in 125, 500, 2000[Hz](Type FF).

### 5.2.2 残響時間の同定区間に関する影響

残響曲線での検討もさらに必要であるが，残響時間を初期残響時間として EDT，通常の  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ ，後期残響として  $T_{30}(-30 \sim -60[dB])$  として読み分け，対応関係から現象を検討する．

#### ・ $T_{30}(-30 \sim -60[dB])$ に関する検討

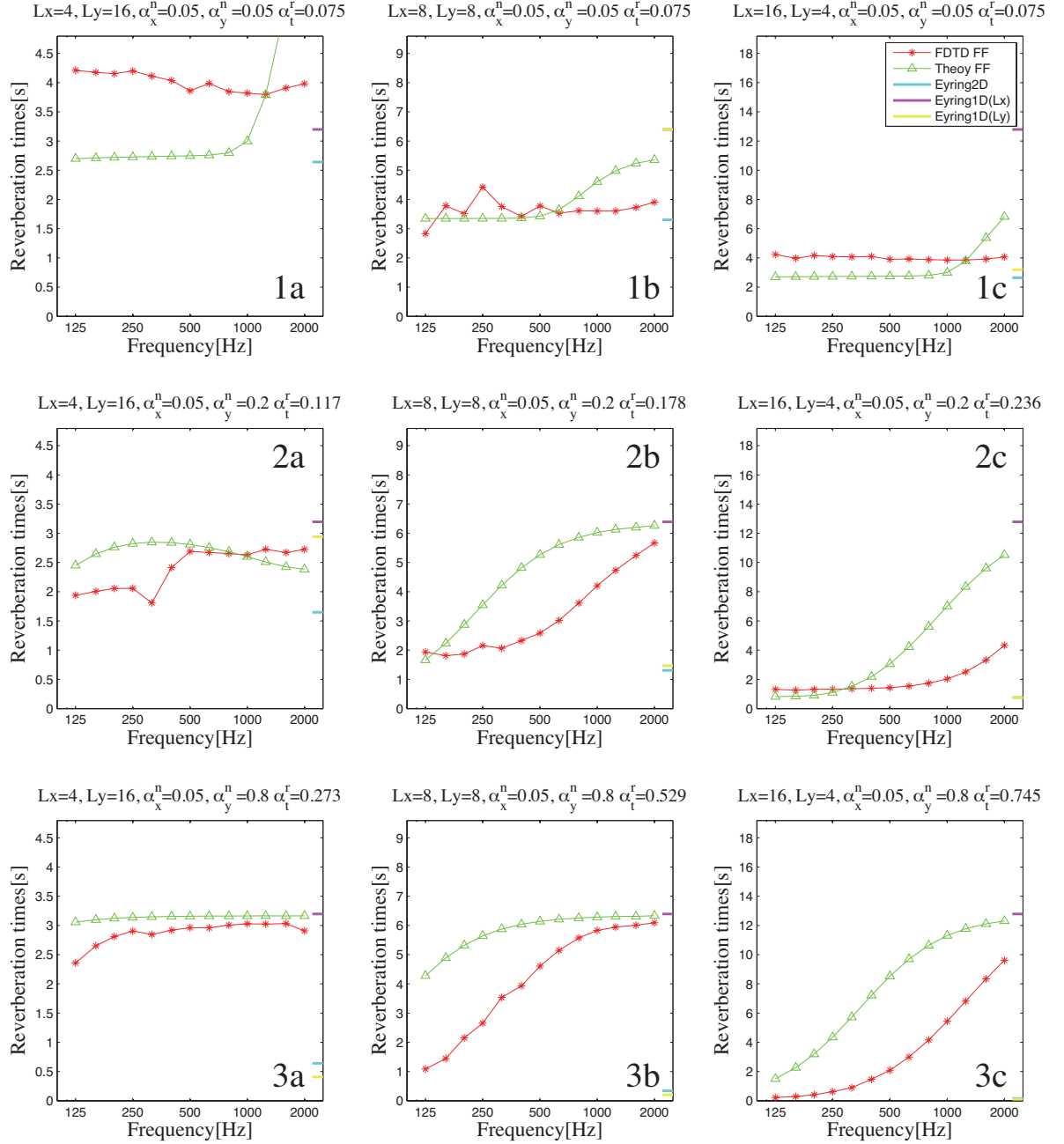
非拡散音場の残響曲線は，Fig.2.7 の様に折れ曲がる．そのため残響曲線から残響時間を同定するには区間の影響が現れる．そこで減衰率の安定した後期残響から検討を行う．Fig.5.5 に  $x$  方向 Eyring の 1 次元残響時間が同一の位置になるように示す．

上段，Room 1a, 1b, 1c では，低音域で解析結果が理論値に対して長く，高音域では逆転する結果となった．これは Fig.5.4 の 2000 [Hz] で残響減衰率が低くなっていることに対応する．Room 1a の解析結果・理論値ともに  $x$  方向 Eyring の 1 次元残響時間より長くなるのは，後期残響において  $y$  方向壁面での減衰が支配的になるためである．

中段，Room 2a の解析結果は，モードの影響を受け 315[Hz] で残響時間は減少するものの，高音域では増加する．一方，理論値の高音域の残響時間が減少しているのは，アスペクト比に起因する軸近傍音源数減少のため高音域ほど 1 次元減衰に寄与する定常状態のエネルギーレベルが小さく，同定区間内で 2 次元残響減衰も読み取っているためである．Room 2b, 2c では，この現象は見られない．

下段 3a, 3b, 3c では前章同様  $L_y$  が長いものほど低音域から 1 次元残響時間に近似することが確認できる．しかし，解析結果・理論値の間に乖離がみられるのは，理論における  $y$  方向壁面での擦過入射吸音が少ないことが可能性としてあげられる．



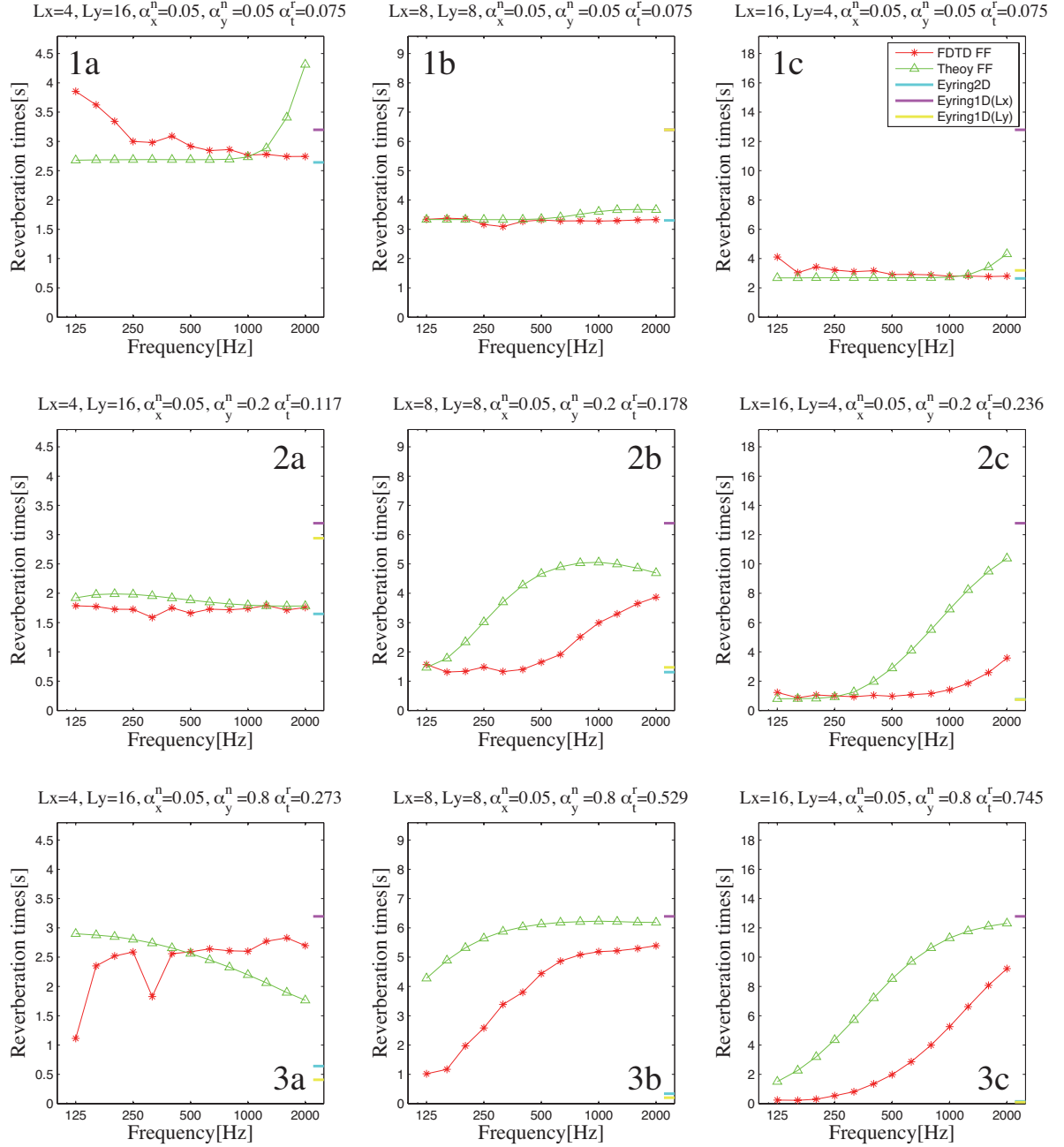
Fig. 5.5:  $T_{30}(-30 \sim -60[dB])$ , by FDTD and the theory in 1/3 oct. bands (Type FF).

### ・ $T_{30}(-5 \sim -35[\text{dB}])$ に関する検討

通常用いられる  $T_{30}$  では, Room 1a, 1b, 1c において後期残響である  $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  で同定した残響時間に比べ, 解析結果と理論値の乖離は減少した. Fig.5.4 理論値の後期残響では, 折れ曲がりが発生し減衰率が下がっているのに対し, 本同定区間内では直線的に減衰し, 解析結果と対応を示す.

$L_y$  の長さが長い Room 2a については, 全周波数的に 1 次元残響に近似するため解析結果・理論値がよく対応するが, Room 2b, 2c において, 解析結果と理論計算に乖離が生じた. これも理論計算における  $\theta_{axy}$  がアスペクト比に起因される  $x$  軸近傍音源数の減少のため, 高音域ほど同定区間内で 2 次元減衰が支配的になったためと考えられる.

Room 3a の理論値も同様に  $x$  軸近傍音源が高音域ほど小さくなり, 同定区間内で 2 次元減衰が支配的になっているためと考えられる. Room 3b, 3c において, 理論値・解析結果の残響時間に乖離が生じたのは,  $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  同様に  $y$  方向擦過入射吸音が可能性としてあげられる.

Fig. 5.6:  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ , by FDTD and the theory in 1/3 oct. bands (Type FF).

### ・ EDT に関する検討

Room 1a, 1b, 1c では解析結果・理論値ともに初期減衰は 2 次元減衰を行うため、値は概ね近似した。

しかし、Room 2a, 2b の解析結果は、Eyring 2 次元残響時間を下回る結果をみせた。一方、Room 2c の解析結果では、Eyring の 2 次元残響時間付近を示すのに対して、理論値の結果は高音域で残響時間が増加する。これも  $L_y$  が短いため、 $\theta_{axy}$  による  $x$  軸近傍音源数による、同定区間内の 1 次元減衰によるものである。

Room 3a に関しては、理論値は、Eyring の 2 次元残響時間に近い値を示すものの、Room 3b, 3c に関しては、大きく乖離した。Room 3b では、Fig.5.7 で示す通り、同定区間内で 125, 315[Hz] とともに 2 次元減衰から 1 次元減衰へ移行するが、そのエネルギーレベルにより 315[Hz] の残響時間が長くなる。一方、2000[Hz] では軸近傍音源数が少ないため、EDT の同定区間内では 2 次元減衰が支配的で残響時間は短くなる。

Room 3c では、軸近傍音源数が多く、同定区間内で 1 次元減衰が支配的である。よって、高音域ほど残響時間が増加する  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$  と同様の傾向が得られた。

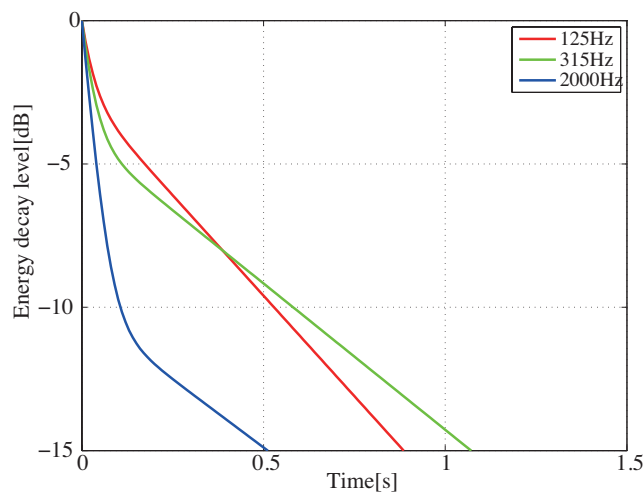
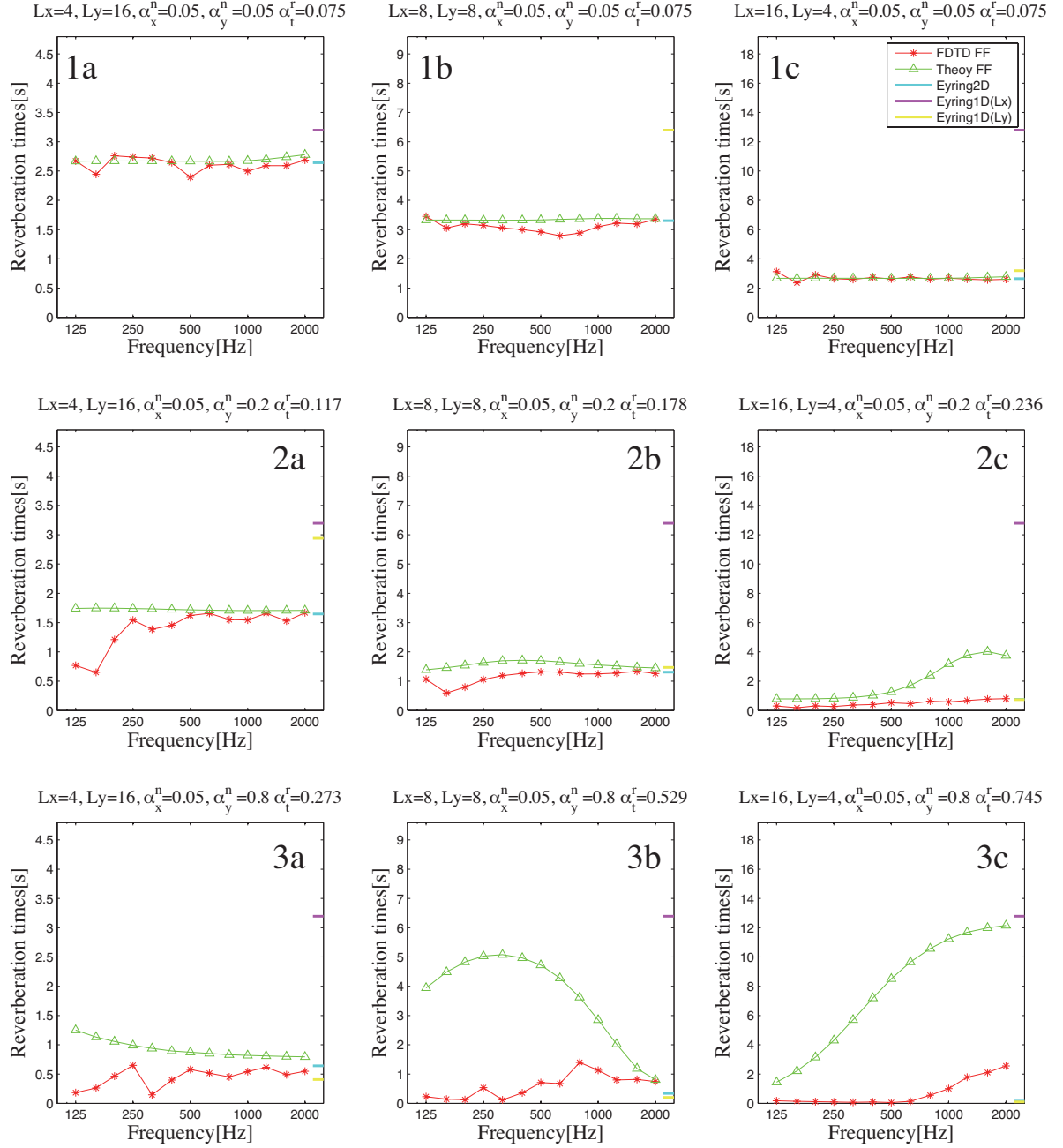


Fig. 5.7: Early energy decay curves, by the theory in 125, 315, 2000[Hz](Type FF).

Fig. 5.8: *EDT*, by FDTD and the theory in 1/3 oct. bands.

## 5.3 壁面拡散を伴う矩形室残響に関する検討

Type FF 同様の条件で、壁面拡散による影響を調べる。Type FF の検討は 5.2 で行ったので、主に壁面拡散を伴う Type DF, DD について検討を行う。

### 5.3.1 残響時間の同定区間に関する影響

残響曲線での対応関係の把握及び検討も必要だが、5.2 同様に残響時間を初期残響時間 (EDT),  $T_{30}(-5 \sim -35[\text{dB}])$ , 後期残響として  $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  として読み分ける。

#### ・ $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$ に関する検討

Fig.5.9 に各室ごとの、解析結果、理論値による壁面種類別の残響時間を示す。

Room 1a, Type DF, DD では解析結果において、Type FF の残響時間に比べて低音域では減少し、中高音域では増加する傾向が認められた。これは、拡散体設置に伴い、低音域で実効的な吸音増加により残響時間は減少するが、乱反射率の高い中高音域では、拡散反射成分が  $y$  方向成分へ転化することにより残響時間が増加した。Fig.5.12, 5.13, 5.14 に 250 [ms] 毎の伝搬状況を示す。これからも Type FF, DF に比べ Type DD が後期残響においても、 $y$  方向で鏡面反射をしていることが認められる。一方、理論値は、拡散反射エネルギーが鏡面反射エネルギーへ転化することは想定されていないため、この現象は現れない。Room 1b, 解析結果においても同様に壁面拡散により中高音域で残響時間が増加しているが、 $L_y$  が短い Room 1c においてはこの現象は現れず、Type DF, DD の理論値では、Room 1b では現れなかった鏡面反射性の強い高音域で  $L_x$  方向の反射回数が少なく減衰が低いことから  $x$  方向 1 次元減衰が支配的になり乱反射率の特性が現れている。

Room 2a では、解析結果の Type DD では、Type FF に比べ中高音域の残響時間はあまり減少しないが Type DF では拡散体の効果がみられた。理論値 Type DF, DD において低音域で乖離するのは、Type FF による残響時間が長く、乱反射率の低い低音域では FF の残響時間に収束するためと考えられる。Room 2b, Type DF, DD の解析結果は、Type FF に比べ高音域の残響時間は垂直入射乱反射率に対応する形で減少するが、理論値 Type DF, DD の低音域では、解析結果 Type FF よりも残響時間が長く現れた。低音域での乖離は先

述の通りであるが、理論値の高音域が解析結果に近似するのは、拡散反射に起因するランダム入射による減衰が支配的であるためと考えられる。Room 2c の解析結果では、室アスペクト比により Room 2b, 2c に比べ全周波数的に  $x$  方向 1 次元残響が支配的になっていない。対して理論値では、高音域で 1 次元残響に近似していくため、拡散体設置時の Type DF, DD でも Room 2b の様に値は解析結果に対応しない結果となった。

Room 3a, Type DF, DD において、解析結果と理論値の両者において Room 2a では現れなかった高音域での残響時間が垂直入射乱反射率に対応する形でピークが現れた。しかし、理論値の低音域は、2a 同様に Type FF に収束するため乖離が認められる。Room 3b, 3c の Type DF, DD での理論値は高音域では解析結果と対応するものの、低音域では先述した原因で乖離したと考えられる。

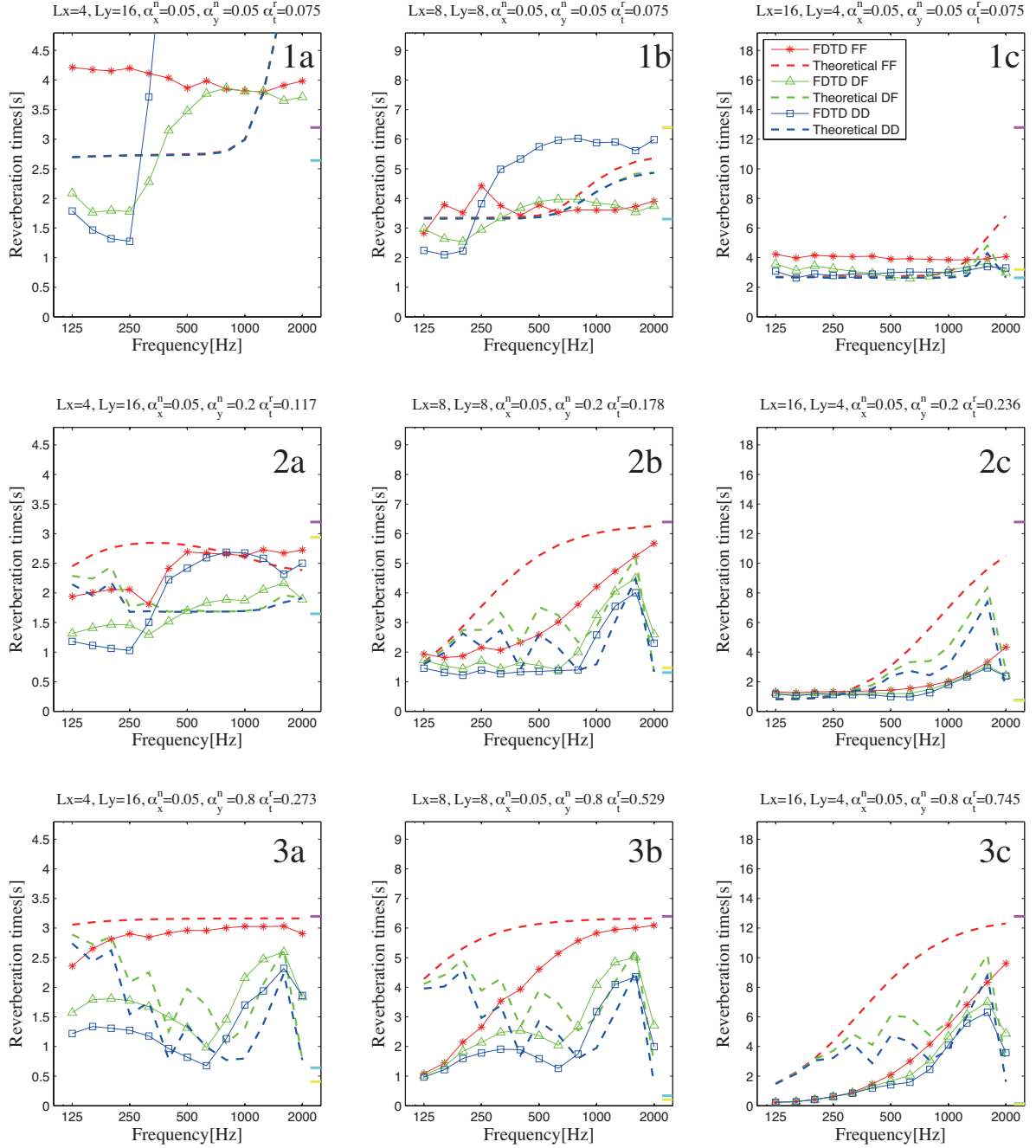


Fig. 5.9:  $T_{30}(-30 \sim -60[dB])$ , FDTD and the theory in 1/3 oct. bands.



**・  $T_{30}(-5 \sim -35[\text{dB}])$  に関する検討**

Fig.5.10 に各室ごとに、解析結果及び理論値による壁面種類別の結果を示す。

Room 1a,1b の Type DF, DD では解析結果において、 $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  同様に、Type FF の残響時間に比べて低音域では減少する。しかし、中高音域では  $y$  方向の多重反射による残響時間の増加が認められた。Room 1c では、解析結果及び理論値は Eyring 2 次元残響時間付近を示し、両者は概ね一致した。

Room 2a 解析結果でも、 $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  同様に、 $L_y$  が長いこと Type DD においては、同様に拡散反射成分が  $y$  方向成分へ転化することにより残響時間が増加した。しかし、理論値は 2 次元残響時間付近の値を示し、壁面拡散を伴う Type DF, DD は Type FF に比べ残響時間が減少している。

Room 2b, 2c では、 $x$  軸方向の音場が卓越するため、 $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  に比べ、その値は減少するものの同様の周波数特性をあらわした。

Room 3a, Type DF, DD の解析結果は、 $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  と変化が少ないのに比べ、理論値の高音域につれて残響時間が減少し乖離した。そのため、Type DF, DD においても乖離が生じる。Room 3b 解析結果では、 $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  と同様の周波数特性を示すが値は減少した。しかし、理論値では変化があまり見られないのは同定区間内で 1 次元減衰が支配的なためである。同様に、Room 3c 理論値は  $T_{30}(-30 \sim -60[\text{dB}])$  と変化が少ない。またこの傾向は解析結果においても当てはまった。

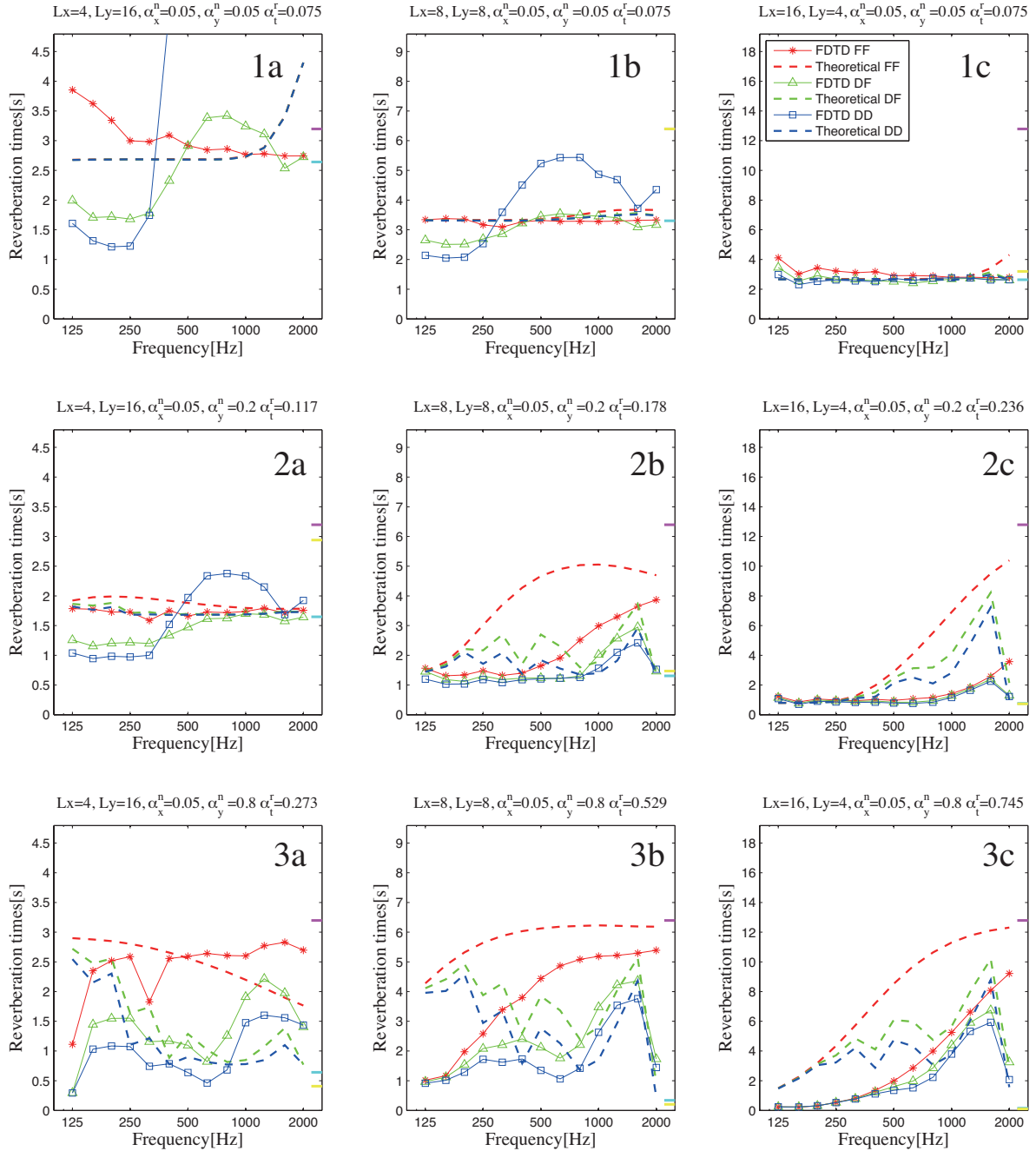


Fig. 5.10:  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ , FDTD and the theory in 1/3 oct. bands.

### ・ EDT に関する検討

Fig.5.11 に各室ごとに、解析結果及び理論値による壁面種類別の結果を示す。

Room 1a の Type DD の解析結果では初期減衰においても、 $y$  方向 1 次元残響減衰の影響を受け増加するが、Type DF ではその傾向は見られない。Type DF, DD において低音の残響時間が減少するのは、先述の通り拡散体設置に伴い低音域で実効的な吸音が増加するため残響時間は減少する。また理論値の各壁面タイプにおいて、 $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$  に比べ高音域での残響増加が見られないのは、初期減衰において 2 次元減衰を行っているためである。Room 1b の解析結果では、Type DD において残響時間は減少するが、理論値においては変化はあまり見られない。Room 1c では Type DF, DD における理論値の低音域に減少が見られる程度である。

Room 2a の解析結果では、 $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$  で見られた  $y$  方向 1 次元残響による増加は見られず、理論値が示す Eyring の 2 次元残響時間を概ね下回る結果であった。Room 2b も同様に振る舞う一方、Room 2c では解析結果に比べ、理論値が増加するのは、 $y$  方向の吸音性壁面の衝突回数が室アスペクト比により多くなり、初期減衰においても  $x$  方向壁面衝突による 1 次元音場が支配的なためである。

Room 3a の解析結果では全壁面タイプにおいては、高音域にかけて残響時間が増加する傾向があるが、概ね 2 次元残響時間以下を示す。一方、理論値では残響時間が高音域にかけて減少した。これは、5.2 で検討した通り、室アスペクト比から決まる軸近傍音源群範囲  $\theta_{axy}$  が高周波数ほど小さくなり、初期減衰において二次元減衰を行っているためである。Room 3b, では、解析結果において拡散体設置時の Type DF, DD において残響時間は短くなり Eyring の 2 次元残響時間付近を示すものの、Type FF の理論値は、低音域で大きく乖離し Type DF, DD の理論値も同様である。

Room 3c では、Type FF の解析結果と理論値が全周波数において乖離するため、拡散体設置時の Type DF, DD においても対応がみられない。

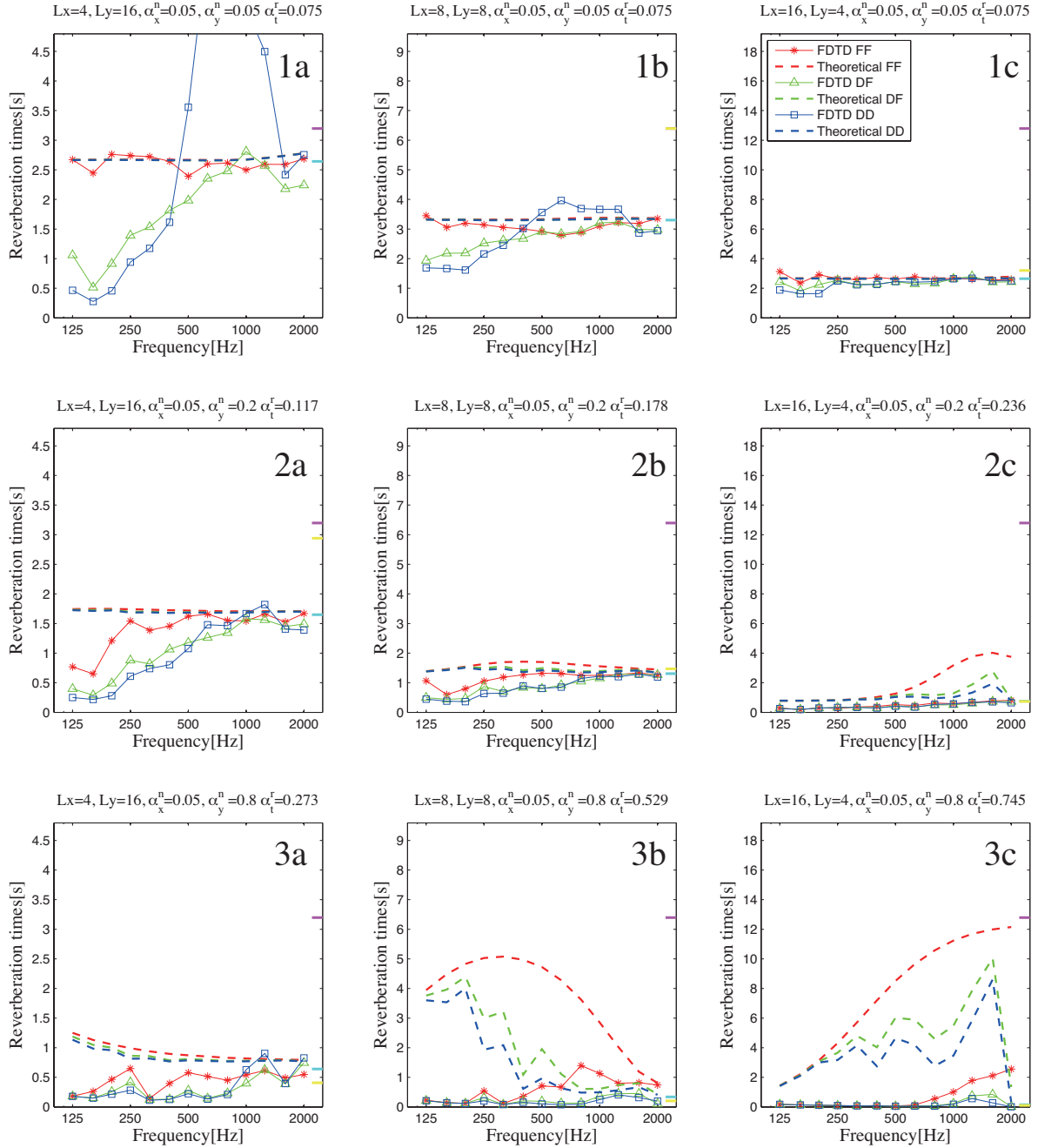


Fig. 5.11: EDT, FDTD and the theory in 1/3 oct. bands.

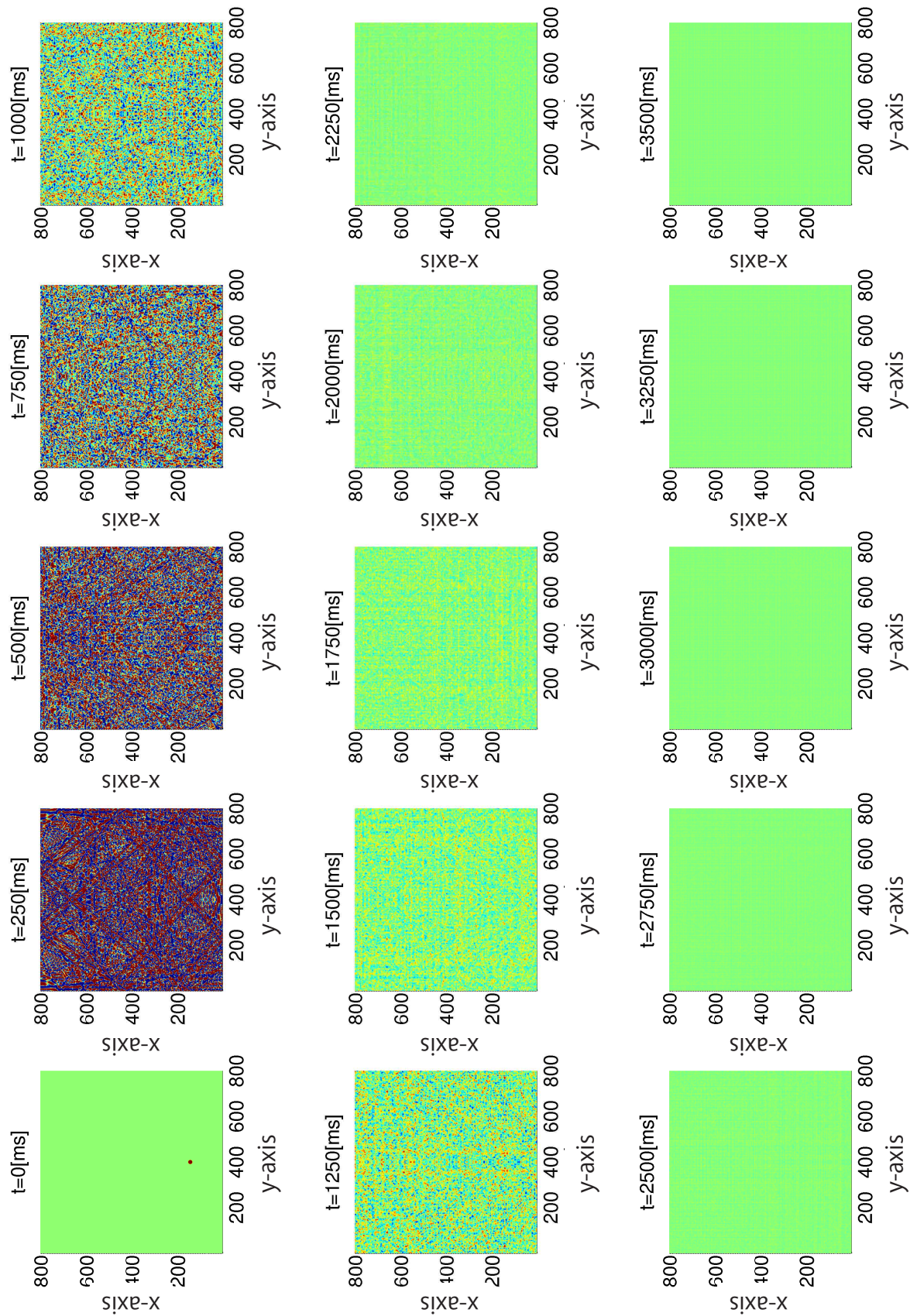


Fig. 5.12: Time series of reverberation (Type FF), by FDTD.



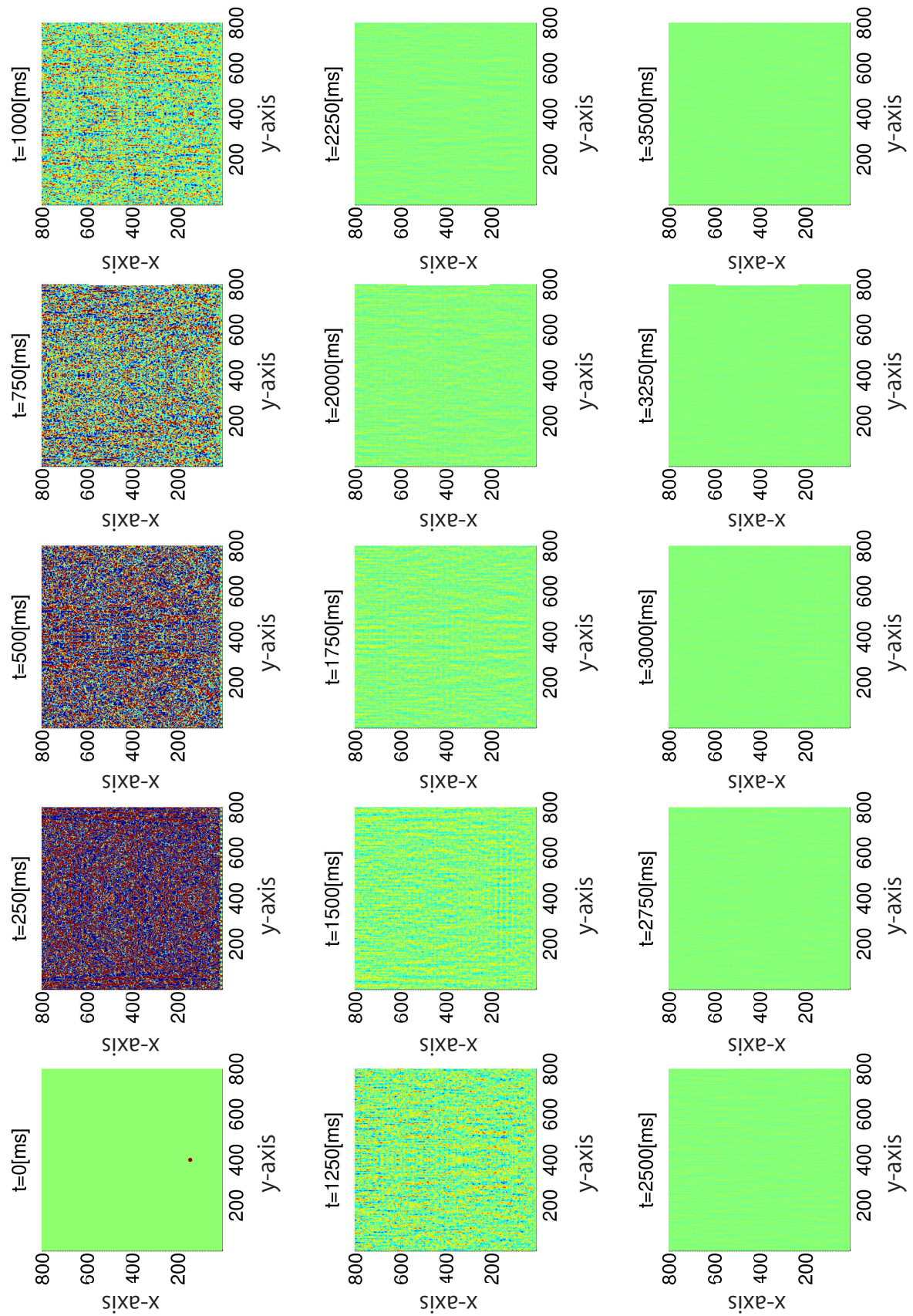


Fig. 5.13: Time series of reverberation (Type DF), by FDTD.

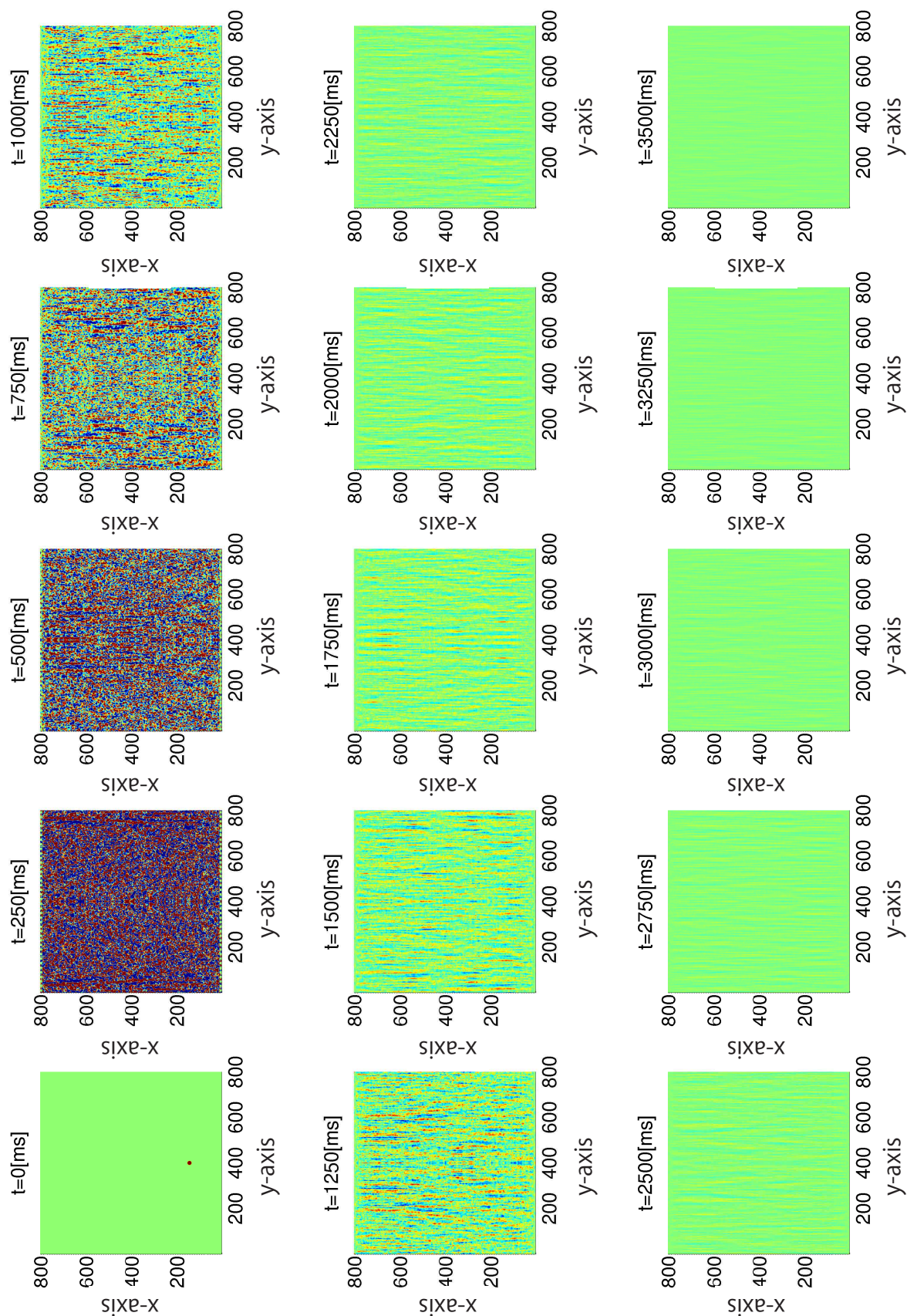


Fig. 5.14: Time series of reverberation (Type DD), by FDTD.



### 軸近傍音源の角度範囲に関する検討

理論値における値は解析結果に比べ減衰率が低い傾向を示した。物理的根拠は不明だが軸方向の吸音率を決定する Eq.2.27 での  $y$  方向擦過入射が過小評価されている可能性が挙げられる。そこで、非拡散音場の経験式構築を目指し、減衰率を決定する軸近傍音源、反射回数比を決定する  $\theta_{axy}$  の拡大を試みる。拡大率は、[29] を参考に、4 倍とし  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$  で残響時間を同定する。

その結果を Fig.5.15 に各室ごとの、解析結果及び理論値による壁面種類別の結果を示す。

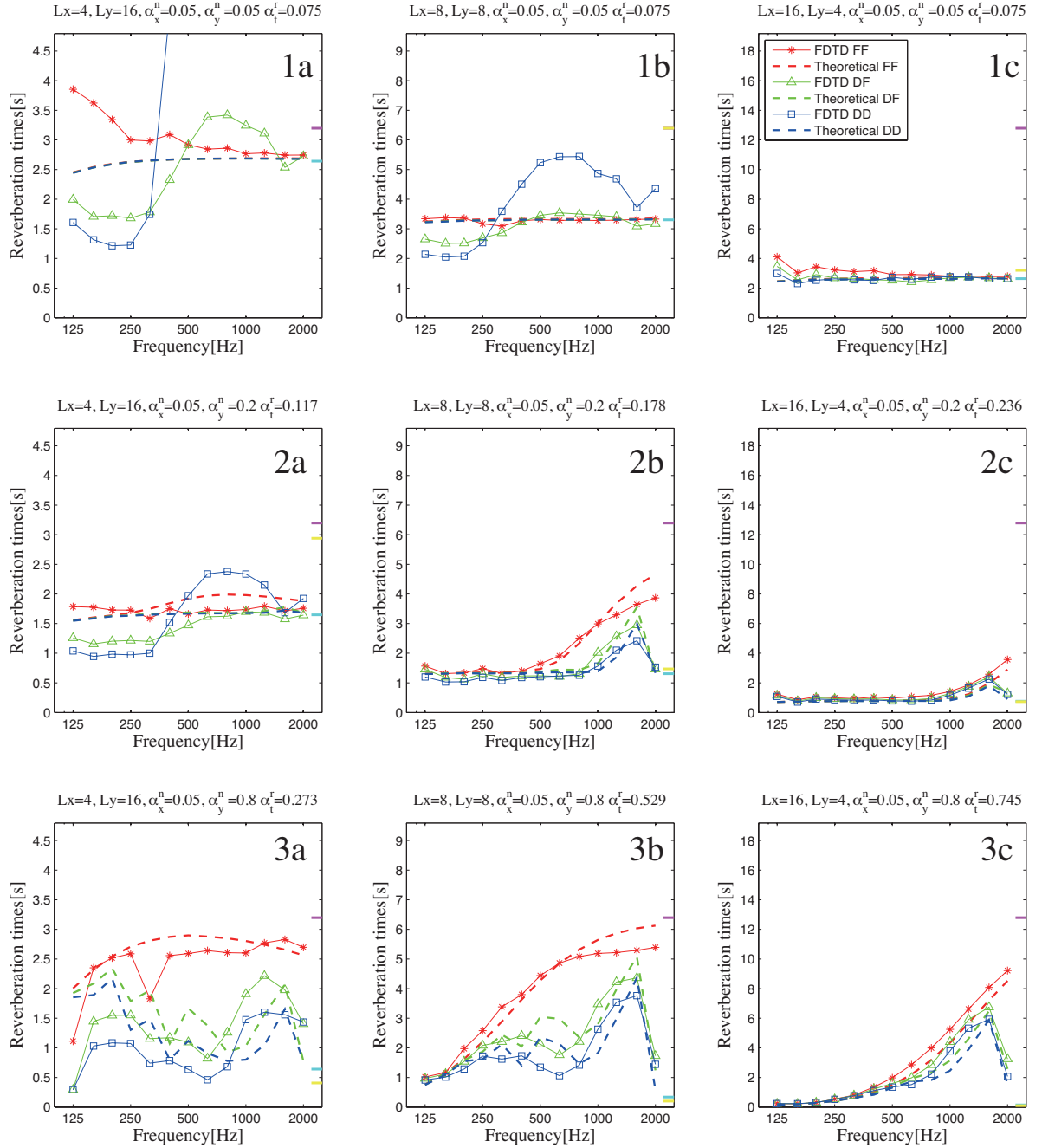
全面反射性の Room 1a, 1b, 1c において、理論値 Fig.5.10 と比較すると、Type FF の高音域での増加がみられなくなった。

Room 2b, 2c では比較的良い対応を示すが、Room 2a の解析結果では、拡散反射エネルギーが鏡面反射エネルギーへ転化し残響が増加するため、理論値の Fig.5.10 同様に一致しない。

Room 3b, 3c では比較的良い対応を示すが、Room 3a では TypeFF 低音域の残響から 1 次元残響に近似しているため、乱反射率の低い低音域では Type DF, DD の残響時間が解析結果と大きく乖離した。

この軸近傍音源範囲の拡大は、対応を示す傾向にあるが物理的根拠が、不明である。次項では、理論式に考慮されていない有限板端部回折の影響を検討する。



Fig. 5.15:  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ , FDTD and the theory in 1/3 oct. bands.

### 5.3.2 拡散体の吸音率に関する検討

Fig.5.16 に、前章の検討同様に、理論値で使用する吸音率を変更して検討を行う。同定区間は  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$  として、解析結果と理論値の対応を調べる。

Room 1a において、低音域では Type FF, DF, DD の順に残響時間の値が減少するが、高音域では逆転した。これは、拡散体の吸音率変化に伴い  $y$  方向の音場が卓越するためである。しかし Room 2a ではその傾向が見られないのは、 $y$  方向壁面が吸音性になったためである。

また、低音域から Type FF が Eyring の 1 次元残響時間に近似する Room 2b, 3a, 3b では、Fig.5.10 に比べ解析結果と近似した。しかし、低音域において 2 次元減衰が支配的な Room 2c, 3c ではその変化はみられない。

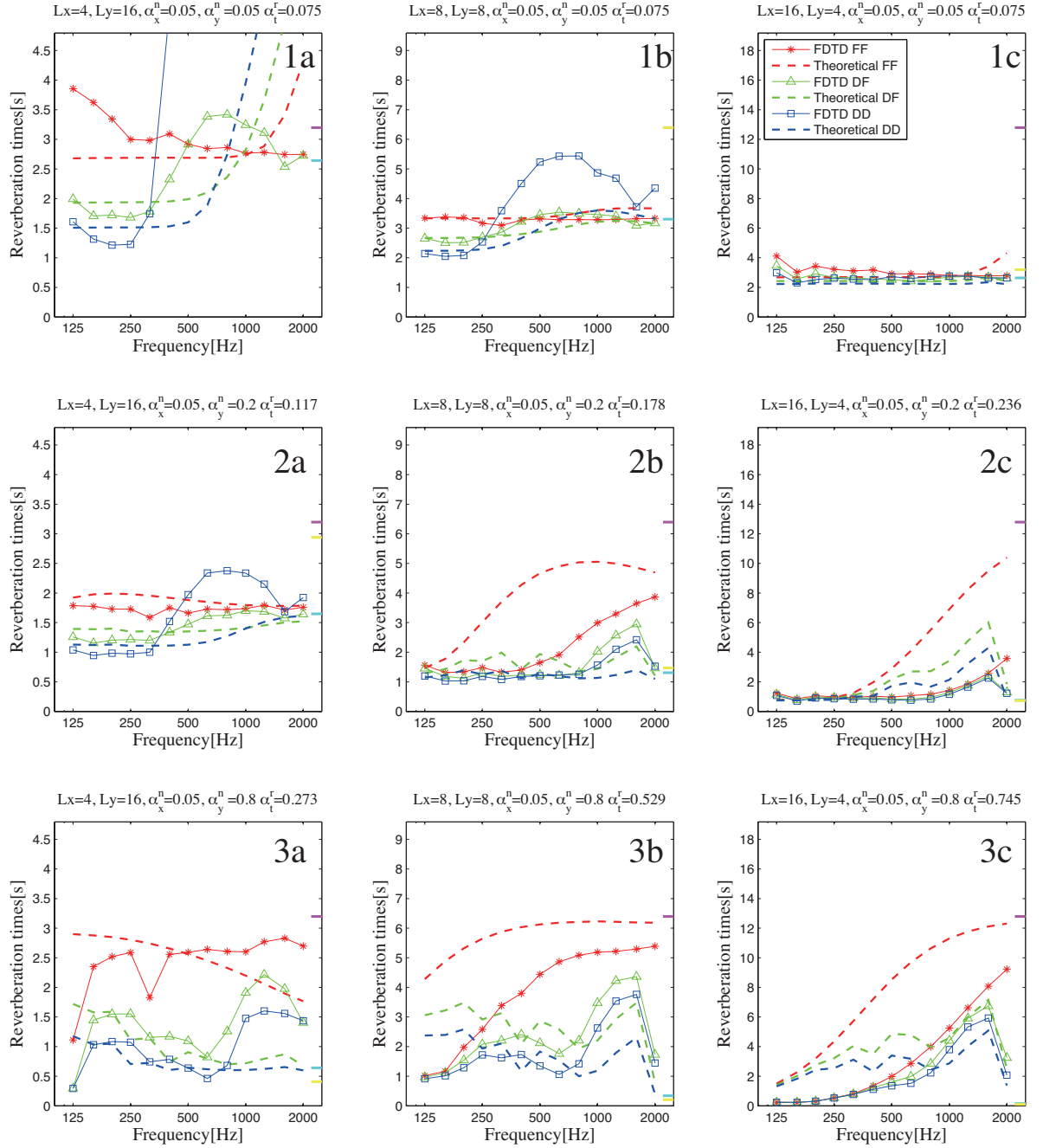


Fig. 5.16:  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ , FDTD and the theory(with edge diffraction revision) in 1/3 oct. bands.

### 5.3.3 端部回折の影響

端部回折は、有限の反射特性を持つ音場を考えると重要な要素であるが、理論値では端部回折の影響は考慮されていない。一方、検討手法の数値解析では室の角部で散乱を生じているため、両者には相違が生じている。この端部回折の影響として乱反射率を導入する方法が幾何音響解析では行われている [11]。このモデルでは、端部に入射した音波の半分が散乱するとして、

$$S_{\text{edge}} = 0.5(50\%) \quad (5.2)$$

とする。

また、端部回折の周波数特性は  $S_{\text{edge}}$  波長により決定される端部の長さに依存し、

$$S_{\text{effective}_{y(x)}} = S_{\text{surface}} + S_{\text{edge}} \times \frac{L_{\text{edge}}}{L_{y(x)}} \quad (5.3)$$

と決定されている。ただし、

$$L_{\text{edge}} = \frac{c}{4f} \quad (5.4)$$

であり、端部の長さは入射する周波数の 1/4 波長分である。したがって両端による考慮を行うと、本検討で使用する端部回折としての乱反射率は、

$$S_{\text{effective}_{x(y)}} = S_{\text{surface}} + \frac{c}{4fL_{y(x)}} \quad (5.5)$$

であらわされる。ただし、 $S_{\text{effective}}$  が 1 を超える場合は 1 に丸めることが想定されている。

Fig.5.17 に端部回折としての乱反射率を示す。

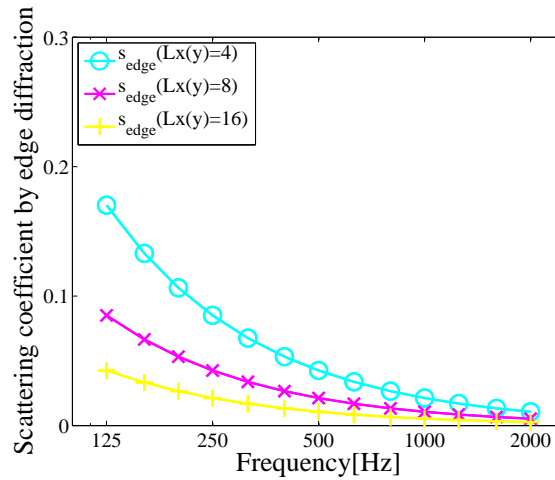


Fig. 5.17: Scattering coefficient by edge diffraction.

理論計算における乱反射率 (乱・垂直) に端部回折を Eq.(5.5) に与えた, その理論値及び解析結果を示す.

Fig.5.18 に後期残響として  $T_{30}(-30 \sim -60[dB])$ ,

Fig.5.19 に  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ ,

Fig.5.20 に初期残響として EDT を示す.

#### $T_{30}(-30 \sim -60[dB])$ に関する検討

後期残響として示した Fig.5.18 の Room 1a, 1b, 1c の全面反射性の場合では, Fig.5.9 に比べ理論値への効果があまり見られない.

Room 2a では Type FF において, 理論値が解析結果より短くなり壁面拡散を伴う Type DF, DD の低音域は大きく減少したが先述の現象が理論では考慮されていないため対応は認められない. Room 2b では, Type FF 低音域の残響時間が乱反射率を付加したため減少した. そのため, Type DF, DD は解析結果に近似した. しかし, Room 2c では Type FF の低音域の残響は Fig.5.9 において 2 次元残響時間付近を示していたため, 変化はあまり認められない.

Room 3a, Type FF では, より  $x$  方向音場が卓越する室のため, 低音域で変化が大きく現れ解析結果を下回った. しかし, Type DF, DD では低音域の値が解析結果に近似した. Room 3b, Type FF では, 低音域で解析結果より長く, 高音域で解析結果より短くなった.

また、Type DF, DD の低音域が、Fig.5.9 に比べ近似した。しかし、Room 3b, Type FF では全周波数において解析結果より長くなり、Type DF, DD の低音域の値は依然乖離がみられる。

#### ・ $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ に関する検討

Fig.5.19 に  $T_{30}$  を示す。Fig.5.9 に比べ、初期減衰を含むため、残響時間の値は小さくなるが  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$  と概ねの傾向は変わらない。

#### ・ $EDT$ に関する検討

Fig.5.20 に  $EDT$  を示す。Fig.5.11 に比べ、初期減衰が支配的になるため大きな変化は見られないが、低音域の残響時間が長い Room 3b では大きく現象した。

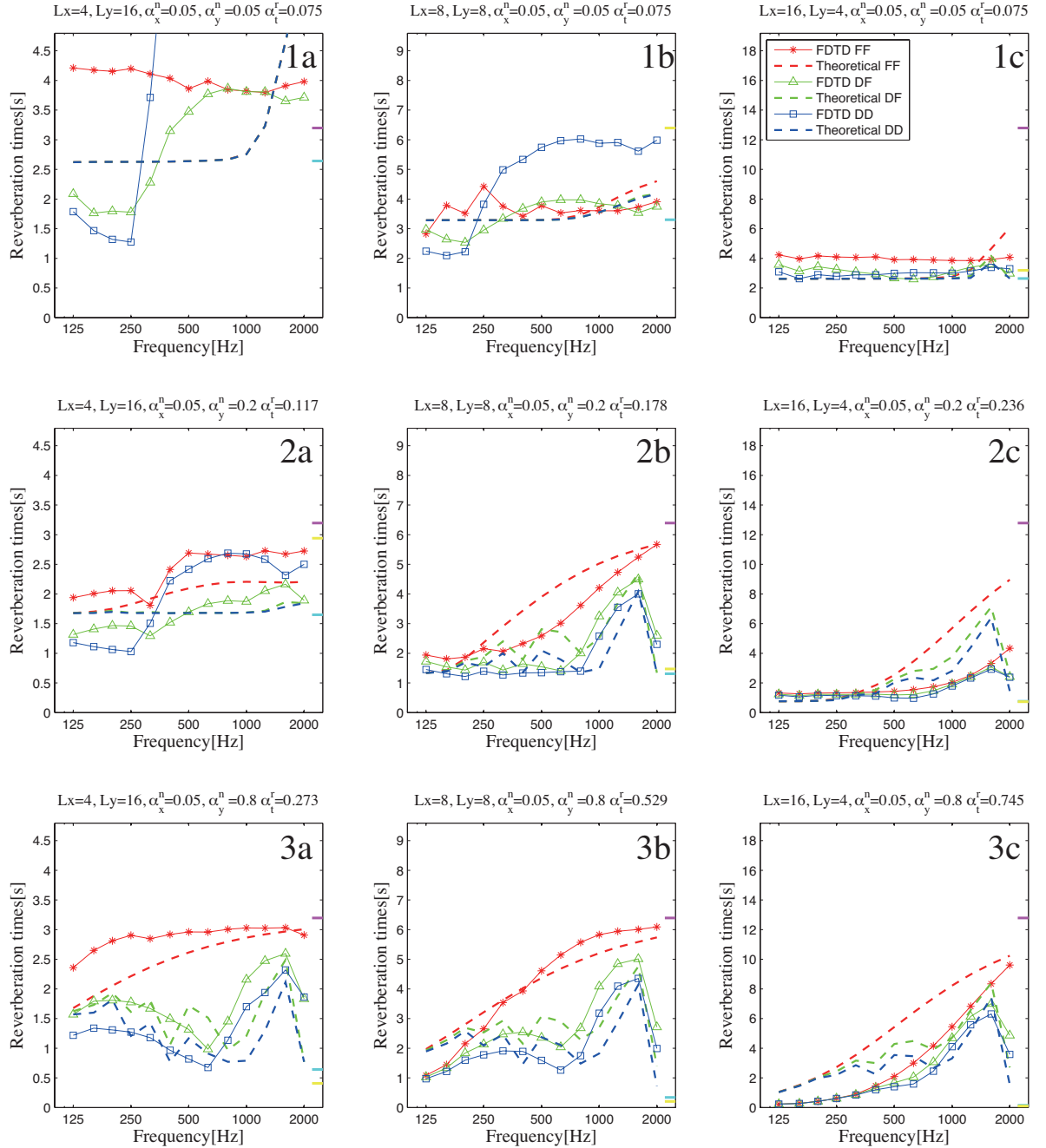


Fig. 5.18:  $T_{30}(-30 \sim -60[dB])$ , FDTD and the theory(with edge diffraction revision) in 1/3 oct. bands.

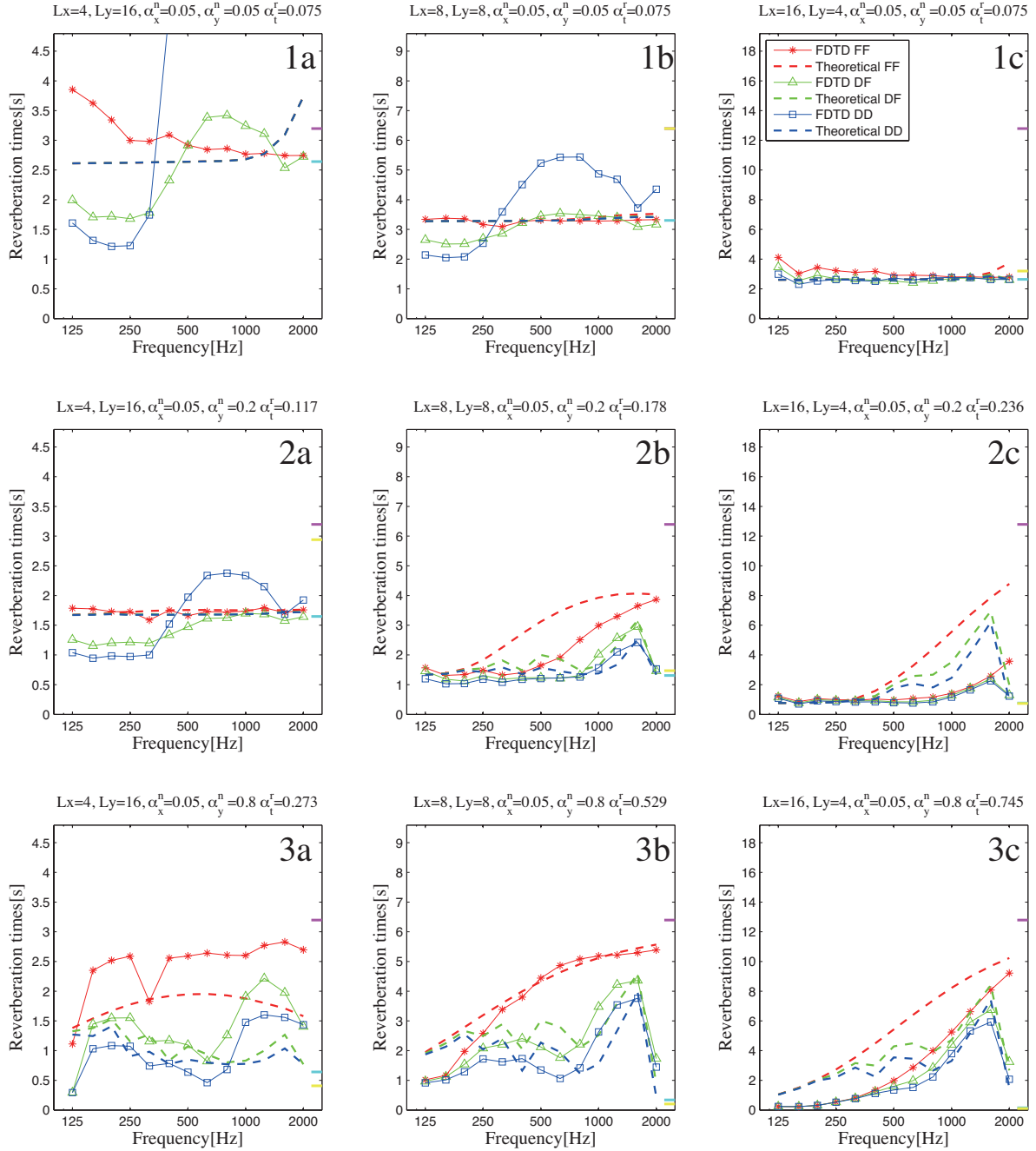
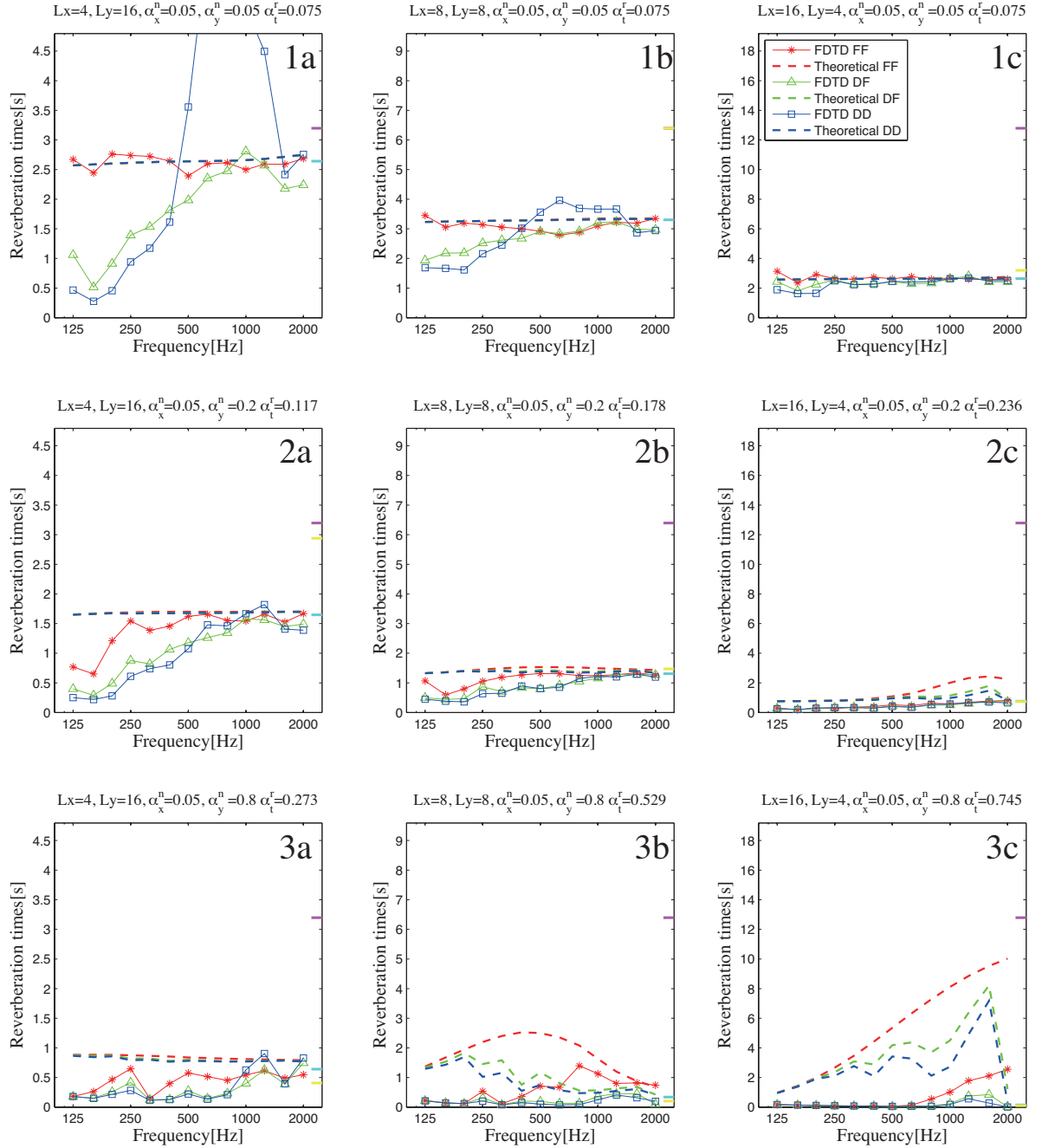


Fig. 5.19:  $T_{30}(-5 \sim -35[dB])$ , FDTD and the theory(with edge diffraction revision) in 1/3 oct. bands.



Fig. 5.20: *EDT*, FDTD and the theory(with edge diffraction revision) in 1/3 oct. bands.

## 5.4 まとめ

同面積・室アスペクト比の異なる 2 次元矩形室を対象に，吸音面を偏在させて，壁面拡散が及ぼす影響，理論の検討を数値解析により行った．

壁面拡散を伴わない検討では，理論値は解析結果に比べ 1 次元残響が支配的になり，残響時間として長くなる傾向が認められた．これは吸音面が偏在する非拡散音場ほど，また後期残響ほどその影響が現れた．

壁面拡散を伴う検討では，拡散体の効果は吸音面偏在下では残響時間の抑制が確認できるが，全面反射性の室では残響時間の増加が認められた．これは，拡散反射成分が鏡面反射成分へ転化するためであるが，理論ではこれを想定していないため乖離が確認できた．吸音面偏在下では，理論値は拡散体の影響を捉える傾向にあるが，低音域での乖離が大きい結果となった．この一つの原因として考えられる，反射性有限板で生じる端部回折を，乱反射率として理論計算に導入した場合，Type FF の残響時間は低音域で減少し，拡散体設置時で生じた解析結果と乖離が減少した．高音域で生じる音響障害のフラッターエコー低減効果の予測として，理論を用いるには，大変有用であると考えられる．

しかし，非拡散音場の残響予測として汎用的に使用するのには，実現象において不明な点が未だ多いため，さらなる検討が必要だと思われる．

## 第 6 章

# 総括

本研究は、現実空間に多数存在する非拡散音場の残響現象を明確にし、非拡散音場の室内音響設計スキームの構築を目指し、壁面拡散を考慮した残響理論との対応関係を把握することにあつた。

第 1 章では、本研究の背景及び既往研究の概念をまとめた上で、本研究の目的を述べた。拡散音場と比較しながら本研究の対象である非拡散音場における残響予測の問題点を整理した。

第 2 章では、統計音響理論として拡散音場の残響理論を導出をした上で、非拡散音場の残響理論を 2 次元で再定式化を行った。

第 3 章では、本研究で用いる波動数値解析手法である時間領域有限差分法についての定式化について、実空間を再現するための境界条件や、音源条件について述べた。

第 4 章では、1 次元音場が卓越する平行壁面間残響の数値解析を行った。

音源位置・受音点位置によって測定される音響特性が異なる非拡散音場について知見を得た。これは実測方法への還元が行える。

有限の平行平板対では、壁面間距離の小さいもの (壁面長の長いもの)、壁面吸音率が高いものにおいて、全周波数的に Eyring の 1 次元残響時間に近似した。その傾向から、壁面間距離・壁面吸音率が残響時間の最大値を決定し、壁面長が周波数特性を示すものとして、アスペクト比による基準で残響時間をまとめられた。

壁面拡散の残響は、高音域で顕著なフラッターエコー低減の効果を確認した。その残響予測としての理論値は、全周波数的に 1 次元残響を行う場合、低音域で乖離する傾向が認められるが、高音域で比較的良い対応を示した。乖離する低音域についても、理論値に使用する吸音率を調整すること予測できることが示唆された。

第5章では、同面積・室アスペクト比の異なる2次元矩形室を対象に数値解析を行い、吸音面配置の影響、壁面拡散の影響を理論値と併せて検討を行った。

壁面拡散を伴わない矩形室残響の検討では、理論値は解析結果に比べ大きくなる傾向が認められた。

壁面拡散を伴う矩形室残響の数値解析では、吸音面が偏在する室において、拡散体による残響時間の抑制を確認できた。また、理論値においてもその影響を捉える傾向にあるが、低音域での乖離が大きい結果となった。この原因として考えられる端部回折の影響を乱反射率として理論計算に導入した場合、壁面拡散を伴わない平板での残響時間が低音域で減少し、拡散体設置時に生じていた解析結果との乖離が減少し、室条件によっては良い対応を示した。

また、全面反射性の室では拡散反射成分の鏡面反射成分への転化により残響時間の増加を確認した。これは、音場の拡散性能向上を意図して設置された場合、望んだ音響性能と異なる音場を生み出す可能性が示唆された。

以上、本研究によって得られた成果を総括した。今後の課題としては、本研究で示された現象の理論的解明及び、理論値に使用する各入射条件の乱反射率の取り扱いが挙げられる。また、より現実的な3次元問題で解析を行い、実測との対応関係からも検討を行うことが必要である。それにより本研究で行った検討と結びつき、所望の音場をより適切に実現し得る室内音響設計スキーム確立について知見を深めることが期待される。

## 付録 A

# 修士論文概要

# 非拡散音場の室内残響に関する研究 - 2次元 FDTD 法解析による検討 -

Study on room reverberation of non-diffuse sound field,  
by using two dimensional FDTD method analysis.

学籍番号 47 - 106751  
氏 名 楠井 尚貴 (Naotaka, KUSUI)  
指導教員 佐久間 哲哉 准教授

## 1. はじめに

### 1.1 研究の背景

音響的配慮が必要な空間は音楽ホールの様に大規模かつ不整形なものだけでなく、会議室のような矩形室まで存在する。一般矩形室において、室形状・吸音面配置・壁面形状に起因する拡散不足は、平行壁面間での多重反射によるフラッターエコーを生じ、音場の明瞭度を低下させている場合も少なくない。改修には大きな負担となる室形状の変更よりも、吸音処理や壁面形状変更などの軽微な変更が望まれる。その施工後の音場は、残響時間に代表される音響指標を用いて予測・評価が行われるが、

残響時間の予測は、(1)室内全点のエネルギー密度が一定、(2)伝搬方向があらゆる方向に当確率、の2条件を満たす拡散音場上で成立する。そのため、室仕様によっては予測値と実測値の間に大きな乖離を生じる可能性がある。よって、あらゆる室仕様に対応できる室内音響設計スキームの確立が必要である。

### 1.2 研究の目的

本研究では、非拡散音場の残響現象を波動音響解析である時間領域有限差分法(FDTD法)を用いて定量的に知見を得ることを目的とする。同時に、非拡散音場の室内音響設計スキームの確立を目指し、壁面拡散を考慮した残響理論[1]との対応関係及び適用範囲を検討することを目的とする。

## 2. 平行壁間残響に関する検討

### 2.1 検討方法

非拡散音場として、1次元音場が卓越する平行壁面間を対象に、アスペクト比・壁面拡散が残響に及ぼす影響を検討する。解析対象はFig.1, Tab.1に示す2次元の平行壁面間で、壁面長( $L_y$ )が異なる3条件に対して、それぞれ拡散体設置を含む3種類の壁面を設定した。 $x$ 方向壁面は反射性として垂直入射吸音率に $\alpha_x^n=0.05$ 、 $y$ 方向の境界は開口を模擬し、無反射境界を設定した。また、残響時間の同定には1次元残響減衰を示す区間として、 $T_{30}(-30\sim 60[\text{dB}])$ とした。

Tab.1 Room conditions.

Room	$L_x$	$L_y$	$\alpha_x^n$	Wall type
Room 1-1	8	4	0.05	FF,DF,DD
Room 1-2	8	8	0.05	FF,DF,DD
Room 1-3	8	16	0.05	FF,DF,DD

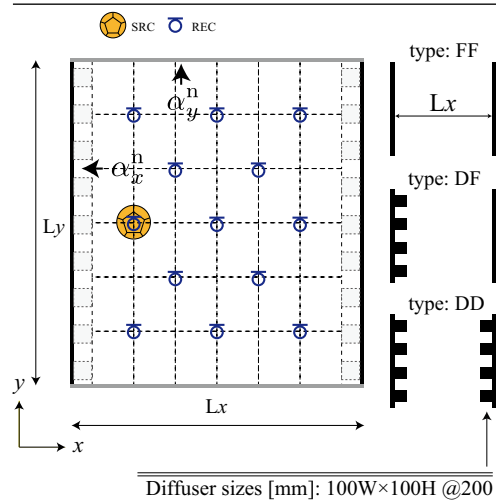


Fig.1 Arrangement of source and receiving points, and wall types.

## 2.2 理論計算

[1] による 1 次元音場の残響時間は Eq. (1) で表される. Eq. (2) の第 1 項では垂直入射吸音により表され, 無限壁面長 ( $L_y$ ) を想定した Eyring の 1 次元残響式と一致する. 第 1, 2 項において乱反射率  $\tilde{s}_x^n$  導入による鏡面吸音, 第 3 項は壁面入射に対する開口への擦過入射回数比を用いた擦過入射吸音の項である. ただし,  $c$  は音速,  $\tilde{\alpha}_y^g$  は  $y$  方向擦過入射吸音率である. また, 対向壁面の吸音率・乱反射率は Eq.(3) により平均化を行う.

$$T_{60} = 0.04 \frac{Lx}{\beta_{Eax}} [\text{sec}] \quad (1)$$

$$\beta_{Eax} = -\ln(1 - \tilde{\alpha}_x^n) - \ln(1 - \tilde{s}_x^n) - \frac{cL_x}{8f} \left( \frac{1}{L_y^2} \right) \ln(1 - \tilde{\alpha}_y^g) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_x^n &= 1 - \sqrt{(1 - \tilde{\alpha}_x^{n+})(1 - \tilde{\alpha}_x^{n-})} \\ \tilde{s}_x^n &= 1 - \sqrt{(1 - \tilde{s}_x^{n+})(1 - \tilde{s}_x^{n-})} \end{aligned} \quad (3)$$

## 2.3 結果と考察

### 2.3.1 平行平板対に関する検討

Fig. 3 に Room 1-1 の解析結果及び壁面拡散を伴う Type DF, DD の理論値を示す. 理論計算は解析結果の壁面 Type FF から逆算した  $y$  方向擦過入射吸音率  $\tilde{\alpha}_y^g$ , 及び波動音響解析である境界要素法にて算出した垂直入射乱反射率  $\tilde{s}_y^g$  を使用した (Fig. 2). 壁面拡散を伴わない平板対 Type FF の解析結果は, 鏡面反射性が強い高音域ほど壁面間衝突で減衰し, Eyring の 1 次元残響時間に近似する. 一方, 低音域では開口部に回折するため残響時間は短くなる. Eyring の 1 次元残響時間を同位置に示す Room 1-2, 1-3 の結果では, 壁面長 ( $L_y$ ) が長いものほど残響時間が増加していることが確認できる (Fig. 4, 5).

### 2.3.2 壁面拡散に関する検討

壁面拡散に伴う Type DF, DD の解析結果・理論値ともに乱反射率に対応する形で残響時間が減少した. これは  $x$  方向成分が拡散体により散乱され, 開口部へ入射するためである. Room 1-1 の理論値は低音域で良い対応を示すが, 高音域では乖離が認められる. 一方, Room 1-3 は低音域で乖離が認められるが, 高音域で良い対応を示した. 前者は Eq.(2) 第 3 項の  $y$  方向入射による減衰が過大評価されている可能性が挙げられる. 後者は, 解析結果では拡散体による実効的な吸音増加するが, 理論値では 1 次元残響が支配的な室において乱反射率の低い低音域では Type FF の値に収束するためと考えられる.

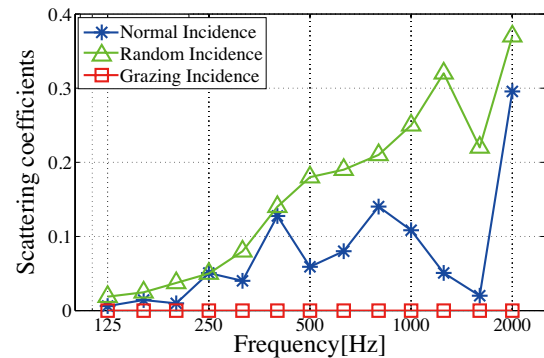


Fig.2 Scattering coefficients used for theoretical calculations.

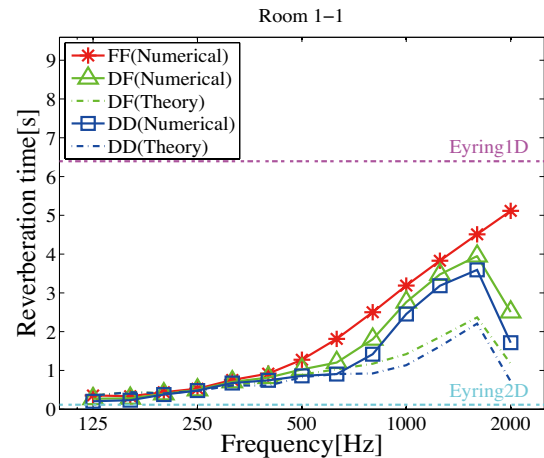


Fig. 3 Reverberation time, by FDTD and the theory(Room 1-1).

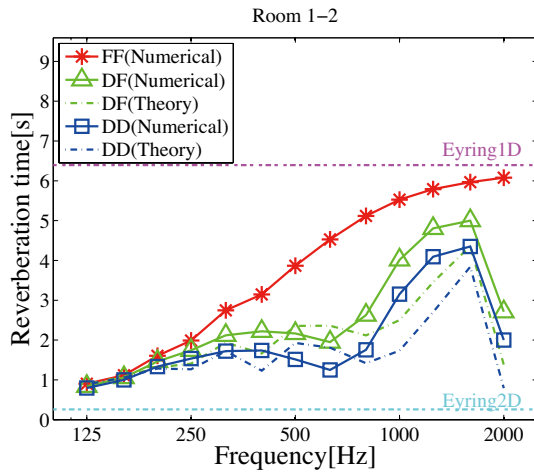


Fig. 4 Reverberation time, by FDTD and the theory (Room 1-2).

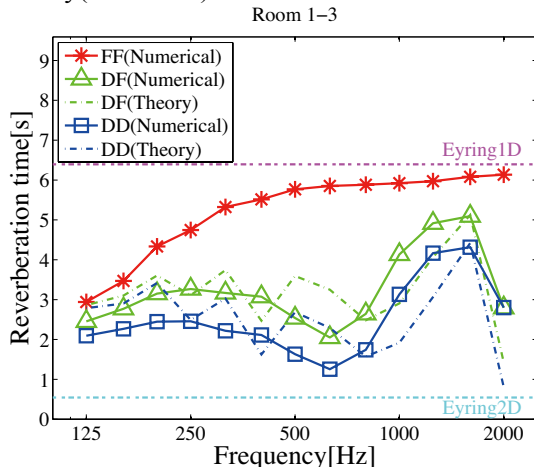


Fig. 5 Reverberation time, by FDTD and the theory (Room 1-3).

### 3. 矩形室残響に関する検討

前章では、壁面長 ( $L_y$ ) による Type FF の周波数特性を確認し、拡散体設置による残響抑制を解析結果・理論値ともに確認した。本章ではより現実的なモデルとして、吸音面配置の影響について検討を行う。

#### 3.1 検討手法

対象は Fig.1, Tab.2 に示す 2 次元矩形室とする。全面反射性の正方形室 (Room 2-1), に対し  $y$  方向壁面を吸音性とした室アスペクト比の異なる Room 2-2, 2-3 を設定した。さらに各室における壁面拡散の影響を調べるため、前章同様に  $x$  方向壁面を 3 種類を設定した。

#### 3.1 理論計算

2 次元矩形室の残響減衰は、2 次元平面と各軸対向壁面の 3 つの鏡面反射成分、壁面拡散により一部の鏡面反射成分が転化し生じる拡散反射成分の計 4 つの成分に分解される。理論計算の吸音率 (垂直・乱・擦過) は、数値解析との対応を図り、乱反射率 (垂直・乱) には Fig.2 示す値を、擦過入射乱反射率は 0 を設定した。残響時間の同定は、 $T_{30}(-5 \sim -35[\text{dB}])$  で行った。

#### 3.2 結果と考察

Tab.2 Room Conditions.

Room	$L_x$	$L_y$	$\alpha_x^n$	$\alpha_y^n$	Wall type
Room 2-1	8	8	0.05	0.05	FF,DF,DD
Room 2-2	4	16	0.05	0.20	FF,DF,DD
Room 2-3	8	8	0.05	0.20	FF,DF,DD

##### 3.2.1 吸音面配置の影響

Fig.6 に Room 2-1 の解析結果・理論値の残響時間を示す。解析結果では、Type FF の残響時間は概ね Eyring の 2 次元残響時間付近となる。一方、Type DF, DD の低音域では実効的な吸音が増加するため残響時間は減少するが、Type DD の中音域の値は大きく増加した。この値は、Room 1-2 の同タイプに比べても大きい値となっている (Fig.4)。Room 2-2, Type DD の値も同様の結果が認められる (Fig.7)。これは、拡散反射成分が  $y$  方向成分へ転化し、1 次元残響減衰を行ったためと考えられる。また、Room 2-3, Type FF では前章同様に、1 次元音場が卓越し高音域につれて残響時間が増加した。拡散体設置時は  $x$  方向鏡面反射成分が散乱されるため、残響時間は減少した。

##### 3.2.2 理論値との対応

Room 2-1, 2-2 の Type FF において両者は概ね一致するが、拡散反射成分から鏡面反射成分への転化を想定しない理論値で



は Type DD においては解析結果と乖離した。一方, Room 2-3, Type FF の理論値は解析結果に比べ長くなる傾向があり, Fig. 9 に示す残響減衰曲線からも 500Hz 帯域では減衰率が乖離することが確認される。高音域の 2000 Hz では Eyring の 1 次元残響時間に収束するため減衰率は近似するが, エネルギーレベル差があるため残響時間としての値は異なる。Type DF, DD の値は, 乱反射率の高い高音域では, 拡散反射に起因するランダム入射の減衰が支配的なため, 数値解析結果と良い対応を示した。

[参考文献]

[1]Sakuma, EAA, pp.1959-1964, 2011

#### 4. まとめ

本研究では, 非拡散音場の残響現象の解明を目的として, 平行壁間残響や吸音面が偏在する矩形室解析を行った。1 次元音場が卓越する状況では, フラッターエコー対策として重要な高音域の残響抑制を残響理論により予測できることが示唆された。しかし, 全面反射性といった室において, 拡散性向上を目的とした拡散体の設置は, 残響を増加させ所望の音場と異なる性能を生じる可能性が示唆された。今後の課題は, この物理現象の解明及び, 現実的な 3 次元問題を扱うことである。

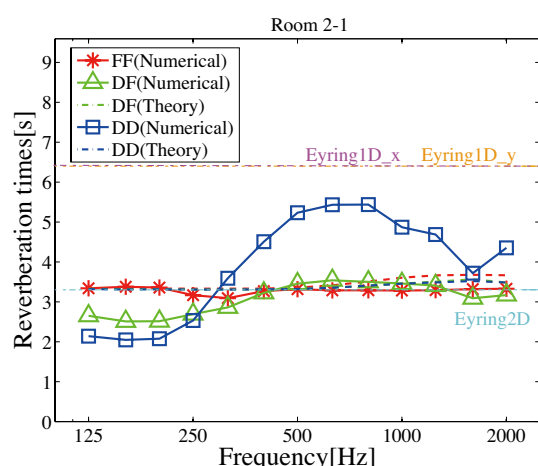


Fig. 6 Reverberation time, by FDTD and the theory (Room 2-1).

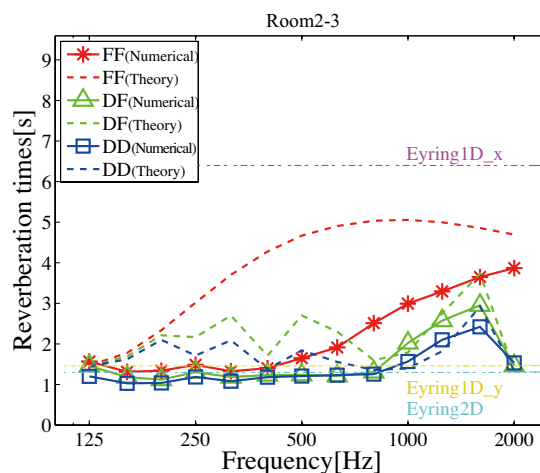


Fig. 8 Reverberation time, by FDTD and the theory (Room 2-3).

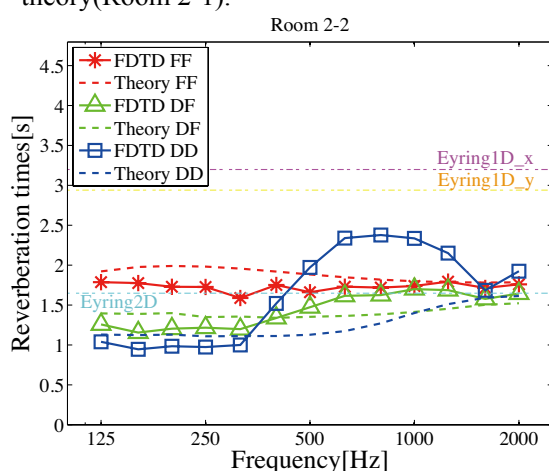


Fig. 7 Reverberation time, by FDTD and the theory (Room 2-2).

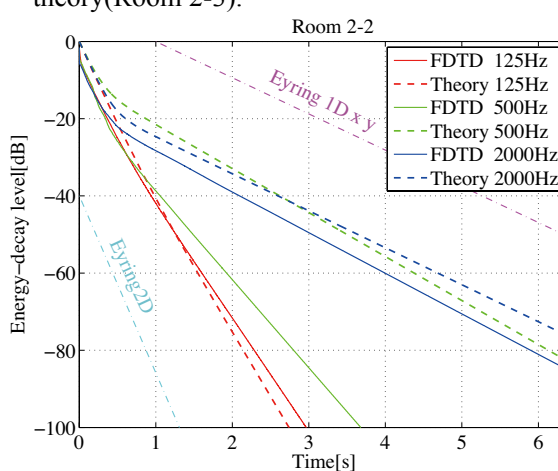


Fig. 9 Energy decay curves, by FDTD and the theory 125, 500, 2000 [Hz] (Room 2-3 Type FF).



## 付録 B

# 発表論文

### B.1 発表論文リスト

楠井尚貴，佐久間哲哉

‘非拡散音場の室内音響特性に関する研究 その5 平行壁間残響の数値解析’

日本音響学会秋季研究発表会 島根大学 平成 23 年 9 月 21 日

楠井尚貴，佐久間哲哉

‘非拡散音場の室内音響特性に関する研究 その6 矩形室残響の数値解析’

日本音響学会春季研究発表会 神奈川大学 平成 24 年 3 月 14 日

非拡散音場の室内音響特性に関する研究  
その5 - 平行壁間残響の数値解析\*

☆楠井尚貴，佐久間哲哉（東大・新領域）

1 はじめに

既報[1]にて、非拡散音場の残響理論が提案され、一次元音場が卓越する平行壁面間の実測[2]が行われている。本報では数値解析により、理論式による残響時間との対応関係および拡散体が残響時間に及ぼす影響を検討する。

2 検討手法

Fig.1に示す2次元モデルの平行壁面間を対象とし、FDTD法による解析を行った。空間離散幅は0.01m、時間離散幅は1/48151s、開口部はPML(無反射境界)を用いて完全吸音とした。壁面の吸音率は二条件とし、拡散体の有無による影響を検討した(Fig.1, Table 1)。音源点は5箇所、受音点は平行壁間内の0.04m毎に設置した。残響時間の同定には、各受音点の算術平均を行った。対象周波帯域は125～2000 Hzの1/3オクターブバンドとした。

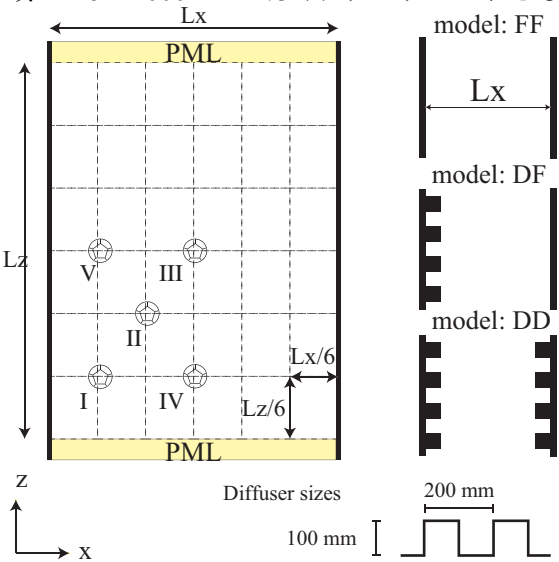


Fig.1 Arrangement of Source and Wall Patterns.  
Table 1 Analysis models

case	Lx[m]	Lz[m]	$\tilde{\alpha}_x^n$	src points	Wall types
1	2.4	3.6	0.05	5	FF,DF,DD
2	2.4	3.6	0.10	5	FF,DF,DD

3 一次元音場の残響式

一次元音場の残響時間は既報[1]より、以下で表される。

$$T = \frac{13.8}{c} \frac{Lx}{\beta_{Eax}} [s]$$

ただし、

$$\beta_{Eax} = -(\ln(1 - \tilde{\alpha}_x^n) + \ln(1 - \tilde{s}_x^n)) - \frac{cLx}{8f} \left( \frac{1}{Lz^2} \right) \ln(1 - \tilde{\alpha}_z^g) \quad (1)$$

Lxは壁面間長、 $\tilde{\alpha}_x^n, \tilde{s}_x^n, \tilde{\alpha}_z^g$ はそれぞれ、平行壁面間の平均垂直入射吸音率、乱反射率、z方向の擦過入射吸音率である。

4 結果と考察

4.1 減衰曲線

Case1-FFの音源位置IVにおける減衰曲線をEyringのものと併せてFig.3に示す。125Hz、2000HzではそれぞれEyringの二次元、一次元減衰に対応した。各受音点におけるエネルギーレベル差は見られるものの、減衰率は等しい事が確認できた。以降、残響時間の同定区間はT<sub>30</sub> (-30-60 dB) とする。

4.2 残響時間

Fig.3にCase1-FF、音源位置IVの室内平均エネルギーによる残響時間と各点の残響時間の算術平均、及び標準偏差を示す。両者の一致を確認した。Case1において残響時間の解析結果と理論値を比較してFig.6に示す。試料設置前のFFでは、高音域になるにつれて、残響時間が長くなりEyringの一次元残響に近づく傾向が見られた。試料設置後のmodel DF,DDでは、残響時間が高音域においても比較的短くなり、ピーク&ディップが生じている。これは、FFの残響時間からEq.1により逆算し

\*Study on room acoustic properties of non-diffuse sound field Part 5 - Numerical analysis of reverberation between parallel walls, by KUSUI, Naotaka and SAKUMA, Tetsuya (Univ. of Tokyo).

たz方向の擦過入射吸音率(Fig.4)及び境界要素法による垂直入射乱反射率(Fig.5)を入力した理論値の傾向と近似している。しかし、理論値は解析結果から大きく乖離している。この傾向はCase2においても同様の結果が得られた(Fig.7)。

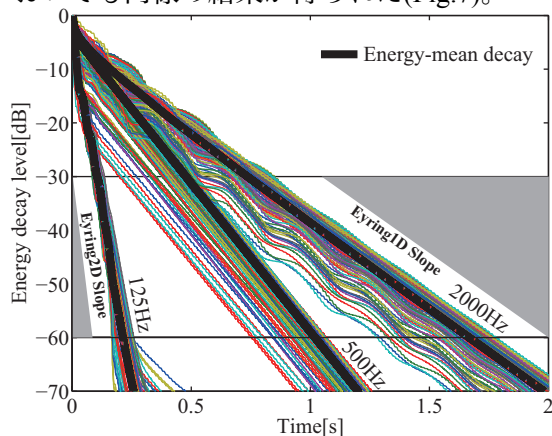


Fig.2 Energy decay Curves 125Hz,500Hz,2000Hz in 1/3 oct. bands (Case1, src4, model FF)

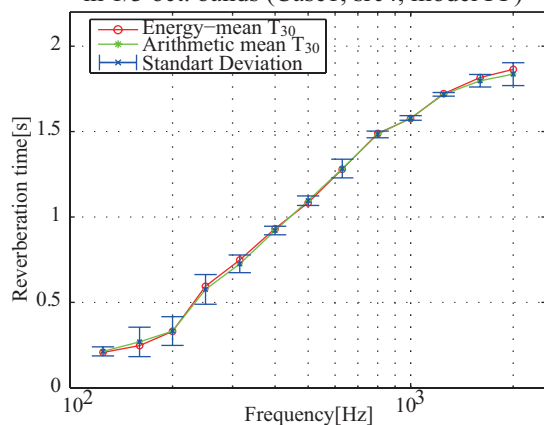


Fig.3 Arithmetic mean and Energy mean Reverberation times with Standard Deviations. (case1,src4)

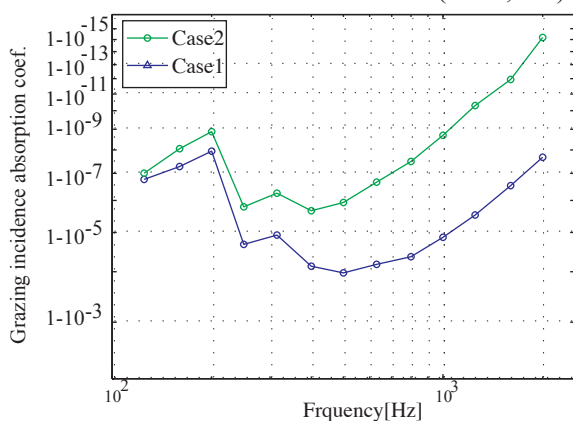


Fig.4 Grazing incidence absorption coef, calculated from model FF's  $T_{30}$ .

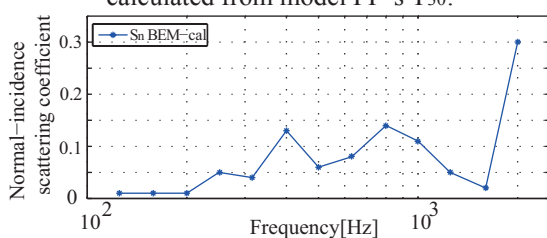


Fig.5 Normal incidence scattering coef. in 1/3 oct. band.

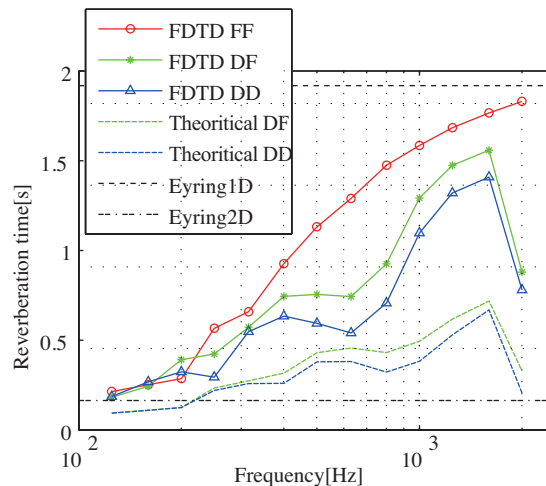


Fig.6 Reverberation times, FDTD and Theoretical in 1/3 oct. bands(Case1)

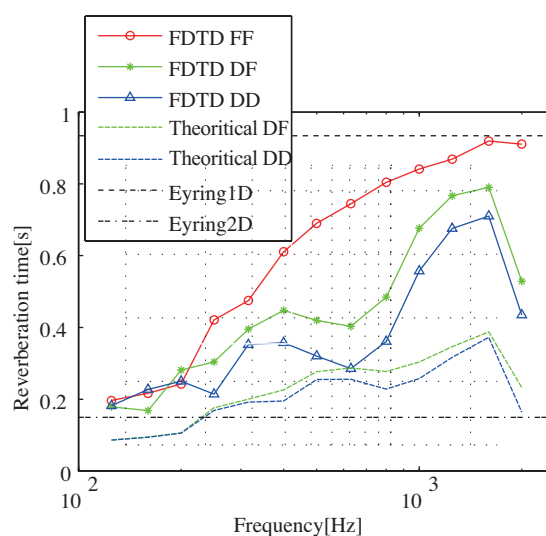


Fig.7 Reverberation times, FDTD and Theoretical in 1/3 oct. bands(Case2)

## おわりに

平行壁面間の一次元音場のエネルギー減衰、残響時間の算出法について知見を得た。今後、室アスペクトの検討、壁面の吸音率の検討を行うと共に、実測への還元として、受音点数の必要数を検討していく。

## 謝辞

本研究は科研費(No.21360275)の助成を受けて行われた。

## 参考文献

- [1] 佐久間, 非拡散音場の室内音響特性に関する研究 その1 -壁面拡散を考慮した残響理論-, 音講論(春), pp.1287-1290, 2011.
- [2] 土屋他, 非拡散音場の室内音響特性に関する研究 その3 -平行壁間残響に及ぼす壁面拡散の影響-, 音講論(春), pp.1293-1294, 2011.

# 非拡散音場の室内音響特性に関する研究 その6 -2次元矩形室残響の数値解析- \*

☆楠井尚貴, 佐久間哲哉 (東大・新領域)

## 1 はじめに

筆者らは、壁面拡散を考慮した非拡散音場の残響理論<sup>[1]</sup>を提案し、吸音面の偏在した矩形室の数値解析<sup>[2]</sup>、壁面拡散を伴う平行壁面間の実測<sup>[3]</sup>、数値解析<sup>[4]</sup>との対応を調べてきた。本報では2次元矩形室を対象にFDTD法解析を行い、壁面拡散・吸音が残響に及ぼす影響を調べるとともに、理論との対応を検討する。

## 2 検討手法

対象はFig.1, Table 1に示す2次元矩形室とする。ここで、全面反射性の正方形室(Room 0),  $y$ 方向壁面を吸音性としたアスペクト比が異なる3条件(Room 1, 2, 3)を設定した。さらに各室における壁面拡散の影響を調べるため、 $x$ 方向壁面に3種類を設定した。

FDTD法解析では、境界での局所作用を仮定してTable 1に示す吸音率相当の垂直入射音響インピーダンスを実数で与え、受音点13点の平均エネルギー減衰から残響時間を算出した。

理論計算の吸音率(乱・垂直・擦過入射)は、Table 2に示す軸近傍音源群の範囲 $\theta_{axy(yz)}$ <sup>[1]</sup>に基づき平均化をした吸音率を与えた。乱反射率(乱・垂直入射)は境界要素法で算出した値、擦過入射値は0を設定した(Fig.2)。数値解析、理論計算とも対象周波数は125~2kHzとし、残響時間の同定区間は $T_{30}$ (-5~-35dB)とした。

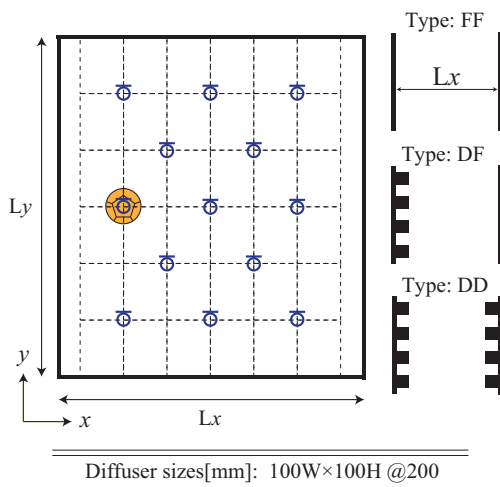


Fig. 1 Arrangement of source and receiving points, and wall types.

Table 1 Room conditions.

Room	Lx	Ly	$\alpha_x^n$	$\alpha_y^n$	wall type
Room 0	8	8	0.05	0.05	FF, DF, DD
Room 1	4	16	0.05	0.8	FF, DF, DD
Room 2	8	8	0.05	0.8	FF, DF, DD
Room 3	16	4	0.05	0.8	FF, DF, DD

Table 2 Classification of absorption coefficient based on incidence angles.

	Range of incidence angle	
Random $\alpha_{x(y)}^r$	0	$\leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$
Normal $\alpha_{x(y)}^n$	0	$\leq \theta \leq \theta_{axy(yx)}$
Grazing $\alpha_{x(y)}^g$	$\frac{\pi}{2} - \theta_{axy(yx)}$	$\leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$

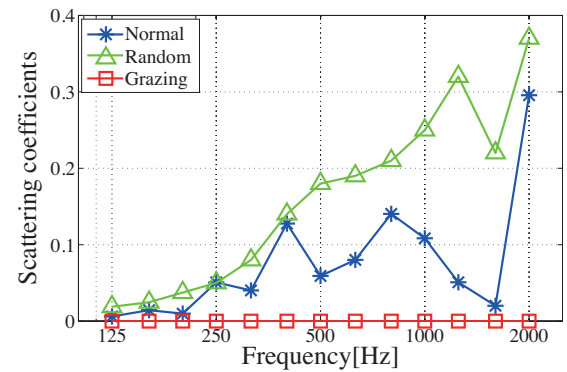


Fig. 2 Scattering coefficients used for theoretical calculations.

## 3 結果と考察

### 3.1 室アスペクト比の影響

Room 1, 2, 3の解析結果を、壁面タイプ別に理論値と併せて示す(Fig.4, 5, 6)。解析結果のType FFでは、 $y$ 方向壁面の吸音により $x$ 方向の成分が卓越し、鏡面反射性が強い高音域ほど残響時間は長くなる。また、 $Ly$ が大きいものほど低音域から1次元残響時間に近似した。

Type DF, DDでは $x$ 方向成分が拡散体により散乱され、 $y$ 方向壁面で吸音されるため、残響時間は減少し、その程度は垂直入射乱反射率と対応している。

### 3.2 吸音面配置の影響

Fig.3に示す、Room 0の解析結果では、Type FFの残響時間はほぼEyringの2次元残響時間付近とな

\* Study on room acoustic properties of non-diffuse sound field Part 6 - Numerical analysis of reverberation in 2D rectangular rooms, by KUSUI, Naotaka and SAKUMA, Tetsuya(Univ. of Tokyo).



る。一方, Type DF, DD では低音域で実効的な吸音が増加するため残響時間は減少し, 対面とも壁面拡散を伴う Type DD の中音域では, 拡散反射成分が  $y$  方向成分へ転化することにより残響時間が増加したと考えられる。

### 3.3 理論計算との対応

Room 0, Type FF では比較的一致するものの, 拡散反射成分から鏡面反射成分への転化を想定しない理論値では Type DF, DD では乖離がみられた。

Room 1, Type FF の残響時間が高音域にかけて減少しているのは,  $x$  軸近傍音源として想定される  $\theta_{axy}$  が室アスペクト比により小さくなり, 同定区間内で 2 次元残響減衰が支配的になるためである。

Room 2, 3 において, Type FF の残響時間が長くなるのは, 端部回折による散乱の影響を考慮していないことや, 擦過入射吸音率による減衰が小さいためだと考えられる。しかし, 乱反射率の高い高音域では, 拡散反射に起因するランダム入射による減衰が支配的なため, Type DF, DD は数値解析結果と良い対応を示す。

## 4 おわりに

壁面拡散が及ぼす残響への影響は, 吸音面偏在下では残響時間の抑制が確認できるが, 全面反射性の室では残響時間の増加が認められた。理論値は拡散体の影響を捉える傾向にあるが, 低音域では解析値との乖離が大きい結果となった。今後の課題として, 理論値に代入する拡散体の吸音率, 擦過入射乱反射率, また端部回折の取り扱いの検討を試みたい。

## 謝辞

本研究は科研費 (No. 21360725) の助成を受けておこなわれた。

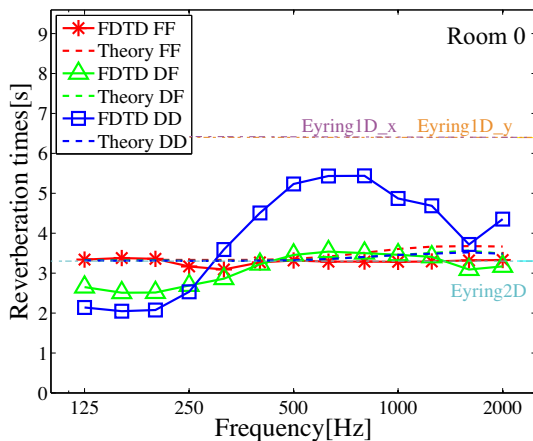


Fig. 3 Reverberation time, by FDTD and the theory. (Room 0)

## 参考文献

- [1] 佐久間, 音講論 (春), pp. 1287-1290, 2011.
- [2] 安田他, 音講論 (春), pp. 1291-1292, 2011.
- [3] 土屋他, 音講論 (春), pp. 1293-1294, 2011.
- [4] 楠井他, 音講論 (秋), pp. 1177-1178, 2011.

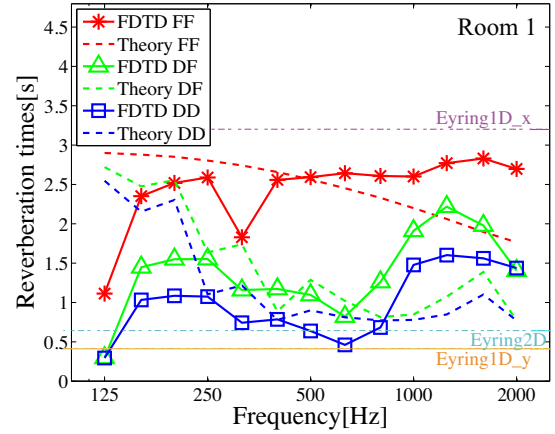


Fig. 4 Reverberation time, by FDTD and the theory. (Room 1)

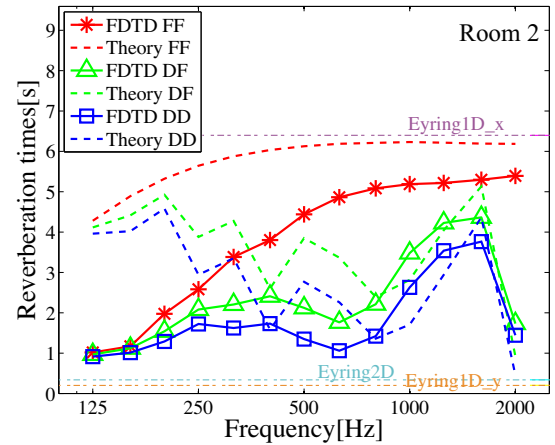


Fig. 5 Reverberation times, by FDTD and the theory. (Room 2)

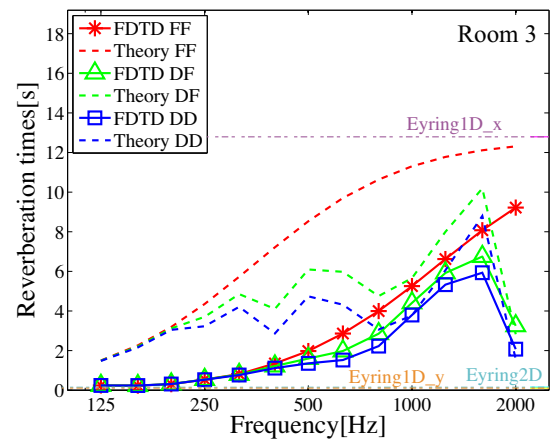


Fig. 6 Reverberation time, by FDTD and the theory. (Room 3)





## 参考文献

- [1] JIS409: 1998. 残響室法吸音率の測定方法
- [2] Yasuhito Kawai *et al*, Estimation of area effect of sound absorbent surfaces by using a boundary integral equation. The Journal of Acoustical Society of Japan, Vol. 26, pp. 123-127, 2005
- [3] 川上福司, 残響過程における拡散の同定に関する研究, 2004
- [4] 牧田康雄, 建築音響. 日本放送協会出版会, 1960
- [5] L. Rayleigh. Theory of Sound 2nd Edition. Macmillan, 1929
- [6] 藤原恭司, 増田潔. 一次元対称形周期壁面構造壁面による音波反射特性壁面による音波反射特性に関する研究 その1. 日本建築学会計画系論文報告集, Vol.428, pp.11-19, 1991.
- [7] D. Takahashi. Development of optimum acoustic diffusers. The Journal of Acoustical Society of Japan, Vol. 16, pp. 51-58, 1995
- [8] M.Vorlaender and E. Mommertz. Definition and measurement of random-incidence scattering coefficients. Applied Acoustics, Vol. 60, pp187-199, 2000
- [9] E.Mommertz. Determination of scattering coefficients from the reflection directivity architectural surfaces. Applied Acoustics, Vol 60, pp.201-203, 2000

- [10] ISO17494: 2004. Acoustics -Sound-Scattering Properties of Surfaces-, Part1: Measurement of the Random-Incidence Scattering Coefficient in a Reverberation Room, 2004
- [11] B-I. Dalenb äck, CATT-Acoustics v8, User's Manual, 2002
- [12] Sabine, Collected paper on acoustics, Harvard Univ. Press, 1922.
- [13] Eyring, J. Acoust. Soc. Am. 1, 217-241, 1930.
- [14] Morse. and. Bolt, Rev. Mod. Phys. 16, 1944.
- [15] 平田, 音響学会誌 vol.33, 480-485, 1977.
- [16] 佐久間, 非拡散音場の室内音響特性に関する研究その 1 -壁面拡散考慮した残響理論-, 音講論 (春), pp. 1287-1290, 2011.
- [17] G. Mur, " Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of time-domain electromagnetic-field equations," IEEE trans. electromag. compat., vol. 23, pp. 377-382, 1981.
- [18] Millington, J. Acoust. Soc. Am. 4, 69-82, 1932.
- [19] 森下他, 時間領域差分法を用いた多孔質材料の音響特性解析, 音響学会紙, vol.59, pp.70-79, 2003
- [20] 佐藤雅弘, FDTD 法による弾性振動・波動の解析入門, 森北出版, 東京, 2003
- [21] 坂本慎一, 橘秀樹, " 差分法を用いた過渡応答計算における吸音境界条件の検討", 日本音響学会建築音響研究会資料 (AA95-28), pp. 1-8, 1995
- [22] 坂本慎一, 荒井毅志, 橘秀樹, " 差分法における室内音場の過渡応答計算 (吸音性壁面を持つ三次元音場における実験結果との比較), 日本音響学会研究発表会講演論文集 (秋), pp. 781-782, 1996

- 
- [23] 前川純一, 森本政之, 坂上公博, 建築・環境音響学, 共立出版, 1990.
- [24] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," J. Comput. Phys., vol. 114, pp.185-200, Oct. 1994
- [25] X. Yuan, "Formulation and validation of Berenger's PML absorbing boundary for the FDTD simulation of acoustic scattering," IEEE trans. ultrasonics, vol. 44, pp. 816-822, 1997.
- [26] 山本航介, 坂本慎一, 橘秀樹, 高次差分を用いた FDTD 法の精度向上, 日本音響学会研究発表会講演論文集 (春), pp.831-832, 2004.3.
- [27] 坂本慎一, 横田考俊, FDTD 法による音場解析とその応用, 日本音響学会研究発表会講演論文集 (春), pp.1233-1236, 2006.3.
- [28] 土屋, 非拡散音場の室内音響特性に関する研究その 3 -平行壁間残響に及ぼす壁面拡散の影響-, 音講論 (春), pp. 1293-1294, 2011.
- [29] 安田, 非拡散音場の室内音響特性に関する研究その 2 -吸音材が偏在した室の残響計算-, 音講論 (春), pp. 1291-1292, 2011.
- [30] 東山, 信号解析と音響学, シュプリンガー・ジャパン, 東京, 2007
- [31] ハイリンヒ・クットルフ, 室内音響学ー建築の響きとその理論ー, 2003

## 謝辞

本論文は、筆者が東京大学新領域創成科学研究科社会文化環境学専攻 佐久間研，修士課程在学中に行った研究をまとめたものです。

指導教員の佐久間哲哉准教授には、テーマの選定から当論文の作成に至るまで、また日常の生活から研究へ取り組み姿勢に対して終始厳しくも優しいご指導を賜りました。ここに深く御礼申し上げます。

副指導教員である同専攻 磯部雅彦教授には見落としがちな視点からアドバイス頂きました。本研究のご指導と助言に心より感謝いたします。

副査の東京大学生産技術研究所 坂本慎一准教授には研究発表会などで、貴重な御意見及び御指摘を賜りました。心より感謝いたします。

関西大学時の指導教員であり、現在の佐久間研究室における研究の機会を与えて下さった関西大学工学部建築学科 河井康人教授に深く御礼申し上げます。先生には、工学全般を通しての広い視野をもってご指導いただきました。ここに深く御礼申し上げます。

神奈川大学工学部建築学科 安田洋介准教授には研究会などで御助言を賜りました。

関西大学工学部建築学科 豊田政弘 助教には、本研究で使用した波動音響数値解析についての御助言を賜りました。

佐久間研究室の先輩である土屋裕造さん、太刀岡勇氣さん、李李振さん、江田和司さん、Bttner Clemens さん、安達光平さん、杉原慎一郎さん、三上雄一郎さん、村田義明さんには、たくさんのアドバイスを頂きました。同期である、芥川俊輔さん、井上尚久さんとは研究の議論から私生活まで本当に楽しい生活を過ごすことができました。心より感謝いたします。また、後輩である中島和博さん、郭静さん、櫻田 真章さん、竹下 圭悟さん、

また院生室で共に時間を過ごした社会文化環境学専攻空間環境系の学生の皆様には、日常の議論を通じて多くの知識や示唆を頂きました。

また最後になりましたが、本研究を暖かく見守ってくれた両親・祖父母・親戚の皆様には感謝いたします。

2012 年 1 月 30 日

楠井 尚貴