

アンセンテッドカルマンフィルタを用いた 海底地層内部のハイドレート濃縮帯の形状推定

SHAPE IDENTIFICATION OF HYDRATE-CONCENTRATED ZONE IN SEABED LAYER USING UNSCENTED KALMAN FILTER

古川 陽¹⁾, 斎藤 隆泰²⁾, 廣瀬 壮一³⁾

Akira FURUKAWA, Takahiro SAITOH and Sohichi HIROSE

- 1) 東京工業大学環境・社会理工学院 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: furukawa.a.aa@m.titech.ac.jp)
2) 群馬大学大学院理工学部 (〒 376-8515 群馬県桐生市天神町 1-5-1, E-mail: t-saitoh@gunma-u.ac.jp)
3) 東京工業大学環境・社会理工学院 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: shirose@cv.titech.ac.jp)

This paper presents a shape identification method of hydrate-concentrated zone in seabed layer. The proposed method can estimate the boundary shape of hydrate-concentrated zone from the information of scattered waves observed around the concentrated zone. The estimation algorithm is based on unscented Kalman filter and modifications for ensuring flexible estimation and reducing the number of iteration have been implemented. In addition, the proposed method uses a frequency-domain BEM on the computation of the scattered waves. Several numerical examples have been performed and show the validity of the proposed method.

Key Words: Shape Identification, Unscented Kalman Filter, Boundary Element Method, Frozen Porous Media

1. はじめに

ガスハイドレートの種類であるメタンハイドレートは、石油や天然ガスに代わる新たなエネルギー資源として注目を集めている。メタンハイドレートは堆積物として海底地層に存在し、特にその濃度の高い領域であるハイドレート濃縮帯の探査には、弾性波動が有効であることが知られている。そのため、弾性波動を用いて、ハイドレート堆積物の賦存量を推定することは、資源利用の観点から重要なテーマである。

ハイドレート堆積物を含む海底地層を対象とする波動解析のため、凍結した多孔質体 (frozen porous media⁽¹⁾) と呼ばれる三相体の力学モデルが提案されている。この力学モデルは、海底地層を構成する岩盤 (固相)、ハイドレート堆積物 (固相)、および間隙流体 (液相) の三相体として表現し、それらの相互作用を考慮することができる。凍結した多孔質体は、メタンハイドレートの探査に関する研究分野において積極的に取り上げられており^(2, 3)、著者らの研究グループも、これまで面外波動散乱解析のための境界要素法の開発を行ってきた^(4, 5)。その一方で、ハイドレート堆積物の賦存量を推定することを目的として、ハイドレート濃縮帯の形状を推

定する研究は、殆ど報告されていない。

形状推定には様々なアプローチが存在するが、本論文ではアンセンテッドカルマンフィルタ (UKF)⁽⁶⁾を用いた手法を採用する。UKFは微分なしフィルタ (derivative-free filter) の一種であり、非線形の状態空間表現に対する状態量推定手法のひとつとして知られている。UKFは、アンセンテッド変換 (U変換) に基づくサンプリングを行うことで、非線形システムの線形化に頼らず、少ないサンプリング数で推定を実現することができる。

以上を踏まえ、本論文では、UKFを用いた海底地層内部のハイドレート濃縮帯の形状推定手法の開発を行う。具体的には、面外波動を対象に、ハイドレート濃縮帯の周辺で受信される散乱波の情報をもとに、ハイドレート濃縮帯の形状推定を行う。本論文で提案する推定手法は、概ね従来のUKFに基づいているが、制約条件を含む状態量を取り扱い、状況に応じて柔軟な推定を実現するために工夫を行っている。また、田中らによる拡張カルマンフィルタと境界要素法を用いた逆解析手法⁽⁷⁾を参考に、推定における反復回数を削減するための工夫も取り入れている。

次節以降では、はじめに、問題設定と推定のための状態空間表現について説明する。次に、推定手法について説明を行

2018年9月25日受付, 2018年10月19日受理

[†]Dedicated to the memory of Prof. Kobayashi

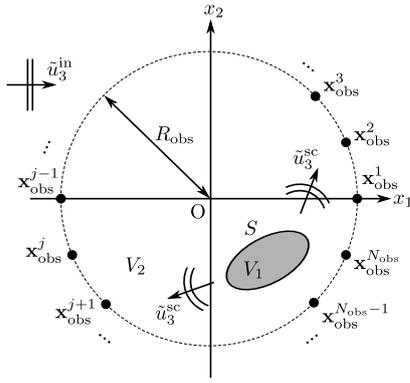


Fig. 1 Wave scattering by a hydrate-concentrated zone V_1 in seabed layer V_2 .

う。その後、数値解析例として、いくつかの推定結果を示し、考察を行う。なお、以下では、特に断りのない限り、1つの項の中に繰り返し現れる下付き添え字に対して総和規約を適用する。また、ギリシャ文字による下付き添え字は1, 2をとるものとする。

2. 問題設定

本論文では、海底地層内部に存在するハイドレート濃縮帯の形状推定問題を考える。解析モデルはFig.1に示す様な、ハイドレート濃縮帯（領域 V_1 ）と、ハイドレート堆積物の存在しない海底地層（領域 V_2 ）によって構成される。なお、これらの領域の境界は S とし、領域 V_1 は凍結した多孔質体によって、領域 V_2 は飽和多孔質弾性体⁽⁸⁾によって表現する。このとき、入射波 \tilde{u}_3^{in} は x_1 軸の正方向に伝播し、散乱体である領域 V_1 によって散乱波 \tilde{u}_3^{sc} が発生する。この散乱波を領域 V_1 を取り囲む様に配置した観測点 $\mathbf{x}_{\text{obs}}^j$ ($j = 1, 2, \dots, N_{\text{obs}}$) で受信する。なお、観測点は、中心を原点 O 、半径を R_{obs} とする円上に等間隔に配置する。そして、受信された散乱波の情報（本論文では変位）を用いて、ハイドレート濃縮帯の形状推定を行う。

上述の問題に対して、本論文では、以下に示す状態空間表現を考える。

$$\mathbf{x}(k+1) = \mathbf{x}(k) \quad (1)$$

$$\mathbf{y}(k) = \mathbf{h}(\mathbf{x}(k)) + \mathbf{w}(k) \quad (2)$$

これは、非線形カルマンフィルタによるパラメータ推定において用いられる式であり、 k は推定における反復回数、 $\mathbf{x}(k)$ は状態量ベクトル、 $\mathbf{y}(k)$ は観測量ベクトルを表す。また、 $\mathbf{w}(k)$ は観測雑音ベクトルを表し、各成分は、平均をゼロ、分散を σ_w^2 とするガウス性を有する。さらに、 $\mathbf{h}(\cdot)$ は非線形変換を表す。本論文では、状態量ベクトル $\mathbf{x}(k)$ にハイドレート濃縮帯の形状を表すためのパラメータ、観測量ベクトル $\mathbf{y}(k)$ に散乱波の変位を対応させる。これらのベクトルの具体的な表現と非線形変換 $\mathbf{h}(\cdot)$ の計算方法については、次節に示す。

3. 提案する推定手法

本節では、前節に示した問題設定に対して、境界形状を推

定する手法を提案する。はじめに、非線形変換の計算方法と観測量ベクトルの設定について説明し、続けて、境界形状の表現と状態量ベクトルの設定について述べる。その後、推定におけるいくつかの工夫について説明する。

3.1. 非線形変換の計算方法と観測量ベクトルの設定

式(2)に示す観測方程式に含まれる非線形変換は、ハイドレート濃縮帯の形状を表すパラメータを入力とし、観測点における散乱波の変位を出力とする。本論文では、この非線形変換を、周波数領域境界要素法を用いて計算する。

凍結した多孔質体によって構成される領域 V_1 に対する周波数領域境界積分方程式は、次式で与えられる⁽⁵⁾。

$$C(\boldsymbol{\xi})\tilde{q}_\alpha(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \int_S \tilde{U}_{\alpha\beta}^{\text{FPM}}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\zeta}, \omega)\tilde{s}_\beta(\boldsymbol{\zeta}, \omega)dS(\boldsymbol{\zeta}) - \int_S \tilde{W}_{\alpha\beta}^{\text{FPM}}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\zeta}, \omega)\tilde{q}_\beta(\boldsymbol{\zeta}, \omega)dS(\boldsymbol{\zeta}) \quad (3)$$

ここに、 $\boldsymbol{\xi}$ は観測点、 $\boldsymbol{\zeta}$ は源点、 ω は角周波数を表す。また、 \tilde{q}_β および \tilde{s}_β は、一般化変位および一般化表面力を表し、次式で与えられる。

$$\tilde{q}_\beta(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \begin{Bmatrix} \tilde{u}_3^{(1)}(\boldsymbol{\xi}, \omega) \\ \tilde{u}_3^{(3)}(\boldsymbol{\xi}, \omega) \end{Bmatrix} \quad (4)$$

$$\tilde{s}_\beta(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \begin{Bmatrix} \tilde{t}_3^{(1)}(\boldsymbol{\xi}, \omega) \\ \tilde{t}_3^{(3)}(\boldsymbol{\xi}, \omega) \end{Bmatrix} \quad (5)$$

ただし、 $\tilde{u}_3^{(1)}$ および $\tilde{u}_3^{(3)}$ は固体骨格部および氷骨格部の変位、 $\tilde{t}_3^{(1)}$ および $\tilde{t}_3^{(3)}$ は固体骨格部および氷骨格部の表面力を表す。また、 $\tilde{U}_{\alpha\beta}^{\text{FPM}}$ および $\tilde{W}_{\alpha\beta}^{\text{FPM}}$ は、凍結した多孔質体の面外波動問題に対する基本解および二重層核である。さらに、 $C(\boldsymbol{\xi})$ は自由項⁽⁹⁾を表す。

飽和多孔質弾性体によって構成される領域 V_2 に対する周波数領域境界積分方程式は、以下の式で与えられる。

$$C(\boldsymbol{\xi})\tilde{u}_3(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \tilde{u}_3^{\text{in}}(\boldsymbol{\xi}, \omega) + \int_S \tilde{U}^{\text{Biot}}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\zeta}, \omega)\tilde{t}_3(\boldsymbol{\zeta}, \omega)dS(\boldsymbol{\zeta}) - \int_S \tilde{W}^{\text{Biot}}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\zeta}, \omega)\tilde{u}_3(\boldsymbol{\zeta}, \omega)dS(\boldsymbol{\zeta}) \quad (6)$$

ここに、 \tilde{u}_3 および \tilde{t}_3 は、固体骨格部の変位および表面力を表す。また、 \tilde{u}_3^{in} は入射波の変位、 \tilde{U}^{Biot} および \tilde{W}^{Biot} は、飽和多孔質弾性体の面外波動問題に対する基本解および二重層核を表す。

本論文で対象とする問題では、境界 S において、以下の境界条件が与えられるものとする。

$$\tilde{u}_3(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \tilde{q}_1(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \tilde{u}_3^{(1)}(\boldsymbol{\xi}, \omega) \quad (7)$$

$$\tilde{t}_3(\boldsymbol{\xi}, \omega) = -\tilde{s}_1(\boldsymbol{\xi}, \omega) = -\tilde{t}_3^{(1)}(\boldsymbol{\xi}, \omega) \quad (8)$$

$$0 = \tilde{s}_2(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \tilde{t}_3^{(3)}(\boldsymbol{\xi}, \omega) \quad (9)$$

ただし、 $\boldsymbol{\xi} \in S$ である。上述の境界積分方程式を離散化し、境界条件を用いて式を整理することで、未知境界値を求めることができる。最終的に、領域 V_2 内部の散乱波の変位は、得られた境界値を用いて、次式で計算することができる。

$$\tilde{u}_3^{\text{sc}}(\boldsymbol{\xi}, \omega) = \int_S \tilde{U}^{\text{Biot}}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\zeta}, \omega)\tilde{t}_3(\boldsymbol{\zeta}, \omega)dS(\boldsymbol{\zeta}) - \int_S \tilde{W}^{\text{Biot}}(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\zeta}, \omega)\tilde{u}_3(\boldsymbol{\zeta}, \omega)dS(\boldsymbol{\zeta}) \quad (10)$$

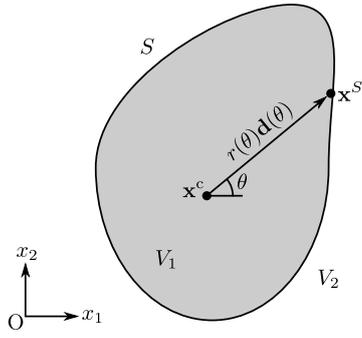


Fig. 2 Representation of boundary shape.

ただし、式(10)においては、 $\xi \in V_2$ である。

上述の境界要素解析によって得られた散乱波の変位を用いて、本論文では、観測量ベクトルを以下の様に設定する。

$$\mathbf{y} = \left[\text{Re}[\tilde{u}_3^{\text{sc}[1]}], \text{Im}[\tilde{u}_3^{\text{sc}[1]}], \text{Re}[\tilde{u}_3^{\text{sc}[2]}], \text{Im}[\tilde{u}_3^{\text{sc}[2]}], \dots, \text{Re}[\tilde{u}_3^{\text{sc}[N_{\text{obs}}]}], \text{Im}[\tilde{u}_3^{\text{sc}[N_{\text{obs}}]}] \right]^T \quad (11)$$

ここに、 $[\]^T$ は行列・ベクトルの転置を表し、

$$\tilde{u}_3^{\text{sc}[j]} = \tilde{u}_3^{\text{sc}}(\mathbf{x}_{\text{obs}}^j, \omega) \quad (12)$$

である。このとき、散乱波の変位 \tilde{u}_3^{sc} は、角周波数 ω における複素変位であることに注意する。実際の探査で観測される散乱波の変位 u_3^{sc} は時間領域の実数であり、提案手法を適用するためには、時間領域の変位 u_3^{sc} をフーリエ変換し、角周波数 ω に対応する複素変位 \tilde{u}_3^{sc} を抽出しておく必要がある。なお、観測量ベクトルのサイズは $N_y = 2N_{\text{obs}}$ となる。

3.2. 境界形状の表現と状態量ベクトルの設定

本節では、境界形状を表現する方法と推定の対象となる状態量ベクトルの設定について説明する。最終的な状態量ベクトルの表現を得るために、ここでは、境界の構成、代表点の選択と補間方法、そして状態量ベクトルの設定の3つの段階に分けて説明を行う。

はじめに、境界の構成では、ハイドレート濃縮帯と周辺の下地層の境界を表現する方法について説明する。Fig.2に、推定の対象とする境界 S とそれを表現するための変数を示す。同図より、境界 S 上の点 \mathbf{x}^S は、次式で表現できる。

$$\mathbf{x}^S(\mathbf{x}^c, \theta) = \mathbf{x}^c + r(\theta)\mathbf{d}(\theta) \quad (13)$$

ここに、 \mathbf{x}^c は領域 V_1 内部の点を表し、 $r(\theta)$ は x_1 軸からの角度 θ における境界と点 \mathbf{x}^c の距離を表す。また、 $\mathbf{d}(\theta) = [\cos\theta, \sin\theta]^T$ である。式(13)を用いることで、任意の星状領域を表現することができる。本論文では、このような領域の形状を推定の対象とする。

次に、代表点の選択と補間方法について説明する。式(13)を用いて境界形状を表現する場合、 \mathbf{x}^c および $r(\theta)$ を与える必要がある。点 \mathbf{x}^c は、座標値(2次元問題であれば2つの実数)を直接与えるのみで良い。一方で、 $r(\theta)$ は、推定の対象となる変数を減らすため、離散的な代表点における値を用いた補間による表現が望ましい。そこで本論文では、エルミー

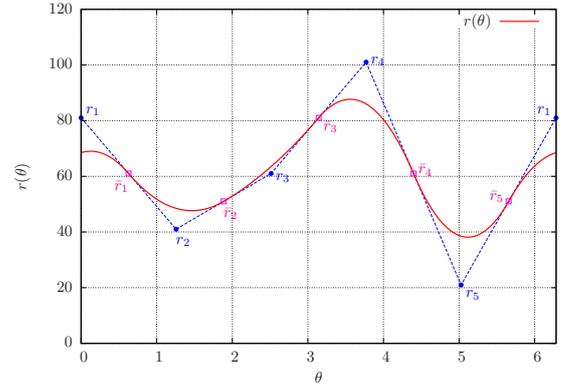


Fig. 3 Representation of $r(\theta)$ via Hermite interpolation ($N_r = 5$).

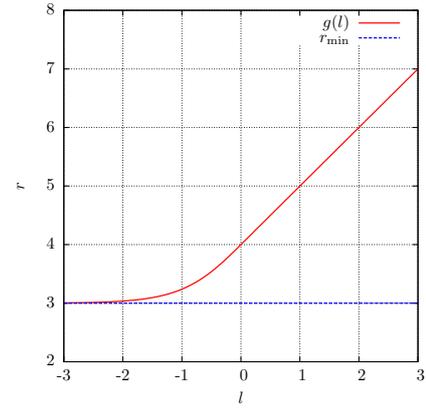


Fig. 4 Function $g(l)$ with $r_{\min} = 3$.

補間を用いて $r(\theta)$ を表現する。具体的には、Fig.3に示す様に、角度 θ_i における値 r_i を用いて、 $r(\theta)$ を表現する。このとき、補間に用いる距離の値 \bar{r}_i とその点における傾き \bar{r}'_i を、次式で与える。

$$\bar{r}_i = \frac{r_{i+1} + r_i}{2} \quad (14)$$

$$\bar{r}'_i = \frac{r_{i+1} - r_i}{\theta_{i+1} - \theta_i} \quad (15)$$

ここに、 $i = 1, 2, \dots, N_r$ であり、 $\theta_{N_r+1} = 2\pi$ および $r_{N_r+1} = r_1$ とする。これにより、少ない代表点数で、滑らかな補間を実現することができる。

最後に、状態量ベクトルの設定について説明する。上述の説明から、推定を行う状態量には、点 \mathbf{x}^c の座標値とその点からの距離の代表値 r_i を用いればよいことがわかる。このとき、距離の代表値 r_i は、以下に示す制約条件を満たす必要がある。

$$r_i > r_{\min} > 0 \quad (16)$$

本論文では、この条件を満たす様に新たな代表値 l_i を導入する。具体的には、以下に示す式を用いて r_i を表現する。

$$r_i = g(l_i) = \begin{cases} l_i + 1 + r_{\min} & : l_i \geq 0 \\ \tanh l_i + 1 + r_{\min} & : l_i < 0 \end{cases} \quad (17)$$

なお、Fig.4には、 $r_{\min} = 3$ とした場合の関数 $g(l)$ を示す。この図に示す様に、 $l \geq 0$ においては l と r の関係は線形であ

Table 1 The algorithm of the proposed estimation method

1	{ 解析パラメータの設定 }
2	{ 状態推定量・誤差共分散行列の初期値の設定 }
3	$k = 0$
4	* do for $p = 1, N_{\text{res}}$
5	* { 状態推定量の再設定 }
6	* { 誤差共分散行列の再設定 }
7	do for $q = 1, N_{\text{est}}$
8	$k = k + 1$
9	{ 事前状態推定量・事前誤差共分散行列の計算 }
10	{ シグマポイントに基づくサンプリング }
11	{ カルマンゲインの計算 }
12	{ 状態推定値・事後誤差共分散行列の更新 }
13	end do
14	* end do

り, $l < 0$ においては l の変化に対する r の変化が小さくなることを確認できる. 以上を踏まえ, 本論文では, 状態量ベクトルを次式によって表現する.

$$\mathbf{x} = [l_1, l_2, \dots, l_{N_r}, x_1^c, x_2^c]^T \quad (18)$$

なお, 状態量ベクトルのサイズは $N_x = N_r + 2$ となる.

3.3. 推定アルゴリズムと工夫点

本論文では, 式 (1), (2) に示す状態空間表現に対する状態量推定を行う. Table 1 に, 提案手法の推定アルゴリズムの概要を示す. Table 1 に示す推定アルゴリズムは概ね UKF に基づいているが, * 印の付いている行は本論文で新たに導入した処理を表している. なお, Table 1 において, * 印の付いている行を取り除けば, 従来の UKF のアルゴリズムと等しくなる.

Table 1 の 5 行目に示す状態推定量の再設定では, k 回目の反復計算における状態推定量を, 以下の式によって再設定する.

$$\{\hat{\mathbf{x}}(k-1)\}_i = \begin{cases} \{\hat{\mathbf{x}}(k-1)\}_i & : \{\hat{\mathbf{x}}(k-1)\}_i \geq 0 \\ 0 & : \{\hat{\mathbf{x}}(k-1)\}_i < 0 \end{cases} \quad (19)$$

ここに, $i = 1, 2, \dots, N_r$ であり, $\{\hat{\mathbf{x}}(k-1)\}_i$ は, 状態量ベクトルの i 番目の成分を表す. すなわち, ここに示す再設定の対象は l_i のみとなる. 提案手法では, l_i は式 (17) を用いて r_i に変換されるが, $l_i < 0$ において, l_i の変化に対する r_i の変化が小さくなる. r_i の変化が小さい場合, 点 \mathbf{x}^c と境界との距離が固定された状態に近づくため, 境界の位置の推定 (x_1^c, x_2^c の推定) が促進される. これは, 推定値および真値によって表現される境界の位置が離れている状況では, 有効に作用する. 一方で, これらの位置が近い場合, r_i の変化が小さいことは, 境界形状の推定 (l_i の推定) における制約となる. 式 (19) に示す再設定は, 状況に応じた柔軟な推定を実現するため, 上述の影響を促進・緩和するためのものである.

これに対して, Table 1 の 6 行目に示す誤差共分散行列の再設定では, 以下の式を用いて, k 回目の反復計算における誤差共分散行列を再設定する.

$$\mathbf{P}(k-1) = \mathbf{P}_0 \quad (20)$$

ここに, \mathbf{P}_0 は誤差共分散行列の初期値を表す. そのため, この処理は誤差共分散行列の初期化に対応している. この処理は, 推定における反復回数の削減を目的に行われる処理であり, 田中ら (7) によって, その効果が確認されている. なお, 田中らは, この処理を毎回の反復計算のはじめに行っているが, 本論文では, 反復計算を $N_{\text{est}} (> 1)$ 回行うごとにこの処理を行うこととする. これは, $N_{\text{est}} = 1$ とした場合に, 初期値によっては推定が上手く進まないことがあることが確認されたためである.

4. 数値解析例

本節では, 提案手法を用いた境界形状の推定結果を示す. 推定の対象とする境界形状は, 円状および非円状とし, 初期値の違いが推定結果に及ぼす影響について考察する. また, 推定アルゴリズムの工夫による効果の検証も行う.

4.1. 解析条件

Fig.1 に示す解析モデルにおいて, 凍結した多孔質体 (領域 V_1) および飽和多孔質弾性体 (領域 V_2) を構成する固体骨格部はいずれも砂岩 (3) とした. また, 凍結した多孔質体において, ハイドレート堆積物の体積割合を示す指標である氷飽和度 (4, 5) は $I' = 0.9$ とした. 入射波は, 周波数を $f = 50$ [Hz] とする振幅 u_0 の平面波とした. なお, この入射波の波長は 47.52 [m] である. 境界要素法による解析では, 一定要素を用い, 要素数は $N_e = 2005$ とした. さらに, 未知境界値の求解には LU 分解を用いた.

提案する推定手法において, $N_{\text{res}} = 40$ および $N_{\text{est}} = 4$ とした. また, U 変換におけるパラメータ (6) は $\kappa = 1$ とした. 状態量ベクトルの構成要素である l_i の個数は $N_r = 5$ とし, $r_{\min} = 3$ [m] とした. 観測点数は $N_{\text{obs}} = 200$ とし, 観測点を配置する円の半径は $R_{\text{obs}} = 300$ [m] とした. なお, 観測雑音ベクトルの共分散行列は, 次式で与えた.

$$\mathbf{P}_w = \sigma_w^2 \mathbf{I}_{N_y} \quad (21)$$

ここに, \mathbf{I}_N は $N \times N$ の単位行列を表し, $\sigma_w^2 = 10^{-8}$ とした. なお, 真値に対応する散乱波は, 前述の境界要素法を用いて計算する. そして, 計算された散乱波に式 (21) に対応するガウス性のノイズを加え, 観測波としている.

状態推定量の初期値は, 以下の 2 通りの値を与えた.

$$\hat{\mathbf{x}}_0^A = [146, 146, 146, 146, 146, 0, 0]^T \quad (22)$$

$$\hat{\mathbf{x}}_0^B = [46, 46, 46, 46, 46, 0, 0]^T \quad (23)$$

また, 誤差共分散行列の初期値は次式で与えた.

$$\mathbf{P}_0 = \sigma_x^2 \mathbf{I}_{N_x} \quad (24)$$

ただし, $\sigma_x^2 = 1$ とした. なお, 推定の対象である境界形状は, 推定結果とあわせて次節以降に示す.

4.2. 円状境界に対する推定結果

はじめに, 円状境界に対する推定結果を示す. 円状境界は, 以下に示す状態量ベクトルによって与えられるものとする.

$$\mathbf{x}^* = [46, 46, 46, 46, 46, 100, 100]^T \quad (25)$$

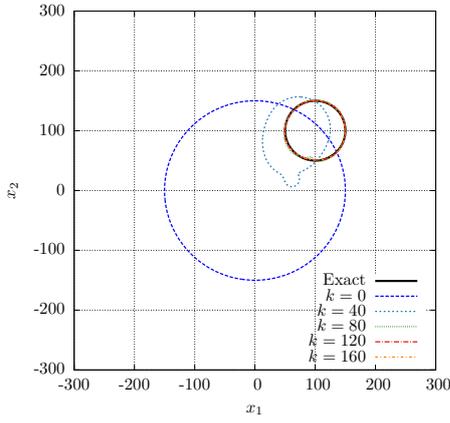


Fig. 5 Exact and the estimated shapes of the boundary S (Example 1; Initial value: $\hat{\mathbf{x}}_0^A$).

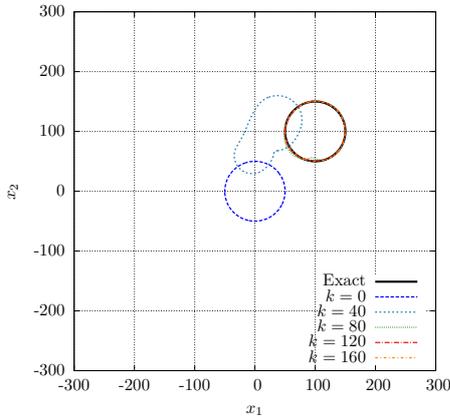


Fig. 6 Exact and the estimated shapes of the boundary S (Example 1; Initial value: $\hat{\mathbf{x}}_0^B$).

解析結果として、初期値 ($k = 0$) および反復回数が $k = 40, 80, 120, 160$ のときの推定結果を比較する。Fig.5に、状態推定量の初期値を $\hat{\mathbf{x}}_0^A$ とした場合の推定結果を示す。同図に示す推定結果から、提案手法を用いて円状境界の形状を概ね推定できていることが確認できる。また、Fig.6には、状態推定量の初期値を $\hat{\mathbf{x}}_0^B$ とした場合の推定結果を示す。この結果から、提案手法は、初期値を変更した場合でも、安定して境界形状を推定することができるがわかる。

なお、Table 2には、推定によって得られた状態量ベクトルの各成分の値を示す。この結果から、推定された状態量ベクトルの成分の値は、必ずしも真値と一致していないことが確認できる。このような結果が得られた理由として、本論文で設定した状態量ベクトルでは、円の様な単純な境界形状を表現する成分の組合せが複数存在することが考えられる。

4.3. 非円状境界に対する推定結果

次に、非円状境界を対象に、提案手法を適用した結果を示す。ここでは、推定の対象とする非円状境界を、以下に示す状態量ベクトルによって構成した。

$$\mathbf{x}^* = [76, 36, 56, 96, 16, -60, -120]^T \quad (26)$$

解析結果として、前節と同様に、初期値 ($k = 0$) および反復回数が $k = 40, 80, 120, 160$ のときの境界形状の推定結果

Table 2 The comparison between exact and estimated values of the state vector (Example 1)

	Exact value \mathbf{x}^*	Estimated value $\hat{\mathbf{x}}(160)$ with \mathbf{x}_0^A	Estimated value $\hat{\mathbf{x}}(160)$ with \mathbf{x}_0^B
l_1	46.0000000	56.32601556	49.05531883
l_2	46.0000000	72.70318544	69.25217706
l_3	46.0000000	40.84083826	48.04540931
l_4	46.0000000	23.68962972	27.67947206
l_5	46.0000000	25.33295580	27.94958562
x_1^c	100.0000000	88.65503172	94.12852743
x_2^c	100.0000000	82.19326408	83.29236941

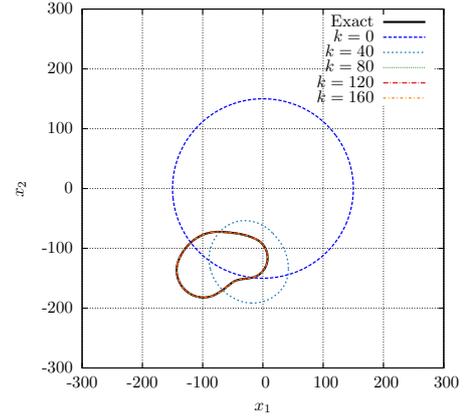


Fig. 7 Exact and the estimated shapes of the boundary S (Example 2; Initial value: $\hat{\mathbf{x}}_0^A$).

の比較を行う。Fig.7に、状態推定量の初期値を $\hat{\mathbf{x}}_0^A$ とした場合の推定結果を示す。この結果から、反復回数が $k = 120$ の段階で、境界形状を概ね推定できていることが確認できる。また、Fig.8には、状態推定量の初期値を $\hat{\mathbf{x}}_0^B$ とした場合の推定結果を示す。同図に示す結果においても、境界形状を精度良く推定できていることが確認できる。

なお、Table 3には、推定された状態量ベクトルの各成分の値を示す。この結果は、Table 2に示す結果とは異なり、真値と推定値が近い値を示していることが確認できる。このような結果が得られた理由として、本節で取り扱った非円状境界は、円状境界の場合とは異なり、その形状を表現することのできる状態量ベクトルの成分の組合せが限られることが考えられる。

4.4. 推定アルゴリズムの工夫による効果の検証

本節では、式 (19) に示す状態推定量の再設定による効果の検証を行う。なお、式 (20) に示す誤差共分散行列の再設定の効果については、田中ら⁽⁷⁾によって既にその効果が確認されており、また、紙面の都合もあるため、本論文では検証結果を示さないこととする。

Fig.9に、状態推定量の再設定を行わなかった場合の、円状境界の推定結果を示す。同図に示す計算は、状態推定量の再設定の有無を除いて、Fig.6に示す計算と同じ条件で行われている。これらを比較すると、Fig.9に示す結果では、境界の位置を概ね推定できてはいるものの、境界形状に歪みが生じていることが確認できる。なお、反復回数が $k = 120$ の

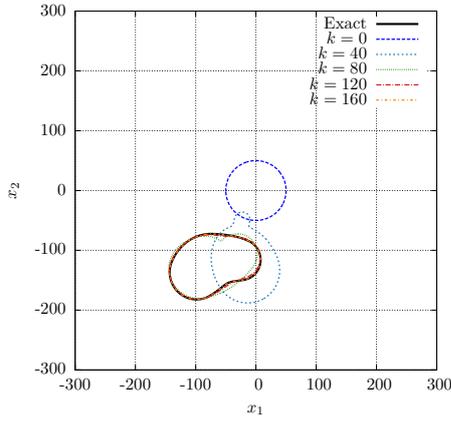


Fig. 8 Exact and the estimated shapes of the boundary S (Example 2; Initial value: $\hat{\mathbf{x}}_0^B$).

Table 3 The comparison between exact and estimated values of the state vector (Example 2)

	Exact value \mathbf{x}^*	Estimated value $\hat{\mathbf{x}}(160)$ with \mathbf{x}_0^A	Estimated value $\hat{\mathbf{x}}(160)$ with \mathbf{x}_0^B
l_1	76.0000000	75.9702286	76.0765708
l_2	36.0000000	35.9993051	35.2900507
l_3	56.0000000	55.9765298	55.5718611
l_4	96.0000000	96.0239222	96.3983154
l_5	16.0000000	16.0126530	16.5481116
x_1^c	-60.0000000	-59.9905684	-59.9247666
x_2^c	-120.0000000	-119.9887752	-119.5821386

ときには、推定された状態量ベクトルのうち、 l_1, l_3, l_4, l_5 の4つの成分で負の値を示していた。推定された境界形状に歪みが生じた原因としては、推定の後半 ($k > 120$) において、境界形状を表現する際に有効に作用する状態量ベクトルの成分が l_2, x_1^c, x_2^c の3つのみであったことが考えられる。以上の結果から、状態推定量の再設定を行うことの有効性を確認することができた。

5. おわりに

本論文では、海底地層内部に存在するハイドレート濃縮帯の形状推定手法を開発した。提案する推定手法は、UKFと周波数領域境界要素法を用いており、対象物を取り囲む様に配置した観測点で受信された散乱波の情報から、ハイドレート濃縮帯の形状推定を行うものである。提案手法には、状況に応じて柔軟に推定を行うための工夫や、推定における反復回数を削減するための工夫を取り入れた。数値解析結果から、提案手法を用いて、海底地層内部のハイドレート濃縮帯の形状を十分な精度で推定することができることを確認した。

最後に、提案手法の開発を通して得られた課題を整理する。まず、観測点の配置に関して、本論文ではハイドレート濃縮帯を取り囲む様に観測点を配置したが、より現実的な配置（例えば、ハイドレート濃縮帯の上側のみに観測点を配置するなど）における推定を試みる必要がある。また、本論文では氷飽和度 I' を既知として取り扱ったが、実問題を考えた場合、氷飽和度は既知ではない。そのため、ハイドレート濃縮帯の形状推定に加えて、氷飽和度 I' も推定可能な手法

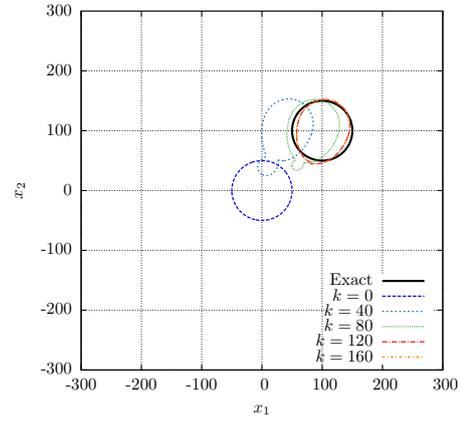


Fig. 9 Exact and the estimated shapes of the boundary S (Example 1; Initial value: $\hat{\mathbf{x}}_0^B$; without Eq.(19)).

の開発が望まれる。今後は、上述の課題の解決に取り組む予定である。

謝辞：本研究はJSPS 科研費 JP16K18137 の助成を受けたものです。

参考文献

- (1) Leclaire, Ph., Cohen-Ténoudji, F., and Aguirre-Puente, J.: Extension of Biot's theory of wave propagation to frozen porous media, *J. Acoust. Soc. Am.*, **96**(1994), pp. 3753–3768.
- (2) Rubino, J. G., Ravvazzoli, C. L., and Santos, J. E.: Reflection and transmission of waves in composite porous media: A quantification of energy conversions involving slow waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, **120**(2006), pp. 2425–2436.
- (3) Carcione, J. M. and Seriani, G.: Wave simulation in frozen porous media, *J. Comput. Phys.*, **170**(2001), pp. 676–695.
- (4) 古川陽, 斎藤隆泰, 廣瀬壮一: 凍結した多孔質体の面外波動解析のための演算子積分時間領域境界要素法, 土木学会論文集 A2(応用力学), **73**(2017), pp. L343–L354.
- (5) 古川陽, 斎藤隆泰, 廣瀬壮一: 周波数領域境界要素法とACAによる凍結した多孔質体内部の介在物による波動散乱解析, 計算数理工学論文集, **17**(2017), pp. 83–88.
- (6) 足立修一, 丸田一朗: カルマンフィルタの基礎, (2012), 東京電機大学出版局.
- (7) 田中正隆, 中村正行, 落合良: 拡張カルマンフィルタと境界要素法を用いた動弾性逆問題の解析手法, 日本機械学会論文集 (A 編), **59**(1993), pp. 74–79.
- (8) Biot, M. A.: Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range, *J. Acoust. Soc. Am.*, **28**(1956), pp. 168–178.
- (9) 小林昭一編著: 波動解析と境界要素法, (2000), 京都大学学術出版会.