

超音波CTによる物体内部温度の非接触測定 : 第2報: 数値シミュレーションと実験

藤井, 丕夫
九州大学機能物質科学研究所

張, 興
九州大学機能物質科学研究所

熊森, 徹
株式会社東芝

<https://doi.org/10.15017/6651>

出版情報 : 九州大学機能物質科学研究所報告. 8 (1), pp.131-139, 1994-11-10. 九州大学機能物質科学
研究所
バージョン :
権利関係 :

超音波CTによる物体内部温度の非接触測定

(第2報：数値シミュレーションと実験)

藤井 丕 夫・張

興・熊 森 徹*

Noncontact Measurement of Internal Temperature Distribution using Ultrasonic Computed Tomography

(The 2nd Report: Numerical Simulation and Experimental Measurement)

Motoo FUJII, Xing ZHANG and Tooru KUMAMORI

A numerical simulation and experiments are carried out for a noncontact method to measure internal temperature distribution of a solid using ultrasonic computed tomography (CT). The method is based on the fact that the sound velocity in a material depends on its temperature. 'Filtered Back Projection' is found to be the most effective algorithm for the reconstruction. To obtain an accurate temperature distribution, it is necessary to measure the sound propagation time with high resolution such as 1 ns. In experiment, are measured the temperature distributions in a concentric cylinder with 40 mm outer diameter which is made of agar-gel and heated along center line with 0.1mm dia. platinum wire heater. It is confirmed that the method could measure the temperature distribution inside the agar-gel within an error of 0.1°C, except for the region very vicinity of the platinum wire.

1. 緒 言

本研究は超音波を物体に照射したときに得られる伝播時間についての投影データをCT (Computed Tomography) 法を用いて解析し、その内部温度の相対的变化を非侵襲的かつ高精度に測定する手法を確立することを目的としたものである。物体の音速が温度に依存することを利用した超音波CTによる内部温度の測定について、これまでいくつかの報告がなされている¹⁾²⁾³⁾が、いずれも精度は十分とはいえない。著者らはすでにこの手法に関してシミュレーションを行い、

計測の諸条件が温度の再構成結果に及ぼす影響を明らかにした⁴⁾。本報では再構成アルゴリズムの違いによる影響および、超音波の伝播時間の計測精度の影響について、数値シミュレーションで検討し、さらに計測システムを構築し、寒天ゲルで製作した円筒状試料を対象に寒天ゲル内温度分布を実測した結果について報告する。

主な記号

- $B_{s,0}$: 超音波ビームの経路
- c_0 : 水中における超音波伝播速度
- d : 白金線からの距離
- D_0 : 超音波送受波器間の距離
- l_p : 白金線の長さ
- Q : 白金線の発熱量

受理日 1994年7月21日

本論文を名誉教授 藤井 哲先生に献呈する。

* (株)東芝

- r : 二重円筒の中心からの距離
- R_0 : 白金線の 0°C における抵抗値
- R_p : 白金線の抵抗値
- s : 超音波の伝播方向に垂直な座標
- T_p : 白金線の温度
- T_s : 寒天ゲルの表面の温度
- α : 白金線の抵抗の温度係数
- Δs : サンプル間隔
- ΔT : 寒天ゲル表面の温度との温度差
- $\Delta\theta$: 回転間隔
- λ : 寒天ゲルの熱伝導率
- θ : 回転角

2. 超音波 CT

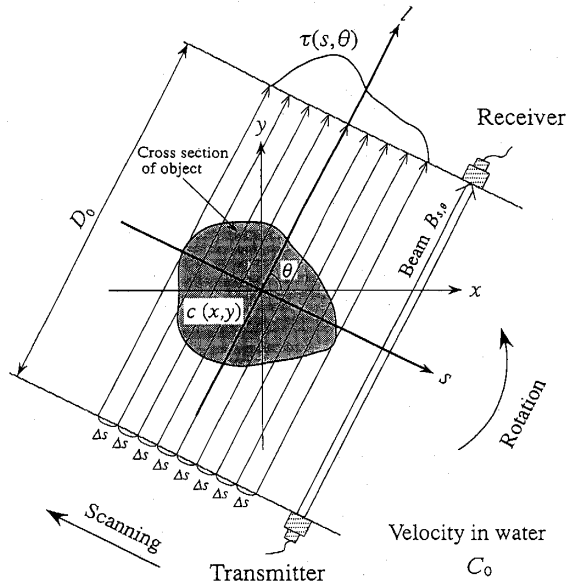


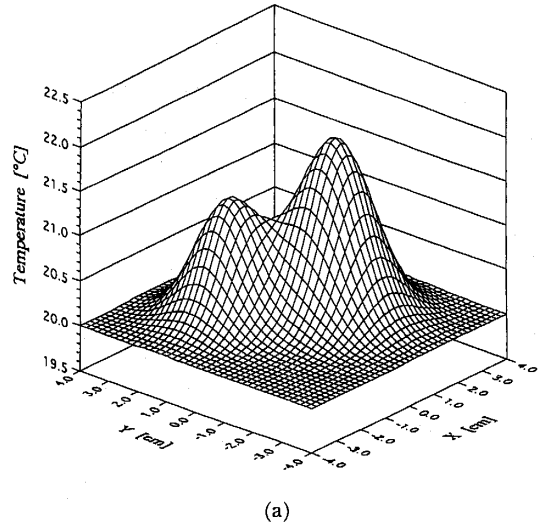
Fig. 1 Schematic of measurement system for ultrasonic CT.

Fig. 1 に示すように温度分布をもった物体が水中に置かれ、この物体をはさんで超音波の送波器と受波器が対向して配置されている。送受波器をビームの伝播方向と垂直な方向に走査しながら、サンプル間隔 Δs ごとに伝播時間を測定し、角度 θ における伝播時間分布 $\tau(s, \theta)$ を得る。一回の走査が終了したら、 (s, l) 軸を (x, y) 軸に対して回転間隔 $\Delta\theta$ だけ回転させ、同様に走査しながら伝播時間を計測する。この操作を θ を 0° から 180° まで変化させて繰り返すことによりすべての方向からの伝播時間分布を得ることができる。 $\tau(s, \theta)$

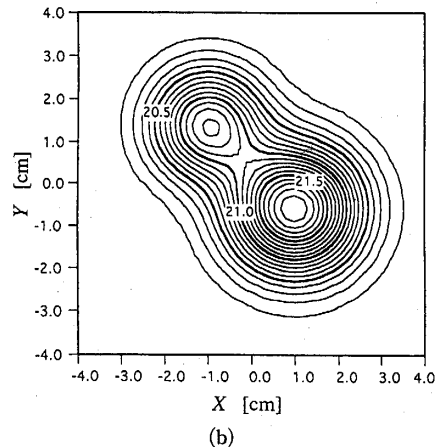
は物体がないときの水中の伝播時間 D_0/c_0 を基準にして、次式のように表せる。

$$\tau(s, \theta) - \frac{D_0}{c_0} = \int_{B_{s,\theta}} \left(\frac{1}{c(x,y)} - \frac{1}{c_0} \right) dl \quad (1)$$

ここで D_0 は送受波器間の距離、 $c(x, y)$ は各点の音速、 c_0 は水中音速、 $B_{s,\theta}$ はビーム経路である。このとき左辺の $(\tau(s, \theta) - D_0/c_0)$ は物体内の音速に関連する物理量 $(1/c(x, y) - 1/c_0)$ の投影データとなる。この投影データを θ を変えて多数の方向から測定することにより通常の CT 手法を用いて音速分布を再構成することができる。多数の投影データから原分布を再構成する計算アルゴリズムは種々報告されているが、本報では逐次近似法⁵⁾とフィルタ補正逆投影法⁶⁾を用いた。物体内の音速分布が計算されると、音速と温度との関係から温度分布が求められることになる。



(a)



(b)

Fig. 2 Original temperature distribution.

3. シミュレーション

再構成アルゴリズムの特性を調べるために Fig. 2 (a), (b) に示すような温度場のモデル ((a) は三次元表示, (b) は等温線表示) を対象に数値シミュレーションを行った。その際, モデルを含む矩形領域を 41×41 の格子に分割した。まず, 超音波の伝播時間分布 (投影データ) を計算し, 次に, その投影データから音速分布すなわち温度分布を再構成する。媒質としては水を想定し, 水の音速と温度との関係は次式に示す Greenspan の実験式⁷⁾を用いた。

$$V = 1402.736 + 5.03358 T - 0.0579506 T^2 + 3.31636 \times 10^{-4} T^3 - 1.4562 \times 10^{-6} T^4 + 3.0449 \times 10^{-9} T^5 \quad (2)$$

(V: [m/s], T: [°C])

再構成の精度に及ぼす超音波のビーム幅, サンプルング間隔および回転間隔などの測定条件の影響を調べたシミュレーションによれば, これらの幅や間隔はいずれも小さいほうが精度が高いという結果が得られている⁴⁾。ここでは, ビーム幅を実際の測定に用いた超音波振動子の直径と同じ 6.4mm に設定し, サンプルング間隔を 2 mm, 回転間隔を 5° とした場合について, 再構成アルゴリズムの比較を行った結果を示す。まず伝播時間の測定精度は 1 ns と仮定する。Fig. 3 に一例として回転角 0° における伝播時間分布を示す。5° 間隔毎に得られたすべての角度における伝播時間分布を用いて再構成を行い, 得られた音速分布を式 (2) を用いて温度分布に変換した。Fig. 4 (a), (b) および, Fig. 5 (a), (b) はそれぞれ逐次近似法⁸⁾, フィルタ補正逆投影法⁹⁾により再構成された温度分布である。いずれの再構成アルゴリズムを用いても再構成結果は原分布と 0.1°C 以内の誤差で一致している。このことから時間の測定精度が 1ns 程度の場合には超音波 CT 法によ

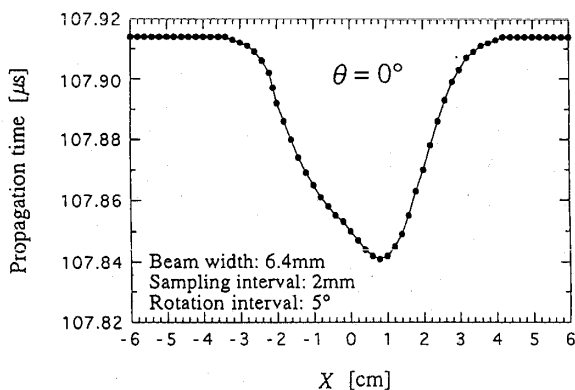
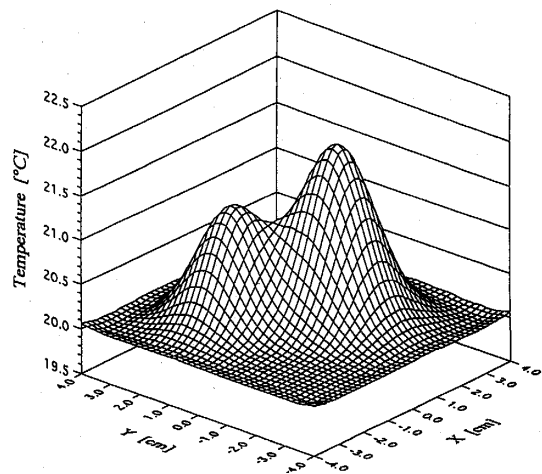
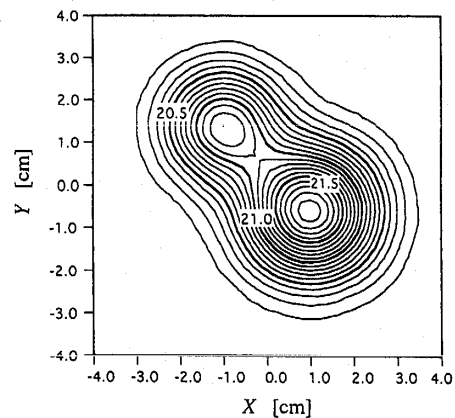


Fig. 3 Propagation time.

り十分な精度で温度分布が計測できることがわかる。なお伝播時間の計測精度の影響について検討した結果の一例として, Fig. 6 (a), (b) に伝播時間の測定精度が一桁低い, 10ns であるときのフィルタ補正逆投影法による再構成結果を示す。図から明らかなように等温線はかなり歪んでおり, 原分布と大きく異なる。なお, この場合, 再構成結果の誤差の最大値は 0.5°C 程度である。このように時間の測定精度の影響は大きい, 逐次近似法とフィルタ補正逆投影法とで再構成の精度は殆ど差がない。しかし, 再構成アルゴリズムによって計算時間は大きく異なり, ワークステーション (HP model 715/50) 上でフィルタ補正逆投影法が 2 秒であるのに対し, 逐次近似法では 8 分かかり, 実時間測定を目的とした場合実用的とはいえない。

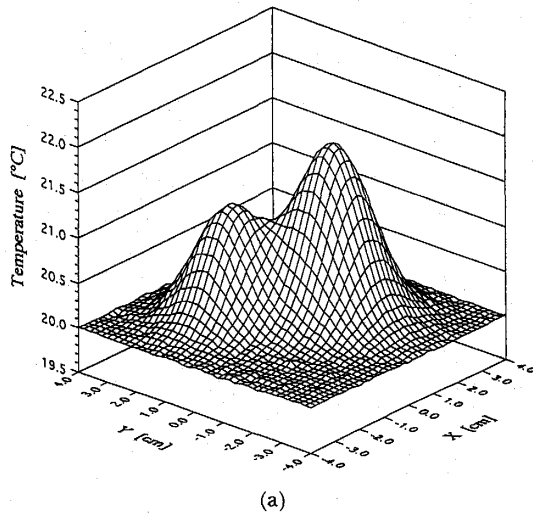


(a)

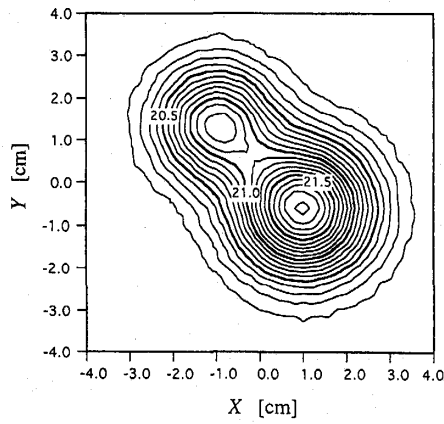


(b)

Fig. 4 Reconstructed temperature distribution with iterative method.

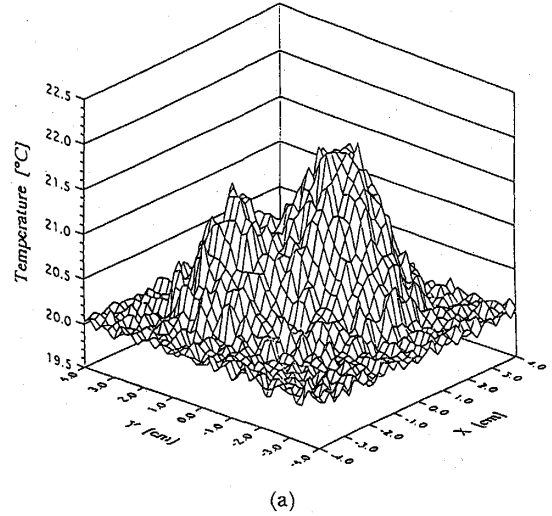


(a)

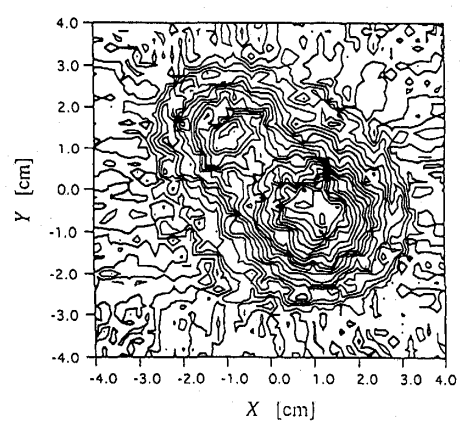


(b)

Fig. 5 Reconstructed temperature distribution with Filtered Back Projection.

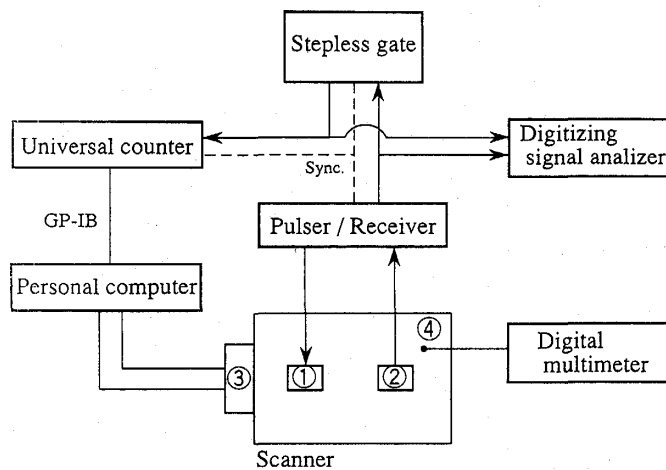


(a)



(b)

Fig. 6 Reconstructed temperature distribution with Filtered Back Projection.



- ① Transmitter ③ Controller
- ② Receiver ④ Thermocouple

Fig. 7 Ultrasonic CT system.

4. 実験装置

Fig. 7 に超音波 CT 実験システムの構成図を示す。このシステムはスキャナおよびそのコントローラからなるスキャン機構部 (新日本非破壊検査 (株) 製) と伝播時間計測部とで構成される。

Photo. 1 はスキャン機構部と実験水槽の写真であり, Fig. 8 はスキャナの概略図である。スキャン機構部の寸法は全幅1630mm, 奥行き750mm, 全高1294mmであり, 実験水槽は底面が600mm×600mm, 高さ450mm (内寸) のアクリル製である。先端に振動子を取り付けられている2本の軸アームは軸走査方向へ回転軸を原点として最大-150mmから150mmまで移動可能であり, θ 軸は 0° から 353° まで回転する。この走査及

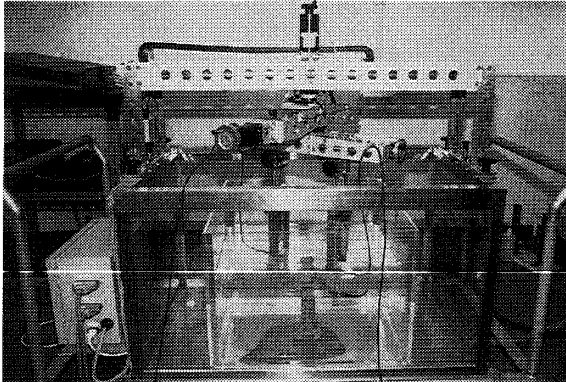


Photo. 1 Picture of experimental set up.

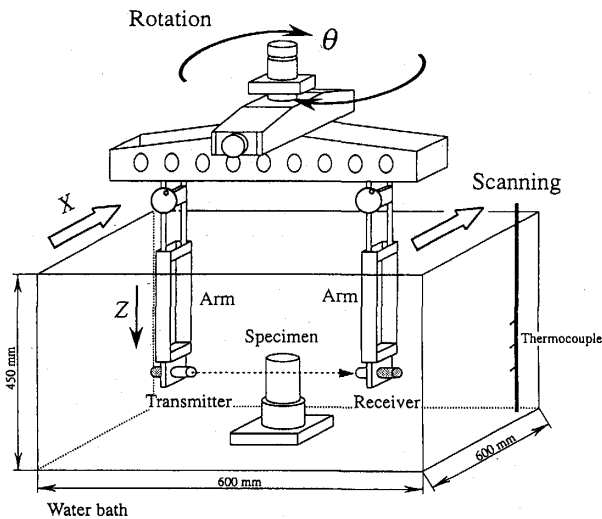


Fig. 8 Schematic of ultrasonic CT scanner.

び回転の動作はX軸、 θ 軸ともにパルスモータを使用し、スキヤナのコントローラを介してパーソナルコンピュータ (NEC 製, PC-9801VX) で自動制御される。

超音波の送信と受信にはパルサーレーザ (PANAMETRICS 製, MODEL 5058PR) を使用した。超音波振動子は送受波器ともに周波数5MHz, エレメント直径6.4mmの水浸用振動子 (同, A310-SU) を用いた。ステップレスゲート (同, MODEL5052G/T, 時間巾出力改造型) は送受信信号間の時間計測を行うためのゲート幅を出力する装置である。このゲートはパルサーのトリガ信号と同時に開き, 受信波の最初の立ち上がりが決められたしきい値 (250mV) 以上になると閉じる。これによって, 水槽の壁面および底面における反射波やその他の雑音の影響を避けることができる。ユニバーサル・カウンタ (アドバンテスト製, TR5840) はこのゲート幅の時間を測定する。このカウ

ントは単発パルス時間測定においては100ps, 平均時間測定では最大1psの高分解能測定を行うことができる。また, GP-IB インタフェースを介したパーソナルコンピュータ制御で, 伝播時間を自動的に測定することができる。波形の表示, 記録および分析にはデジタイジング・シグナル・アナライザ (Tektronix 製, DSA601A) を使用した。このアナライザはA/D変換サンプリングレートが1GS/secと高速であるため, FFT解析や振幅測定等の高精度な波形解析が可能となる。

これらの計測器により伝播時間を測定するが, ステップレスゲートのゲート幅は回路内で使用されているICの動作における時間遅れのため, 厳密には超音波の送受波器間の伝播時間とはならない。各タイミングでのIC動作の応答遅れを調べた結果, 計測される時間の値から70nsを差し引いた値を真の伝播時間とすれば良いことがわかった⁹⁾。

測定データの収集手順を以下に記す。Fig. 8において, まず回転角 $\theta = 0^\circ$ において超音波送受波器を白矢印方向に走査し, サンプリング間隔 Δs ごとに送受波器間の伝播時間を測定する。なお, 測定時間の短縮と送受波器の振動を抑制するために各測定は一定速度で走査しつつ行っている。一回の走査が終了すると回転軸を $\Delta\theta$ 回転させて今度は前と逆方向に走査し, 伝播時間を測定する。この操作を回転角 $180^\circ - \Delta\theta$ まで繰り返す, $180^\circ / \Delta\theta$ の伝播時間分布 (投影データ) を得る。スキヤナによる振動子対の方向走査速度は Δs が2mm以上の場合5mm/sに, Δs が2mmより小さいときは4mm/sに設定した。 Δs が2mmより小さい場合, 走査速度を遅くしたのは, これ以上速くするとスキヤナのコントローラとパソコンとのアクセス速度が遅いためスキヤナの制御が不可能となるからである。伝播時間はユニバーサル・カウンタの測定分解能を上げるために10個のサンプルの平均を測定値とした。このときの分解能は10psである。カウンタが10個の平均をとるのに約0.1秒を要するが, この間に振動子対は, 例えば移動速度が5mm/sのとき0.5mm移動する。したがってこの場合, サンプリングは測定点手前0.25mmの位置で開始し, 0.25mm後方で終了するようにスキヤナとカウンタを制御した。

10個のサンプルの平均をとった場合, 伝播時間の測定精度は約100psと見積られる。この時間差は水温 20°C , 送受波器間の距離が16cmの場合, 音速にして0.001m/sの変化, 平均温度に換算して約0.0003 $^\circ\text{C}$ の変化に

相当する。

5. 温度分布の測定および考察

固体中の超音波伝播速度は温度だけではなく、固体内の密度や組織構造の違いにも依存する。したがって、温度分布は等温状態の物体の音速分布を基準として、これを温度分布をもつときの音速分布から差し引くことにより相対的な温度差として算出される。

均一温度場における固体中の音速はその温度での水中音速を基準として次式のように表せる。

$$c_1(x, y) = c_0 + c_d(x, y) \quad (3)$$

ここで、 $c_d(x, y)$ は水と固体の音速の差である。また、温度が変化し後の固体中の音速 $c_2(x, y)$ は、このとき的水中音速を c_0 、固体内の温度変化による音速の変化量を $c_t(x, y)$ とすると、次式で表せる。

$$c_2(x, y) = c_0' + c_d(x, y) + c_t(x, y) \quad (4)$$

したがって、

$$\begin{aligned} \Delta c(x, y) &= c_2(x, y) - c_1(x, y) \\ &= c_t(c(x, y) + c_0' - c_0) \end{aligned} \quad (5)$$

を計算することにより固体内の構造の違いによる音速差が差し引かれ、温度変化による音速の変化量 $\Delta c(x, y)$ が求まる。このときの固体内の音速 $c(x, y)$ は温度が変化する前の水中音速 c_0 を $\Delta c(x, y)$ に加えることによって得られ、

$$\begin{aligned} c(x, y) &= \Delta c(x, y) + c_0 \\ &= c_t(x, y) + c_0' \end{aligned} \quad (6)$$

と表される。

Fig. 9 に測定の対象とした試料の概略を示す。試料は直径40mm、高さ90mmの円筒形寒天ゲルで、これは98%が水分からなる。そのほぼ中央に直径0.1mm、長さ75.5mmの白金線を通し、これを直接通電加熱する。白金線は約800°Cで5分間加熱した後、徐冷したものを使用した。白金線の電気抵抗の温度係数はあらかじめ検定を行い、 $\alpha = 3.86 \times 10^{-3} [1/^\circ\text{C}]$ を得た。加熱時の白金線の温度 T_p は常温における抵抗 R_0 と α および加熱時の抵抗の測定値 R_p を用いて次式により算出した。

$$T_p = \frac{1}{\alpha} (R_p/R_0 - 1) \quad (7)$$

水温の測定には0.3mm径のT型熱電対を用いた。熱電対の検定式としては次式を用いた。

$$T = 0.06 + 25.64 \times V - 0.72 \times V^2 + 0.04 \times V^3 \quad (8)$$

($T: [^\circ\text{C}]$, $V: [mV]$)

検定誤差は0.01°C以内である。この熱電対をFig. 8に示すように実験水槽内の角の底面からの高さが12cm、17cm、22cmの位置に3本配置し、伝播時間測定の前後に電位差を測定してその平均を水温とした。

伝播時間の測定は超音波送受波器間の距離を16.28cmに設定し、走査範囲120mm、サンプリング間隔1mm、回転間隔5°で行った。走査方向測定数121、投影数36であり、全測定数は $121 \times 36 = 4356$ となる。測定に要する時間は23分であり、測定前後における実験水槽内の水温の変化はいずれの測定においても0.05°C以内であった。

得られた伝播時間分布に関する投影データを用いて音速分布の再構成をおこなった。その際、中心部に試料を含む8cm×8cmの領域を81×81の格子に分割した。再構成アルゴリズムはSheppの補正関数⁹⁾によるフィルタ補正逆投影法を用いた。再構成に要する計算時間はワークステーション(ヒューレットパッカード製, Model 715/50)上で約7秒であった。

Fig. 10に白金線を加熱する前の伝播時間分布の測定例を示す。実験水槽内の平均水温は15.1°Cである。Fig. 11に再構成した音速分布を示す。図の(a)が3次元図であり、(b)が等音速線図である。図(b)中の点線は実際の寒天ゲルの位置を示している。この図は寒天ゲル内部の密度の違いによる音速の分布を表している。超音波が有限のビーム幅を有するため、寒天ゲルの輪郭は若干不明瞭であるが、直径40mmの寒天ゲルの形状および位置はかなりよく復元されている。なお、

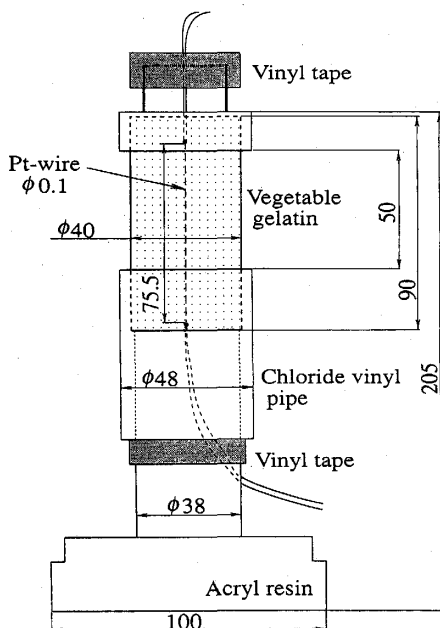


Fig. 9 Measured sample.

寒天ゲルの中央部に見られる小さなくぼみは超音波が透過しない直径0.1mmの白金線の影響によるものである。

Fig. 12 は白金線の発熱量が0.281W のときの回転

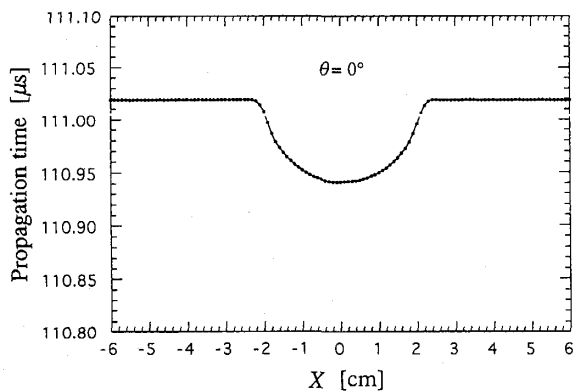


Fig. 10 Propagation time at $\theta=0^\circ$ before heating.

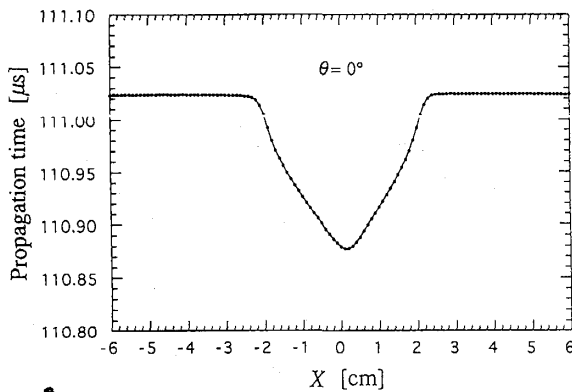
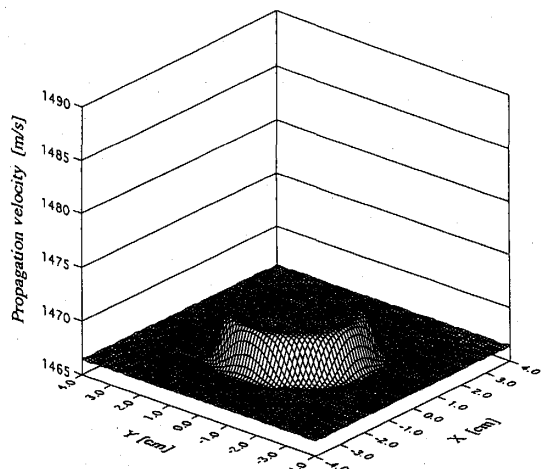
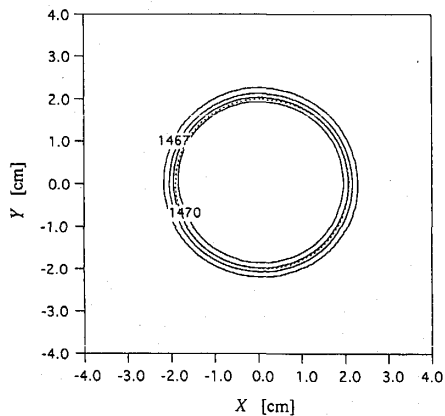


Fig. 12 Propagation time at $\theta=0^\circ$ after heating ($Q=0.281W$).

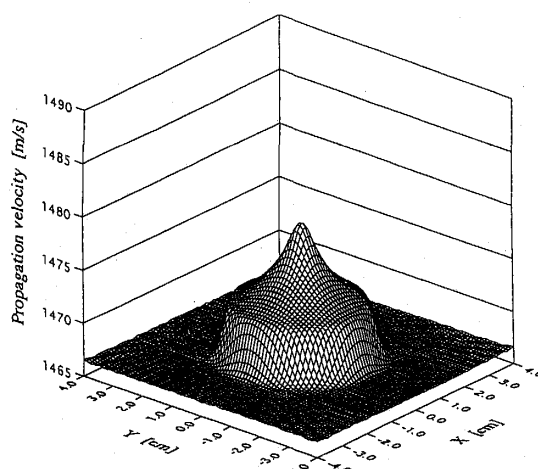


(a)

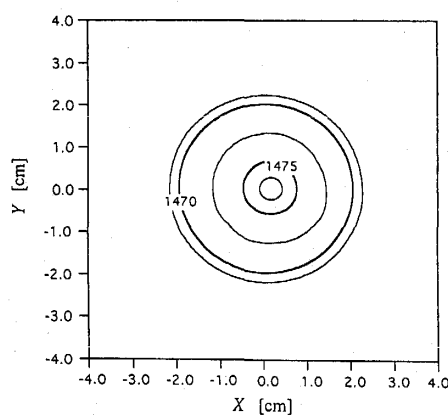


(b)

Fig. 11 Reconstructed sound velocity distribution before heating.



(a)



(b)

Fig. 13 Reconstructed sound velocity distribution after heating ($Q=0.281W$).

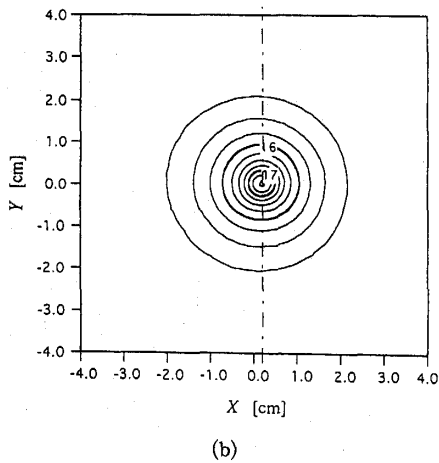
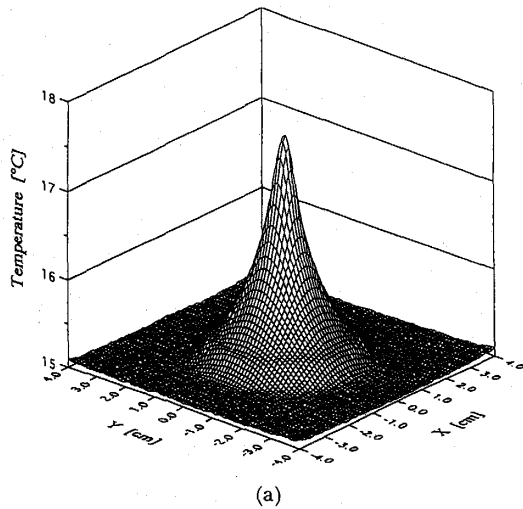


Fig. 14 Temperature distribution ($Q=0.281W$).

変化量が合わさった分布となり、中央部の温度が最も高い位置に対応して音速の最大値が現れている。

Fig. 14 (a), (b) は白金線を加熱したときの音速分布から加熱前の音速分布を差し引き、この音速差を加熱前の水中音速を基準として温度分布に変換して表示したものである。(a) が 3 次元図、(b) が等温線図である。使用した寒天ゲルは 98% が水分であるため音速と温度の関係には水についての式 (2) を用いた。白金線と寒天ゲル表面の温度差は $5.3^{\circ}C$ である。なお、寒天ゲルと水の境界で温度勾配が変化しているが、これは寒天ゲルと熱伝導率が異なる周囲の水の温度も上昇していることを示している。Fig. 15 (a), (b) には白金線の発熱量を $0.565W$ と上昇させたときの温度分布を示す。このときの白金線と寒天ゲル表面の温度差は $11.0^{\circ}C$ である。

Fig. 16 (a) および (b) はそれぞれ Fig. 14 (b) および Fig. 15 (b) の一点鎖線に沿った断面での温度分

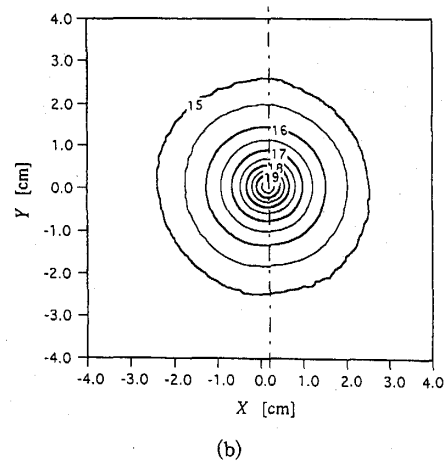
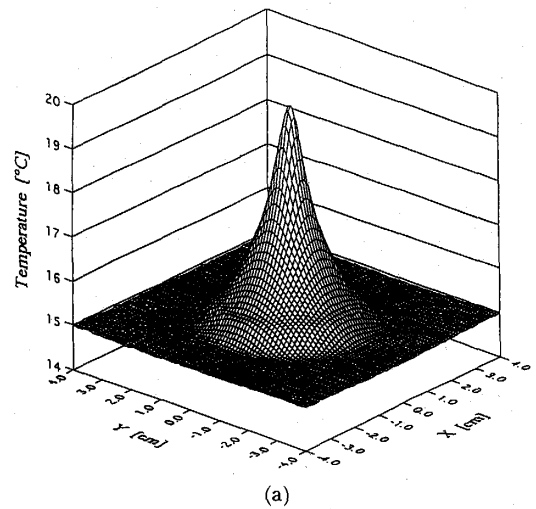
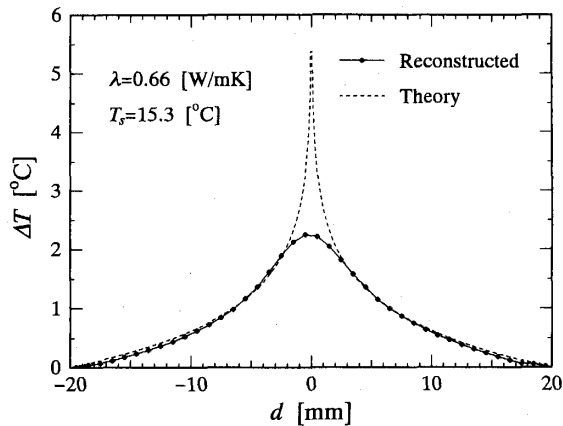


Fig. 15 Temperature distribution ($Q=0.565W$).

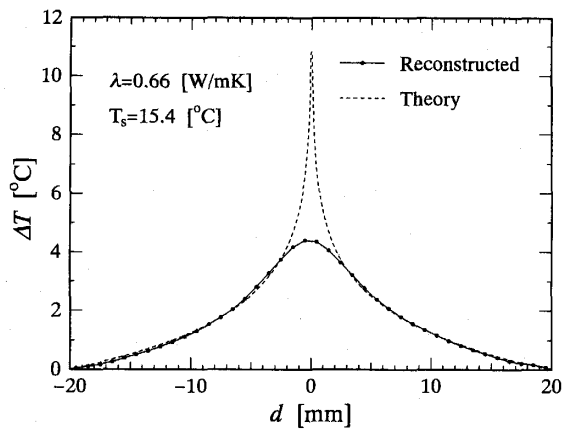
布をそれぞれ、内円筒を加熱したときの二重円筒内定常熱伝導の理論式 (9) と比較したものである。

$$T - T_s = \frac{Q}{2\pi\lambda l_p} \ln(r_s/r) \quad (9)$$

ここでは Q は白金線の発熱量、 l_p は白金線の長さ、 r_s は試料半径、 T_s は試料表面の温度、 λ は寒天ゲルの熱伝導率である。図の横軸には白金線からの方向の距離 d を、縦軸には寒天ゲル表面の温度との温度差 ΔT をとっている。破線が寒天ゲルの熱伝導率を 0.66 と仮定したときの理論解、黒丸が再構成結果である。超音波ビームが有限の幅を有するため、温度が急激に変化する白金線の近くでは再構成の精度は低い。しかし、距離が 2 mm 以上離れた温度勾配が比較的緩やかな部分での誤差は温度差の大小によらず $0.1^{\circ}C$ 以内となっている。このように比較的緩やかな温度勾配が緩やかな場合には本手法により固体内の温度分布を高精度に測定することができる。



(a) $Q=0.281W$



(b) $Q=0.565W$

Fig. 16 Comparison of reconstructed results and theory.

6. 結 言

超音波 CT 法を用いて物体内部温度測定シミュレーションおよび実験を行い、以下の結論を得た。

- (1) シミュレーションの結果、二種類の再構成アルゴリズムの間に精度の差は殆どないが、フィルタ補正逆投影法は計算時間の上で格段に優れていることが明らかになった。一方、伝播時間に関しては高精度の測定が不可欠で少なくとも10nsの測定分解能が必要である。
- (2) 寒天ゲル内部の温度分布測定の実験を行い、温度勾配が比較的緩やかな場合には本手法により物体内部温度を高精度よく計測できることが実証された。

本研究を遂行するにあたり、有益な助言をいただいた九州大学機能物質科学研究所 富村寿夫助教授およ

び貴重な資料を提供して頂いた山形大学工学部 富川義朗教授に感謝致します。また、九州大学大学院総合理工学研究科生 永松信一郎君および本研究所の濱野光司技官には実験およびデータ整理などに協力していただいた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- 1) Tomikawa, Y. et al., Acoustical Imaging, 17(1989), 679.
- 2) 縄田, 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1993), 235.
- 3) 加藤・朱・丸山, 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1993), 241.
- 4) 藤井・張・熊森, 九州大学機能物質科学研究所報告, 7-2 (1994), 181.
- 5) 遠藤・梅垣, 医用電子と生体工学, 14-5 (1976), 369.
- 6) 永井, 超音波ホログラフィ, (1989), 日刊工業新聞社.
- 7) 実吉・菊池・能本, 超音波技術便覧 (1966), 1202, 日刊工業新聞社.
- 8) 熊森, 超音波 CT による物体内部温度の非接触測定, (1994), 九州大学大学院総合理工学研究科修士論文.