

論 文

高精度 3次元音場解析のための FDTD(2,4) 法

千藤 雄樹[†] 工藤 祥典[†] 柏 達也^{†a)} 大谷 忠生^{††}The FDTD(2,4) Method for Highly Accurate Acoustic Analysis
in the Three Dimensional SpaceYuuki SENDO[†], Hironori KUDO[†], Tatsuya KASHIWA^{†a)}, and Tadao OHTANI^{††}

あらまし 近年、音響分野においてシミュレーションが重要となってきた。音響シミュレーション法として FDTD 法 (Finite-Difference Time-Domain method) が提案されている。しかし、この手法は室内音響伝搬などの大規模伝搬解析においては位相誤差が無視できなくなり解析上問題となる。そのため、位相誤差が縮小される高精度な解析法が望まれている。本論文では、高精度解析法である時間及び空間についてそれぞれ 2 次及び 4 次精度の 3 次元 FDTD(2,4) 法の定式化を行った。また、手法の特性を把握するために重要な数値分散特性及び安定条件を求めた。その結果、本手法は FDTD 法に比べて極めて高い精度をもつことを示した。

キーワード FDTD 法, FDTD(2,4) 法, 数値分散, 安定条件, 音場シミュレーション

1. ま え が き

近年、音響分野においてシミュレーションが重要となってきた [1]~[3]。シミュレーションによる音場解析においては系の特性を正確に把握するために 3 次元形状を厳密に考慮した解析が重要である。

最近、我々はこの陽解法の差分法の一つで電磁界解析で用いられる FDTD 法 (Finite-Difference Time-Domain method) [4]~[7] の音響分野への適用を図ってきた [8]~[10]。この手法は変数として音圧とベクトル量である粒子速度を用いるもので、音波の連続の式及び運動の式を直接中心差分し leap frog アルゴリズムにより解析を行うものである。このため散逸効果がなく波動場解析に適している。また、従来のスカラ波動方程式に基づく差分法とは異なり空間及び時間差分が 1 階となり手続きが簡単である。

ところで、近年の計算機の高速度大容量化により音場の大規模計算が可能となってきた。特に、スーパーコンピュータにおいては並列処理技術の発展により数千 CPU、数 TB (Tera Byte) での計算が可能となっ

ている。しかしながら、FDTD 法を用いた室内音響伝搬等の波長に比べて大きな系の解析においては数値分散による位相誤差が大きな問題となる。具体的には空間分割が $\lambda/10$ で 1[%] 以上ある。この場合、50 波長の伝搬では理論に比べて位相が反転する。このように位相誤差は波の伝搬に伴って蓄積するため数値計算上問題となる。また、この誤差は伝搬方向に対し異方的性質を示す。位相誤差を縮小するためには空間離散間隔を小さくする必要がある。空間離散間隔を $1/N$ にすると位相誤差は $1/N^2$ となる。しかしながら、3 次元解析においては計算に必要となるメモリは N^3 倍、計算時間は N^4 倍となる。このため、必要な精度を維持するためにばく大な計算時間とメモリを必要とする。したがって、実用の面から通常の間隔においてより高精度な解析法が望まれている。一方、電磁界の分野では時間及び空間についてそれぞれ 2 次及び 4 次精度であり位相誤差を縮小可能な FDTD(2,4) 法 [11], [12] が考案されている。

本論文では時間及び空間についてそれぞれ 2 次及び 4 次精度である音響解析のための 3 次元 FDTD(2,4) 法の定式化を行った。また、手法の特性を把握する上で重要な数値分散特性及び安定条件を求めた。更に、これらの特性について FDTD 法との比較も行った。その結果、FDTD(2,4) 法は FDTD 法に比べて位相誤差が極めて小さいことが示された。しかしながら、安

[†] 北見工業大学, 北見市

Kitami Institute of Technology, Kitami-shi, 090-8507 Japan

^{††} 三菱重工株式会社, 名古屋

Mitsubishi Heavy Industries, Ltd., Nagoya-shi, 455-8515

Japan

a) E-mail: kashiwa@klab2.elec.kitami-it.ac.jp

定条件式より最大時間離散間隔は FDTD 法より若干小さくする必要があることが示された。また、実際に音響伝搬シミュレーションを行い、その数値的検証から本論文で示した理論の妥当性を確認している。

2. FDTD(2, 4) 法

本手法は時間差分演算子については FDTD 法と同じ 2 次精度のものを用いている。一方、空間差分演算子については、通常の FDTD 法で用いられる 2 次精度の演算子を 4 次精度の演算子に置き換えている。したがって、本手法は時間的に 2 次精度、空間的に 4 次精度である。

2.1 時間及び空間差分演算子

ここでは、FDTD(2, 4) 法で用いる差分演算子について説明する。2 次精度の時間差分演算子 d_{2t} は式 (1) のように示される。

$$d_{2t}f(t) = \frac{f\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) - f\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} \quad (1)$$

4 次精度の x 軸方向空間差分演算子 d_{4x} は式 (2) のように示される。

$$\begin{aligned} d_{4x}f^n(x, y, z) &= d_{2x}f^n(x, y, z) + \frac{1}{24\Delta x} \left[3f^n\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z\right) \right. \\ &\quad - 3f^n\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z\right) - f^n\left(x + \frac{3\Delta x}{2}, y, z\right) \\ &\quad \left. + f^n\left(x - \frac{3\Delta x}{2}, y, z\right) \right] \quad (2) \end{aligned}$$

d_{4y} , d_{4z} においても同様である。ただし、 Δx , Δy , Δz は各軸方向における空間離散間隔である。また、空間差分演算子 d_{2x} は FDTD 法で用いられる 2 次精度の x 軸方向 1 階差分演算子であり、式 (3) のように示される。

$$d_{2x}f^n(x, y, z) = \frac{f^n\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z\right) - f^n\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z\right)}{\Delta x} \quad (3)$$

d_{2y} , d_{2z} においても同様である。

2.2 FDTD(2, 4) 差分式

ここでは、差分演算子 d_{2t} と $d_{4\xi}$ を用いて音響における運動の式及び連続の式の微分演算子をそれぞれ $\partial_t \Rightarrow d_{2t}$, $\partial_\xi \Rightarrow d_{4\xi}$ と書き換える。ここで、 $\xi = x, y, z$ である。また、時間及び空間に関する関数 $f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = f^n(i, j, k)$ と表し、

FDTD(2, 4) 差分式を次のように定義する。

$$\begin{aligned} q_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) &= q_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\rho(i, j, k)\Delta x} \left[k_1 p^n(i+1, j, k) \right. \\ &\quad - k_1 p^n(i, j, k) - \frac{k_2}{3} p^n(i+2, j, k) \\ &\quad \left. + \frac{k_2}{3} p^n(i-1, j, k) \right] \quad (4a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) &= q_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\rho(i, j, k)\Delta y} \left[k_1 p^n(i, j+1, k) \right. \\ &\quad - k_1 p^n(i, j, k) - \frac{k_2}{3} p^n(i, j+2, k) \\ &\quad \left. + \frac{k_2}{3} p^n(i, j-1, k) \right] \quad (4b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) &= q_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\rho(i, j, k)\Delta z} \left[k_1 p^n(i, j, k+1) \right. \\ &\quad - k_1 p^n(i, j, k) - \frac{k_2}{3} p^n(i, j, k+2) \\ &\quad \left. + \frac{k_2}{3} p^n(i, j, k-1) \right] \quad (4c) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p^{n+1}(i, j, k) &= p^n(i, j, k) \\ &\quad - \frac{\kappa(i, j, k)\Delta t}{\Delta x} \left[k_1 q_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \right. \\ &\quad - k_1 q_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right) - \frac{k_2}{3} q_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{3}{2}, j, k\right) \\ &\quad \left. + \frac{k_2}{3} q_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{3}{2}, j, k\right) \right] \\ &\quad - \frac{\kappa(i, j, k)\Delta t}{\Delta y} \left[k_1 q_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) \right. \\ &\quad - k_1 q_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{1}{2}, k\right) - \frac{k_2}{3} q_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{3}{2}, k\right) \\ &\quad \left. + \frac{k_2}{3} q_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{3}{2}, k\right) \right] \\ &\quad - \frac{\kappa(i, j, k)\Delta t}{\Delta z} \left[k_1 q_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \right. \end{aligned}$$

$$-k_1 q_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k - \frac{1}{2} \right) - \frac{k_2}{3} q_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k + \frac{3}{2} \right) + \frac{k_2}{3} q_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k - \frac{3}{2} \right) \quad (5)$$

ただし, q_x, q_y, q_z は各座標軸方向の粒子速度成分, p は音圧を示す. なお, ρ, κ は媒質密度と体積弾性率である. ここで, k_1, k_2 は本手法を一般化するために導入された係数であり, $k_1 = \frac{9}{8}, k_2 = \frac{1}{8}$ とした場合 FDTD(2,4) 法の差分式を示す. また, $k_1 = 1, k_2 = 0$ とした場合は FDTD 法の差分式を示す. 更に, k_1 及び k_2 の値を最適化することによって更に高精度化することが可能である.

3. 数値分散式

ここでは, FDTD(2,4) 法の数値分散特性を解析的に求める. 数値分散式は角周波数 ω と数値的波数 k の関係を表したものであるが, この式からは誤差量が陽的には求められない. そのため, 本論文では数値分散式を導出した後, 更に位相誤差が陽的に表される数値的音速度を求めるが, 両者は基本的に同じものである. ここでは, 差分法の特性解析に一般に用いられる平面波代入の方法を用いた. 式 (5) において時間ステップを n と $n-1$ とした各式の差をとり, 式 (4) を代入するとスカラ化された次式が得られる.

$$\begin{aligned} & p^{n+1}(i, j, k) - 2p^n(i, j, k) - p^{n-1}(i, j, k) \\ &= \frac{\kappa \Delta t^2}{\rho \Delta x^2} \left[k_1^2 \{ p^n(i+1, j, k) - p^n(i, j, k) \right. \\ & \quad + p^n(i-1, j, k) \} + \frac{k_2^2}{9} \{ p^n(i+3, j, k) \\ & \quad - p^n(i, j, k) + p^n(i-3, j, k) \} \\ & \quad - \frac{2}{3} k_1 k_2 \{ p^n(i+2, j, k) \\ & \quad - p^n(i+1, j, k) - p^n(i-1, j, k) \\ & \quad + p^n(i-2, j, k) \} \\ & \quad + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

式 (6) に平面波を表す式 (7) を代入する.

$$p^n(i, j, k) = p_0 e^{j\omega \Delta t} e^{j(k_x i \Delta x + k_y j \Delta y + k_z k \Delta z)} \quad (7)$$

ここで $k_x = k \sin \theta \cos \phi, k_y = k \sin \theta \sin \phi, k_z = k \cos \theta$ であり, θ, ϕ は球座標の変数である. 最終的に FDTD(2,4) 法の数値的音速度は式 (8) で表される.

$$\begin{aligned} c_n^2 &= c_0^4 \left[\frac{1}{\Delta x^2} \left\{ k_1 \sin \left(\frac{k_x \Delta x}{2} \right) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{1}{3} k_2 \sin \left(\frac{3k_x \Delta x}{2} \right) \right\}^2 \right. \\ & \quad + \frac{1}{\Delta y^2} \left\{ k_1 \sin \left(\frac{k_y \Delta y}{2} \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{3} k_2 \sin \left(\frac{3k_y \Delta y}{2} \right) \right\}^2 \\ & \quad + \frac{1}{\Delta z^2} \left\{ k_1 \sin \left(\frac{k_z \Delta z}{2} \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{3} k_2 \sin \left(\frac{3k_z \Delta z}{2} \right) \right\}^2 \left. \right] \\ & \quad \times \frac{\Delta t^2}{\sin^2 \left(\frac{\omega \Delta t}{2} \right)} \end{aligned} \quad (8)$$

ただし, c_n, c_0 はそれぞれ数値的音速度及び物理的音速度である. また, 係数 $k_1 = \frac{9}{8}, k_2 = \frac{1}{8}$ である. なお, 式 (7) において係数 $k_1 = 1, k_2 = 0$ とすると, FDTD 法の数値的音速度となる. FDTD(2,4) 法は FDTD 法における数値分散式と同様に時間離散間隔 Δt に関する項が存在し, Δt により数値分散特性が異なる.

4. 安定条件

FDTD(2,4) 法の安定条件式を解析的に求める. ここでは, 差分法の特性解析に一般に用いられる von Neumann の方法を用いている. 式 (6) に平面波を示す式 (9)

$$p^n(i, j, k) = Z^n e^{j(k_x i \Delta x + k_y j \Delta y + k_z k \Delta z)} \quad (9)$$

を代入すると, 2次方程式 $Z^2 - 2b'Z + 1 = 0$ を得ることができる. ただし, Z は平面波の振幅, n はタイムステップである. また, b' は $k_1, k_2, \Delta \xi$ 及び Δt で構成される係数である. 解が発散しないためには $|Z| \leq 1$ である必要がある. ここで, 2次方程式 $Z^2 - 2b'Z + 1 = 0$ において判別式 $b'^2 - 1 \leq 0$ となる条件を仮定する. このとき, 常に $|Z| = 1$ となる. つまり, 安定条件は式 (10)

$$-1 \leq b' \leq 1 \quad (10)$$

が成立する Δt の範囲を求めることで得られる. したがって, b' の最大値 b'_{max} , 及び最小値 b'_{min} が式 (10) で表される範囲の中に収まる必要がある. ここで, b'_{max}, b'_{min} は次式で表される.

$$b'_{max} = 1 \quad (11a)$$

$$b'_{min} = 1 - 2c_0^2 \Delta t^2 \left(|k_1| + \left| \frac{k_2}{3} \right| \right)^2 \times \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right] \quad (11b)$$

式(11)が式(10)を満足するためには、 $b'_{min} \geq -1$ でなければならない。したがって、FDTD(2,4)法の安定条件は式(12)のようになる。

$$\Delta t \leq \frac{1}{c_0 \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \times \frac{1}{|k_1| + \left| \frac{k_2}{3} \right|} \quad (12)$$

式(12)より、FDTD(2,4)法 ($k_1 = \frac{9}{8}$, $k_2 = \frac{1}{8}$)では安定に解析できる最大時間離散間隔 $\Delta t_{max, FDTD(2,4)}$ は FDTD法 ($k_1 = 1$, $k_2 = 0$)の最大時間離散間隔 $\Delta t_{max, FDTD}$ の $6/7$ の値をとることがわかる。

また、常に $|Z| = 1$ であることから本手法が FDTD法と同様に leap frog アルゴリズムの特徴である散逸効果のない特性が保持されている。したがって、波は増幅も減衰もすることなしに安定に伝搬する [5]~[7]。

5. 結 果

5.1 数値分散特性

各手法のもつ位相誤差の帯域特性、異方的伝搬特性及びその絶対量等を含めた位相誤差の総合的特性を簡便かつ明確に理解するためには数値的音速度の最大値及び最小値の周波数特性を示すことが最も有効である。ここでは立方格子及び直方体格子の場合について数値分散特性を調べた。立方格子は手法の基本的特性を理解するために重要であり、直方体格子は実用的な特性を理解する上で重要である。直方体格子については $\Delta x : \Delta y : \Delta z = 1/20 : 1/15 : 1/10$ の軸比とした。実際の解析においては格子軸比は任意であるが、ここで示す特性は直方体格子における一般的特性を示している。

まず、比較の基準として FDTD 法の特性について示す。図 1 に立方格子の場合における FDTD 法の数値的音速度の最大値及び最小値の周波数特性を示す。図中では横軸を z 軸方向の波長分割数の逆数 $\Delta z/\lambda$ としている。最小値は座標軸方向、最大値は $\theta = 45^\circ$, $\phi = 45^\circ$ 方向である。図 2 に直方体格子の場合について同様に示す。最小値は格子間隔が最も粗い

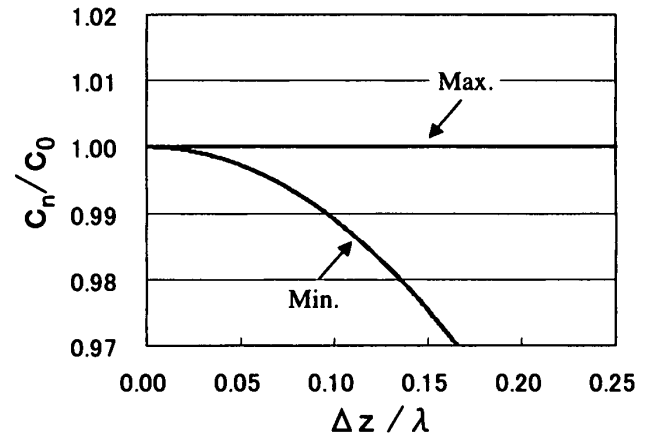


図 1 FDTD 法の数値的音速度 (立方格子)
Fig.1 Numerical phase velocity of the FDTD method in the case of cubic grids.

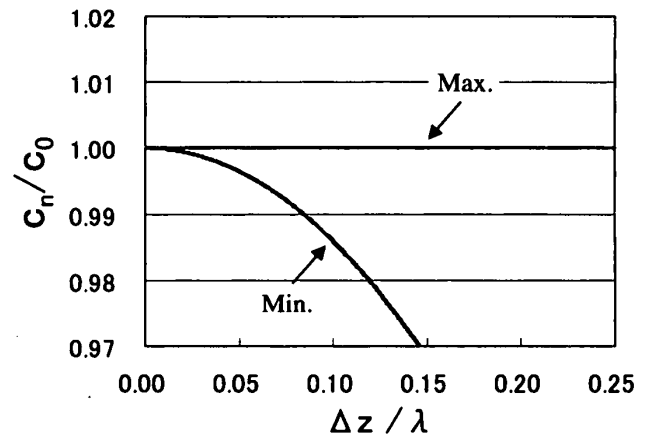


図 2 FDTD 法の数値的音速度 (直方体格子)
Fig.2 Numerical phase velocity of the FDTD method in the case of rectangular grids.

方向である z 軸方向、最大値は $\theta = 68^\circ$, $\phi = 37^\circ$ 方向である。以上のように FDTD 法は高周波においてかなりの位相誤差を有する。なお、 Δt_{FDTD} は手法のとり得る最大時間離散間隔 $\Delta t_{max, FDTD}$ とした。図には示さないが、式(8)より時間離散間隔 Δt を減少させるに従い、高周波域で図中の分散カーブが下に移動する。そのため、 Δt を安定条件の上限 $\Delta t_{max, FDTD}$ としたとき最も精度が良い。また、FDTD 法は数値的音速度が常に物理的音速度以下であることが示されている。

次に、FDTD(2,4)法の特性について示す。図 3 に立方格子における FDTD(2,4)法の数値的音速度の最大値及び最小値の周波数特性を示す。数値的音速度の最小値は格子間隔の最も粗い z 軸方向の値である。最大値は $\theta = 45^\circ$, $\phi = 45^\circ$ 方向である。図 4 に直方

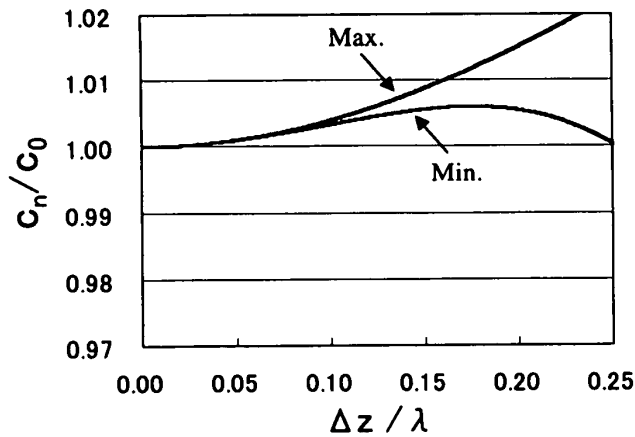


図 3 FDTD(2,4) 法の数値的音速度 (立方格子)
Fig.3 Numerical phase velocity of the FDTD(2,4) method in the case of cubic grids.

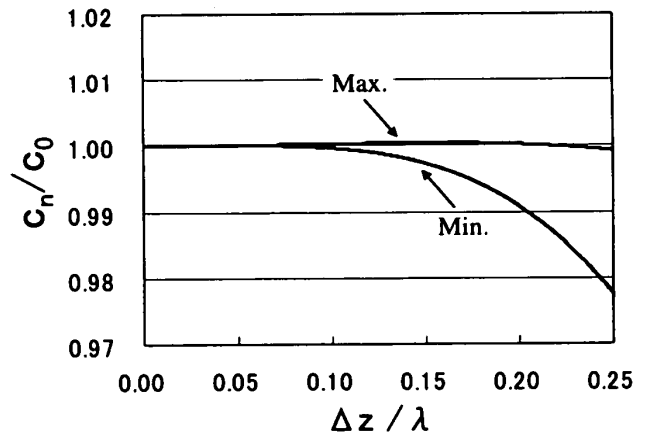


図 5 FDTD(2,4) 法の数値的音速度 (立方格子, $\Delta t = 0.3\Delta t_{max}$)
Fig.5 Numerical phase velocity of the FDTD(2,4) method using $\Delta t = 0.3\Delta t_{max}$ in the case of cubic grids.

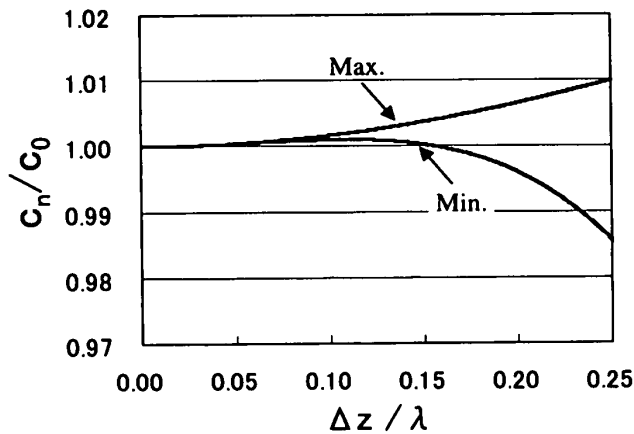


図 4 FDTD(2,4) 法の数値的音速度 (直方体格子)
Fig.4 Numerical phase velocity of the FDTD(2,4) method in the case of rectangular grids.

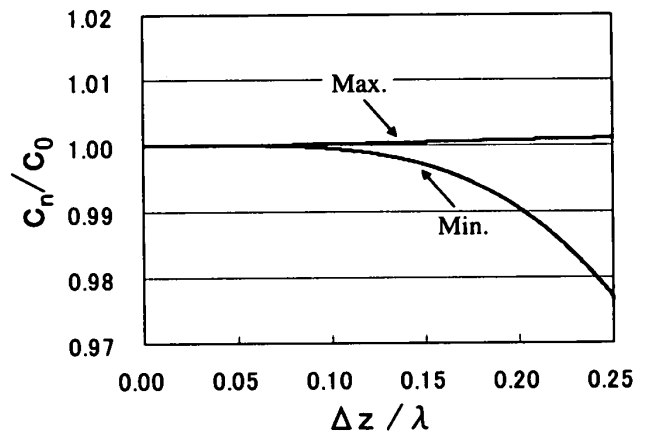


図 6 FDTD(2,4) 法の数値的音速度 (直方体格子, $\Delta t = 0.4\Delta t_{max}$)
Fig.6 Numerical phase velocity of the FDTD(2,4) method using $\Delta t = 0.4\Delta t_{max}$ in the case of rectangular grids.

体格子についての特性を同様に示す。数値的音速度の最小値は格子間隔の最も粗い z 軸方向の値である。最大値はおおよそ $\theta = 68^\circ$, $\phi = 37^\circ$ 方向である。この手法では FDTD 法と異なり周波数域によっては数値的音速度が物理的音速度を超えることがわかる。なお, $\Delta t_{FDTD(2,4)} = \Delta t_{max, FDTD(2,4)}$ とした。式 (8) より Δt を小さくすると高い周波数域において分散カーブが下に移動する。そこで, Δt による位相誤差の変化を調べた。図 5 及び図 6 に示されるように立方格子の場合 $\Delta t_{FDTD(2,4)} = 0.3\Delta t_{max, FDTD(2,4)}$, 直方体格子の場合 $\Delta t_{FDTD(2,4)} = 0.4\Delta t_{max, FDTD(2,4)}$ のとき $\lambda/10$ となる周波数以下においては極めて位相誤差が小さくなり, かつ広帯域な特性を有する。ただし, Δt が小さくなるため計算時間が増大する。以上より FDTD(2,4) 法は FDTD 法に比べ広い帯域にわ

たり位相誤差が極めて小さくかつ等方的であることがわかる。

5.2 音響伝搬シミュレーション及び数値的検証

FDTD(2,4) 法を用いて音響伝搬シミュレーションを行い, 解析的に求めた位相誤差特性及び安定条件を数値的に検証する。解析は各手法のとり得る最大時間離散間隔で行った。

図 7 は伝搬シミュレーションに使用した平行平板モデル図である。また, 線波源を用いた励振を行う。剛体壁付近の音圧及び粒子速度変数にノイマン条件及びディリクレ条件を適用して剛体壁を実現している。なお, 本解析においては剛体壁上に粒子速度節点 q_y を配置している。図 8 に図 7 のモデルを用いた単周波

入力における音圧 p を観測した結果を示す。平行平板は紙面に対して平行である。終端からの反射波の影響をなくするために終端からの反射波が届かない時刻で観測を終えている。また、ここでは $\Delta\xi = \lambda/10$ の等方格子を用いている。この解析において、安定条件の示すとおり解の発散は起こらなかった。観測時刻は入力開始後約 31.5 周期後である。左側に FDTD(2,4) 法、右側に FDTD 法の平行平板間の伝搬波形が示されている。図より FDTD(2,4) 法の数値的音速度は若干速く、逆に FDTD 法の数値的音速度は遅いことが示されている。また、FDTD(2,4) 法は極めて等方的に伝搬するのに対し FDTD 法は格子軸方向には位相速度が遅く斜め 45° 方向では音速度に近いことがわかる。これは、数値分散理論により得られる特性と一致する。図 9 に x 軸方向における伝搬波形を示す。ここで厳密解として NS-FDTD (Non-Standard FDTD) 法 [10] による結果を用いる。NS-FDTD 法は単周波において位相誤差が 10^{-5} [%] オーダと極めて高精度であり位相誤差は無視できる。図では FDTD(2,4) 法は FDTD 法と比べ位相誤差がほとんどなく高精度であることが示されている。FDTD(2,4) 解析値は厳密解に良好に一致しており、位相誤差は 0.3 [%] であった。また、

FDTD 解析値は厳密解と比べ約 $\lambda/4$ と大きくずれており、位相誤差は -1.1 [%] である。また、本論文で示した数値分散式より得られる位相誤差は FDTD(2,4) 法で 0.33 [%], FDTD 法で -1.10 [%] である。本論文で示した数値分散式より得られる結論はシミュレーション結果と良好に一致する。以上の結果より、解析的に求めた位相誤差特性及び安定条件の妥当性を確認することができた。図 10 に音響管中のパルス状平面波の伝搬波形を示す。図中 p_0 は入力音圧の最大振幅値である。また、理論値及び FDTD 解析値も併せて示す。FDTD 法の伝搬波形はリングングが生じているが、FDTD(2,4) 法の場合は理論解に良好に一致している。なお、解析ではそれぞれの解析法でとり得る最大時間離散間隔を用いた。

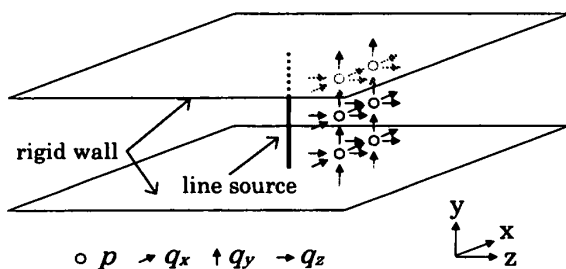


図 7 平行平板モデル図
Fig. 7 Parallel plate model.

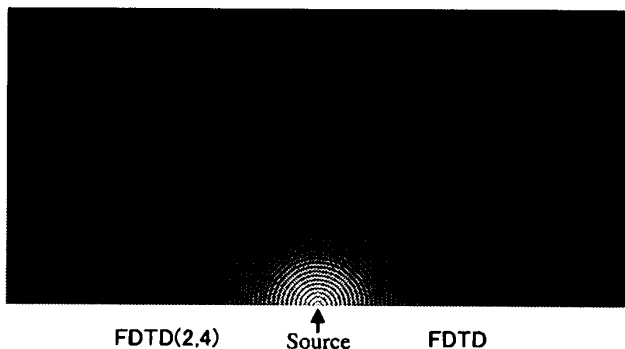


図 8 平行平板中の音圧伝搬波形
Fig. 8 Propagation waveforms of the pressure in the parallel plate.

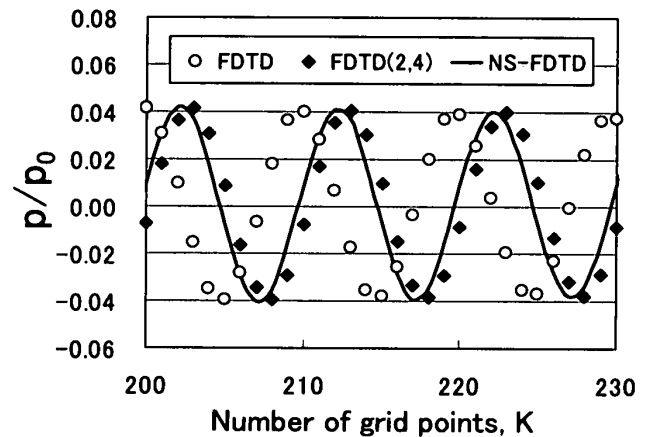


図 9 平行平板中の格子軸方向の音圧伝搬波形
Fig. 9 Propagation waveforms of the pressure on the lattice axis in the parallel plate.

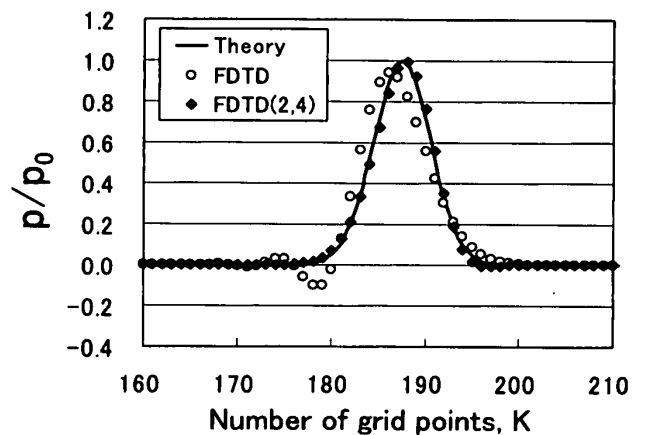


図 10 音響管軸上の音圧伝搬波形
Fig. 10 Propagation waveforms of the pressure on the waveguide axis.

6. む す び

本論文では、音響解析のための FDTD(2,4) 法の定式化を行った。また、本手法における数値分散式及び安定条件を求めた。FDTD 法と比べ広帯域にわたり位相誤差が極めて小さくかつ等方的であることを示した。音響シミュレーションにより理論の妥当性を確認した。本手法は FDTD 法に比べ安定条件は 6/7 と若干小さく、また 1 節点当りの計算量も若干増加するが、同じ格子において格段に高精度であるため全体としての計算量を大幅に減らすことができる。したがって、FDTD 法では従来不可能であった大規模伝搬解析が可能となる。従来、波長に比べて大きな系の解析には高周波近似法を用いるのが主流であったが、3次元形状及び多媒質問題を容易に扱える差分系の手法で大規模な系のシミュレーション予測が可能となってきている。

今後は大規模な室内音響伝搬解析 [13] や時間域解析の特徴を生かして能動制御系の解析を行っていく予定である。

謝辞 本研究に御協力頂いた北見工大修士 1 年片山浩己氏に深く感謝致します。

文 献

- [1] 加川幸雄, “計算機音響学のすすめ 基礎編,” 音響誌, vol.43, no.1, pp.44-49, 1987.
- [2] 加川幸雄, “計算機音響学のすすめ 応用編,” 音響誌, vol.43, no.2, pp.125-132, 1987.
- [3] “小特集 音響の数値シミュレーション,” 音響誌, vol.48, no.3, pp.160-200, 1992.
- [4] K.S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” IEEE Trans. Antennas & Propag., vol.AP-14, no.3, pp.302-307, May 1966.
- [5] A. Taflov, Computational Electrodynamics: The Finite - Difference Time-Domain Method, Artech House, 1995.
- [6] K.S. Kunz and R.J. Luebbers, Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, pp.365-367, CRC Press, 1993.
- [7] 柏 達也, “時間領域差分法入門,” Microwave Workshop and Exhibition, Digest, pp.415-424, Dec. 1997.
- [8] 千葉 修, 柏 達也, 霜田英麿, 鏡 慎, 深井一郎, “リープフロッグアルゴリズムに基づく時間依存差分法による 3次元音場解析,” 音響誌, vol.49, no.8, pp.551-562, 1993.
- [9] 板倉啓介, 柏 達也, 霜田英麿, 鏡 慎, 田頭博昭, “任意格子 FD-TD 法を用いた音響管解析,” 音響誌, vol.51, no.8, pp.606-612, 1995.
- [10] 工藤祥典, 柏 達也, 大谷忠生, “3次元音場解析のための Non-Standard FDTD 法及びその数値分散特性及び安定条件,” 信学論 (A), vol.J84-A, no.6, pp.736-744, June 2001.
- [11] M.F. Hadi and M. Piket-May “A modified FDTD (2,4) scheme for modeling electrically large structures with high-phase accuracy,” IEEE Trans. Antennas & Propag., vol.45, no.2, pp.254-264, Feb. 1997.
- [12] K. Lan, Y. Liu, and W. Lin, “A higher order (2,4) scheme for reducing dispersion in FDTD algorithm,” IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol.41, no.2, pp.160-165, May 1999.
- [13] 霜田英麿, 柏 達也, 吉田則信, 深井一郎, “Bergeron 法を適用した室内インパルス応答解析の模型音場による検討,” 音響誌, vol.48, no.7, pp.457-467, 1992.
(平成 13 年 12 月 27 日受付, 14 年 3 月 11 日再受付,
4 月 24 日最終原稿受付)



千藤 雄樹 (学生員)

平 12 北見工大・電気電子卒。同年同大大学院入学。以来、電磁界及び音響解析に従事。



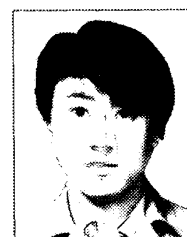
工藤 祥典 (学生員)

平 11 北見工大・電気電子卒。平 13 同大大学院卒。現在、京セラ勤務。在学中、電磁界及び音響解析に従事。



柏 達也 (正員)

昭 59 北大・工・電気卒。昭 61 同大大学院修士課程了。昭 63 同博士課程中退。同年同大・工・電気・助手。平 8 北見工大・電気電子・助教授。電磁界及び音響解析の研究に従事。工博。平 4 IEEE AP-S Tokyo Chapter Young Engineer Award。共著「Handbook of Microwave Technology」(Academic Press), 「Antennas and Associated Systems for Mobile Satellite Communications」(Research Signpost) 等。IEEE MTT 査読委員。IEEE 会員。



大谷 忠生

昭 58 豊橋技科大・工・電気電子卒。昭 60 同大大学院修士課程了。同年三菱重工業(株)入社。現在に至る。主に電磁波の散乱解析に従事。