



Title	海氷の数値予測とその応用
Author(s)	川口, 悠介; Kawaguchi, Yusuke; 池田, 元美 他
Description	3章 環オホーツク圏のモデリング
Citation	低温科学, 65, 131-137
Issue Date	2007-03-23
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/20463
Type	departmental bulletin paper
File Information	KAWAGUTI.pdf





海氷の数値予測とその応用



川口 悠介 北海道大学, 池田 元美 北海道大学

海氷は、極域の気候に大きな影響を与える重要な物質で、生成、消滅、移動、変形といったさまざまな側面が複雑に関連しあいながら存在している。Hibler (1979) 以前の海氷の数値モデルにおいては、海氷は主に力学的側面と熱力学的側面に大別されて独立に発展してきた。また、海盆規模の海氷の漂流は海洋と同様に連続流体としてモデル化されてきたが、近年個々の氷群や氷板の振る舞いを重視した Lagrangian 的なモデルが注目されている。本稿では、海氷の数値モデルにおいてもっとも基礎的な力学モデルと熱力学モデルについて解説し、多数の粒子を用いて海氷を Lagrangian 的に表す SPH モデルについて記述する。

はじめに

海氷は地球上の海水面のおよそ 10% の面積を占め、極域の気候には特に絶大な影響力をもつ物質である。海氷はその高いアルベドにより太陽放射の大半を遮断し、大気海洋間の直接的な熱や水のやりとりを制限している。また、海水が結水することで生成される高塩分のブライン水は、海洋の鉛直対流を促し、地球規模の循環によって海水の性質の変化に大きく寄与している。オホーツク海では、風や海流によって海氷が北から南に漂流することで、北西部で開いた海水面で新しい海氷が間断なく生産され、南部の海洋表層に大量の淡水が供給される。また、収束域では海氷は互いに乗り重なり衝突しあって氷脈を形成するなどダイナミックな運動も観測されている。このように海氷は生成、消滅、移動、変形といったさまざまな側面をもち、それが互いに複雑に関連して作用するため、観測結果などから全ての現象の要因を明らかにすることは困難である。そのため、これまでの海氷モデルの分野においては、力学的側面と熱力学的側面に分けてモデル化する試みが多くなされてきた。

そこで、1 節においては海氷の力学モデルについてその基礎となる運動方程式とそれぞれの項の意味等を解説する。同様に、2 節においては海氷の熱力学モデルについて、初期に開発され広く実用化されている Maykut and Untersteiner (1971) のモデル¹⁾ を例に説明する。3 節では、モデル化される海氷が実際には固体である氷板の集まりからなるという事実に立ち返り、その運動を粒子的に追跡する Lagrangian 的な手法のひとつである SPH モデルについて説明する。

1. 海氷の力学モデル

海氷の運動をより正確に再現するためには、海氷にはたらく力を正しく与える必要がある。海氷は重力との均衡を保つために鉛直方向の運動も生じ得るが、水平運動との比により無視することができる。海氷の運動方程式は、海氷の漂流を水平 2 次元の運動と仮定すると、

$$\rho H \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u} \right] = \tau_a + \tau_w + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \rho H g \Delta \eta - H \nabla P_a + W, \quad (1)$$

ここで、 ρ は海氷の密度、 H は単位面積あたりの平均氷厚、 \mathbf{u} は海氷の水平速度ベクトルである。ここで海氷速度 \mathbf{u} は、個々の氷板の速度ではなく単位面積あたりに含まれる氷板の平均速度である。 τ_a 、 τ_w は海氷の上面と底面にはたらく大気、海洋と海氷間にはたらく応力、 $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}$ は海氷間にはたらく内部応力の発散による力である。海氷の運動は、主に大気による応力 τ_a と海洋からの応力 τ_w がバランスすることで平衡に保たれている。 $f \mathbf{k} \times \mathbf{u}$ は地球自転によるコリオリの力で、 τ_a 、 τ_w の主要な 2 項に対してその規模は小さい。 $-\rho H g \Delta \eta$ は海面の傾斜 η により横滑りする力、 $-H \nabla P_a$ は海氷側面に生じる気圧傾度力、 W は波浪による力で、この 3 項はコリオリ力よりもさらに小さく無視されることが多い。

大気、海洋と海氷の応力項は、線形もしくは非線型の抵抗則で表現される。一般に、堅い板面上にはたらく流体の摩擦 τ は、境界層中の流れを U とすると穏やかな流れに対しては $\tau \propto U$ 、乱流に対しては $\tau \propto U^2$ が成り立つことが観測からわかっている。また、境界層内で風向や流向がコリオリ力によって変化する効果はエクマン角度 (Ekman angle) を用いて表すことができる。大気、海洋からの応力 τ_a 、 τ_w を地衝風、地衝流から一定の角度

ϕ, θ だけ偏角し, その大きさが相対速度の 2 乗に比例すると仮定すると, 次のように記述することが出来る.

$$\tau_a = \rho_a C_a |\mathbf{U}_a| (\cos \phi + \mathbf{k} \times \sin \phi) \mathbf{U}_a \quad (2)$$

$$\tau_w = \rho_w C_w |\mathbf{U}_{wg} - \mathbf{u}| (\cos \theta + \mathbf{k} \times \sin \theta) (\mathbf{U}_{wg} - \mathbf{u}), \quad (3)$$

ここで, ρ_a, ρ_w はそれぞれ大気と海洋の密度である. C_a, C_w は大気, 海洋との抵抗係数で, 海水表面の粗度や境界層内の密度成層に敏感に依存する. 大気, 海洋のエクマン角度 ϕ, θ もまた, 抵抗係数と同様に海水の粗度と境界層内の密度成層に依存して変化する.

時間変化項 $\rho H \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$ の時間スケールは 1 時間程度で漂流の時間スケールに比べて非常に短いため, 氷厚の小さい領域においては時間変化項のない準定常モデルが用いられることがある^{2,3)}.

内部応力項 $\nabla \cdot \sigma$ は, 夏期の季節海氷域など開放水面部が多い場合にはその海水運動への影響をほとんど無視できるが, 氷板が密接する海域や冬期には力のバランスに大きな影響をもつ. 数値モデルにおいて内部応力による力 $\nabla \cdot \sigma$ を求めるには, 2 行 2 列の内部応力テンソル σ が必要になる. 内部応力下の海水の運動をより現実的に表現するために, 内部応力を特徴的に表現する多くの試みが行われてきた. 弾性体における Hook の法則や Newton 流体の粘性摩擦項と同様に, 海氷モデルにおける内部応力は歪み (*strain*) もしくは歪み速度 (*strain rate*) と関係づけて表されることが多い. この内部応力と歪み (速度) との関係式は構成則 (*constitutive law*) と呼ばれ, 力学的な海氷のモデリングにおいて重要な鍵となる概念である.

Campbell⁴⁾ は, 海水を非圧縮流体であると仮定して, 内部応力を線形の粘性係数と剪断変形のみで表し, 北極海の平均的な流れを計算した (図 1). 彼の計算結果は, それ以前の内部応力を含まない自由漂流型のモデル結果から大きく改善され, Beaufort Gyre と Transpolar Drift Stream をよく再現した. しかしながら, Beaufort Gyre に関しては中心付近で非現実的な強い収束場が生じており, その原因は粘性係数に時空間的に一定な値を用いたことにあると自ら指摘している. その後, 海氷の流動性に関する研究が進められ, 収束性の変形 (*pressure ridge* の形成) に対しては強い抵抗力がはたらき, 発散性の変形 (*lead* の形成) には抵抗 (張力) がほとんどはたらかない, 海氷の性質に見合う構成則が模索された.

現在, 海氷運動を特徴的に表すレオロジーとしては, 塑性 (*plastic*) モデルがもっとも一般的である. 塑性モデルを 2 次元で表す場合, 降伏曲線 $F(\sigma_1, \sigma_2)$ は応力テンソルの主軸空間において媒質の特徴に従って与えられ

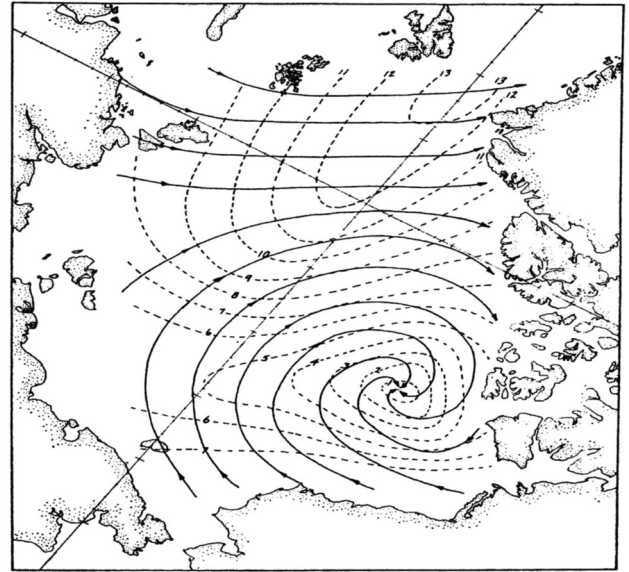


図 1: 線形粘性モデルによる北極海の海水の定常な漂流 (Campbell, 1965)

る. 塑性モデルでは, 歪み (速度) と内部応力は次の式で関係づけられる.

$$\varepsilon_k = \lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_k}, \quad (4)$$

ここで, $k=1, 2$ で主軸空間における各成分を示している. λ は解の一部として与えられる関数で, 仮に応力曲線を円型 ($F = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 - P^2$) とすると, $(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = 2\lambda(\sigma_1, \sigma_2)$ となる. これを $F=0$ に代入すると $\lambda = \frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2P}$ が得られ, 内部応力は $\sigma_k = \frac{\varepsilon_k}{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}} P$ のように与えられる. これは, 内部応力が変形の大きさにはよらず, 変形のモード (圧縮, 発散, シア) だけに依存することを示している.

実際の海氷は, 変形の十分小さい範囲においては剛体的に振る舞うことが分かっている. そこで, 変形の絶対値にしきい値を設け, 変形の小さい範囲では応力が線形の弾性則や粘性則に従うことで近似するのがもっとも一般的である. Coon et al.⁵⁾ では, 弾-塑性レオロジー (*elastic-plastic rheology*) を考案し, 変形の小さい範囲では海水を完全弾性体とし, 変形がある大きさに達すると塑性流動を行なうようにモデル化した. 一方, Hibler⁶⁾ においては歪み速度が小さい範囲で線形, 崩壊強度に達すると非線型となるような粘性係数を導入し, 応力を歪み速度と粘-塑性的に関係づけた (*viscous-plastic rheology*). 弾-塑性的な手法においては, 計算機上で弾

性波が発生することや歪み変形の取扱いが難しいことなどから、現在では Hibler 型の粘-塑性レオロジーが用いられることがほとんどである。Hibler (1979) において、降伏曲線は次の楕円型 (図 2) が選ばれ、

$$F(\sigma_1, \sigma_2) = \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{P/2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{P/2e}\right)^2 - 1, \quad (5)$$

内部応力 σ は降伏曲線(5)を(4)に代入し、歪み速度を用いて次の式で解かれる。

$$\sigma = \xi \text{tr} \dot{\mathbf{E}} + 2\eta \dot{\mathbf{e}}' - \frac{1}{2} P \mathbf{I}, \quad (6)$$

ここで、 $\xi = \frac{P}{2\max(\Delta, \Delta_0)}$ はバルク粘性率を、 $\eta = e^{-2\xi}$ はシア粘性率を示し、 $\Delta = \dot{\mathbf{e}}\dot{\mathbf{e}} + (\dot{\mathbf{e}}_{II}/e)^2$ である。 $\Delta < \Delta_0$ (= 定数)のとき、 ξ と η は定数になり、 σ は線型粘性の構成則により表される。

2. 海水の熱力学モデル

Maykut and Untersteiner (1971) [以下、MU71 とする] は、海水の熱力学的な過程である生成・成長、消滅・融解をエネルギー収支の概念を用いて包括的に考えたはじめの研究である。その後、Semtner⁷⁾により精度を落とすことなくモデルの簡略化が行なわれたが、現在用いられている多くの海水熱力学モデルの基礎は MU71 モデルにあるといってよい。ここでは、MU71 モデルを参考にして海水の熱力学的過程について説明する。

MU71 モデルでは、海水を無限に広い一枚の水板であ

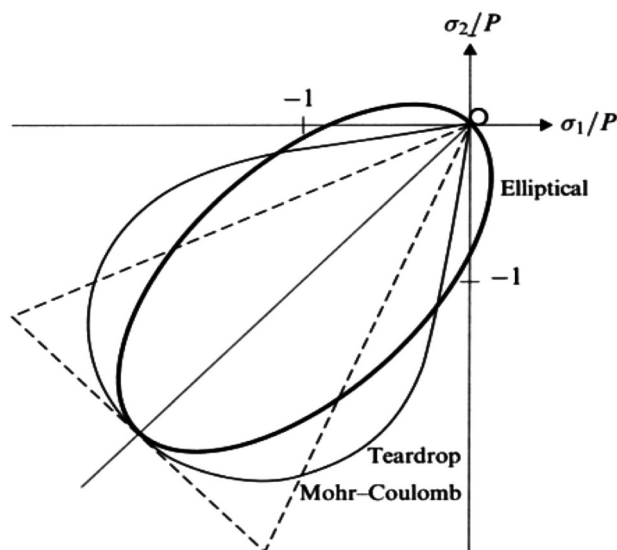


図 2：塑性媒質の降伏曲線：くさび型 (Coon, 1974), teardrop 型 (Rothrock, 1975a), 楕円型 (Hibler, 1979)

ると想定し、海水表面への長波・短波放射、大気による乱流熱フラックス (潜熱, 顕熱), 海洋からの熱流入など各層での熱収支を鉛直一次的に計算している。モデルは、積雪層を含み雪による大気海洋間の熱輸送を遮断する効果も考慮されている。図 3 は、熱収支計算に用いられる各層での熱輸送の概念図である。ここで、 h, H はそれぞれ積雪深, 氷厚である。MU71 モデルでは、それぞれ層の境界でエネルギー収支が計算され、雪, 氷層の内部では熱の透過率のみが計算される。MU モデルにおいては、最上層の海水 (冬期は積雪) 表面における質量変化は融解過程のみが考慮され、海水底面においては成長・融解の両過程が生じるようモデル化されている。

雪 (氷) 最上面 ($z=0$)

最上層である積雪層 (夏期は海水層) 上面では、主に大気からの熱流入 (長波放射 F_L , 短波放射 F_r) と表面からの長波放射 $e_L \sigma T_0^4$, 短波放射の散乱 αF_r , 積雪層内部への熱の透過 I_0 と熱伝導 $k_{s,i} (\frac{\partial T}{\partial z})_0$ ($k_{s,i}$ は雪, 氷の熱伝導係数) などからエネルギー収支が計算される。ここで下付き文字 0 は、鉛直方向の最上位にあることを意味する。ここで長波放射 F_L は、大気や雲により放射・散乱される赤外放射を示す。また表面からの長波放射 $e_L \sigma T_0^4$ は、Stefan-Boltzman の法則に従い、表面温度から決定される。さらに、大気-雪 (氷) 間の熱伝導に相当する顕熱 F_s や融解の際に雪 (氷) 層から奪われる潜熱 F_i を考慮に入れると、雪 (氷) 層上面における熱収支は以下のようなになる。

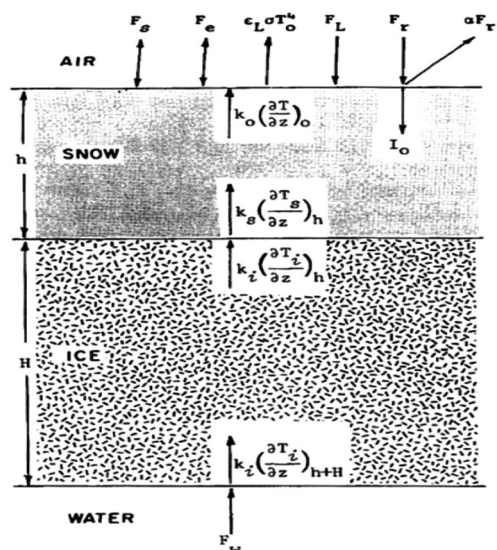


図 3：熱収支計算を行なう熱力学モデルの概略図 (Maykut and Untersteiner, 1971)

$$(1-\alpha)F_r - I_0 + F_L - \varepsilon_L \sigma T_0^4 + F_s + F_l + k_{(s,i)} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_0$$

$$= \begin{cases} 0 & T_0 < T_f \\ -q \frac{\partial(h+H)}{\partial t} & T_0 = T_f \end{cases} \quad (7)$$

ここで、 q は雪(氷)の単位質量あたりの潜熱である。(7)より、表面温度 T_0 が結氷点 T_f 以下であるときには、表面での熱収支は平衡状態で結氷は起きず T_0 が更新される。また、表面温度 T_0 が結氷点 T_f と等しいときは、表面の熱収支はバランスせず、正味の熱流入によって雪(氷)は融解する。

雪・氷層内部 (雪層: $h < z < 0$, 氷層: $H + h < z < h$)

積雪、海水層内部における熱輸送は、各層内部への太陽放射の透過を考慮し次のように記される。

$$I(z) = I_0 \exp(-\kappa_{(s,i)} z), \quad (8)$$

ここで $\kappa_{(s,i)}$ は、それぞれ雪、氷層における熱容量である。ここでさらに各層内の熱伝導 $-k(\frac{\partial T}{\partial z})_z$ を考慮すると、層内部における単位体積あたりの温度の時間変化は、

$$\rho_{(s,i)} c_{(s,i)} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_z = \kappa_{(s,i)} I_0 \exp[-\kappa_{(s,i)} z] + k_{(s,i)} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)_z. \quad (9)$$

雪-氷境界 ($z = h$)

雪、氷層の熱伝導係数をそれぞれ k_s , k_i とし、温度を T_s , T_i とすると、雪-氷間の境界面での熱輸送は連続的で、必ず一致する必要があるので、

$$k_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial z} \right)_h = k_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right)_h. \quad (10)$$

ここで、雪の伝導率 k_s が氷の伝導率 k_i に比べ非常に小さいので、境界面の雪層内部の温度勾配は氷層に比べて大きくなり ($\frac{\partial T_s}{\partial z} / \frac{\partial T_i}{\partial z} = \frac{k_i}{k_s} \gg 1$)、実験結果にも表れている(図4)。

氷-水境界 ($z = h + H$)

氷層と海洋層の境界面(海水の底面)では、海洋からの乱流熱輸送 F_w と氷層境界付近の熱伝導 $k_i(\frac{\partial T}{\partial z})_{(h+H)}$ の収支により海水の成長・融解が決定される。

$$k_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right)_{(h+H)} - F_w = \left[q \frac{d(H+h)}{dt} \right]_{(h+H)}, \quad (11)$$

ここで、左辺において乱流の熱輸送 F_w に対して熱伝導 $k_i(\frac{\partial T}{\partial z})$ が卓越する場合に海水底面で海水が成長し、海洋からの熱流入 F_w が卓越するとき融解が生じることを意味している。

Maykut and Untersteiner (1971) は、上記の鉛直1

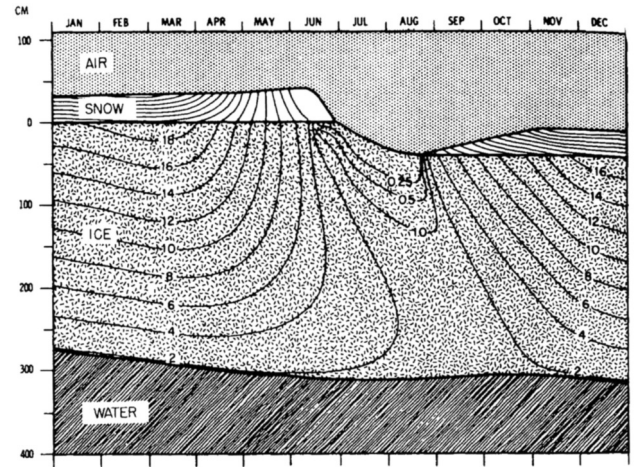


図4：北極海の氷厚の一年間の変化と氷、雪中の温度。等温線の数字は摂氏温度で、マイナスが省略されている(Maykut and Untersteiner, 1971)

次元の熱力学モデルを北極海の氷厚予測に適用した。海水の存在しない状態を初期条件として、1年目の冬の間には氷厚は氷底で1.5 m成長し、夏期に表面と底面で0.5 mの融解が生じた。この季節変動を伴う海水の成長はやがて落ち着き平衡氷厚(2.88 m)に到達する。図4から、6月中旬から積雪は解け始め、およそ2週間で全積雪が融解しきっている。その後、8月から9月の2ヶ月間で氷厚は上端を中心に約40 cm減少し、10月の中旬から再び新しく積雪が始まるといったサイクルが永久的に継続される。この実験結果は多年海水域である北極海に特有で他の海域の海水成長にはあてはまらないが、積雪深と海洋の熱流入に対する平衡氷厚の感度実験の結果は大変有用である。

3. SPH モデル

一般に用いられる Eulerian 的な海水モデルでは、独立した氷板や氷群からなる海水の粒子的な振る舞いや氷縁の予測を再現することは難しい。計算点が空間に固定される Eulerian モデルに対して、計算点を媒質上におき自由な運動を可能にする Lagrangian 的な手法は、海水の個々の性質を維持しつつ氷縁の変動位置を再現することが可能である。

Ovsienko⁸⁾ は運動方程式を Euler 格子上で解き、海水の保存式を Particle-in-cell (PIC) を用いてその粒子の位置で解く Eulerian-Lagrangian 的な手法を導入した。Ovsienko (1976) において、氷原は多数の粒子で表され、グリッド上で解かれた速度をそれぞれの粒子に補間することで粒子の位置と分布が更新される。多くの粒子を用

いて海水の変動を再現する Ovsienko (1976) は、粒子としての海水の本質をよく表現できたが各々の粒子同士が相互作用し得ない点において課題を残した。

個々の粒子が不規則に分布する Lagrangian 的な手法においては、内部応力項に含まれる空間微分をいかに算出するかが大きな問題になる。Gutfraind and Savage⁹⁾ は、天文学の分野で 3 次元の宇宙空間に対して開発された Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) を導入し、風により駆動される海水の粘-塑性モデルの数値実験をおこなった。Lindsay and Stern¹⁰⁾ は、歪み速度 $(\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y})$ の算出に SPH 近似を適用し、北極海の数値シミュレーションにおいて現実的な循環を再現している (図 5)。以下では、不規則な計算点においても空間微分を可能にする SPH 近似について記述する。

SPH 近似は任意の場所の物理量を近隣の粒子を用いて表す手法で、その核となる式は次である。

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \int_{\Omega} f(\mathbf{r}') W(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|, \ell) d\mathbf{r}', \quad (12)$$

$$\simeq \sum_{k=1}^N A_k f_k W_k(|\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_k|, \ell), \quad (13)$$

ここで、 f は任意の場所 \mathbf{r} における関数、 $\langle f(\mathbf{r}) \rangle$ は SPH 近似を示す演算子、 W はカーネル関数、 ℓ は影響半径である。 i は注目する粒子、 k は近隣の粒子、 A は海水粒子のもつ面積である。ここで、任意の粒子のもつ変数 $f(\mathbf{r})$ は近隣の粒子の物理量の足し合わせで表され、カーネル関数 W は次の条件を満たしている。

$$\int_{\Omega} W(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|, \ell) d\mathbf{r}' = 1 \quad (14)$$

また、カーネル関数 W は $\ell \rightarrow 0$ において $\langle f(\mathbf{r}) \rangle = f(\mathbf{r})$ を満たす偶関数で、Lindsay (2004) ではもっとも安定な

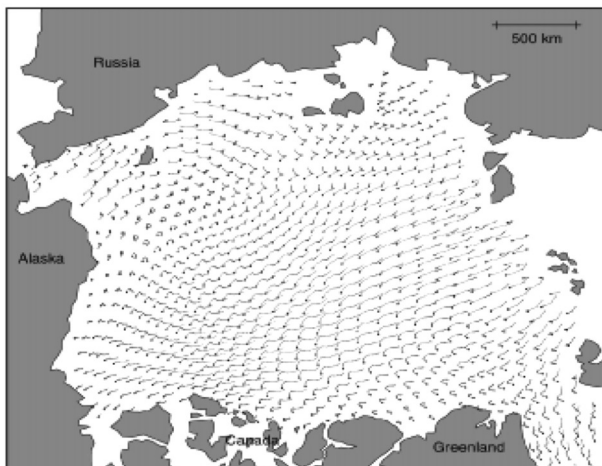


図 5：北極海における 10 日間の海水の軌跡 (Lindsay and Stern, 2004)

カーネルのひとつであるガウス関数 $W = \frac{1}{\pi \ell^2} \exp(-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}{\ell^2})$ が採用されている。

(12), (13) より任意の場所における関数の空間微分は次のように導かれる。

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \int_{\Omega} f(\mathbf{r}') \nabla W(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|, \ell) \quad (15)$$

$$\simeq \sum_{k=1}^N A_k (f(\mathbf{r}') - f(\mathbf{r})) \nabla_i W \quad (16)$$

これより、任意の関数 $f(\mathbf{r})$ の微分 ∇f は既知であるカーネル関数の微分 ∇W によって表され、近隣の粒子の変数から任意の場所においてその微分を求めることができる。海水の数値モデルにおいては、歪み速度や内部応力の発散のほかにも氷厚や密度度の更新にも SPH を活用することが可能である。このように任意の場所での空間微分において SPH は非常に有効であるが、高次の微分や極端に偏った粒子に対しての精度は未だ明らかにされておらず今後の課題も残される。

最後に

最後に日本近海で唯一海水の存在するオホーツク海における海水の数値予測の課題について記述する。オホーツク海は北緯 45 度から 60 度に位置する北半球で最大級の季節海水域であり、また北半球の海水の南限でもある特徴的な海である。オホーツク海の海水は船による直接観測や衛星画像の解析などにより多くの研究がなされているが、数値モデルを用いた研究はあまり多くない。季節海水域の海水海洋結合モデルをオホーツク海に応用した例として、Ikeda et al.¹²⁾ は風、気温などの大気データによってモデルを駆動し、海水範囲の季節進行と経年変動をよく再現した。オホーツク海の海水は、冬に海水が結氷し春には全て解けてなくなる一年氷で、海水域の分布や氷厚は一年の間に大きく変動する。この変動の大きい季節海水域を現実的に予測するためには、以下の要素が重要となる。

まず第一にシベリア大陸からオホーツク海北西部へ流れこむアムール川からの大量の淡水流入があげられる。夏期に大量の雪融け水がオホーツク海北西部に供給されると、海洋表層は低塩分な河川水に覆われ水深 50 m 付近には強烈な塩分躍層が形成される。この表層の密度躍層は冷たい季節風による鉛直対流にも侵蝕されずに維持され、冬に水温が結氷点まで低下し海水ができる。アムール川からの淡水流入の海水生産量との相関は定量的には明らかでないが、海水の数値予測にその効果を組みこむ

ことは重要である。次にオホーツク海における海水域面積の拡張に対して大きな役割りを担っているのが、サハリン東岸を強い勢いで南下する東樺太海流の存在である。東樺太海流は、樺太沿岸の陸棚上と陸棚斜面上を南下する二つの分枝流からなり、平均 15-35 m/s の強い流れでオホーツク海北西部から北海道沿岸の南西部へと海水を輸送している¹¹⁾。輸送された海水は、温暖な宗谷暖流により融解することで、オホーツク海南西部の海洋表層から潜熱を奪い、淡水を供給している。この東樺太海流による南部での水温低下により、オホーツク海の海水域面積は南限がひろく保たれている。そのため、オホーツク海南西部の海水域面積の予測においては、東樺太海流を現実的に再現することが可能な海洋モデルと結合することが重要である。海水生成、移動、融解に伴う淡水の南方輸送については、Watanabe et al.¹³⁾ が海水海洋結合モデルの結果を解析して、海水による淡水の移動よりも海水によって効果的に輸送されることを示した。特に北端の陸棚上で海水生成に伴って高塩分水が 200 m 深まで降下し、オホーツク海に特有の水塊を形成することは特記される。

参考文献

- 1) Maykut, G. A. and N. Untersteiner, *J. Geophys. Res.* **76** (1971) p.1550.
- 2) Doronin, Yu. P., *Trudy Arkhticheskii i Antarkti-cheskii Nauchno-issledovatel'skii Institut* **291** (1970) p.5.
- 3) Lepparanta, M. and Zhang, Z., *Proceedings of the Central Symposium of the "International Space Year" Conference* (1992).
- 4) Campbell, W. J., *J. Geophys. Res.* **70** (1985) p.3279.
- 5) Coon, M. D., *J. Petro. Tech.* **257** (1974) p.466.
- 6) Hibler, W. D. III, *J. Phys. Oceanogr.* **32** (1979) p. 3039.
- 7) Semtner, A. J., *J. Phys. Oceanogr.* **6** (1976) p.379.
- 8) Ovsienko, S., *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics* **12**(11) (1976) p.1201
- 9) Gutfraind, R. and S. B. Savage, *J. Comput. Phys.* **134** (1997) 203
- 10) Lindsay, R. W. and H. L. Stern, *J. Phys. Oceanogr.* **34** (2003) p.272.
- 11) Simizu, D. and K. I. Ohshima, *J. Geophys. Res.* **111** (2006) C0516
- 12) Ikeda, M., H. Shinkai and T. Watanabe, *Atmos.-Ocean* **42** (2004) p.1.
- 13) Watanabe, T., M. Ikeda and M. Wakatsuchi, *J. Geophys. Res.* **109** (2004) C09S02
(2006年9月30日 改訂受付)

Numerical predictions of sea ice and its application

Yusuke Kawaguchi
Graduate School of Environmental Science/Institute of
Low Temperature Science, Hokkaido University

Motoyoshi Ikeda
Faculty of Environmental Earth Science, Hokkaido Uni-
versity

abstract:

Key characteristics of sea ice such as growth, decay, movement, and deformation interact in a complex way to influence polar climate. Accordingly, thermodynamic and dynamic models have been developed separately. Sea ice has been modeled as a continuum medium, as well as the atmosphere and ocean have, because of the ease of treatment given this assumption; however, in some experiments sea ice is regarded as a collection of ice floes and thereby modeled using Lagrangian methods and a number of particles. Here, we introduce an outline of sea-ice modeling and consider an application of such modeling to the Sea of Okhotsk, which has a seasonal sea ice extent and is the most familiar ocean in terms of this type of research.

川口悠介

〒060-0819 札幌市北区北 19 条西 8 丁目
北海道大学 大学院環境科学院/低温科学研究
所
e-mail: kawa-y@lowtem.hokudai.ac.jp

池田元美

〒060-0810 札幌市北区北 10 条西 5 丁目
北海道大学 大学院地球環境科学研究所