

時間領域有限差分法を用いた振動音響連成解析

豊田 政弘[†] 高橋 大弐[‡] 河井 康人[†]

[†] 関西大学環境都市工学部建築学科 〒564-8680 大阪府吹田市山手町 3-3-35

[‡] 京都大学工学研究科建築学専攻 〒615-8540 京都市西京区京都大学桂

E-mail: [†] {toyoda, kawai}@kansai-u.ac.jp, [‡] tkhs@archi.kyoto-u.ac.jp

あらまし 固体音の予測手法として縦波と横波、及び二種類の減衰項を考慮した FDTD 法が提案されている。この手法では平均媒質定数を用いることで、固体流体を問わず、媒質の粘弾性挙動をただひと組の運動方程式と構成方程式で表現し、リープフロッグアルゴリズムを用いてそれらの式を離散化する。離散化されたすべての参照点で逐次計算を行うため、過渡応答を直接的に求めることができ、目や耳に訴える直感的な予測結果を得るのに有効であると思われる。本報では不等間隔グリッドを用いた直交異方性不均質媒体解析のための定式化といくつかの数値計算例を紹介する。

キーワード FDTD 法, 振動音響連成解析, 固体音, 可視化, 可聴化

Vibroacoustic analysis with the Finite-Difference Time-Domain method

Masahiro TOYODA[†] Daiji TAKAHASHI[‡] and Yasuhito KAWAI[†]

[†] Faculty of Environmental and Urban Eng., Kansai Univ. 3-3-35 Yamate-cho, Suita-shi, Osaka, 564-8680 Japan

[‡] Graduate School of Eng., Kyoto Univ. Kyoto Daigaku Katsura, Nishikyo-ku, Kyoto, 615-8540 Japan

E-mail: [†] {toyoda, kawai}@kansai-u.ac.jp, [‡] tkhs@archi.kyoto-u.ac.jp

Abstract The finite-difference time-domain method considering longitudinal and shear waves and two types of damping terms has been proposed as a prediction method for structure-borne sound. In the method, both solids and fluids are assumed to be governed by a unique set of motion equations and viscoelastic constitutive equations using averaged material parameters. These equations are discretized with a difference scheme of the leap-frog algorithm. The method seems to be especially effective for providing both visible and audible predictions because time responses can be obtained directly. Herein the formulation for heterogeneous orthotropic media with irregular grid systems and some numerical examples are introduced.

Keyword FDTD Method, Vibroacoustics, Structure-borne Sound, Visualization, Auralization

1. はじめに

FDTD 法はもともと電磁気分野で開拓され、その後、地震波などを対象とした弾性波解析へと適用が進められてきた[1-4]。近年では音響分野でも幅広い研究領域で利用されており、建築音響および騒音振動分野だけを見ても、ホール音場解析をはじめ、交通騒音、屋外騒音、散乱、吸音、遮音などの分野に適用されており、予測手法や可視化ツールとして注目を集めている。

著者らはその中でも床衝撃音の予測を目的として FDTD 法の導入を行った[5-6]。床衝撃音は、主に集合住宅などにおいて、人の歩行や物の落下、子供の飛び跳ねなどによって床が加振され、建築躯体を振動が伝搬することで、他の室内へ放射される騒音である。躯体そのものの影響を強く受けるので、入居後の床衝撃音対策は極めて困難となる。そのため、設計段階での予測や評価が必要とされているが、振動伝搬経路の複雑さからそれらは容易ではない。これまで様々な建築

仕様に対して床衝撃音遮断性能に関する実験データが蓄積され、実用的な形で設計に生かされてきたが、一方で近年の著しい計算機性能向上を受け、複雑な状況にも対応が可能な数値解析による予測も行われるようになってきた。床衝撃音の解析を行う際には、固体振動場と音場の相互作用を加味した振動音響連成系を考えることが望ましく、建築音響分野ではこのような連成系のための解析手法として有限要素法 (FEM)、もしくは FEM と境界要素法 (BEM) のハイブリッド法が主に用いられてきた。本報で紹介する FDTD 法はこれらに加わる選択肢のひとつであり、利点としては定式化、コーディング、および現象や結果の直感的理解が容易であるということが挙げられる。

次節以降、不等間隔グリッドを用いた直交異方性不均質媒質解析のための定式化と、それらを用いたコンクリート造 2 階建て建物の床衝撃音、木片からの放射音、薄円板からの放射音の計算例を紹介する。

2. 定式化

2.1. 支配式

ここでは微小変化，断熱変化，熱伝導性なし，直交異方性を仮定し，定式化を行う．支配式となる運動方程式と構成方程式はテンソル表記で次式となる．

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \zeta v_i = \frac{\partial T_{ij}}{\partial a_j}, \quad (1)$$

$$T_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} + \xi_{ijkl} e_{kl}, \quad (2)$$

ここで， $i, j, k = x, y, z$ ， ρ は体積密度， $\mathbf{v}$ は粒子速度ベクトル， T は応力テンソル， $\mathbf{a}$ は位置ベクトル， c は剛性テンソル， δ は Kronecker のデルタである． ε はひずみテンソルであり， $\mathbf{u}$ を変位ベクトルとすれば $\varepsilon_{ij} = (\partial u_i / \partial a_j + \partial u_j / \partial a_i) / 2$ で表される．減衰に関わる力として，ここでは離散化後の各セル間に働く摩擦力と各セル内に働く摩擦力の2種類を考える．前者は式(1)の左辺第2項で表現され，その係数 ζ を摩擦定数と定義する．後者は式(2)の右辺第2項で表され， ξ は粘性テンソル， $e (= \partial \varepsilon / \partial t)$ はひずみ速度テンソルである．式(1)および式(2)においてはテンソル表記の総和規約に注意されたい．

剛性テンソル c は相反性を考慮すると，21 個の独立パラメータを持つ 6×6 のマトリクスに縮約できる．さらに直交異方性を仮定すれば独立定数は 9 個 (c_{11} , c_{22} , c_{33} , c_{12} , c_{13} , c_{23} , c_{44} , c_{55} , c_{66}) にまで減る．固体の場合には，これらは各方向のヤング率 E ，剪断弾性係数 G ，ポアソン比 ν によって定まり，流体の場合には $c_{11} = c_{22} = c_{33} = c_{12} = c_{13} = c_{23}$ に体積弾性率を，また $c_{44} = c_{55} = c_{66}$ に 0 を代入することで表現される．

本報では完全吸収境界実現のために PML を採用する．PML は非物理媒質であるが，インピーダンスマッチングに関する定数を 0 とすれば，PML の基礎式で一般の媒質も考慮することが可能である．式(1)(2)を PML も表現できるようにして書き下せば次式となる．

$$\rho \frac{\partial v_{x,x}}{\partial t} + \zeta_{x,x} v_{x,x} = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial v_{x,y}}{\partial t} + \zeta_{x,y} v_{x,y} = \frac{\partial T_{xy}}{\partial y}, \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial v_{x,z}}{\partial t} + \zeta_{x,z} v_{x,z} = \frac{\partial T_{xz}}{\partial z}, \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial v_{y,x}}{\partial t} + \zeta_{y,x} v_{y,x} = \frac{\partial T_{xy}}{\partial x}, \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial v_{y,y}}{\partial t} + \zeta_{y,y} v_{y,y} = \frac{\partial T_{yy}}{\partial y}, \quad (7)$$

$$\rho \frac{\partial v_{y,z}}{\partial t} + \zeta_{y,z} v_{y,z} = \frac{\partial T_{yz}}{\partial z}, \quad (8)$$

$$\rho \frac{\partial v_{z,x}}{\partial t} + \zeta_{z,x} v_{z,x} = \frac{\partial T_{zx}}{\partial x}, \quad (9)$$

$$\rho \frac{\partial v_{z,y}}{\partial t} + \zeta_{z,y} v_{z,y} = \frac{\partial T_{yz}}{\partial y}, \quad (10)$$

$$\rho \frac{\partial v_{z,z}}{\partial t} + \zeta_{z,z} v_{z,z} = \frac{\partial T_{zz}}{\partial z}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial T_{xx,x}}{\partial t} + \zeta'_x T_{xx,x} = c_{11} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \xi_{11} \frac{\partial^2 v_x}{\partial x \partial t}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial T_{xx,y}}{\partial t} + \zeta'_y T_{xx,y} = c_{12} \frac{\partial v_y}{\partial y} + \xi_{12} \frac{\partial^2 v_y}{\partial y \partial t}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial T_{xx,z}}{\partial t} + \zeta'_z T_{xx,z} = c_{13} \frac{\partial v_z}{\partial z} + \xi_{13} \frac{\partial^2 v_z}{\partial z \partial t}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial T_{yy,x}}{\partial t} + \zeta'_x T_{yy,x} = c_{12} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \xi_{12} \frac{\partial^2 v_x}{\partial x \partial t}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial T_{yy,y}}{\partial t} + \zeta'_y T_{yy,y} = c_{22} \frac{\partial v_y}{\partial y} + \xi_{22} \frac{\partial^2 v_y}{\partial y \partial t}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial T_{yy,z}}{\partial t} + \zeta'_z T_{yy,z} = c_{23} \frac{\partial v_z}{\partial z} + \xi_{23} \frac{\partial^2 v_z}{\partial z \partial t}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial T_{zz,x}}{\partial t} + \zeta'_x T_{zz,x} = c_{13} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \xi_{13} \frac{\partial^2 v_x}{\partial x \partial t}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial T_{zz,y}}{\partial t} + \zeta'_y T_{zz,y} = c_{23} \frac{\partial v_y}{\partial y} + \xi_{23} \frac{\partial^2 v_y}{\partial y \partial t}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial T_{zz,z}}{\partial t} + \zeta'_z T_{zz,z} = c_{33} \frac{\partial v_z}{\partial z} + \xi_{33} \frac{\partial^2 v_z}{\partial z \partial t}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial T_{xy,x}}{\partial t} + \zeta'_x T_{xy,x} = c_{44} \frac{\partial v_y}{\partial x} + \xi_{44} \frac{\partial^2 v_y}{\partial x \partial t}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial T_{xy,y}}{\partial t} + \zeta'_y T_{xy,y} = c_{44} \frac{\partial v_x}{\partial y} + \xi_{44} \frac{\partial^2 v_x}{\partial y \partial t}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial T_{yz,y}}{\partial t} + \zeta'_y T_{yz,y} = c_{55} \frac{\partial v_z}{\partial y} + \xi_{55} \frac{\partial^2 v_z}{\partial y \partial t}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial T_{yz,z}}{\partial t} + \zeta'_z T_{yz,z} = c_{55} \frac{\partial v_y}{\partial z} + \xi_{55} \frac{\partial^2 v_y}{\partial z \partial t}, \quad (24)$$

$$\frac{\partial T_{zx,x}}{\partial t} + \zeta'_x T_{zx,x} = c_{66} \frac{\partial v_z}{\partial x} + \xi_{66} \frac{\partial^2 v_z}{\partial x \partial t}, \quad (25)$$

$$\frac{\partial T_{zx,z}}{\partial t} + \zeta'_z T_{zx,z} = c_{66} \frac{\partial v_x}{\partial z} + \xi_{66} \frac{\partial^2 v_x}{\partial z \partial t}, \quad (26)$$

ここで， $d = x, y, z$ として， $v_d = v_{d,x} + v_{d,y} + v_{d,z}$ は d 方向粒子速度， $T_{dd} = T_{dd,x} + T_{dd,y} + T_{dd,z}$ は d 方向垂直応力， $T_{xy} = T_{xy,x} + T_{xy,y}$ ， $T_{yz} = T_{yz,y} + T_{yz,z}$ ， $T_{zx} = T_{zx,z} + T_{zx,x}$ はそれぞれ xy , yz , zx 面内に定義された剪断応力である．また，PML 媒質以外では $\zeta_{d,x} = \zeta_{d,y} = \zeta_{d,z} (= \zeta_d)$ ，PML 内では $\zeta_{x,d} = \zeta_{y,d} = \zeta_{z,d}$ となる． ζ'_d は PML のインピーダンスマッチングに関する定数であり，PML 媒質以外では 0 となる．

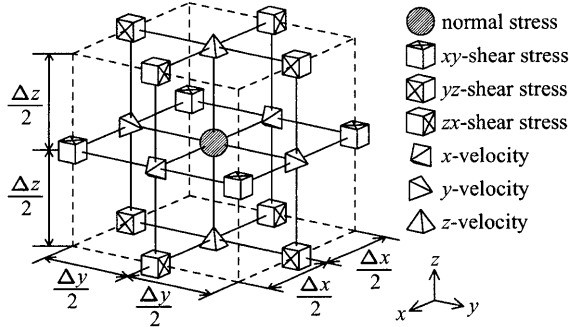


Fig. 1. Three-dimensional staggered grid system.

2.2. 平均媒質定数と境界条件

前節の支配式を差分近似するために本報で考えるセルを Fig. 1 に示す. x, y, z 方向のセルサイズを $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ とし, 中央に各方向垂直応力の参照点を定義している. すべての媒質定数もセル中央に定義することとする. 垂直応力点からそれぞれの軸方向に半ステップ離れた位置に粒子速度の参照点を定義し, また, それぞれの粒子速度点から粒子速度方向に対して垂直な方向に半ステップ離れた位置に剪断応力の参照点を定義している. 不等間隔グリッドを適用する際でも, 例えば x 軸に沿って並ぶセルは $\Delta y, \Delta z$ については同じセルサイズを有しなければならないことに注意が必要である.

解析対象領域を上記のセルで離散化すれば, 隣り合うセルは境界面に垂直な方向の粒子速度点と境界面に力を及ぼす剪断応力点を共有しているため, これらの連続性は確保される. しかしながら, これらの逐次更新に必要な媒質定数, すなわち密度と剪断弾性係数, および減衰に関わる係数は境界面上では定義されていない. そこで, 境界面上の媒質定数として, 隣り合うセルの中央に定義された値の平均を用いることとする. すなわち, 例として次式に示すように密度に関しては重み付けされた相加平均, 剪断弾性係数については重み付けされた調和平均を用いる.

$$\overline{\rho_x} \equiv \frac{\rho_a \Delta x_a + \rho_b \Delta x_b}{\Delta x_a + \Delta x_b}, \quad (27)$$

$$\overline{c_{66}} \equiv \frac{\frac{\Delta x_a \Delta z_a}{c_{66a}} + \frac{\Delta x_b \Delta z_b}{c_{66b}} + \frac{\Delta x_c \Delta z_c}{c_{66c}} + \frac{\Delta x_d \Delta z_d}{c_{66d}}}{\frac{\Delta x_a \Delta z_a}{c_{66a}} + \frac{\Delta x_b \Delta z_b}{c_{66b}} + \frac{\Delta x_c \Delta z_c}{c_{66c}} + \frac{\Delta x_d \Delta z_d}{c_{66d}}}. \quad (28)$$

式(27)は x 方向粒子速度更新用の平均媒質密度であり, $\rho_{a, b}$ 及び $\Delta x_{a, b}$ は対象とする粒子速度点の速度方向前後 2 点の媒質密度と x 方向セルサイズをそれぞれ表す. また, 式(28)は zx 面内の剪断応力更新用の平均剪断弾性係数であり, $c_{66a, b, c, d}$, $\Delta x_{a, b, c, d}$, 及び $\Delta z_{a, b, c, d}$ は対象とする剪断応力点の周囲 4 点の剪断弾性係数と x, z 方向セルサイズをそれぞれ表す. なお, 摩擦定数は密度と同様に, ずり粘性係数については剪断弾性係数と同様に平均をとることとする.

このような平均媒質定数の考え方は, 不均質媒質や異媒質間のみならず, 固定境界 (音響的にも弾的にも剛な媒質との境界) や自由境界 (真空との境界) にもそのまま適用できる. 固定境界の場合は剛な媒質の密度と剪断弾性係数を無限大として考えればよく, 平均密度は無限大, すなわち境界上に定義された粒子速度は 0 で, 例えば境界面に水平な方向に同媒質が隣り合っていたら平均剪断弾性係数は 2 倍となる. なお, 境界上に定義されていない粒子速度は, 境界上での値が 0 となるように剛な媒質中に仮想的な参照点を設ければよい. 自由境界の場合は真空の密度と剪断弾性係数を 0 と考えればよく, 平均剪断弾性係数が 0, すなわち境界上に定義された剪断応力が 0 で, 平均密度は 1/2 倍となる. なお, 境界上に定義されていない垂直応力は, 境界上での値が 0 となるように真空中に仮想的な参照点を設ければよい.

2.3. 安定条件

上記の定式化を行った場合, 主に粘性係数の値によって波動伝搬速度の分散性が生じるため, 解析が時間に関して不安定になる危険性がある. これを回避するため, ここでは平面波に対する安定条件を考えることとする. 平面波伝搬を仮定し

$$v_i(x, y, z, t) = v_{i0}(t) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (29)$$

$$T_{ij}(x, y, z, t) = T_{ij0}(t) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (30)$$

を考える. ここで, i は虚数単位, k_x, k_y, k_z はそれぞれ x, y, z 方向の波数である. これらを時間及び空間に関して離散化し, 式(3)~(26)から得られる更新式に代入してまとめると, 次の同次形状態差分方程式が得られる.

$$\mathbf{x}^{n+1} = \mathbf{A} \mathbf{x}^n \quad (31)$$

ここで, n は時間ステップ数である. $\mathbf{x}^n$ は式(29)(30)の $v_{i0}(t)$ と $T_{ij0}(t)$ の独立成分からなるベクトルで,

$$\mathbf{x}^n = [v_{x0}^{n-0.5}, v_{y0}^{n-0.5}, v_{z0}^{n-0.5}, T_{xx0}^n, T_{yy0}^n, T_{zz0}^n, T_{xy0}^n, T_{yz0}^n, T_{zx0}^n]^T \quad (32)$$

である. ここで T は転置を表す. 式(31)が $n \rightarrow \infty$ としても安定であるために, $\mathbf{A}$ のすべての固有値があらゆる角度に伝搬する平面波に対して 1 以下となるよう時間ステップを決定すればよい.

2.4. 初期条件

初期条件に関して, 本報ではすべての点の応力と粒子速度が 0 という条件を与える. また, 入力として点加振波形 $F(t)$ を想定し, 各時間ステップの応力更新後に任意の一点の垂直応力の加振方向成分に $F(n\Delta t) / \Delta S$ を加える. ここで, ΔS は加振方向に垂直な微小面積であり, 例えば x 方向に加振する場合には $\Delta S = \Delta y \Delta z$ である.

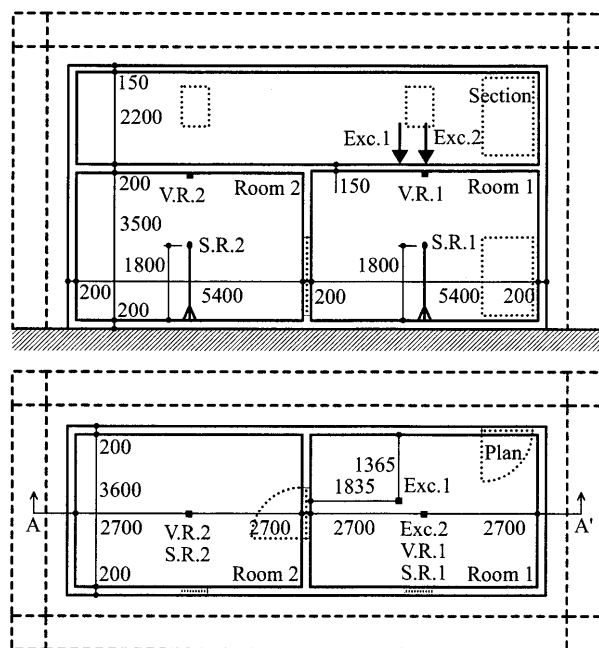


Fig. 2. Section and plan of the two-story building.

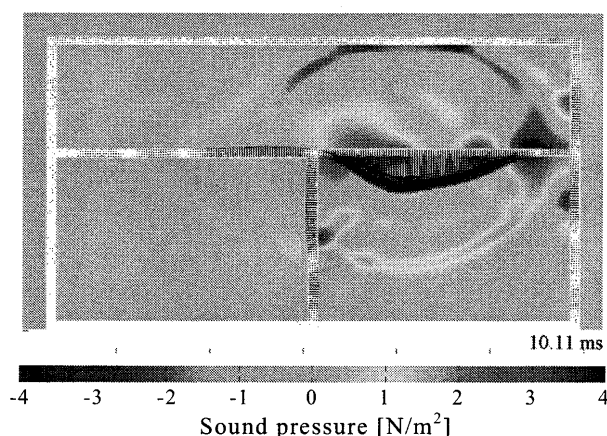


Fig. 3. Distribution of displacements and sound pressures.

3. 解析例

3.1. コンクリート造2階建て建物の床衝撃音

ここでは床衝撃音の予測結果と実測結果の比較例を紹介する。Fig. 2 に対象建物の断面図と平面図を示す。加振点は図中の Exc. 1, 2 の二点を考える。計算においては加振波形をガウシアンパルスと仮定し、その係数は実測時に用いられたインパルスハンマーの加振力データにできる限り近づくよう決定した。下室それぞれの天井中央にふたつの受振点 (V. R. 1, 2) を、また、室中央にはふたつの受音点 (S. R. 1, 2) を設定した。実験ではそれぞれの点に加速度ピックアップとマイクロフォンを設置した。面に垂直な方向の振動速度は加速度波形を時間積分することで取得した。加速度及び音圧のサンプリング周波数は 44100 Hz とした。計算の境界条件として、地表面は固定境界、Fig.2 の図中破線で囲った部分は PML を仮定した。

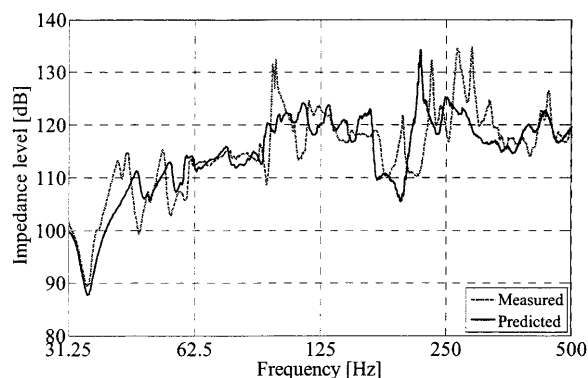
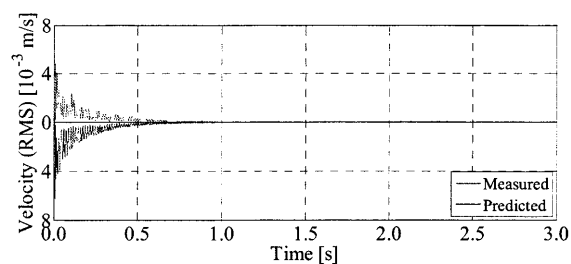


Fig. 4. Measured and predicted data at V. R. 1.

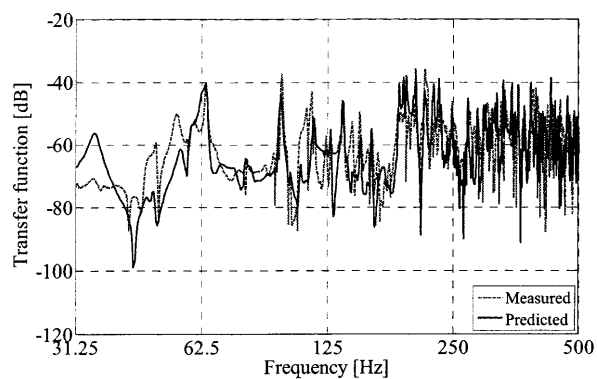
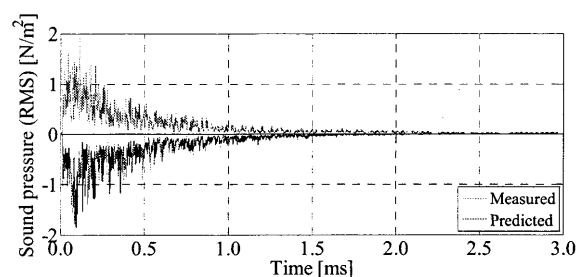


Fig. 5. Measured and predicted data at S. R. 1.

躯体の媒質は均質等方性のコンクリート (密度 2400 kg/m³, ヤング率 2.4×10^{10} N/m², ポアソン比 0.2) を想定し、室内外は空気 (密度 1.2 kg/m³, 体積弾性率 1.4×10^5 N/m²) で満たされているものとした。解析の対象とする最大周波数を 500 Hz 程度とし、コンクリート部分と空気部分共にすべてのセルサイズ $\Delta x = \Delta y =$

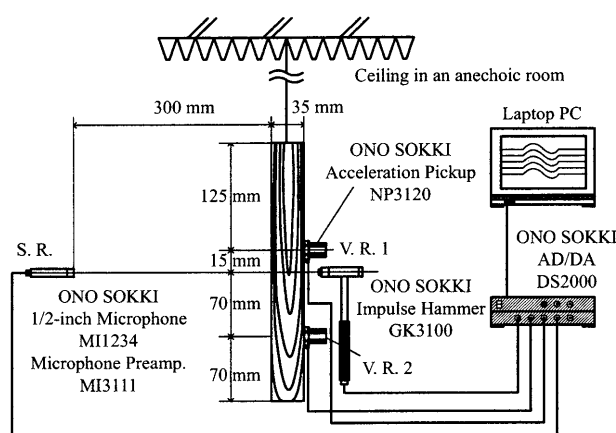


Fig. 6. Schematic of the experimental apparatus.

Table 1. Identified parameters for Japanese cypress.

	L, LT	T, TR	R, RL
E [N/m ²]	1.43E+10	2.70E+08	9.00E+08
G [N/m ²]	7.00E+08	1.70E+08	8.00E+08
ν [-]	0.70	0.20	0.04
ρ [kg/m ³]	467		
η_e [-]	0.05 at 2000 Hz		
η_v [-]	0.4 at 100 Hz		

Δz を 0.05 m とした. 摩擦定数 ζ , 第 2 粘性係数 $\xi_{12} = \xi_{13} = \xi_{23}$, ずり粘性係数 $\xi_{44} = \xi_{55} = \xi_{66}$ には, 空気部分でそれぞれ 5 Ns/m⁴, 0 Ns/m², 1.8×10^{-5} Ns/m², コンクリート部分でそれぞれ 25000 Ns/m⁴, 1.658×10^5 Ns/m², 2.487×10^5 Ns/m² を与えた. 等方性の場合には $c_{11} = c_{22} = c_{33}$ は第 2 粘性係数と 2 倍したずり粘性係数の和となる. 時間ステップは安定条件を考慮して, $\Delta t = 1.465 \mu\text{s}$ とし, 3 s まで計算を行った.

加振位置は 2 点について予測及び実測を行ったが, ここでは Exc. 1 の場合の結果を紹介する. Fig. 2 で示された断面 A-A' における加振後約 10 ms 時点での躯体変位と音圧分布の可視化結果を Fig. 3 に示す. 変位は躯体内の各参照点からの黒い矢印で表現しており, 見易くするために大きさを 40000 倍している. Figs. 4, 5 に V. R. 1 及び S. R. 1 におけるエコーダイアグラム (RMS) と, それぞれの伝達インピーダンス及び単位加振に対する伝達関数を示す. 予測結果と実測結果には, いくつかの差異が見られるものの, 全体的にはよく一致していると言える.

3.2. 木片からの放射音

ここでは直交異方性媒質を扱った例として, 空気中に浮いた木片を加振した場合の放射音に関する検討を紹介する. Fig. 6 に実験の模式図を示す. 測定は無響室内で行い, できる限り浮いているという条件に近づけるため, 天井から木片を吊った. 木片は密度 $\rho = 467$

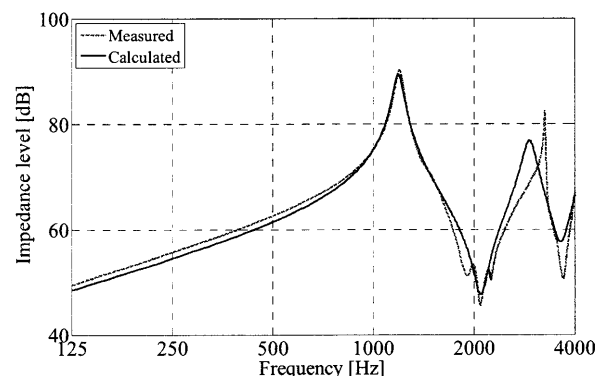
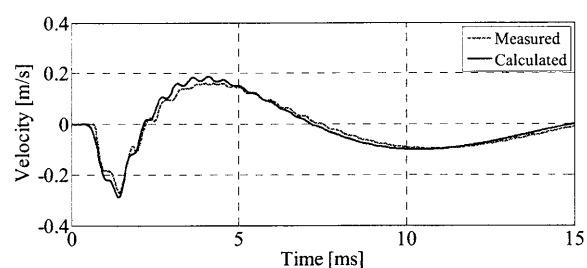


Fig. 7. Measured and calculated data at V. R. 1.

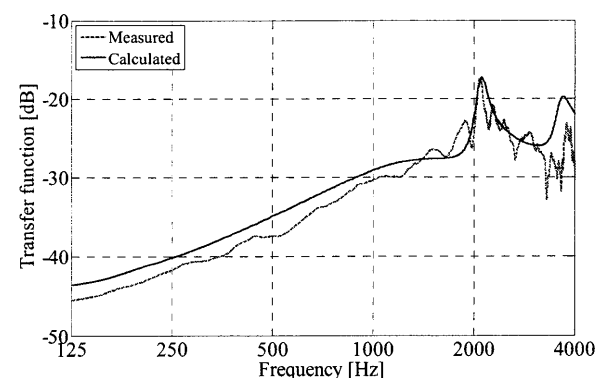
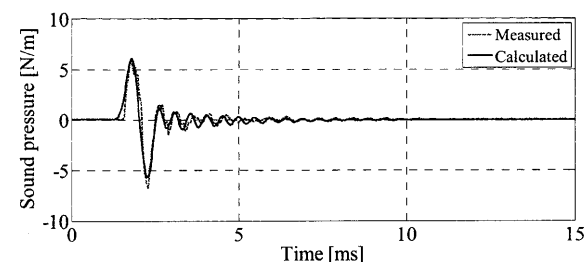


Fig. 8. Measured and calculated data at S. R.

kg/m³ のヒノキで, サイズは 280 × 70 × 35 mm である. Fig. 6 に示す位置にふたつの受振点 (V. R. 1, 2) とひとつの受音点 (S. R.) を定め, それぞれ加速度ピックアップとマイクロフォンを設置し, サンプリング周波数 44100 Hz で加速度と音圧を収録した. 天井から吊っている影響を取り除くため, 加速度波形には 62.5 Hz をカットオフ周波数とするハイパスフィルタをかけ,

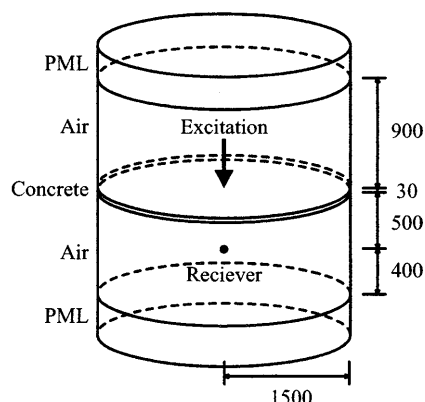


Fig. 9. Configuration of the FDTD calculation.

それを時間積分することで振動速度を取得した。ヒノキの媒質定数は事前の予備実験で固有周波数が実測と計算でできる限り一致するように Table 1 のように決定した。表中、L は繊維方向、T は接線方向、R は半径方向を表す。また、粘性損失係数を η_e 、対象振動数を f_e とし、 $\xi = \eta_e c / 2\pi f_e$ で表すこととし、摩擦定数は摩擦損失係数を η_v 、対象振動数を f_v とし、 $\zeta_{x,y,z} = 2\pi f_v \rho \eta_v$ で与えることとする。なお、空気の媒質定数は前節と同様とした。

Figs. 7, 8 に V. R. 1 及び S. R. における波形と、それぞれの伝達インピーダンス及び単位加振に対する伝達関数を示す。周波数特性においては高域で多少の差異が見られるものの、計算結果は実測結果をよく再現できていると言える。

3.3. 薄円板からの放射音

ここでは不等間隔グリッドを用いた例として、薄円板からの放射音に関する検討を紹介する。Fig. 9 に解析対象を示す。半径 1.5 m の剛な無限長円管内に固定支持された厚さ 30 mm のコンクリート板の中央を加振した場合を考える。コンクリート及び空気の媒質定数は 3.1 節と同様の値を与えた。ただし、ここでは摩擦定数及び粘性係数をすべて 0 とした。また、円管の側壁は剛、空気層の外側には 64 層の PML を設けた。板に平行な方向の空間グリッドは空気、コンクリートともに 30 mm、板の厚さ方向の空間グリッドは空気部分が 30 mm、コンクリート部分は 5 mm とした。時間離散化幅は空気部分を 5.2 μ s、コンクリート部分を 1.4 μ s とした。すなわち、コンクリート部分の計算を 4 回行う毎に 1 回空気部分の計算を行った。

加振点から放射側に板と垂直に 530 mm 離れた点での放射音の加振力に対する伝達関数に関して、数値解と薄板理論を用いた解析解の比較を Fig. 10 に示す。板の固有振動周波数などに若干の差が見られるが、全体的に見て数値解と解析解は良く一致しており、不等間隔グリッド定式化の妥当性が示された。

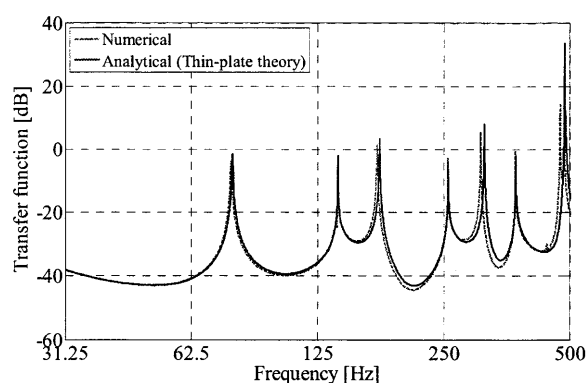


Fig. 10. Comparison of numerical and analytical data.

4. まとめ

本報では不等間隔グリッドを用いた直交異方性不均質媒質解析のための定式化、及び、それらを用いたコンクリート造 2 階建て建物の床衝撃音の予測例、木片からの放射音の解析例、薄円板からの放射音の解析例を紹介した。本手法は粘性を考慮することにより、計算負荷が莫大となることが大きな欠点であるが、幅広い媒質を対象とした連成解析を行うことができ、また定式化やコーディング、可視化や可聴化など直感的な結果を提示することが容易であることが利点である。今後は二重床の遮音性能予測などにも利用できればと考えている。

謝 辞

本研究の一部は科学研究費補助金により実施された (若手(B) 22760440)。

文 献

- [1] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas Propagat., 14, 3, pp. 302–307, 1966.
- [2] 宇野亨, FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, コロナ社, 東京, 1998.
- [3] A. Taflov and S. C. Hagness, Computational Electrodynamics the Finite-Difference Time-Domain method 3rd edition, Artech House Publishers, Boston, 2005.
- [4] 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.
- [5] M. Toyoda, D. Takahashi, "Prediction for architectural structure-borne sound by the finite-difference time-domain method," Acoust. Sci. Tech., 30, 4, pp. 265–276, 2009.
- [6] M. Toyoda, D. Takahashi: Prediction by the finite-difference time-domain method for vibroacoustic problems," Proc. ICA 2010, no. 230, Sydney, Australia, Aug. 2010.