原 著

超音波パルスの人体モデル内における伝搬・集束過程の数値シミュレーションと観測

中 村 修・森 田 長 吉・岡 崎 清*

千葉工業大学

(株)東芝, 医用機器技術研究所*

(論文受理 1994年5月6日)

(最終論文受理 1994年9月16日)

(Code No. 762)

Key words: Ultrasonic pulse, Lithotripter, Medical ultrasonic wave, Propagation, Numerical analysis

NUMERICAL SIMULATION AND EXPERIMENT OF PROPAGATION AND FOCUSSING
PROCESS OF ULTRASONIC PULSES IN BIOLOGICAL TISSUES

OSAMU NAKAMURA, NAGAYOSHI MORITA, KIYOSHI OKAZAKI*

Chiba Institute of Technology

Medical Engineering Laboratory, TOSHIBA Corporation*

Summary

As a basic study on the echo trigger pulse propagation in the human body in relation to the Extracorporeal Shock Wave Lithotripter, an investigation on the problems of propagation and convergence of ultrasonic pulses ejected from arc-shaped piezoceramic transducers into the human body model was carried out, together with a comparative study of the results of a computer simulation with those of the experiment. The numerical analysis was performed using a newly-devised method similar to the so-called FE-TD method widely used for analyzing electromagnetic fields.

1. はじめに

強力な超音波パルスを生体内に照射すると、生体媒質の非線形効果¹⁾も作用して衝撃波が生じる。この衝撃波を結石破碎治療に利用した装置の一つが圧電型の体外衝撃波結石破碎装置 (Extracorporeal Shock Wave Lithotripter; ESWL) である²⁾。ESWLを用いる治療法は外科手術なしに治療できるので尿路結石に対する新しい治療法として定着している。しかし、腎等の呼吸性移動は予想以上に大きく、この動きを考慮せずに一度の結石照準で衝撃波を照射し続けると、その過半数は結石を外れて軟部組織に照射され、結石破碎効果が減少するとともに軟部組織の障害の可能性が増してくる³⁾。そこでこのミスショット防止法の一つとしてエコートリガ照射機構が開発されている⁴⁻⁶⁾。エコートリガ機構は、圧電型の振動子よりあらかじめ弱い超音波パルスを発射し、振動子に返ってきた反射波のうち結石の位置からのものを選別収集し、その包絡線の最大値がある閾値を越えたとき強い衝

撃波を発射するという原理で動作するようになっている。本稿では、このエコートリガパルスの弱い超音波パルスを人体モデル内に発射した場合についてその伝搬の様子を検討するために、環状球面上に配置した振動子から人体モデル内に超音波パルスを発射させた場合を取り上げ、このパルスの伝搬状況及び焦点への集束状況を実験で観測するとともに、この結果を数値シミュレーション結果と比較検討する。数値シミュレーションでは電磁界解析の分野で最近さかんに用いられている有限差分時間領域法 (Finite-Difference Time-Domain Method)^{7,8)}の基本的な考え方を超音波の基本式の解析に応用した新しい方法を用いる^{9,10)}。また、損失がある場合にはパルスの減衰がどのように起こるかも調べる。

2. 理 論

2.1 基本関係式および解析法

音波の挙動を支配する基本方程式は次式で表せる。

$$-\nabla P = \rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \right) \quad (1)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial t} = K \nabla \cdot \mathbf{V} \quad (2)$$

$$\mathbf{V} = \frac{\partial \Xi}{\partial t} \quad (3)$$

$$P = -K \nabla \cdot \Xi \quad (4)$$

ただし,

$$K = \rho C^2 \quad (5)$$

であり, Ξ は粒子変位, $\mathbf{V}$ は粒子速度, P は音圧, C は音速, ρ は媒質の密度である.

本文では超音波パルスの生体内伝搬の基本特性を調べるのが目的であるので, 計算が複雑になる3次元のかわりに簡単に計算できる2次元の問題を取り上げる. この場合

$$\mathbf{V} = i_x V_x + i_y V_y \quad (6)$$

となる. ただし, i_x , i_y は x 方向, y 方向の単位ベクトルである. (6)を用いると(1), (2)式はそれぞれ

$$-i_x \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right) - i_y \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right) = \rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (i_x V_x + i_y V_y) \right\} \quad (7)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial t} = K \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) \quad (8)$$

となる. (7)式から次の2式を得る.

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = \rho \left(\frac{\partial V_x}{\partial t} \right) \quad (9)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial y} = \rho \left(\frac{\partial V_y}{\partial t} \right) \quad (10)$$

Fig. 1 のように P , V_x , V_y を δx , δy 間隔のとびとびの位置に配置し, n を離散化した時間ステップ数とした時, P を $t = n\delta t$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) という時刻で, また V_x , V_y を $t = (n + \frac{1}{2})\delta t$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) という時刻で観測するものとする. (8), (9), (10)の3式を差分化した式を変形し, P^{n+1} , $V_x^{n+\frac{1}{2}}$, $V_y^{n+\frac{1}{2}}$ を計算していく式は次のようになる.

$$P^{n+1}(i, l) = P^n(i, l) - \frac{K(i, l)\delta t}{\delta x} \left\{ V_x^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, l) - V_x^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, l) \right\}$$

Fig. 1 Lattice division and positions of unknown quantities.

$$- \frac{1}{2}, l) \left\{ V_x^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, l) - V_x^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, l) \right\} \quad (11)$$

$$V_x^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, l) = V_x^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, l) - \frac{\delta t}{\rho(i - \frac{1}{2}, l)\delta x} \{ P^{n+1}(i - 1, l) - P^{n+1}(i, l) \} \quad (12)$$

$$V_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, l) = V_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, l) - \frac{\delta t}{\rho(i + \frac{1}{2}, l)\delta y} \{ P^{n+1}(i + 1, l) - P^{n+1}(i, l) \} \quad (13)$$

なお, 本稿の計算例のように音圧分布がある有限の領域内でのみ有限値になる場合には, 計算領域の境界における条件は $P=0$ で十分である. この計算にはキャノン・ネクストのワークステーション, 言語はフォートランを用いている.

2.2 解析モデル

Fig. 2 に示すような焦点 S を含む四角形領域 $ABCD$ を領域 1 とすると, この領域内が数値計算領域であり, 且つ人体に相当する領域である. $A'A'B'B'$ を領域 2 とすると, この領域は水が充填される領域となる. 実際の ESWL の装置ではここにウォーターバッグを挿入することによって振動子から生体に至る経路の音響インピーダンスの整合性を高め, 超音波の反射, 屈折等を減少させる方法を講じている. 従って数値計算では領域 2 を計算領域から除いている. 実際の実験装置では振動子が Fig. 2 で $a'b'$ と $c'd'$ で示される環状球面上に配置されているが, 数値計算では超音波パルスの発射位置を領域 1 の AB 上の ab 間と cd 間だけに設定する.

2.3 計算における超音波パルスの励振法

数値計算で Fig. 2 の y 軸上の ab 及び cd 間で超音波パルスの時間変化を与えるに際し, $x=0$ 上 (y 軸上) では $Q_x Q_y$ の長さを超音波が伝搬する時間に相当する遅れが生じるのを考慮する. いま, 振動子上の励振関数として次式

$$F(t) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{\omega t}{4} \right) \right\} \sin \omega t, \quad 0 \leq t \leq 4T \\ = 0, \quad t < 0 \text{ or } t > 4T \quad (14)$$

で表されるような $F(t)$ を考える. $F(t)$ の形は Fig. 3 のようになる. この励振関数を環状球面の振動子上で直接励振するかわりに,

Fig. 2 Model of analysis and part of the excitation.

Fig. 3 Excitation function.

Fig. 5 Applicator equipped with large-type piezoceramics.

Fig. 4 Experimental equipment for ESWL.

$F(t)$ に位相差相当分を取り込んだ次式

$$F_1(t) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left\{ \frac{\omega}{4} (t - T_{DEL}) \right\} \right] \sin(t - T_{DEL}), \quad 0 \leq t \leq 4T$$

$$= 0, \quad t < 0 \text{ or } t > 4T$$
(15)

の $F_1(t)$ を y 軸上の ab 及び cd 上に与えることにする.

ただし, C は領域 2 における音速であり

$$T_{DEL} = \frac{1}{C} (\overline{Q_L S} - \overline{Q_V S})$$
(16)

$$\overline{Q_V S} = \sqrt{\left(y - \frac{y_m}{2} \right)^2 + x_s^2}$$
(17)

である.

2.4 超音波の伝搬損失

超音波は媒質内を伝搬するとその強さは減衰する.

(2)式はこの損失項を考慮すると次式のように近似される.

$$-\frac{\partial P}{\partial t} = KV \cdot V + KSP$$
(18)

(18)式を差分化し, P^{n+1} が左辺にくる式を求めると

$$P^{n+1}(i, 1) = \frac{1 - \frac{KS}{2} \frac{\delta t}{\delta t}}{1 + \frac{KS}{2} \frac{\delta t}{\delta t}} P^n(i, 1) - \frac{K \delta t}{1 + \frac{KS}{2} \frac{\delta t}{\delta t}} \left[\frac{1}{\partial x} \left\{ V_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, 1 \right) - V_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, 1 \right) \right\} + V_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, 1 + \frac{1}{2} \right) - V_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, 1 - \frac{1}{2} \right) \right]$$
(19)

となる. (19)式の KS の値は, 人体媒質中で $0.5 \sim 1 \text{ MHz}$ のとき 12 cm で約 0.5 倍に減衰する¹¹⁾ ように選ぶと

$$KS = 11.55 C \left[\frac{1}{\text{sec}} \right]$$
(20)

となる.

3. 実 験

3.1 実験装置

Fig. 4 のような一辺が 55 cm の立方体の水槽に水道水を充填し, 水槽の側面に超音波パルス発生源のアプリケータを取り付けたものを実験装置として用いる. このアプリケータは環状球面上に大型ピエゾ素子群を周密に張り付けたものであり, 外形 30 cm , 曲率半径 18 cm で, 中心部に超音波診断装置のイメージングプローブ

を取り付ける開口部 (直径 6 cm) が設けられている。アプリケーションの概略を Fig. 5 に示す。超音波波形の検出は針状の音圧センサー PVDF ハイドロフォン (IMOTEC 社製; GmbH) で行う。このハイドロフォンの感度は $U_{\text{probe}}^* = Q_{\text{probe}}^* / C_{\text{sum}}$ で示され、 U_{probe}^* の単位は Volt/bar, Q_{probe}^* は 0.182 pC/bar, C_{sum} は 238 pF である。

水槽に対して x, y, z 軸を Fig. 4 のように設定したとき、ハイドロフォンは x, y, z の 3 方向に自由に動くようになっている。ハイドロフォンで検出した波形信号は同軸線路でオシロスコープに導かれ、振動子から発射されるパルス波形がディスプレイ上に写し出される。

ここで、オシロスコープの性能について簡単に述べると、型式は VP-5730A, 入力感度は 2 mV/DIV ~ 5 V/DIV 1, 2, 5 ステップ, 11 レンジ, 精度は $\pm 3\%$, 帯域幅は 5 mV ~ 0.2 V/DIV で DC ~ 50 MHz, 2 mV/DIV で DC ~ 25 MHz である。

3.2 波形変化

振動子は球面上に配置されているので球の中心に向かって超音波パルスが集束していくように伝搬していく。そこで球の中心を焦点 (S) と呼ぶことにする。この焦点を中心として水槽内でハイドロフォンを移動させ、いろいろな点で波形を測定する。焦点を中心として振動子に垂直方向 (x 軸方向) に -20 mm ~ +20 mm の範囲でハイドロフォンを移動 (Fig. 6 の IJ 上) させたときの音圧 P のオシロスコープ上で観測された電圧波形の変化をそれぞれ Fig. 7 の (a), (b), (c), (d), (e), (f) に示す。

3.3 最大値の分布

ハイドロフォンを焦点の位置から振動子の垂直方向 (x 軸方向) に $x = -10, 0, +10$ mm の 3 点を選び、水平方向 (y 軸方向) に焦点を中心として ± 35 mm の範囲を 0.5 mm 間隔で移動 (Fig. 6 の KL, K'L', K''L' 上) させ、各点でのパルス波形を観測し最大値を測定することによって、超音波パルスの集束状況及びその伝搬状況を観測した。 $x = -10$ mm, 0, +10 mm における各点での最大値の y 方向分布を Fig. 8 の b に示す。各図の横軸 (y 軸) の単位は [mm], 縦軸は音圧 P に比例する電圧値 P [mV] であるが、記号 P をそのまま用いている。また、横軸の矢印で示した 37 mm の位置は焦点の x 座標である。

3.4 損失のある媒質中の伝搬

実際には超音波が媒質中を伝搬すると損失を生じる。この損失を検討するため、振動子と焦点との間に肝臓と減衰率が等価なファントムを設置して、ファントムのない場合とある場合でパルス波形にどのような変化があるか観察した (Fig. 6 の EFGH に相当する位置にこのファントムを設定した)。今回使用したファントムは寒天、グラファイト、ノルマルプロパノール (アルコール; C_3H_7OH) を成分としこれをウレタンゴムで覆ったものである。このファントムの厚さは 40 mm で、0.5 ~ 1 MHz の超音波における減衰率は 13.0 neper/m, 音速は 1600.0 m/sec である。Fig. 9 にファントムがある場合 (損失あり) とない場合 (損失なし) の焦点付近における波形を示す。なお、損失のある場合は実線で示し、ない場合は点線で示している。

Fig. 6 Model of experiment, calculation and absorptive medium and those areas.

Fig. 7 Waveform of sound pressure during the experiment.

Fig. 8 Distribution of peak of sound pressure.

- a Distribution of the sound pressure peak using a calculation
- b Distribution of the sound pressure peak carried out experimentally

Fig. 9 Waveform of sound pressure of the ultrasonic pulses near the focus by experiment (for lossless case and lossy case).

4. 数値計算及び検討

4.1 波形変化

ここでは, Fig. 6 のように数値計算領域を $0 < x < x_n$, $0 < y < y_m$ の範囲とする. $x = x_s$, $y = \frac{y_m}{2}$ の位置に点 S をとりこの点にパルスを集束させることを目的とする. x_n , y_m はそれぞれ x 軸, y 軸方向の計算領域の長さ, δx , δy はそれぞれ x 軸, y 軸方向のメッシュ間隔, T は励振関数の 1 周期, C は音速, ρ は媒質の密度とし, 実際の計算ではこれらの値は次のように選んでいる.

$$x_n \times y_m = 90 \text{ mm} \times 120 \text{ mm}$$

$$x_s = 60 \text{ mm}$$

$$\text{メッシュ数: } x_n \text{ を } 180 \text{ 等分, } y_m \text{ を } 240 \text{ 等分}$$

$$\text{メッシュ間隔: } \delta x = \frac{90}{180} = 0.5 \text{ mm}$$

$$: \delta y = \frac{120}{240} = 0.5 \text{ mm}$$

$$T = 6 \mu\text{s} \quad \delta t = \frac{T}{40}$$

$$C = 1,540 \text{ m/s (一様生体組織内)}^{12)}$$

$$\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$$

これらのことを考慮したうえで, $y_a y_b$ 及び $y_c y_d$ 間で与える励振関数 $F_1(t)$ は (9) 式とした場合について超音波パルスの集束状況および伝搬状況を Fig. 10, Fig. 11 に示す. Fig. 10, Fig. 11 の (a-1) ~ (a-4) は, $\frac{y_m}{2}$, すなわちメッシュ番号 $l = 121$ の線上における時間変化波形である. x 軸の単位を [mm], y 軸の単位を [mV] としており, 焦点を矢印で示している. (b-1) ~ (b-4) はその時の超音波パルスの音圧分布を濃淡表示したものであり, x 軸, y 軸とも [mm] として, 焦点を + 印で示している.

4.2 最大値の分布

ここでは, Fig. 6 で示すような計算領域 $0 < x < x_n$, $0 < y < y_m$ のなかの, 焦点 S を含む四角形領域 ABCD 内でのパルス波形の最大値を計算により求め, その y 軸方向分布を計算した結果を示す. 焦点 S から x 軸方向に -10 mm , 0 , $+10 \text{ mm}$ の 3 点を取り, y 軸方向には焦点 S から $\pm 60 \text{ mm}$ の範囲で 0.5 mm の間隔 (Fig. 6 の MN, M'N', M''N' 上) にとって各点のパルス波形の最大値を表示した結果を Fig. 8 の a に示す.

4.3 損失のある媒質中の伝搬

ここでは, Fig. 6 に示すような数値計算領域中の, 四角形領域 EFGH 内に 2.4 で述べた損失項の式を設定し, 損失のない場合とある場合のパルス分布を数値計算により求める. EFGH の領域は焦点から x 軸方向に -5 mm を基準に -400 mm (ファントムと同じ厚さとした), y 軸方向に y 軸中心 ($y_m/2$) より $\pm 50 \text{ mm}$ の範囲とした. パルス波形分布の結果を Fig. 12 に示す. なお, 損失のある場合は実線で示し, ない場合は点線で示している.

4.4 計算結果と実験結果の比較検討

4.4.1 波形変化

まず, 数値計算結果で得られた Fig. 10, Fig. 11 について検討する. 励振された後の超音波パルスが, 焦点の近くまでくるとより強くなっているのがこれらの図からわかる. これは焦点への集束効果によるものである. また, Fig. 10, Fig. 11 の (b-1) ~ (b-4) における濃淡表示を見ると, より一層焦点に向かって超音波パルスが集束してゆく状態を観察することができ, 焦点を過ぎると拡散していることがわかる. 次に, 焦点付近での超音波パルスの波形を数値計算で得た Fig. 11 (a-3) と実験結果の Fig. 7 (c) とで比較すると, Fig. 11 (a-3) の振幅は Fig. 7 (c) の波形の約 $1/10$ になっているが波形は酷似していることがわかる. これは実験測定がうまくいった事とともに, 計算で仮定した入射パルス波形が実際の波形とよく似たものであった事を意味している. 数値計算が 2 次元間

Fig. 10 Waveform of propagation of pulses (a-1), (a-2), (a-3), (a-4) and light-and-shade representation (b-1), (b-2), (b-3), (b-4) of the sound pressure distribution for each time.

題であるのに対し実験は3次元構造であることを考えると非常に興味深い結果である。

4.4.2 最大値の分布

Fig. 8 の a で数値計算の場合は滑らかな分布となっているが、実際行った波形観測ではハイドロフォン、オシロスコープ等の性能限界のために滑らかな分布には必ずしもならないことを考慮したうえで数値計算結果と実験結果をそれぞれ比較検討する。数値

計算により求めた最大値の分布では、焦点より前方 ($x = -10$ mm) では横軸の60 mm の位置 (焦点Sの x 座標) が最大ピーク場所、その左右にもピークが現れている。実験結果の分布でも同様なことが言え、最大ピーク場所を中心として左右にもピークが現れている。実験で測定できる最小値に限界があることを考えると、この両者がかなり定性的に一致していると考えてよいとも言える。焦点においては、数値計算結果は焦点より前方の分布と

Fig. 11 Waveform of propagation of pulses (a-1), (a-2), (a-3), (a-4) and light-and-shade representation (b-1), (b-2), (b-3), (b-4) of the sound pressure distribution for each time.

同様に 3 つのピーク場所が現れているが、実験結果のほうは数値計算結果のように滑らかな波形とはならず、左右 2 つのピークもないものとなった。焦点から遠ざかると ($x = +10$ mm) 最大ピーク、その左右ピークの場所いずれも減衰が激しくなっている。これは入射された超音波パルスの拡散する性質が焦点より後方で目立って現れることが原因であると思われる。

4.4.3 損失のある媒質中の伝搬

焦点付近での超音波パルスの損失がある時とない時の数値計算で得た Fig. 12 と実験結果の Fig. 9 とを比較する。実線が損失がある時で点線がない時であるが、損失の程度がほぼ同じ位で、25~30%である。このことは肝臓と等価な吸収率をもつファントムと計算に用いた吸収の度合いが同じであることを示している。

Fig. 12 Waveform of sound pressure of the ultrasonic pulses near the focus carried out using a calculation (for lossless case and lossy case).

5. 結 論

本研究は、新しく工夫した時間領域数値計算法を用いて衝撃波結石破碎装置から発射されたエコートリガ超音波パルスが水領域内を伝搬しながら焦点へ集束していく状況を数値シミュレーションするとともに、水槽と振動子を用いた実験によってもこの状況を観測し検討した。その結果、3次元問題であっても2次元問題としての計算が可能であり、定性的にはかなり正確に再現できる。損失がある場合もモデルを工夫すると数値計算と実験結果を比較的良好に一致させることができること、などが解った。

今後の課題をまとめてみると、まず、実際の結石に近い散乱体を焦点に置いて実験すること、また、水槽の水を人体に近い成分の損失性媒質にし、温度も体温くらいにして観察するなどがある。オシロスコープをより精度の高いものにすることも今後の課題である。

本文の方法は、衝撃波結石破碎装置のエコートリガに限らず、幅広く超音波パルスの生体組織内における伝搬、吸収、反射の解析に用いる事ができる。

医療界における最近の超音波を利用したモダリティの進歩は目覚ましいものがあり、超音波はX線に次ぎなくてはならない検査手段となっている。その最大理由は手軽な装置であることと、人体には無害であり、かつ非侵襲的な検査が可能なことである。しかし、これらの超音波技術にもまだまだ種々の未解決な問題が残っている。筆者等は本研究が発展して超音波に関する諸問題が解決され、更に超音波医療技術が発展することを期待する。

参考文献

- 1) Okazaki K, Iwama N, Nomura S: Process of Change from Ultrasonic Wave to Shock Wave Lithotripsy Using Piezoceramic Transducer. Jpn. J. Appl. Phys., 30-1, 216-218, (1991).
- 2) Kandel LB, Harrison LH, McCullough DL: State of the Art ESWL. Futura Pub. Co. N.Y., (1987).
- 3) Okazaki K, Aida S, Iwama N, et al.; Fundamental Study in Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy Using Piezoceramics, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 28., Suppl. 28-1, 143-145, (1987).
- 4) 岩間信行, 岡崎 清, 野村 哲, 山中昭一, 他: 体外衝撃波結石破碎における誤照射防止機能の有用性の検討, JSUM Proceedings, 191-192, (Oct. 1990).
- 5) 岡崎 清, 岩間信行, 野村 哲, 他: 体外衝撃波結石破碎による誤照射防止機構の有用性, 第11回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, 京都, 120-121, (Nov. 1990).
- 6) Ioritani N, Orikawa S, Kuwahara M: The Correct Targeting Rate in ESWL Treatment Measured by An Anti-Miss-Shot Control Device. Jpn. J. Endourology and ESWL., 3, 2, 179-186, (1990).
- 7) Yee KS: Numerical Solution of Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media, IEEE Trans. on Antennas & Propag., Vol AP-14, No. 3, 302-307, (May. 1966).
- 8) Taflov A, Umashankar KR: The Finite -Difference Time - Domain Method for numerical modeling of electromagnetic wave interactions with arbitrary structures, in M.A. Morgan, ed.: Finite Element and Finite Difference Methods in Electromagnetic Scattering, Chap. 8, Elsevier, (1990).
- 9) 柏 達也, 秋田博正, 霜田英鷹, 他: ベクトル量を用いた音響時間領域差分法とその散乱解析への応用信学論, J74-A, 1113-1115, (1991).
- 10) 千葉 修, 柏 達也, 霜田英鷹, 他: 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 日本音響学会誌, 49, 8, 551-562, (1993).
- 11) Robert BR: Ultrasonic Heating Techniques, NATO. ASI. Ser. E., 127, 390-401, (1987).
- 12) Kondo M, Takamizawa O, Hirama M, et al.; An Evaluation of an In Vivo Local Sound Speed Estimation Technique by the Cross Beam Method, Ultrasound in Med. & Biol., 16, (1), 65-72, (1990).