

超音波CTによる物体内部温度の非接触測定：第1報： 数値シミュレーションによる測定精度の検討

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
九州大学大学院総合理工学研究科

<https://doi.org/10.15017/6635>

出版情報：九州大学機能物質科学研究所報告．7 (2)， pp.181-190， 1994-03-31．九州大学機能物質科学研究所
バージョン：published
権利関係：



超音波 CT による物体内部温度の非接触測定 (第1報：数値シミュレーションによる測定精度の検討)

藤井 丕夫・張 興・熊 森 徹*

Noncontact Measurement of Internal Temperature Distribution using Ultrasonic Computed Tomography (The 1st Report : Numerical Simulation for Estimating Measuring Accuracy)

Motoo FUJII, Xing ZHANG and Tooru KUMAMORI

The paper describes a method for noncontact measurement of internal temperature distribution of an object using the ultrasonic computed tomography (CT). The method is based on the fact that the propagation velocity of ultrasound depends on the material temperature as well as the material itself. From the projection data with respect to the propagation time through the material cross section, two-dimensional sound velocity, *i.e.*, temperature distribution in the cross section can be reconstructed by using various algorithms for the ultrasonic CT.

As the first report, numerical simulations are carried out for measuring simple temperature fields in water. The characteristics of the reconstruction algorithms previously proposed are compared with each other, then the 'Filtered Back Projection' is recommended as the most effective and accurate algorithm. Also are investigated the effects of measuring conditions such as the sampling interval and rotation interval upon the accuracy and CPU time for reconstruction.

1. 緒 言

流体中や固体等の物体の表面ではなく、内部の温度を測定する方法としては通常、熱電対などのセンサを挿入した測定法が用いられる。しかし、センサの存在そのものが物体内部温度場を乱すこともあり、そのような場合は不可避免的に誤差を伴うことになる。物体内部の温度分布をセンサを挿入することなしに測定する方法として、光干渉計などによる光学的測定法がある。この方法は対象とする物体が透明な場合に限り適用

されること、また温度場が二次元的あるいは軸対称など比較的単純な場合を除くと測定の精度が著しく低いなどの欠陥がある。

最近X線 CT (Computed Tomography) と呼ばれる、物体内部の組織の違いの分布を断層像として高精度に定量化する技術が開発され、医療分野での診断に不可欠の装置として実用化されている。X線 CT の原理は、異なる角度から計測された二次元X線強度分布の組み合わせをもとにコンピュータによる計算を行い、物体内部の組織構造を二次元的な断層像として再構成するものである。

X線 CT と同様な手法が、測定用ビーム波として超音波を用いた場合にも応用できる。超音波 CT と呼ば

受理日 平成6年1月13日

*九州大学大学院総合理工学研究科

れるこの方法はX線 CT に比べて、生体に与える影響が少ないことから、今後の進展が期待される技術といえる。超音波を用いることのさらなる利点の一つは、音波の伝播速度すなわち音速が物体の組織構造だけでなく温度にも依存することから、音速分布を測定することで物体内部温度を知ることが可能にする点である。超音波 CT の手法を用いて架谷ら¹⁾は円管内同軸噴流、縄田²⁾は純水中の点熱源ブルームの温度分布の測定を試みている。また、生体を模擬したファントムについて Tomikawa ら³⁾の測定例がある。しかし、いずれの結果も測定精度の観点からは十分な成果が得られているとはいえない。また、超音波の伝播時間についての投影データから物体内の二次元温度分布を求める計算アルゴリズムについても検討の余地がある。

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 法を用いて解析し、その内部温度の相対的変化を非侵襲的、かつ高精度に測定する手法を開発することを目的とする。

本報ではその第一段階として、均一媒質中の温度場を対象とした計算機によるシミュレーションを行い、投影データから二次元温度分布を求める再構成アルゴリズムの特徴および本測定法の精度に及ぼすサンプリング間隔や超音波ビーム幅などの測定パラメータの影響などについて検討した結果について報告する。なお、媒質としては純水を想定し、音速の温度依存性は純水におけるものを採用している。

主な記号

- A : セルの面積
- $B_{s,\theta}$: 超音波ビームの経路
- c_i : セル i の超音波伝播速度
- c_0 : 水中における超音波伝播速度
- D_0 : 超音波送受波器間の距離
- f_{jk} : 超音波 j がセル k を通過する面積に比例する係数
- g_{jk} : セルの面積 A と超音波 j がセル k を通過する面積の比
- i : セルの番号
- j : 超音波ビームの番号
- l : 超音波の伝播方向に平行な座標
- m_i : スキャン方向の測定数
- M : 全測定数
- N : セルの総数
- n : 反復回数または投影の数

- R_j : 領域内を超音波 j が伝播する時間 (推定値)
- s : 超音波の伝播方向に垂直な座標
- u_{jk} : 超音波 j がセル k を通過する面積
- w : 超音波のビーム幅
- X_j : 領域内を超音波 j が伝播する時間
- Δs : サンプリング間隔
- $\Delta \theta$: 回転間隔
- θ : 回転角
- σ_i : 測定誤差
- τ_0 : 水中における超音波の伝播時間

2. 超音波 CT

Fig. 1 に示すように物体のある断面を含む空間に座標系を定める。X線や超音波などのビームを照射する方向に平行で原点を通る軸を l 軸とし、それに直角に s 軸を考える。 x 軸と l 軸のなす角を θ とする。 $h(x, y)$ を物体の性質を表す二次元の関数とすれば、直線 AB に沿った $h(x, y)$ の線積分、

$$p(s, \theta) = \int_{AB} h(x, y) dl \tag{1}$$

を物体 $h(x, y)$ の投影 (projection) という。

CT とは投影 $p(s, \theta)$ を $0 \leq \theta < 180^\circ$ において測定し、この $p(s, \theta)$ から物体の断面の二次元分布 $h(x, y)$ を計算によって求める手法である。例えば、投影データを

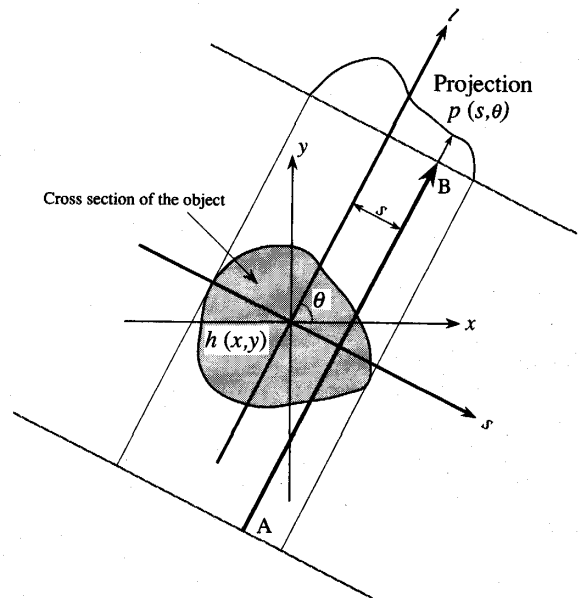


Fig. 1 Projection of object and coordinates systems.

得るためのビームとしてX線を用いたX線CTにおいて、 $h(x, y)$ はX線の吸収(減衰)係数分布であり、 $p(s, \theta)$ はX線の入力強度と透過強度の比の対数である。

$p(s, \theta)$ は $h(x, y)$ の線形結合で表すことができるので、空間 (x, y) , (s, l) を格子状に分割し、各格子に対応して式(1)を離散化すると、それは各格子点上の $h(x, y)$ を未知数とする連立一次方程式系となる。したがって原理的には、未知数と同じだけの投影データ $p(s, \theta)$ が得られれば物体 $h(x, y)$ はこの連立一次方程式の解として求められる。ただし、多くの未知数を含む連立一次方程式を解くことは非効率的であることから $p(s, \theta)$ から $h(x, y)$ を効率よく求めるための種々の方法が開発、実用化されている。

本報の手法はX線の代わりに超音波を用いたもので超音波CTと呼ばれるものである。この場合も $h(x, y)$ としては超音波の吸収係数分布を考えることもできる。しかし、超音波の吸収の温度依存性よりも音速の温度依存性の方がより高精度に測定できる。そこで、物体の情報である $h(x, y)$ として音速に関連する物理量を採用することにより、 $p(s, \theta)$ の測定をより高精度に行うことができる。

実際の測定装置の概念図を Fig. 2 に示す。対象物体をはさんで超音波送受波器が対向して水中に配置され

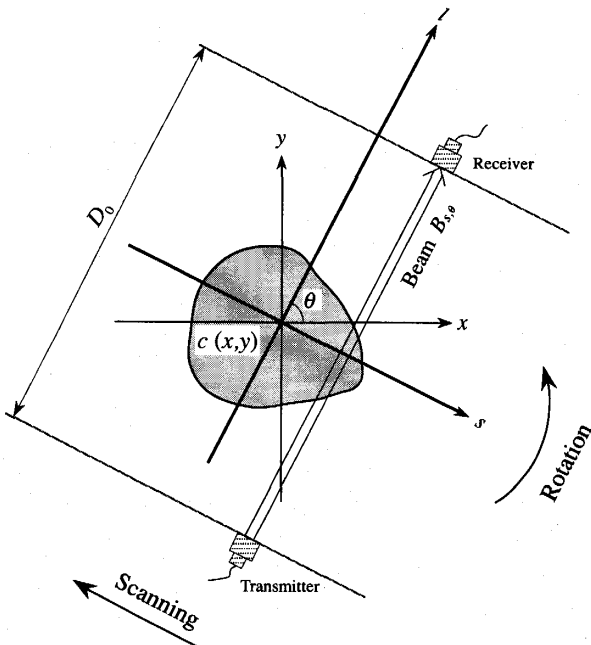


Fig. 2 Schematic of measurement system for ultrasonic CT.

ている。この物体のある断面に l 軸と平行に超音波を照射したとき、超音波が送波器から受波器まで飛行する時間(伝播時間) $\tau(s, \theta)$ は、各点の超音波伝播速度(音速)を $c(x, y)$ とすれば次式のように表わせる。

$$\tau(s, \theta) = \int_{B_{s, \theta}} \frac{1}{c(x, y)} dl \quad (2)$$

つまり、 $\tau(s, \theta)$ は単位長さを超音波が伝播するのに要する時間のビーム経路 $B_{s, \theta}$ に沿った線積分値である。送受波器間の距離を D_0 、水中における音速を c_0 とすると物体がない場合の超音波の伝播時間 τ_0 は、

$$\tau_0 = \frac{D_0}{c_0} \quad (3)$$

となる。この τ_0 を式(2)の両辺から差し引くと、

$$\tau(s, \theta) - \frac{D_0}{c_0} = \int_{B_{s, \theta}} \left(\frac{1}{c(x, y)} - \frac{1}{c_0} \right) dl \quad (4)$$

となり、式(4)の左辺は水中での超音波の伝播時間を基準にした物体中の超音波の伝播時間を表す。ここで、

$$p(s, \theta) = \tau(s, \theta) - \frac{D_0}{c_0} \quad (5)$$

$$h(x, y) = \frac{1}{c(x, y)} - \frac{1}{c_0} \quad (6)$$

とおけば式(1)と比較して明らかなように伝播時間 $p(s, \theta)$ は $h(x, y)$ の投影となっている。したがって、超音波についても従来のX線CTの手法がそのまま適用できることになる。

この超音波CTの測定手順を Fig. 2 を用いて説明する。まず、一对の超音波送受波器を l 軸と垂直な方向にスキャンし、サンプリング間隔 Δs ごとに m_i 個の伝播時間を測定する。これらは回転角 θ における伝播時間の分布、すなわち投影となる。次に、 (s, l) 軸を (x, y) 軸に対して $\Delta\theta$ だけ回転させ、 $\theta + \Delta\theta$ における投影データを求める。この操作を θ を 0° から 180° まで変化させて繰り返し、 $\frac{180^\circ}{\Delta\theta}$ 個の伝播時間についての

投影データを得る。これら $m_i \times \frac{180^\circ}{\Delta\theta}$ 個の測定データ

からCTのアルゴリズムを用いて物体の断面の音速分布が再構成される。音速と密度あるいは温度との関係が既知であれば、密度あるいは温度分布が求められることになる。

3. 再構成アルゴリズム

一般に、二次元物理量分布 $h(x, y)$ の多数の方向からの投影 $p(s, \theta)$ が与えられていて、それからもとの分布 $h(x, y)$ を計算する手法は、投影からの像再構成法と呼ばれ、多くのアルゴリズムが提案されている⁵⁾。ここでは本研究で使用した2つの再構成アルゴリズムについて概説する。

3.1 逐次近似法

Fig. 3 に示すように対象物体を含む領域を適当な格子状セルに分割する。各セルに音速の逆数である初期値を仮定すると、 j 番目の超音波ビームの経路に沿った線積分値 R_j は近似的に次式で算出できる。

$$R_j = \sum_{k=1}^N f_{jk} \left(\frac{1}{c_k} \right), \quad (j=1, \dots, M) \quad (7)$$

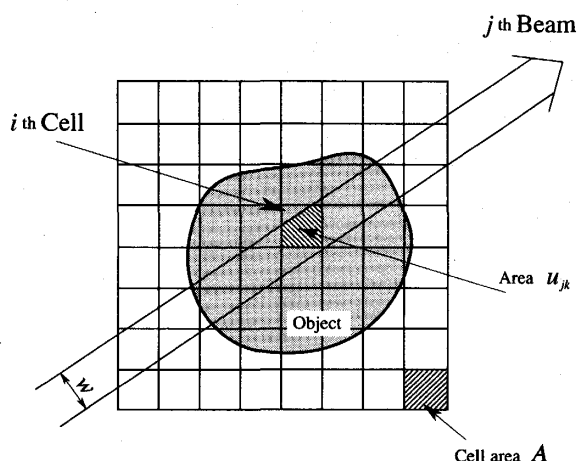


Fig. 3 Principle of iterative method.

ただし、 c_i は i 番目のセルの音速、 N はセルの総数、 M は全測定数である。また、 f_{jk} は各セルをビーム j が通過する面積に比例する係数で、 A をセルの面積、 w をビーム幅とすると

$$f_{jk} = \frac{A}{w} g_{jk} \quad (8)$$

と表される。また、 g_{jk} は面積 A とビーム j がセル k を通過する面積 u_{jk} の比

$$g_{jk} = \frac{u_{jk}}{A} \quad (9)$$

であり、各セルを通過するビームにそのセルが寄与す

る量である。実際にはほとんどの f_{jk} はゼロになる。

一方、式(4)を τ_j , c_i , f_{jk} を用いて書き換えれば、

$$\tau_j - \frac{D_0}{c_0} = \sum_{k=1}^N f_{jk} \left(\frac{1}{c_k} - \frac{1}{c_0} \right) \quad (10)$$

となるから、 R_j に相当する測定値 X_j は伝播時間 τ_j の測定値を用いて次式のように計算できる。

$$\begin{aligned} X_j &= \sum_{k=1}^N f_{jk} \left(\frac{1}{c_k} \right) \\ &= \tau_j + \sum_{k=1}^N f_{jk} \left(\frac{1}{c_0} \right) - \frac{D_0}{c_0}, \quad (j=1, \dots, M) \end{aligned} \quad (11)$$

式(7)の R_j と式(11)による測定値 X_j とが一致するように各セルの音速 c_i を逐次修正することで最終的な音速分布を求めることができる。

各セルの音速 c_i を修正する方法としては種々の方法が提案されているが、本研究では R_j と X_j の差が最小二乗法に従って最小となるように修正を進める LSIT⁶⁾ (Least Square Iterative Technique) を用いた。すなわち、

$$m^2 = \sum_{l=1}^M \frac{(R_l - X_l)^2}{\sigma_l^2} \quad (12)$$

で定義される m^2 が最小となるように第 n 次の各セルの音速値 c_i^n を推定する。ただし、 σ_l は測定誤差である。この m^2 は

$$\frac{dm^2}{d(1/c_i)} = 0 \quad (13)$$

という条件のもとで最小となる。式(7)をセル i について書き直すと、

$$\frac{f_{ji}}{c_i} = R_j - \sum_{k=1, k \neq i}^N \frac{f_{jk}}{c_k}, \quad (j=1, \dots, M) \quad (14)$$

となり、これを式(12)に代入すると式(13)の条件は次のようになる。

$$\frac{1}{c_i} = \frac{\sum_{l=1}^M (f_{li}/\sigma_l) (1/\sigma_l) \left(X_l - \sum_{k=1, k \neq i}^N \frac{f_{lk}}{c_k} \right)}{\sum_{l=1}^M (f_{li}^2/\sigma_l^2)} \quad (15)$$

よって、 $n+1$ 次の推定値 c_i^{n+1} は n 次の推定値 c_k^n を用いて

$$\frac{1}{c_i^{n+1}} = \frac{\sum_{l=1}^M (f_{li}/\sigma_l) (1/\sigma_l) \left(X_l - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N f_{lk}/c_k^n \right)}{\sum_{l=1}^M (f_{li}^2/\sigma_l^2)} \quad (16)$$

と計算できる。ここで

$$\sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N f_{lk}/c_k^n = \sum_{k=1}^N f_{lk}/c_k^n - f_{li}/c_i^n \quad (17)$$

であるから式(16)は

$$\frac{1}{c_i^{n+1}} = \frac{1}{c_i^n} + \frac{\sum_{l=1}^M (f_{li}/\sigma_l) (1/\sigma_l) \left(X_l - \sum_{k=1}^N f_{lk}/c_k^n \right)}{\sum_{l=1}^M (f_{li}^2/\sigma_l^2)} \quad (18)$$

となる。したがって、

$$\Delta\left(\frac{1}{c_i}\right) \equiv \frac{1}{c_i^{n+1}} - \frac{1}{c_i^n} = \frac{\sum_{l=1}^M (f_{li}/\sigma_l) (1/\sigma_l) \left(X_l - \sum_{k=1}^N f_{lk}/c_k^n \right)}{\sum_{l=1}^M (f_{li}^2/\sigma_l^2)} \quad (19)$$

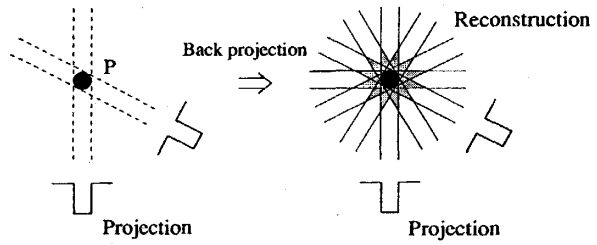
式(19)ですべてのセルについて $\Delta\left(\frac{1}{c_i}\right)$ を求め逐次近似を進めると、数回の繰り返して発散してしまうのでダンピング係数 δ を導入し、各セルの値を次式により修正する。

$$\frac{1}{c_i^{n+1}} = \frac{1}{c_i^n} + \delta \Delta\left(\frac{1}{c_i}\right) \quad (20)$$

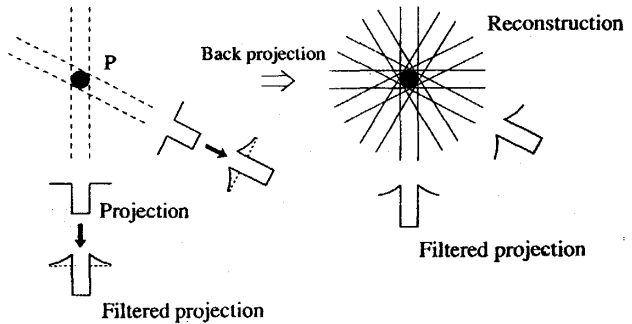
この操作を R_j と X_j の差が充分小さくなるまで続け、そのときの推定値 c_i を再構成結果とする。

3.2 フィルタ補正逆投影法

再構成法として最も簡単で直感的な方法は Fig. 4 (a) に示すように投影データを投影方向に沿って逆に原分布面上に戻し、これをすべての方向について加え合わせる方法である。これを逆投影法(back projection)という。しかし、この逆投影法では明らかに原分布とは異なった分布が再構成される。Fig. 4(a)のように他の部分より音速が大きい点Pという物体を考えると、その逆投影された分布の音速は中心が最大で、点Pからの距離に反比例して減衰するぼけたものになる。こ



(a) Back projection



(b) Filtered back projection

Fig. 4 Principle of back projection.

のぼけを取り除くために投影データに適切なフィルタをかける方法が提案されている。この方法はフィルタ補正逆投影法⁴⁾ (Filtered Back Projection, FBP) と呼ばれ、フーリエ変換の理論による断層像再構成の手法に基礎をおくものであるが、演算は実領域で行うものである。手法の詳細は文献(4)に譲り、ここでは手順のみを示す。まず、投影データ $p(s, \theta)$ にフィルタ処理を施してフィルタ補正された投影データ $p_r(s, \theta)$ を求める。 $p_r(s, \theta)$ の逆投影 $h(x, y)$ は各点 (x, y) を通る投影の総和、すなわち

$$h(x, y) = \sum_{j=1}^n p_r(s, \theta_j) \frac{\pi}{n} \quad (21)$$

で表わされる⁷⁾。ただし、 n は投影の数である。なお、 $p(s, \theta)$ にフィルタ処理を行う演算を重畳積分といい、 $p_r(s, \theta)$ は次のようにして算出する。

$$P_r(s, \theta_j) = \begin{cases} P_f(k\Delta s, \theta_j) & (s = k\Delta s, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \\ \text{Interpolation} & (s \neq k\Delta s) \end{cases} \quad (22)$$

$$P_f(k\Delta s, \theta_j) = \sum_{k'=-m\Delta/2}^{m\Delta/2} p(k'\Delta s, \theta_j) g((k-k')\Delta s) \cdot \Delta s \quad (23)$$

ここで、 $g(k\Delta s)$ はフィルタ補正関数であり、従来から種々の関数が提案されている。本報では Shepp の補正関数と Chesler の補正関数を用いた結果を比較した。これらの関数はそれぞれ次式で与えられる⁷⁾。

Shepp の補正関数

$$g(k\Delta s) = \frac{2}{\pi^2 \Delta s^2 (1 - 4k^2)} \quad (24)$$

Chesler の補正関数

$$g_r(k\Delta s) = \frac{1}{4} g_r((k-1)\Delta s) + \frac{1}{2} g_r(k\Delta s) + \frac{1}{4} g_r((k+1)\Delta s) \quad (25)$$

ここで

$$g_r(k\Delta s) = \begin{cases} 1/4\Delta s^2 & (k=0) \\ 0 & (k \neq 0, \text{ even number}) \\ -(1/\pi k\Delta s)^2 & (k = \text{odd number}) \end{cases} \quad (26)$$

補正関数の物理的な意味は、Fig. 4 (b) からわかるように、投影データの点 P に隣接した部分に音速の遅い部分を加えることであり、この補正により、逆投影で生じるぼけが相殺される。

4. シミュレーション

本報では、再構成アルゴリズムとそれによって再構成された分布の性質を調べるために、ある二次元音速分布を仮定し、これに超音波を照射したときの伝播時間を計算機により作りだし、再構成を行った。再び Fig. 3 について考えると、領域内をビームが通過する時間はビーム内に含まれるセルの音速値の逆数の和である。従って、シミュレーションでは、超音波が送波器から受波器まで伝播する時間 τ_j を次式により算出した。

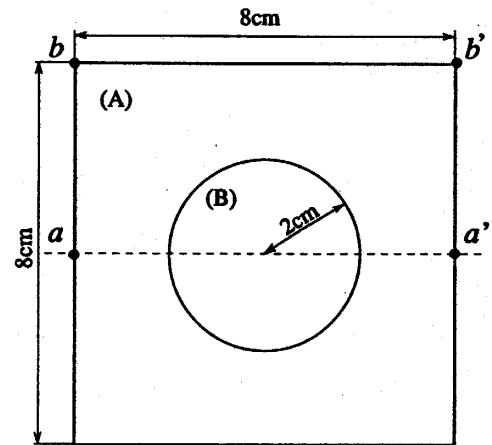
$$\tau_j = \sum_{k=1}^N f_{jk} \left(\frac{1}{c_k} - \frac{1}{c_0} \right) + \frac{D_0}{c_0} \quad (27)$$

なお、伝播時間の測定精度は 1 ns 程度と仮定する。これは高性能のカウンタと波形処理装置を併用することで達成できる。

5. 結果と考察

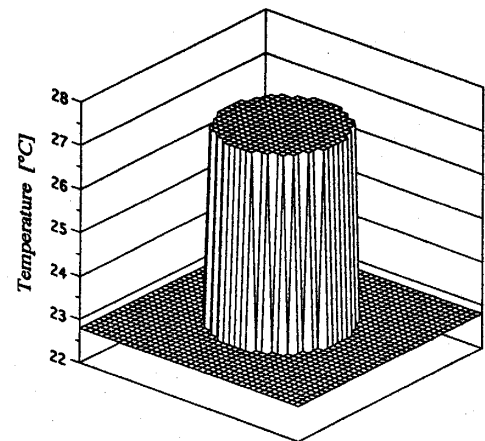
5.1 再構成アルゴリズムの比較

媒質として水を想定し、Fig. 5 (a) に示すように半径 2 cm の円の内部の水温が 27.3°C、周囲の水温が 22.8°C であるモデルに対してシミュレーションを行った。それぞれの水温における音速は Greenspan-Tschiegg の実験式⁹⁾を用いて算出し、円の内部が 1503 m/s、周囲が 1491 m/s である。この場合、超音波の伝播時間は同図の aa' 間で 53.44 μ s、 bb' 間で 53.66 μ s である。Fig. 5 (b) は Fig. 5 (a) の 8 cm \times 8 cm の領域を 41 \times 41 のメッシュに分割し、それぞれのセルに水温を



Temperature	
(A)	22.8°C (1491m/s)
(B)	27.3°C (1503m/s)

(a) Original distribution



(b) Simulated distribution

Fig. 5 Model of temperature field in water.

与え、これを3次的に表示したものである。このモデルに対し、ビーム幅6.4mmの超音波を照射する場合を考える。測定データとしては式(27)で計算される伝播時間を想定する。この伝播時間分布についての投影データを用いて音速分布を再構成し、温度分布を求める。測定条件は、スキャン範囲120mm、サンプリング間隔5mm、回転間隔5°とし、スキャン方向25点、回転方向36点、すなわち25×36=900のデータを得る。

Fig. 6に回転角 $\theta=0^\circ$ における投影データを示す。□が伝播時間分布についての投影データであり、▲と○はそれぞれSheppの補正関数、Cheslerの補正関数により補正された投影データである。

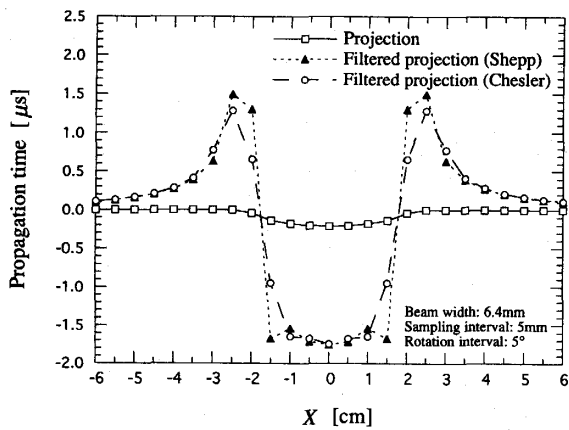


Fig. 6 Projection and filtered projection.

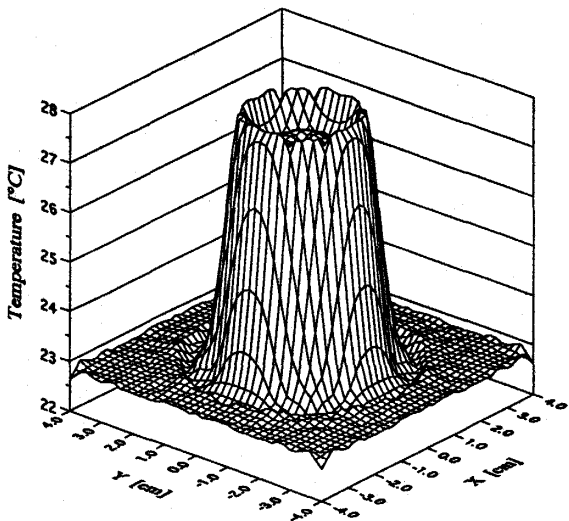


Fig. 7 Reconstructed temperature distribution with LSIT.

Fig. 7は逐次近似法を用いて再構成した結果の温度分布である。この場合、収束判定条件としては式(28)を考慮して次式を採用した。

$$\left| \frac{1/c_i^{n+1} - 1/c_i^n}{\delta(1/c_i^{n+1})} \right|_{\max} < 1.0 \times 10^{-3} \quad (28)$$

ここでmaxは各繰り返しにおける最大値を表す。

SheppおよびCheslerの補正関数を用いたときのフィルタ補正逆投影法による再構成結果をそれぞれFig. 8, Fig. 9に示す。また、これらのアルゴリズムに

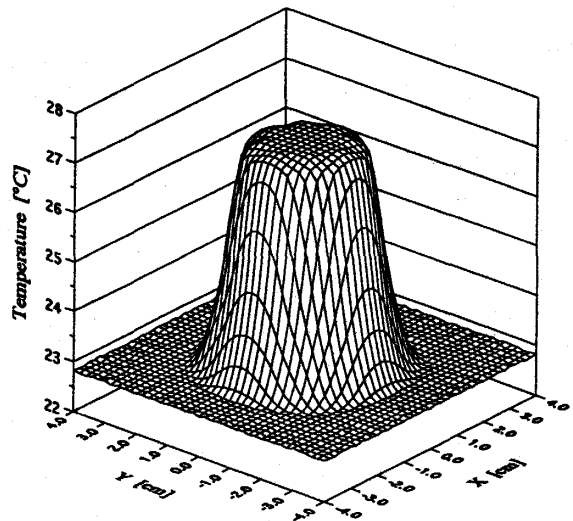


Fig. 8 Reconstructed temperature distribution with FBP (Shepp).

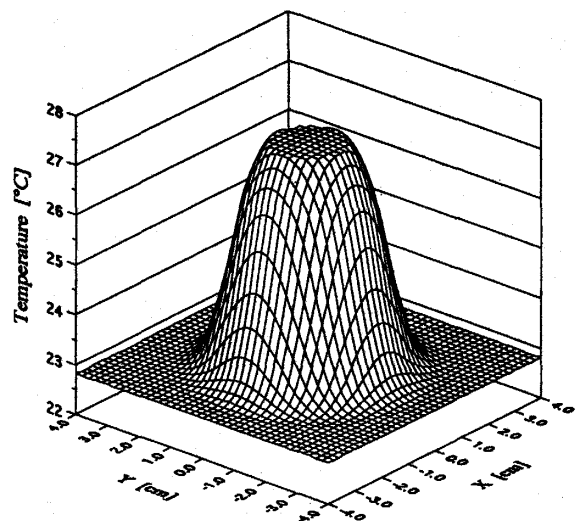


Fig. 9 Reconstructed temperature distribution with FBP (Chesler).

よる再構成結果の相違を明確にするために、Fig. 5 (a) に示す温度場の中心を通る破線上の格子点の温度を Fig. 10 に示してある。

逐次近似法による再構成結果には円の輪郭部を鋭く強調するような復元誤差が生じており、温度が一様な部分においても雑音が目立つ。また、再構成に要する計算時間 (CPU time) はワークステーション上でフィルタ補正逆投影法が約 2 秒であるのに対し、逐次近似法は約 7 分かかり、実用的ではない。フィルタ補正逆投影法による再構成結果は逐次近似法にみられる輪郭部の復元誤差はないものの、温度が高い部分から低い部分へゆるやかに変化する形で再構成され、境界部分の輪郭が逐次近似法に比べてはっきりしない。この不明確の程度はフィルタ補正関数に依存する。Chesler の補正関数を用いた場合は温度が一様な部分における雑音は少ないものの、Shepp の補正関数を用いた場合に比べて輪郭のぼけが顕著である。

以上の結果から、ここで用いた温度場のモデルに対して、再構成アルゴリズムとしてはフィルタ補正逆投影法の方が優れ、補正関数としては Shepp のものがより適切であると判断できる。

5.2 サンプル間隔および回転間隔の影響

Fig. 11 は Fig. 5 のモデルに対し、サンプル間隔を 2 mm とより密にしてスキャンしたときの結果である。再構成アルゴリズムは Shepp の補正関数によるフィルタ補正逆投影法を用いた。他の測定条件は前節と同じであり、一つの投影における測定数が 61 点、全測定数が 2196 になる。Fig. 12 はサンプル間隔 5 mm の場合 (Fig. 8 に対応) と比較した図である。図中(a) がサンプル間隔 5 mm の場合であり、(b) が 2 mm の場合である。サンプル間隔が小さい方が雑音は若干大きくなるものの、温度が変化する境界の輪郭のぼけは少なくなっている。

Fig. 13 は他の測定条件は前節と同じにし、回転間隔のみを 2° とより小さくした場合の再構成結果である。再構成アルゴリズムは Shepp の補正関数によるフィルタ補正逆投影法を用いた。このときの投影数は 90 で、全測定数は 2250 となる。Fig. 12 に回転間隔が 5° の場合 (Fig. 8 に対応) との比較のために回転角が 2° の場合を (c) としてプロットしている。この図から両者において温度分布の傾向はほとんど変わらないが、Fig. 8 と Fig. 13 を比べればわかるように回転間隔 2° の方が雑音が少ない。

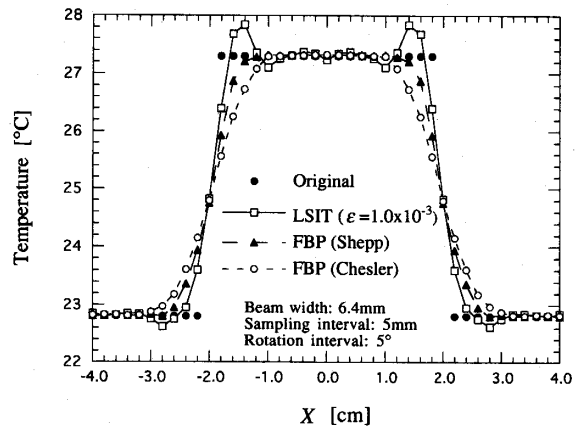


Fig. 10 Comparison of reconstructed results.

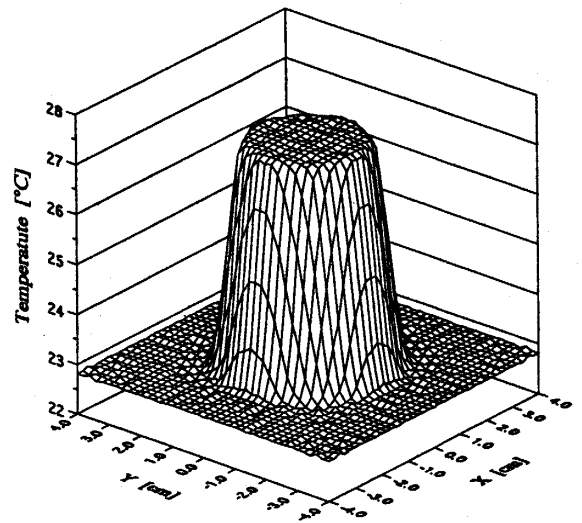


Fig. 11 Reconstructed temperature distribution. ($\Delta s = 2\text{mm}$, $\Delta\theta = 5^\circ$)

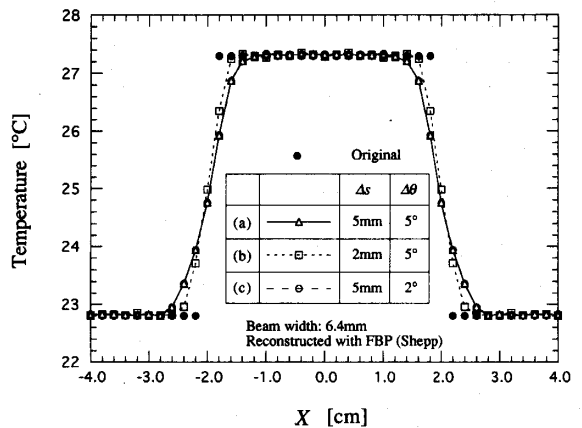


Fig. 12 Effect of sampling interval and rotation interval.

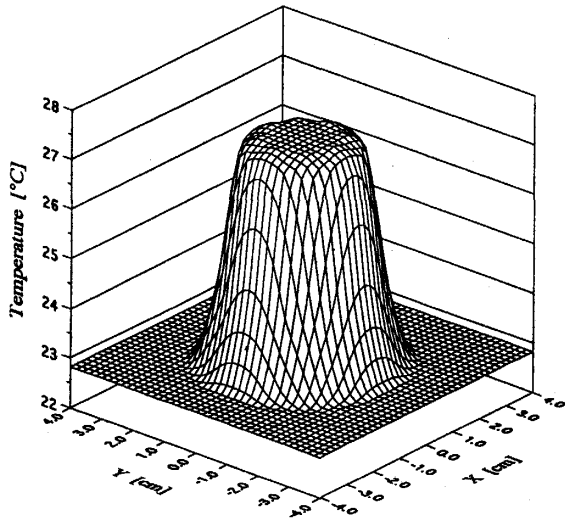
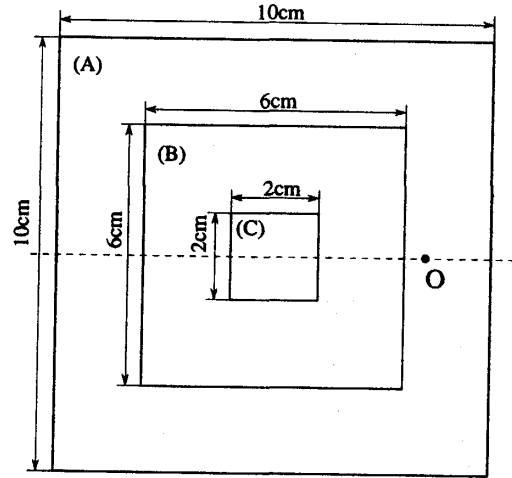


Fig. 13 Reconstructed temperature distribution.
($\Delta s=5\text{mm}$, $\Delta\theta=2^\circ$)

以上のことから、サンプリング間隔と回転間隔の双方とも小さくした方が再構成の精度が向上することがわかる。しかし、それによって測定時間や再構成の計算時間が長くなるので、実際に本手法を適用する場合にこれらの値を無制限に小さくはできない。対象とする個別のモデルに対してここで行ったシミュレーションと同じ手法を用いれば、これらの間隔について実用上の最適値が推定できることになる。

5.3 ビーム幅の影響

超音波のビーム幅が再構成される分布に及ぼす影響を調べるために Fig. 14 に示すように階段状に温度が変化するモデルを考える。(A), (B), (C) の3領域はすべて水を想定し、それぞれの温度を37.0°C, 38.2°C, 38.9°C に設定した。このモデルを21×21の格子状に分割し、スキャン範囲160mm, サンプリング間隔5mm で33点, 回転間隔5°で36方向の伝播時間を式(27)より計算し、この結果に基づいて温度分布を再構成した。全測定数は1188であり、超音波のビーム幅は5.0mm, 10.0mm, 25.4mm の場合について計算を行った。その再構成結果を Fig. 15 に示す。再構成アルゴリズムは Shepp の補正関数によるフィルタ補正逆投影法を用いた。この図は横軸に Fig. 14 における破線上の格子点の位置を、縦軸にその温度をプロットしたものである。



Temperature

(A)	37.0°C	(1524m/s)
(B)	38.2°C	(1526m/s)
(C)	38.9°C	(1527m/s)

Fig. 14 Model of temperature field for estimating beam width effect.

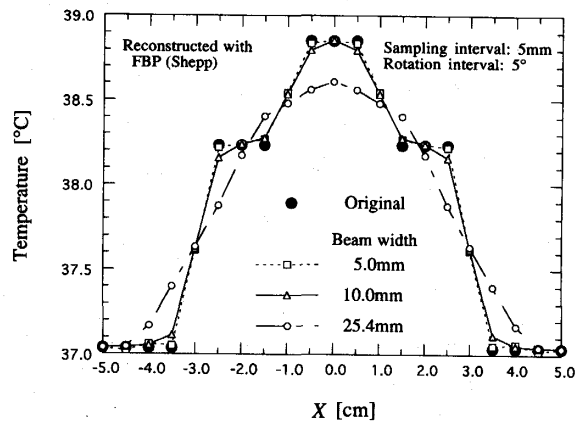


Fig. 15 Effect of beam width.

この図から明らかなようにビーム幅が大きいほど各温度領域の境界が不明瞭になり、復元誤差は大きくなる。これは超音波ビームの幅方向に音速が異なるセルが存在すると、伝播時間はその幅方向の平均となるからである。したがって、ビーム幅が大きいほど、その誤差も大きくなる。

現実には、超音波の振動子は有限の直径をもち、ビーム幅を小さくするにも限界がある。しかし、実際の物理現象としてはこのモデルのように各温度領域の境界

で階段状に温度が変化することはない。温度勾配がより緩やかな場合には10mm程度のビーム幅の超音波を用いても十分な精度で物体の内部温度が計測できる可能性がある。

有限ビーム幅の影響を最小限に抑えるためにサンプリング間隔を小さくすることが考えられる。そこで Fig. 14 のモデルについてサンプリング間隔を 2 mm, 5 mm, 10mm として伝播時間を計算し、再構成を行った。このビーム幅とサンプリング間隔の関係を表わしたのが Fig. 16 である。サンプリング間隔を横軸に、Fig. 14 の点O (中心から3.5cmの位置)における温度と再構成された温度との誤差を縦軸にとってある。ビーム幅が同じでもサンプリング間隔を小さくすれば誤差も減少するが、ビーム幅と比べて著しくサンプリング間隔を小さくしてもその効果は少ない。

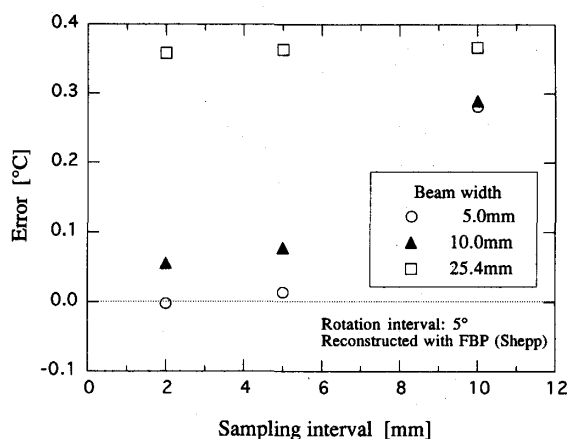


Fig. 16 Relation between beam width and sampling interval.

6. 結 言

超音波 CT の手法を用いて、物体内部温度を測定する際の問題点をシミュレーションによって検討し、以下の結論を得た。

- (1) 単純な温度場モデルについてのシミュレーションの結果、再構成アルゴリズムとしてはフィルタ補正逆投影法が再構成の精度および計算時間の点でより優れていることが明らかになった。なお、その際、フィルタ補正関数としては Shepp のものを使うと良い。
- (2) 測定条件であるサンプリング間隔と回転間隔はそれぞれ小さい方が再構成の精度は向上するが、実用上の観点からは個々のモデルに対応した最適値が存

在する。

- (3) 超音波のビーム幅は狭い方が再構成された温度分布における輪郭のぼけが少ないが、10mm程度のビーム幅の超音波を用いても十分な精度が得られる可能性がある。

なお現在、生体を模擬したファントムを作成し、その内部温度測定の実験を行っている。

本研究を遂行するにあたり、有益なご助言を頂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八代工業高等専門学校 繩田 豊教授、さらに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学生 永松信一郎氏にはデータ整理などに協力して頂いた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- 1) 架谷・新井・勝山, 「超音波 CT による円管内噴流の温度分布測定」, 超音波 TECHNO, 3-2(1991), 47.
- 2) 繩田, 「超音波 CT による純水中の温度分布測定」, 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1993), 235.
- 3) Y. Tomikawa, M. Numata, H. Yamada and M. Nakamura, 'Measurement of Internal Temperature Distribution using Ultrasonic Computed Tomography', *Acoustical Imaging*, 17 (1989), 679.
- 4) 永井, 超音波ホログラフィ, (1989), 日刊工業新聞社。
- 5) 遠藤・梅垣, 「新しいX線撮像法—コンピュータ断層撮影—」, 医用電子と生体工学, 14-5(1976), 369.
- 6) M. Goitein, 'Three-Dimensional Density Reconstruction from a Series of Two-Dimensional Projections', *Nuclear Instruments and Methods*, 101-3 (1972), 509.
- 7) 遠藤・飯沼, 「重畳積分法を用いたX線体軸断層像復元の電子計算機によるシミュレーション」, 医用電子と生体工学, 15-5 (1977), 334.
- 8) 実吉・菊池・能本, 超音波技術便覧, (1966), 1202, 日刊工業新聞社。