

## スパイク現象を表現するための 磁性流体のビジュアルシミュレーション

石川 知一<sup>†1</sup> Yonghao Yue<sup>†1</sup> 岩崎 慶<sup>†2</sup>  
土橋 宜典<sup>†3</sup> 西田 友是<sup>†1</sup>

本稿では、磁性流体に注目する。磁性流体は、流体と磁性体の両方の振る舞いをし、この特性により、磁場に沿った「スパイク状」の形を生成する。磁性流体は、芸術作品として多用される。我々の目標は、磁性流体の芸術作品をシミュレーションすることです。しかしながら、磁性流体のスパイク形状は、完全に物理ベースの方法ではシミュレーションすることが困難であることが知られている。そこで、我々は SPH (smoothed particle hydrodynamics) 法と手続き型のアプローチを組み合わせた、視覚的にもっともらしい手法を提案する。結果として、磁力が印加されるときに磁性流体にスパイク形状が生成される様子をシミュレーションできることを示す。

### Visual Simulation of the Magnetic Fluid to Represent the Spike Phenomenon

TOMOKAZU ISHIKAWA,<sup>†1</sup> YONGHAO YUE,<sup>†1</sup> KEI IWASAKI,<sup>†2</sup>  
YOSHINORI DOBASHI<sup>†3</sup> and TOMOYUKI NISHITA<sup>†1</sup>

In this paper, we focus on magnetic fluids. Magnetic fluids behave as both fluids and as magnetic bodies, and these characteristics allow them to generate 'spike-like' shapes along a magnetic field. Magnetic fluids are popular materials for use in works of art. Our goal is to simulate such works of art. It is known, however, that the spikes are difficult to simulate using fully physical-based methods. Therefore, we propose a visually plausible method that combines a procedural approach together with the SPH (smoothed particle hydrodynamics) method. We demonstrate that the spike shapes can be simulated when a magnetic force is applied.

### 1. はじめに

CG 分野では、流体シミュレーションは重要な研究テーマの一つである。最近の CG の研究では、物理則を導入し、Navier-Stokes 方程式を解くことにより、非圧縮性流体や圧縮性流体をリアルに表現するさまざまな方法が提案されてきた。とりわけ近年では、煙、水、炎、などの流体を非圧縮性流体としてモデル化して解く方法が盛んに研究されている。

一方で、CG 分野において、流体と磁場の相互作用を考慮する必要がある電磁流体についてはほとんど研究されていない。電磁流体力学で扱う現象は、プラズマと磁気流体に分類することができる。プラズマは、一般的に電荷を帯びており、境界面が定義されていない電磁流体である。オーロラや、太陽におけるプロミネンスやフレアのダイナミクスは、プラズマをシミュレーションすることによって計算することができる。一方、磁性流体は、一般に境界面を持つが、電荷を持っていない液体のことである。磁性流体は強磁性体、磁性微粒子を覆う界面活性剤、および溶媒 (図 1 参照) から成るコロイド溶液である。したがって、磁性流体は磁化したり、磁石に引き付けられたりする。

磁性流体は、米航空宇宙局 (NASA) によって研究・開発された。1960 年以降、磁性流体は宇宙服の可動部分のシールや、無重力環境下で物体の位置決めを行うために使用されている。最近では、磁性流体の形状が、磁気力に応じて変形するという特性を利用して、スピーカなどの電気機器、医療分野では癌細胞のための造影剤、音楽にあわせて形状が変化する芸術作品など、磁性流体は他分野に渡って使用されている。磁石が磁性流体の近くにある時には、磁性流体は磁石によって生成される磁場の方向に沿って角のような先端のとがった形状を形成する (図 2 参照)。このように、外部の磁場によって突起物が生じる現象は「スパイク現象」として知られている。これらのスパイクが興味深く、磁性流体は芸術作品を作成するために使用されている。しかし、磁性流体のスパイク現象をシミュレーションするための方法は提案されていない。そこで、本論文では、磁性流体のためのビジュアルシミュレ

†1 東京大学  
The University of Tokyo

†2 和歌山大学  
Wakayama University

†3 北海道大学  
Hokkaido University

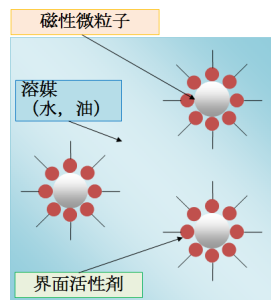


図1 磁性流体の構成物質



図2 磁性流体のスパイク現象（写真）

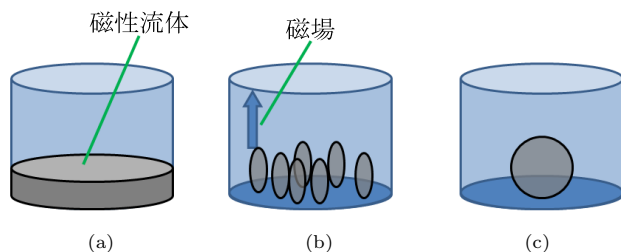


図3 磁性流体の形状の可能性 (a) ポテンシャルエネルギー最小 (b) 磁気エネルギー最小 (c) 表面エネルギー最小の状態を示す。

シヨンの方法を提案する。

表面がスパイク状になるメカニズムを説明する。重力以外の力がはたらいしていない状態では図3(a)のように磁性流体は一定の高さで水平面を作る。この状態は位置エネルギー  $E_g$  が最小である。次に図3(b)は鉛直上向きの一様磁場をかけた場合の模式図で、一定数の楕円体が底に立っており磁気エネルギー  $E_{mag}$  が最小となる。図3(c)は磁性流体が球形状を形成した状態で、この場合は一番表面積が小さいので表面エネルギー  $E_s$  は最小にできる。実際の形状は、これら3つのエネルギーの総和を最小にする状態であり、その結果、図2のようなスパイク形状になる[16]。しかしながら、完全に物理ベースの方法によってスパイク現象をシミュレーションすることは困難であることが知られている。そこで、我々はSPH法と手続き型のアプローチを組み合わせた磁性流体のビジュアルシミュレーション手法を提案する。我々の方法は、まず、SPH法を用いて流体表面を計算する。その後、予め計算しておいた単純な条件下におけるスパイクの形状を、流体の表面にマッピングする。提案法は

完全に物理ベースではないが、実装が容易であり、視覚的にもっともらしい形状を再現することができる。

## 2. 関連研究

CG分野において電磁流体力学を扱った論文として、我々は先行研究においてプラズマのシミュレーション手法[7]を提案したが、磁性流体をモデル化した論文はまだ無い。Thomaszewskiら[12]によって、磁場と剛体の相互作用を考慮したシミュレーション方法が提案されているが、流体を対象とした場合については扱われていない。また、電磁流体の現象の一つであるオーロラを表現する方法はBaranoskiら[1][2]によって提案されている。しかし、このモデルは流体力学に基づいたものではない。

物理の分野では、磁性流体の特徴についての解析が1960年代以降に行われてきた。Rosenswigはスパイク現象が図4のような概念により起こることを定量的な解析により示した[9]。Sudoら[11]によって、スパイク現象に限らず、磁性流体の表面の不安定性についての研究が行われている。Hanらは、粒子の磁化に応じてコロイド粒子間のチェーン形状をモデル化した[6]。彼らは、磁性流体における磁場の計算を、格子ボルツマン法と組み合わせることにより、コロイド粒子が磁力線に沿うことをシミュレーションで示した。しかし、彼らの方法は、スパイク形状を表すことはできない。吉川らは、MPS (Moving Particle Semi-implicit) とFEM (Finite Element Method) を組み合わせて、磁性流体のシミュレーションを行った。10万個の粒子、25万個の四面体メッシュを使用しても、再現できたスパイクは一つだけであった[13]。先行研究からも、完全に物理ベースの方法だけでは、スパイク形状をシミュレーションすることは困難であることがわかる。本論文では、スパイクの形成のための効率的なシミュレーション手法を提案する。

## 3. 提案法

まず、我々の手法は適度な数の粒子を用いてSPH法によって流体の挙動と流体表面を計算する。次に、我々は手続き型のアプローチによりスパイク形状を計算し、流体の表面にマッピングする。この節では、最初に流体の支配方程式を記述する。次に、我々は各粒子に適用される磁化と磁気力の計算を説明する。最後に、スパイク形状を計算するための方法を説明

する。

### 3.1 支配方程式

非圧縮性流体の振る舞いは次の Navier-Stokes 方程式によって記述される。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} \quad (2)$$

(1) 式は連続の式, (2) 式は運動量保存式であり,  $\mathbf{u}$  は速度場,  $t$  は時刻,  $\rho$  は密度,  $p$  は圧力,  $\nu$  は動粘性係数,  $\mathbf{F}$  は外力を表す。磁性流体と他の流体の違いは, 磁場が存在するとき, 外力として磁力を考慮するかどうかである。よって, 磁性流体において考慮すべき外力は, 重力と磁力と表面張力である。磁力の計算方法については, 次節以降で説明する。

提案法では Navier-Stokes 方程式を粒子法である SPH 法によって解く。粒子  $i$  の位置座標  $\mathbf{x}_i$  における表面張力  $\mathbf{F}_{sur}(\mathbf{x}_i)$  は次の式で計算する [8]。

$$\mathbf{F}_{sur}(\mathbf{x}_i) = k \sum_{j \in A_i} \frac{\mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^2} \quad (3)$$

ここで  $k$  は液体ごとに異なる定数であり,  $A_i$  は粒子  $i$  の周辺の粒子の集合を表す。ここで,  $\mathbf{x}_{ij} = \mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i$ ,  $x_{ij} = |\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|$  と定義する。

### 3.2 磁化と磁力の計算

SPH 法の各粒子は, 流体を代表するだけでなく, 磁性体としての性質も考慮する。ここで考慮すべき磁性体の性質は常磁性と呼ばれ, 外部磁場が無いときには磁荷を持たず, 磁場を印加するとその方向に磁化するという性質を意味する。本研究では, 磁石として棒磁石を想定し, その N 極と S 極が同じ大きさの磁荷を持っていると仮定する。この磁石を磁気双極子として近似し, 磁気双極子からの磁場を計算する。ただし, N 極を正, S 極を負とする。各粒子に働く磁力は, 棒磁石によって印加される磁界から計算される。このとき, 各粒子は棒磁石によって磁化されるため, 粒子間の磁気相互作用を計算する必要がある。以下では,

磁氣的相互作用を考慮して磁場を計算する方法を説明する。その後, 磁力を算出するための方法について説明する。

磁場を誘起する棒磁石における磁気双極子モーメント  $\mathbf{m}$  は以下の式で定義される。

$$\mathbf{m} = q_m \mathbf{d} \quad (4)$$

ここで,  $q_m$  は磁荷の大きさ,  $\mathbf{d}$  は磁極間の距離のベクトル表記である。すなわち, 二つの磁極の位置ベクトルを  $\mathbf{p}_N, \mathbf{p}_S$  とすると,  $\mathbf{d} = \mathbf{p}_N - \mathbf{p}_S$  で表される。まず, 棒磁石によって直接的に誘起される磁気ベクトルを計算する。磁気双極子の中心から  $\mathbf{x}$  だけ離れた位置における磁場  $\mathbf{H}_{dipole}(\mathbf{x})$  は以下の式で表現される。

$$\mathbf{H}_{dipole}(\mathbf{x}) = -\frac{1}{4\pi\mu} \nabla \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{x}}{x^3} \quad (5)$$

$\mu$  は磁性流体の透磁率,  $x = |\mathbf{x}|$  である。各粒子はこの磁場に起因する磁化により, 追加的な磁界を誘起する。したがって, 粒子  $j$  において最終的な磁気ベクトル  $\mathbf{H}(\mathbf{x}_j)$  を得るために, 次式で表される粒子間の磁気相互作用の方程式を解く必要がある。

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}_j) = \mathbf{H}_{dipole}(\mathbf{x}_j) - \frac{V}{4\pi\mu} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N \nabla \frac{\chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i) \cdot \mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} \quad (6)$$

ここで  $V$  は SPH 粒子の体積を表し, この体積は全粒子において同じ値をとる。 $\mathbf{x}_i$  は  $i$  番目の SPH 粒子の位置,  $N$  は SPH 粒子の総数である。(6) 式の勾配の項を計算するために, SPH 法のカーネル関数の勾配を用いる。すなわち以下の式で計算する。

$$\nabla \frac{\chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i) \cdot \mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} = \begin{pmatrix} \chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i) \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} \right) + \frac{\mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i)) \\ \chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i) \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} \right) + \frac{\mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (\chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i)) \\ \chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i) \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} \right) + \frac{\mathbf{x}_{ij}}{x_{ij}^3} \cdot \frac{\partial}{\partial z} (\chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i)) \end{pmatrix} \quad (7)$$

$\mathbf{H}(\mathbf{x}_i)$  の偏微分はカーネル関数を利用することにより計算する。

$$\nabla(\chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_i)) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{m_j}{\rho_j} \chi \mathbf{H}(\mathbf{x}_j) \nabla w(x_{ij}) \quad (8)$$

ここで  $w(x_{ij})$  はカーネル関数を表す．我々は以下のカーネル関数を使用する．

$$w(r) = \begin{cases} \frac{315}{64\pi h^9} (h^2 - r^2)^3 & 0 \leq r \leq h \\ 0 & h < r, \end{cases} \quad (9)$$

$r$  は粒子の中心からの距離， $h$  は各粒子の有効半径である．

SPH 粒子の磁化による他の粒子への影響は，外部磁場である棒磁石の磁力の強さに比例するため，棒磁石に近いほどその影響は無視できなくなる．すなわち，SPH 粒子の近傍でのみ磁場を計算するだけでは誤差が大きくなるため，全 SPH 粒子を通して計算する必要がある．図 4 に (6) 式を全粒子で計算した場合と，近傍粒子に限定して計算した場合のそれぞれについて，反復回数と数値解との RMSE 誤差の関係を示す．

磁化を考慮して，各 SPH 粒子での磁場を更新した後に磁力  $\mathbf{F}_{mag}(\mathbf{x}_i)$  を以下の式で計算する．

$$\mathbf{F}_{mag}(\mathbf{x}_i) = -\nabla \frac{\mu |\mathbf{H}(\mathbf{x}_i)|^2}{2} \quad (10)$$

右辺はカーネル関数を利用して計算する．すなわち，

$$\phi_i = \frac{\mu |\mathbf{H}(\mathbf{x}_i)|^2}{2} \quad (11)$$

と置き換えて， $\nabla \phi_i$  は次のように計算される．

$$\nabla \phi_i = \sum_j m_j \frac{\phi_j}{\rho_j} \nabla w(x_{ij}) \quad (12)$$

### 3.3 スパイク形状の計算

磁性流体の表面にできるスパイク形状は，表面張力と重力，磁力のバランスによって説明す

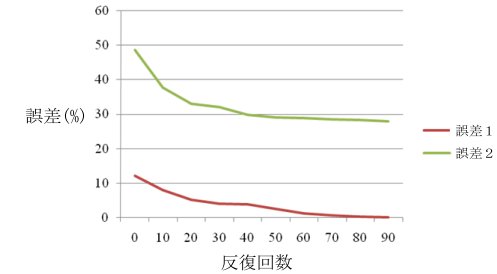


図 4 (6) 式の数値解と反復計算による誤差．誤差 1 は，全粒子からの影響を考慮した場合を示しており，誤差 2 は，近傍粒子のみの影響を考慮した場合を示している．磁場の更新には全粒子からの影響を計算する必要があることがわかる．

ることができる [9]．前述のように，提案法では手続き型アプローチを採用することにより，スパイク形状を流体シミュレーションの結果に合成する．まず水平な液面を仮定した場合に生成されるスパイク形状を表すハイトフィールドを準備する．次に，このハイトフィールドを，SPH 粒子を用いて計算された液面を表す曲面上にマッピングする．

水平面からの高さによってスパイク形状を表す方法について説明する．水平な液面に対して垂直な磁界が印加されると，スパイク形状のハイトフィールド  $z(x, y)$  は次式で表される (詳説は文献 [15] を参照)．

$$z(x, y) = \sum_{(k_1, k_2) \in \Omega} C_0 (\sin k_1 x + C_1 \cos k_1 x) (\sin k_2 y + C_2 \cos k_2 y) \quad (13)$$

ここで， $C_0, C_1, C_2$  は任意の定数， $\Omega$  は  $k_1^2 + k_2^2 = k^2$  を満たす整数の組み合わせを意味する． $x$  と  $y$  はハイトフィールドの平面方向の  $xy$  座標を表す．実際の磁性流体は多くの場合，規則的な六角形のパターンが観察できる (図 5 参照)．このようなパターンを再現するように，(13) 式の定数を選択し，次の式で計算する．

$$z(x, y) = C_0 \left( \cos \frac{k}{2} (\sqrt{3}x + y) + \cos \frac{k}{2} (\sqrt{3}x - y) + \cos ky \right) \quad (14)$$

(14) 式を用いて，水平面に形成されるスパイク形状のハイトフィールドを計算する．図 6



図 5 磁性流体表面の写真．表面において六角形のパターンが観察できる．

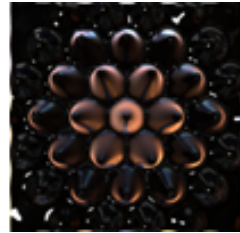
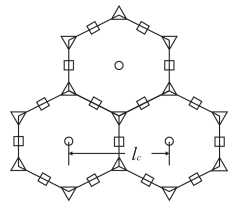


図 6 (14) 式によって計算された表面．写真と同様の規則的なパターンを表現できる．



○ 頂点 □ 鞍点 △ 底点

図 7 (14) 式によって得られる極値の位置．隣接する頂点間距離は，磁場の大きさに応じて決定される．

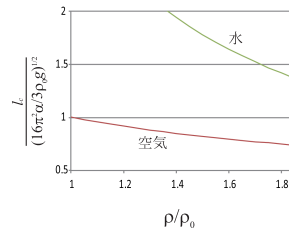


図 8 磁場の強さによる磁性流体の密度変化と隣接する頂点間距離の関係．磁性流体と接している物質が空気の場合と水の場合を示している．境界が強いと，頂点間距離は短くなる．

に，(14) 式を使用して作成したスパイクの例を示す．実際のスパイク形状 (図 5) と比較すると，リアルなスパイク形状を再現していることがわかる．

実際の磁性流体は，スパイクの数と大きさが磁場の大きさによって変化する．スパイクの数については，観測結果を利用して決定する [9]．図 7 は (14) 式で計算されるスパイク形状の極値の位置関係を示している．図 7 中の  $l_c$  は，隣接する頂点間距離を示しており，磁場が大きい場合に，この距離が短くなることが知られている．この関係を図 8 に示す．スパイクの大きさは  $C_0$  を調整することによって制御できる．本研究では  $C_0$  が磁場の大きさに比例すると仮定して，以下の式で計算する．

$$C_0 = \beta \mathbf{H}(\mathbf{x}) \quad (15)$$

ここで  $\beta$  は比例定数で， $\mathbf{H}(\mathbf{x})$  は座標  $\mathbf{x}$  における磁場の強さである．

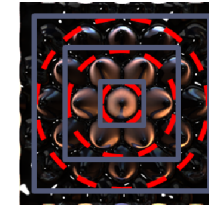


図 9 マッピングの対象は赤い円内のスパイク．磁化している粒子の領域に応じて赤い円の半径を段階的に変化させる．スパイクの数もマッピング領域に応じて段階的に変化する．閾値を上回る磁化粒子を包括するバウンディングボックス (青い四角形) に応じてスパイクをマッピングする．

次に，SPH 法を用いて得られた流体表面に対して，(14) 式によって得られるスパイク形状をマッピングする．スパイク形状をマッピングするとき，スパイクの方向を磁力線の方向にあわせる．マッピング領域は，磁化の大きさが閾値より大きい粒子を参照して決定する．スパイク形状を形成する場合のつり合いの関係から，磁化  $M_c$  の最小値を閾値として使用する．この閾値  $M_c$  は，次式で計算される (詳説は [15] を参照)

$$M_c^2 = \frac{2}{\mu} \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \sqrt{(\rho_1 - \rho_2) g \alpha}, \quad (16)$$

ここで， $\rho_1$  と  $\rho_2$  はそれぞれ磁性流体と空気の密度を表す． $\alpha$  は表面張力の大きさである．我々はスパイク形状をマッピングする領域を，次のように抽出する．最初に，磁化粒子の  $x$ ， $y$  座標の範囲を探索し，その  $x$ ， $y$  座標を包括し，磁石の  $x$ ， $y$  座標を中心とする正方形をマッピング領域とする．スパイクの数はマッピング領域に応じて決定する．図 9 に示すように，(14) 式によって計算されたスパイクは，バウンディングボックス内のスパイクを三角関数の周期に応じてクリッピングする．最後に，液面の抽出部分を囲む円形領域にスパイク形状をマッピングする．

#### 4. レンダリング

Yu ら [14] によって提案された表面定義の方法を用いて，SPH 法によって得られた点データから液面を抽出する．磁性流体はコロイド溶液であるため，光の散乱効果も考えられるが，本研究ではこの部分の提案・実装は未着手である．実在する磁性流体は黒または褐色で

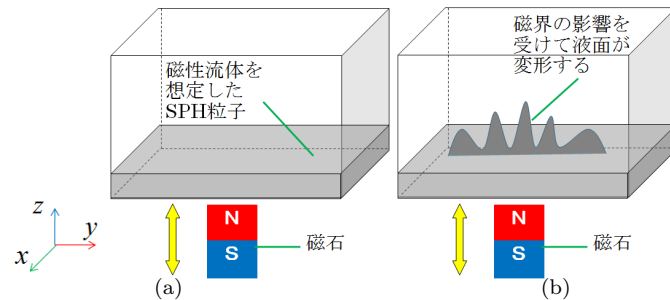


図 10 提案法のシミュレーションスペース。(a) SPH 粒子で表現される磁性流体は立方体の容器内に入っている。(b) 磁石は容器の下部に配置し、磁石を動かすことにより磁性流体の動きを計算する。

表 1 磁性流体のパラメータ設定

パラメータ	意味	値
$dt$	time step	0.00075
$\nu$	粘性定数	0.12
$m$	粒子の質量	0.016
$R$	粒子の半径	0.5
$h$	影響半径	1.3
$g$	重力加速度	9.8
$k$	表面張力係数	7.5
$q_m$	磁荷の大きさ	5.0
$\mu$	透磁率	$4\pi \times 10^{-7}$
$\chi$	磁化率	0.01

あるため、本稿では内部散乱は無視して、表面での鏡面反射成分のみをレンダリングする。レンダリングには POV-Ray を利用した。

## 5. 結 果

提案手法のシミュレーションでは、SPH 法と各粒子における磁力の計算に CUDA を使用した。図 11 と図 12 に示す結果を得るために、40,960 個の粒子を使用した。実験は、Intel(R) Core(TM)2 Duo 3.33GHz CPU、メモリ 3.25GB、GPU NVIDIA GeForce GTX 480 を搭載した PC で行った。1 タイムステップのシミュレーションの平均計算時間は 6 ミリ秒であった。シミュレーションで使用されるパラメータを表 1 に示す。1 フレームあたりの表面抽出の平均計算時間は 2 分であった。初期の流体の表面は、図 10(a) に示す。図 10(b) は、

流体表面の変化の形状が、磁石が容器の底面に近づいたときの様子を示している。図 11 に垂直方向に磁石を移動させたときの磁性流体のアニメーションの様子を示す。図 11 から、磁石を磁性流体に近づけたときにスパイクが成長していくことがわかる。図 12 に磁場を排除するときの磁性流体のアニメーションの様子を示す。磁場の強さを減少させると表面が平坦になる様子がわかる。これらの結果から、提案手法によって、外部磁場を印加した場合に形状が変化し、磁場が無い場合は流体のみの振る舞いに戻るといった磁性流体の常磁性特性をシミュレートできたと言える。

## 6. まとめと今後の課題

我々は、磁場に応じて形状が変化する磁性流体のためのビジュアルシミュレーション法を提案した。手続き型のアプローチを使用してスパイクの形状を計算し、流体の表面にスパイク形状をマッピング方法を提案した。提案法において、磁場の大きさが磁性流体の形状に影響を与えること、磁場が無くなると流体のみの振る舞いに戻ること示した。

提案法には以下のような制約がある。まず、流体の表面にスパイク形状をマッピングすると、流体の体積は保存されない。また、実際の磁性流体ではスパイクどうしの融合を観察することができるが、提案法では、スパイク形状は三角関数によって表現されているため、スパイクどうしの融合を扱うことはできない。

今後の課題として、まずスパイクの表現について、(13) 式を使用して六角形以外の規則的なパターンを動的に計算する方法を考えたい。また、芸術作品へ本手法を適用するために、電流を使用した磁界の制御にも挑戦したい。計算時間については、リアルタイム化を目指したい。主に表面抽出が計算のボトルネックになっているため、この部分を改良したい。計算方法についても、今回は粒子法を採用しているが、格子法を利用する場合と比較検討を行う予定である。より現実に忠実な表現を実現するためには、制約となっている体積保存についても実現方法を検討し、実装したい。

## 参 考 文 献

- 1) G.V.G. Baranoski, J.G. Rokne, P. Shirley, T.S. Trondsen, and R. Bastos. Simulation the aurora. *Visualization and Computer Animation*, 14(1):43-59, 2003.



(a)  $t = 0.0$  sec

(b)  $t = 1.6$  sec

(c)  $t = 3.2$  sec

(d)  $t = 4.8$  sec

図 11 磁性流体のスパイクの形成 . スパイク形状は磁性流体の下部に磁石を近づけていくと成長する .



(a)  $t = 5.2$  sec

(b)  $t = 6.8$  sec

(c)  $t = 8.4$  sec

(d)  $t = 10.0$  sec

図 12 磁場を除いた場合の磁性流体の動き .

- 2) G.V.G. Baranoski, J.Wan, J.G. Rokne, and I.Bell. Simulating the dynamics of auroral phenomena. *ACM Transactions on Graphics (TOG)*, 24(1):37–59, 2005.
- 3) M.D. Cowley and R.E. Rosensweig. The interfacial stability of a ferromagnetic fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 30(4):671–688, 1967.
- 4) R.Fedkiw, J.Stam, and H.W. Jensen. Visual simulation of smoke. In Eugene Fiume, editor, *Proceedings of SIGGRAPH 2001*, pages 15–22, 2001.
- 5) T.G. Goktekin, A.W. Bargteil, and J.F. O'Brien. A method for animating viscoelastic fluids. In *Proceedings of SIGGRAPH 2004*, pages 463–468, 2004.
- 6) K.Han, Y.T. Feng, and D.R.J. Owen. Three-dimensional modelling and simulation of magnetorheological fluids. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 84(11):1273–1302, 2010.
- 7) T.Ishikawa, Y.Yue, Y.Dobashi, and T.Nishita. Visual simulation of solar photosphere based on magnetohydrodynamics. In *Proceedings of IEVC 2010*. IEEEJ,

2010.

- 8) K.Iwasaki, H.Uchida, Y.Dobashi, and T.Nishita. Fast particle-based visual simulation of ice melting. *Computer Graphics Forum (Pacific Graphics 2010)*, 29(7):2215–2223, 2010.
- 9) R.E. Rosensweig. Magnetic fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 19:437–461, 1987.
- 10) J.Stam. Stable fluids. In *Proceedings of SIGGRAPH 1999*, pages 121–128, 1999.
- 11) S.Sudo, H.Hashimoto, A.Ikeda, and K.Katagiri. Some studies of magnetic liquid sloshing. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 65(2):219–222, 1987.
- 12) B.Thomaszewski, A.Gumann, S.Pabst, and W.Strasser. Magnets in motion. In *Proceedings of SIGGRAPH Asia 2008*, pages 162:1–162:9, 2008.
- 13) G.Yoshikawa, K.Hirata, F.Miyasaka, and Y.Okaue. Numerical analysis of transitional behavior of ferrofluid employing mps method and fem. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(5):1370–1373, 2011.
- 14) J.Yu and G.Turk. Reconstructing surfaces of particle-based fluids using anisotropic kernels. In *Proceedings of the 2010 ACM SIGGRAPH/Eurographics Symposium on Computer Animation*, pages 217–225, 2010.
- 15) 浅野 肇・後藤金英・下田 正. 物理学最前線 23 . 共立出版, 1989.
- 16) 武富荒・近角 聡信. 磁性流体 - 基礎と応用 - . 日刊工業新聞社, 1988.