



## 解説

# 液体金属 MHD 対流実験： 流れ場の反転現象の発見とそのメカニズムの解明

## Experiments on MHD Convection by Using Liquid Metals: Detection of Flow Reversals and their Mechanisms

柳澤 孝寿

YANAGISAWA Takatoshi

海洋研究開発機構 地球深部ダイナミクス研究分野

(原稿受付：2016年6月15日)

磁場の存在下での液体金属の対流実験は電磁流体力学 (MHD) の理論と手を携えて、乱れの抑制と流れ場の方向性の規定、時間変動の発生からカオスを経て乱流に至る遷移の解明など、流体物理一般に波及する重要な結果を提示してきた。しかし、不透明な流体を対象とするため流れ場の構造とその時間変化の理解には限界があった。近年、超音波による流速分布計測法の発展によって液体金属の内部の流れ場をリアルタイムで把握できるようになった。ライン計測であるこの方法により、流体内の固定点で計測される温度の変動を流れ全体の変動と関連づけて理解できる。そして水平磁場の影響下ではロール状の流れ場が反転を繰り返すという、これまで知られていなかった現象も見つかっている。同様の反転現象は数値シミュレーションでも再現された。反転を引き起こすメカニズムとして、水平面内で大きなスケールの循環が発生してロール構造を歪ませ、ロールのつなぎ替えを起こすということが鍵であることが明らかになった。

### Keywords:

Rayleigh-Bénard convection, liquid metal, magnetic field, ultrasonic velocity profiler, convection pattern, flow reversal

### 1. はじめに

レイノルズの乱流への遷移の実験でよく知られているように、水のような透明流体については染料やトレーサー粒子によって流れが可視化され、層流と乱流の差異や流れの時間的な変動などのイメージが明確になっている。更には Particle Imaging Velocimetry (PIV) などを利用して、流れを場として定量的に捉えることも可能になっている。一方、不透明である液体金属中の流れの様相を知ることは、その重要性にも関わらず長らく不可能であった。液体金属の流れは、低粘性であるため乱流化しやすいことと、磁場の印加に応じて流れ場の構造が大きく変化することが大きな特徴である [1, 2]。液体金属の熱対流について、磁場の影響を調べる初期の実験においては、自由表面上の微粒子の動きの観察が行われている [3]。その後も、感温液晶のシートによる表面での温度分布の可視化 [4]、微小な温度センサによる固定点での温度の計測 [5-7]、短い間隔だけ離れた複数の温度センサの相関による流れの向きや大きさの推定 [8, 9]、などによって内部の流れを反映した情報を取得してきた。

Libchaber らの一連の実験 [4-6] は、水平磁場をかけた水銀の熱対流を対象にして、定常対流が振動を開始しその振動周期が複数存在するようになりそしてカオスへ、という変遷の過程を明らかにしたことで有名である。Burr &

Müller の実験 [9] ではナトリウムカリウム合金を用いていて、水平方向の強磁場により方向性が強くかつゆらぎの抑制された流れから、磁場強度を弱くしていく過程での揺らぎの増加そして等方的な流れへの変遷を捉えている。これらの研究は液体金属内に設置した温度センサによる時間変動から構築されたものであり、流速を直接的に見ているわけではなかった。また、限られた数点での計測によるものであり、流れ場の全体がどのように変動する結果それらの温度変動が出てくるかということを理解するために、流れ場の直接的な計測が強く望まれていた。それを実現したのが超音波流速分布計測の技術である。ハード面の進歩とデータ解析のアルゴリズムの改良などで流速の分解能が向上したことによって、流れ場の変動を詳細に捉えることができるようになり、直接計測への道が開かれた。その結果、温度変動を引き起こしていた流れ場を理解できるようになったことに加えて、対流場の示すパターンは実に多彩であることがわかってきた。

### 2. 超音波による流速分布計測の技術

ではこの超音波流速分布計測 (Ultrasonic Velocity Profiler: UVP) について紹介する。UVP の原理から応用までを詳しく知るためのテキストブックとして [10] が挙げられる。また最近の進展をまとめたものとして [11] がある。超

音波を用いた流速分布の計測は、心臓血管内の流れを対象とした医療分野から始まったが、1980年代に液体金属の流れの計測について実用化されるようになった。その後より汎用性のある計測手法に発展し、現在ではソフトウェアと一体化した市販の計測機器も複数あり、液体の流れ計測一般に用いられるようになっていく。

その計測の原理は以下の通りである。計測の対象となる流体中に超音波トランスデューサからパルス列状の超音波を一定の時間間隔で発信し、同一のトランスデューサで受信する。流体中には超音波を反射させるために、流れに追従する微小なトレーサーを入れておく。各トレーサーから反射して戻ってきた信号が受信されるので、それを解析してパルスが戻ってくるまでの時間から距離の情報を、周波数のずれから視線方向の流速の情報を、各点についてそれぞれ抽出する。空間分解能や速度分解能は使用する超音波の周波数に依存し、分解能を上げようとすると高い周波数を利用することになるが、一方で超音波のビームは広がりやすくなり精度良く計測できる距離は短くなる。実際に計測しているのはトレーサーの動きであるので、他の計測方法と同様にトレーサーの材質や粒径の選択、並びにその添付量が良いデータを取得する鍵となる。対象とする系によっては微小な気泡や流体中に元から存在している懸濁物をトレーサーとして利用できることもある。

計測の実力を示す典型的な値を例示する。水（音速：1480 m/s）に対して4 MHzの超音波を用いると、実現可能な空間分解能は0.75 mm、速度分解能および計測可能な最小流速は0.2 mm/s、計測可能な距離は数m程度まで、サンプリング周波数は数Hz程度までである。4 MHzの場合のビーム径は5 mm程度であり、計測ではこの（ビーム断面積×空間分解能）で表される微小な体積の円筒内での平均値として流速を捉えていることになる。次節で結果を紹介する液体ガリウム（音速：2860 m/s）の場合は、同じく4 MHzの超音波について、空間分解能は1.5 mm程度、速度分解能は0.4 mm/s程度となる。

この手法の利点として、光を用いる通常の手法が適用できない不透明な液体に適用可能なことが第一に挙げられる。他にも、超音波ビームのライン上を対象とした計測であるため点計測と比較して圧倒的に多い情報量を各瞬間について得られること、流体中へのプローブの挿入を要しない計測であり流れ場を乱す要素が少ないこと、壁の材質を適切に選べば容器に穴を開けることなく外部に設置するトランスデューサで計測できること、などが挙げられる。ライン計測ではあるが、計測しているのは流速ベクトルのビームライン上への射影成分であることに留意する必要がある。

実際のUVPの使用例として、この解説の主題である液体金属の流れの計測は代表的なものである。他にも、食品製造や化学工業関係での不透明流体の計測、パイプライン内の流量のモニタ、河川での流量の推定や船舶の周囲の流速分布の計測、等の幅広い利用がなされている。最近の進展として、方向をずらして設置した複数のトランスデューサによる流速3成分の計測や、複数のトランスデューサを

平行に並べることによる流れ場の面的なスキャンシステムも実用化されており、今後も適用範囲が広がっていくものと期待される。

### 3. 対流パターンのレジームダイヤグラム

#### 3.1 レイリー・ベナル対流と磁場

液体金属の対流は、金属の良質な結晶成長の問題や冷却媒体として使用する際の挙動など工業的に重要なばかりでなく、地球をはじめとした天体がもつ磁場の生成過程を理解する上で基本となる物理を知るためにも重要である。ここで対象とするのは上下温度差のある平板間に生じるレイリー・ベナル対流である。そこに外部から磁場を印加することの影響について述べる。電気伝導性のある流体が磁場の存在下で動くときローレンツ力が発生するため、流れは無磁場の場合とは異なるものとなる。MHDの理論[1]によれば、垂直方向の一樣磁場は対流が発生する臨界のレイリー数を上昇させ臨界波数を増加させる。ここでレイリー数 ( $Ra = \alpha g \Delta T L^3 / \kappa \nu$ ,  $\alpha$ : 熱膨張率,  $g$ : 重力加速度,  $\Delta T$ : 上下面の温度差,  $L$ : 層の厚さ,  $\nu$ : 動粘性率,  $\kappa$ : 熱拡散率) は、浮力と粘性力との比を表す無次元数である。一方、水平方向の一樣磁場は臨界レイリー数や臨界波数を変化させることはないが、対流発生時のロール構造の方向を、磁場方向にロール軸が向くように規定する。

次に対流の発生後の流れ場について述べる。2次元ロール構造が安定に存在できる領域をレイリー数と波数の空間上で示したものを、磁場の有無にかかわらず Busse balloon (ブッセ バルーン) と呼んでいる。Busse balloonの形状は流体のプラントル数 ( $Pr = \nu / \kappa$ ) に依存し、高プラントル数の流体ほど大きな Busse balloon をもつ、つまりロールの安定領域が広い (詳しくは[12, 13]など)。液体金属は一般に粘性が小さく熱拡散が大きいので低プラントル数の流体であり、 $Pr$  は $10^{-2}$ のオーダーの値である。ちなみに多くの気体のプラントル数は1近辺、水は5程度の値を持ち、高プラントル数の流体としては水飴や油類が挙げられる。

低プラントル数の流体による熱対流は臨界レイリー数のごく近くのレイリー数から定常ロールの状態を失うが、狭い範囲ながらも Busse balloon が存在する。Busse balloonの形状は、高波数側は skewed-varicose instability (スキュード-ヴァリコス不安定: ロールが歪んで3次元的に波数に変化) で、低波数側は Eckhaus instability (エクハウス不安定: ロールが2次元性を保ったまま波数に変化) で境され、高レイリー数側は oscillatory instability (振動不安定: 波数は変わらずロールの波打ちが発生) で囲まれている[14]。水平磁場の下ではこの oscillatory instability の開始のレイリー数が上昇し、2次元ロールの安定領域が拡大することが示されている[15]。このように液体金属の対流では、レイリー数だけでなく印加する磁場によっても流れ場の遷移を制御することが可能である。[4-6]の遷移過程を調べる実験はこの特性を利用したものであった。強磁場をかけると遷移を起こすレイリー数が増大するということは、ある程度大きな流速あるいは大きな温度変動を計測の対象とできるので遷移の研究には大変に有利である。

### 3.2 実験装置の概略

磁場をかける対流の実験で我々が用いた容器及び系全体の模式図を図1に示す[16, 17]. 容器は深さ40 mmで水平スケールが200 mmの, アスペクト比5をもつ扁平な正方形である. 容器の上下は銅板で, 外部からの循環水で温度をそれぞれ一定に保つ. 液体金属としては, 融点が30℃と室温に近いので扱いやすくかつ安全性に優れているという理由からガリウムを用いている. 超音波トランスデューサ

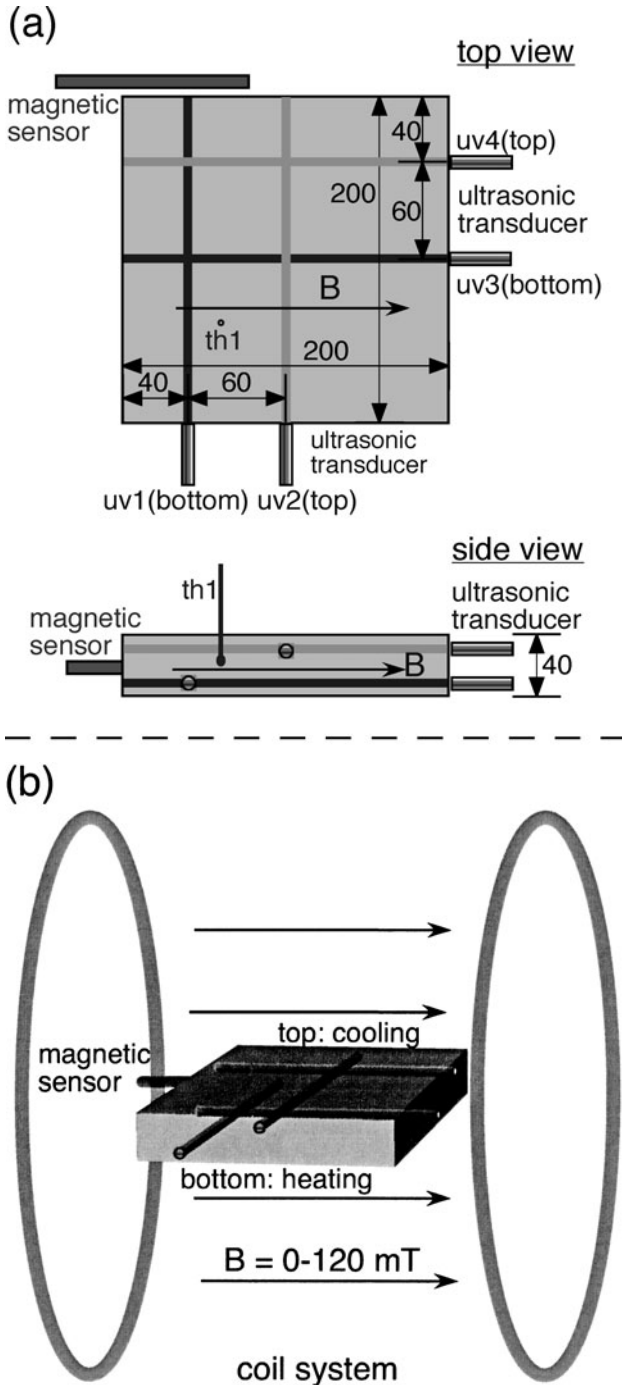


図1 (a)対流実験に用いる容器と, その中に設定した超音波流速分布計測の測線および温度センサの概略図. 容器には液体ガリウムを充填する. 数字は長さを表し単位はmm. アスペクト比5の正方形容器である. (b)大型のコイルによって対流容器の全体に水平方向の一樣磁場をかける. 磁場の強度は直流電源で制御する.

はテフロン製の容器側面に穴をあけて直接ガリウムに接するようにしている. 大型のコイルによって容器全体に最大で120 mT (ミリテスラ)の一樣な水平磁場を印加し, 磁場に対して直交する方向2本 (uv1, uv2), 平行な方向2本 (uv3, uv4)の超音波ビームラインを測線として設定する. サーミスタ (th1)によって流体内の温度変動もモニターする. 発生する対流の流速Vによるレイノルズ数 ( $Re = VL/\nu$ )は最大で $10^3$ 程度である. 液体金属の磁気プラントル数 ( $Pm = \nu/\eta$ ,  $\eta$ : 磁気拡散率, ここで  $\eta = 1/\mu\sigma$ ,  $\mu$ : 透磁率,  $\sigma$ : 電気伝導率)は $10^{-6}$ と非常に小さいため, 印加する磁場に対して誘導される磁場の大きさの比の目安となる磁気レイノルズ数 ( $Rm = \mu\sigma VL = Pm \times Re$ )は1より十分に小さい. すなわちこれは誘導磁場の影響を考慮する必要のない系である.

### 3.3 結果: 温度変動と流速分布

まずはガリウム中のある点での温度変動の計測結果を見てみる. 温度変動を見るというのは, これまでに多くなされてきた計測と同様の手法である. 図2に1000秒間の計測例を示す. ここではレイリー数を $3 \times 10^4$  (臨界レイリー数の約17倍)に固定して, 磁場強度が強いほうから無磁場

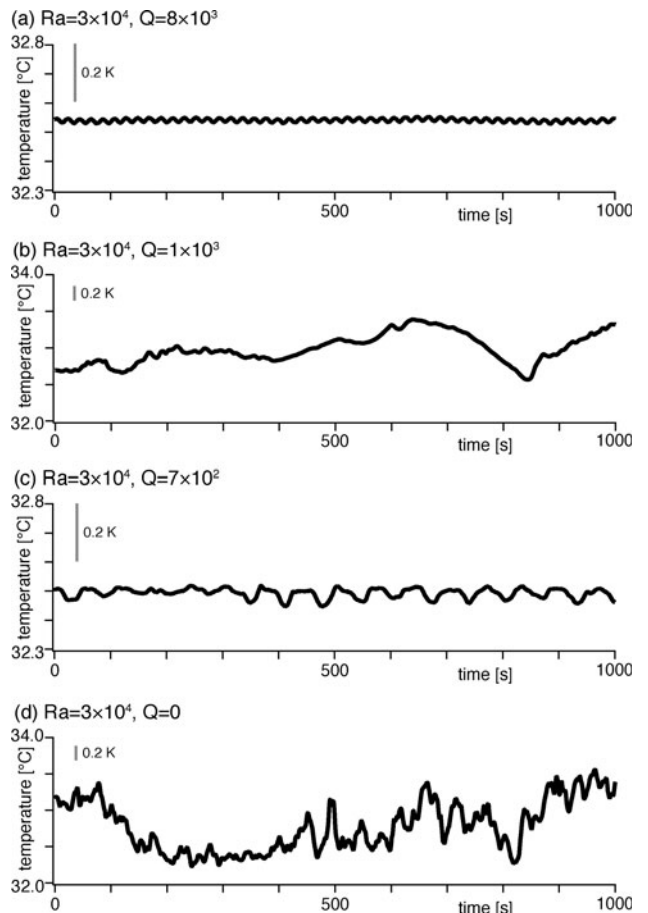


図2 温度センサによるガリウム中での温度変動の計測例. レイリー数は $3 \times 10^4$ に固定して, チャンドラセカル数が(a)から(d)に減少していく順に並べている. どれも1000秒間のものである. 縦軸は温度で, 変動が見やすいように(a, c)と(b, d)ではスケールを変えてあり, 縦のバーが0.2 Kの幅を示す. (a)強磁場: 周期性のよい微小な振動. (b)ゆったりした大振幅の変動. (c)ふたたび周期性のある振動. (d)無磁場: 変動幅は大きくいろいろな周波数成分をもつ.

の状態まで、上から下へ弱くなる順に並べている。磁場強度はチャンドラセカール数 ( $Q = \sigma B^2 L^2 / \rho \nu$ ,  $B$ : 印加磁場の強度,  $\rho$ : 密度) で評価している。これはローレンツ力と粘性力の比を表す。図 2 (a) は強磁場下の状態であるが、従来の研究と同様に単一の周期をもつ小振幅の振動が捉えられている。その周期は約 20 秒である。これより磁場強度を下げた図 2 (b) では、ゆったりとした大きな振幅の変動が目を引くとともに、一部の時間帯ではそれに短周期の振動が乗って見える。更に磁場を少し弱くした図 2 (c) では、ふたたび周期的な変動が観察されるが、その波形は (a) ほど整ったものではなく周期はより長い。図 2 (d) は無磁場の状況下であり、変動の振幅は大きく多様な周波数成分を含んでいて、低プラントル数という液体金属の性質のために乱流化した状態にあることを反映していると考えられる。さて、これらは (a) から (d) に順に印加磁場の強度が小さくなるのであるが、温度変動に見られる変化は単純に周期性を失っていくというものではないことに気づく。(b) に見られる大振幅の変動は流れ場のどのような変化が引き起こしているのだろうか。また (a) と (c) はどちらも振動状態であるが、流れ場にはどのような差異があるのだろうか。(d) では流れ場に平均的な構造はあるのだろうか。これらの疑問に答えるためには、流速の時空間変化の情報が不可欠であり、超音波流速分布計測が活躍するゆえんである。

では、超音波流速分布計測によってそれぞれの流れの構造を見てみよう。図 3 にその例を時空間マップで示す。図 2 に示した温度変動と同時の計測において得られたデータである。横軸は時間で 2000 秒間、縦軸はトランスデューサからの距離で 200 mm が奥の壁である。グレースケールを用いて示した値が計測値、つまり流速の超音波ビームライン方向への射影成分であり、黒がトランスデューサに近づく方向、白が遠ざかる方向、の流れを示す。ここには表示していないが、磁場が非常に強い状態では Busse balloon の内部に位置し、定常な 2 次元ロール構造をもつことを確かめている。図 3 (a) はそこから磁場を若干下げた状態において、磁場と直交する方向の測線についての結果である。5 ロールの構造の存在が明瞭に捉えられており、かつごく小さな振幅で振動しているのが見てとれる。流速の計測値から見積もられるロールの 1 回転の時間 (周回時間) は 20 秒程度であり、ロールの振動周期とほぼ一致している。ロールのアスペクト比は 1 であり、この容器の場合は 5 ロールが基本構造である。磁場と平行な方向には流れはほとんど見られない。

図 3 (b) では、uv2 の測線に見られるようにロールの数が 5 と 4 の間で不規則に変動を繰り返している。この例では 4 ロールのほうが優勢である。ある 4 ロール状態に着目すると、その継続時間はロールの周回時間と比較して顕著に長く、その 10 倍以上ある。その一方で、ロール数の遷移に要する時間は比較的短くロールの周回時間と同程度という特徴を持つ。磁場と平行な方向 (uv3) の流れは直交する方向 (uv2) の流れと比較して小さいが、ロール数が変化するには若干大きくなっている。時間の経過とともに uv 2 では黒白のパターンが上下で逆になっていることに気が

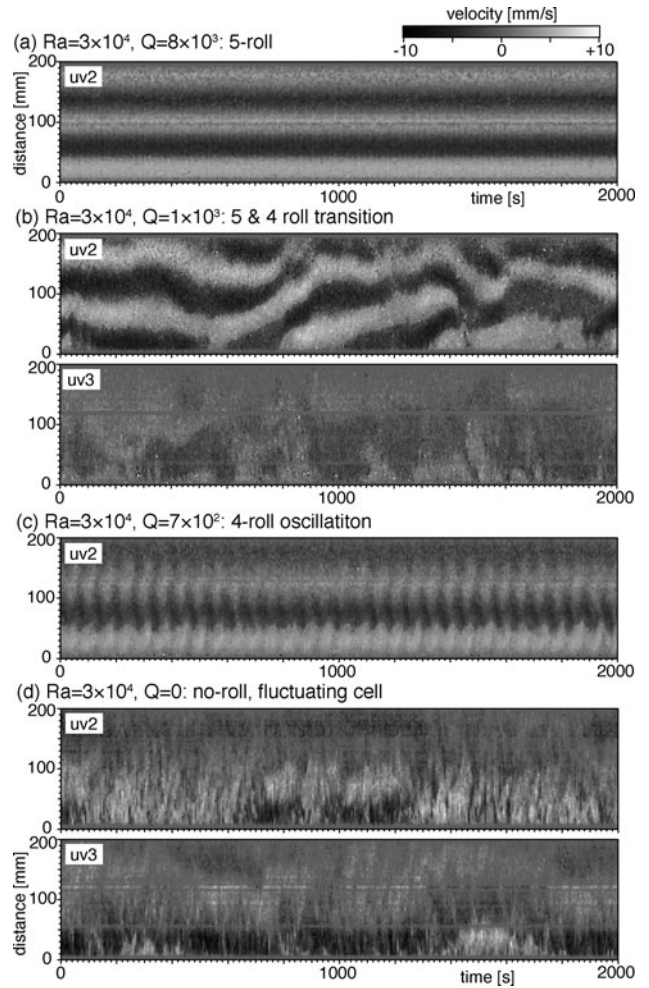


図 3 超音波による流速分布計測の例。横軸は時間でどれも 2000 秒間のデータ。縦軸はトランスデューサからの距離で 200 mm が奥の壁面。グレースケールで速度の向きと大きさを表す。黒：超音波トランスデューサに近づく方向の流れ、白：遠ざかる方向の流れ。uv2：磁場と直交する測線のもの、uv3：磁場と平行な測線のもの。実験の設定は図 2 の (a) から (d) にそれぞれ対応している。レイリー数は  $3 \times 10^4$  に固定し、チャンドラセカール数が上から下に減少していく順に並べている。(a) 強磁場下での、微小な振動をする 5 ロール構造。(b) 5 ロールと 4 ロールの状態の不規則な繰り返しとそれに伴う流れ場の反転。(c) 4 ロール構造の大振幅での振動。(d) 磁場はかけておらず、ロール構造は存在せずに水平スケールが大きく変動も大きい状態。

つくが、これはロールの回転の向きが容器に対して完全に反転していることを示す。つまりここではロール数の変化とともに、流れ場の反転という現象が繰り返し観察される。図 2 (b) に見られた大きな振幅の温度変動は、流れ場が反転したために温度センサの位置が対流の下降域から上昇域に転じるというような変化を捉えたものであることが明らかになった。図 3 (c) ではロール数の時間的な変化はなく、4 ロールの構造を保ったまま大振幅の振動をしている。その振動周期は 60 秒程度であり図 3 (a) のものよりも長い。また、図 3 (a) に見られる振動の場合と異なり、磁場と平行な方向にも周期的に変動する流れが存在する。つまり (a) と (c) の振動状態ではロールの数が異なるとともに、磁場と平行な向きの流れの有無という差異があることが分



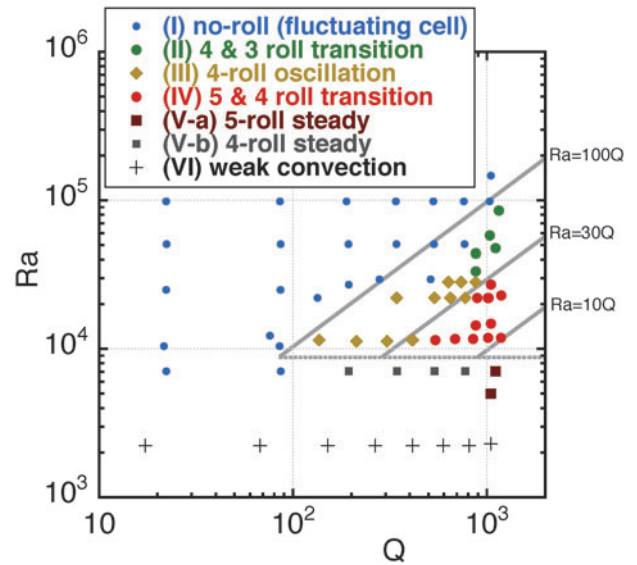
かった。図3(d)では無磁場の状態での流れ場を、中央で直交する2測線について示している。ロール的な構造は存在せず、その代わりに容器を1つや2つの大規模な構造で循環するような、両方向に対して同程度の大きさを持つ流れがあることが分かる。

### 3.4 対流のレジームと平均波数

このように液体金属の対流の流速分布とその時間変動が計測できるようになり、温度計測に見られる変動を引き起こす原因が流れ場の観点から明らかとなった。ではこのような一連の振る舞いをどのように理解したらいいだろうか。レイリー数とチャンドラセカル数をパラメータとして、図4(a)に流れ場のレジームダイアグラムを示す。これはアスペクト比が5の容器での結果である。Ra>1×10<sup>4</sup>の領域では、対流のレジームはRa/Qではほぼ整理できることが分かる。つまり、印加した水平磁場がレイリー・ベナール対流にとって強い弱いかはRa/Qの値をみればよい、ということである。Ra/Qの小さいほうから順に見ていくと、Ra/Q<1というのが強磁場による定常5ロールの領域である。1<Ra/Q<10の領域では5ロール構造が非常に小さい振幅での周期的な振動を示す(図3(a))。従来の研究で温度計測によって捉えられた振動は、この振動の発生を見ていると考えられる。10<Ra/Q<30というのが最も面白い領域であり、ロール数が5の構造と4の構造の間で変化を繰り返すとともに、流れ場の反転現象が見られる(図3(b))。30<Ra/Q<100ではヒステリシスが強く見られる。印加磁場の強度を下げる方向では、4ロールの状態を保ったまま大きな振幅での振動を示す(図3(c))。磁場強度を弱いほうから上げていくと、3ロールと4ロールの間の変化が繰り返して起こる。ただし5-4ロールの場合ほどロール構造ははっきりしておらず、明確な反転は伴わない。100<Ra/Qではロール構造自体がはっきりせず、磁場をかけているにもかかわらず無磁場と違いのない流れ場の状態となっている(図3(d))。ロール構造があるとロール軸方向すなわち磁場方向の流速は非常に小さいが、この弱磁場の領域では磁場に対して両方向に同程度の流速を持つという意味で等方的である。なお[18]では、これと同じくアスペクト比5の容器について、より強力な磁場をかけてチャンドラセカル数の領域を拡張したレジームダイアグラムが提示されている。そこでは対流のレジームはQ~10<sup>4</sup>の領域までRa/Qで整理されることが確かめられたとともに、Ra/Q~10付近において、1000秒を超えるような長い周期でロール数が規則的な変化を繰り返す、という新しいレジームの存在が見出された。

次に、流れの構造を特徴づける量として、磁場と直交方向の測線に見られるロールの数の時間平均を見てみる。図4(b)に示すように、磁場強度を固定すると時間平均した波数(波数は層厚を基準のスケールとした値、グラフ上端にはロール数で表示)はレイリー数の増加する方向に減少していく、つまり、流れの構造は横長になっていく。(グラフ下部の点線は水平方向に無限の広がりをもつ平板間での対流についての臨界レイリー数の理論値[1]であり、この容器でのロール数にして4-6では臨界値の差はごく小

(a) regime diagram of convection pattern



(b) mean wavenumber at Q=10<sup>3</sup>

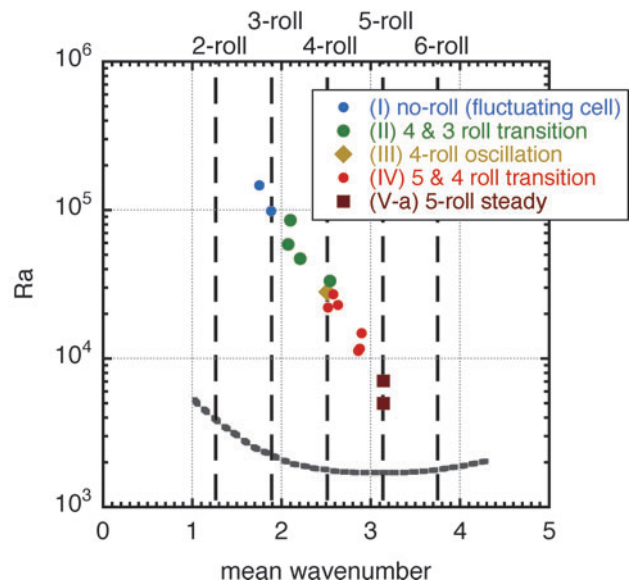


図4 (a) 水平磁場をかけたアスペクト比5の正方形容器における対流のレジームダイアグラム。Q:チャンドラセカル数, Ra:レイリー数。右下方が磁場の効果が強くロール構造が規定された領域, 左上方がその効果が小さく乱流的な領域。この両者の間に位置する領域で反転などの多彩な振る舞いが見られ、それらはRa/Qに対応して分類ができる。各レジームの詳細は本文を参照。(b) Q~1×10<sup>3</sup>において、磁場と直交する測線での計測から時間平均して求めた波数とレイリー数との関係。グラフの上端にはロール数を表示。マーカーは対流レジームを表し(a)と対応している。磁場強度を固定すると、Raの増加とともに構造の水平スケールは大きくなっていく。下部の点線は無限平板間での臨界レイリー数の理論値。 (a) (b)はそれぞれ参考文献[17]のFig. 5, 13より転載。

さい。) 平均ロール数と対流レジームについてのこの結果は以下のように解釈できる。個々のロールにとって都合のよいアスペクト比は強磁場(低Ra/Q)での1から、磁場の寄与の減少とともに大きく(つまり横長)になっていくが、容器という側方向の制約があるためにそのアスペクト比を持つロール形状が常に実現されているわけではない。都合

のよいアスペクト比というのは、ロール数が異なる複数の状態を時間平均した仮想的な構造である。一方、ロールにとって都合のよいアスペクト比の整数倍が容器の水平スケールにたまたま一致すると、ロール数の変化が起こらず振動するロールの状態が継続される。これが図3(c)で示したような4ロールの大振幅をもつ振動である。磁場をかけたこの系での乱流への遷移は、水平スケールが増すとともに構造の方向性を減じていく過程として捉えることができる。水平磁場の働きは揺らぎを抑制して磁場の向きに軸を持つロール構造をとらせることであり、一方で高いレイリー数というのはどちらの方向にも同程度の流速を持つ水平スケールの大きい構造をつくることである。この両者のせめぎ合いで対流のレジームおよび構造の平均波数が決まるといえる。

#### 4. 流れ場の反転とそのメカニズム

##### 4.1 流れ場の反転とは

前節で紹介した対流レジームの中で、ロール数が変化し流れ場が反転するという振る舞いが最も興味深い。レイリー・ベナル対流における流れ場の反転という現象はこれまでも報告されている(例えば[19-22])。それらはレイリー数が高い乱流の状態で見られ、容器に制約されて存在する大規模な循環流の向きが不規則に自発的な反転を繰り返すというものである。その特徴をまとめると以下ようになる。反転として知られているのは水や気体による対流( $Pr \sim 1$ )であり、磁場はかけていない。容器の形状は円筒ないしは2次元性の強い矩形のもので、アスペクト比はいずれも小さく1に近い。明瞭に反転と認識される理由は、容器に対して向きが反対である大規模な循環流のどちらかの状態をとり、その中間的な状態にある時間がごく短いためである。そして反転の起こる時間間隔は一般に不規則で、その平均値は循環流の周回時間よりも顕著に長い。流れ場の反転現象がもつこれらの特徴、すなわち2つの状態間の遷移がランダムに起こることやそれぞれの状態を取る時間が長く続くのに対して遷移に要する時間がとても短いなどの振る舞いが、地磁気の極性の逆転が示す特徴とよく似ているため、地磁気逆転の研究からも興味を持たれている。

さてこれまでに提案されている流れ場の反転のプロセスとして、円筒容器については主に循環面の再配向(reorientation)が、2次元性の強い矩形容器については循環の一時的な停止(cessation)がある。円筒容器では循環流の平均的な向きが容器に対して回転することにより反転に至るというものである[20]。矩形容器では偶で小さな循環流が発生し、それが成長していくことで元からあった大きな循環流のほうは停止し、新たな逆方向の循環流が支配的となって反転するというものである[21, 22]。いずれも容器内での1つの循環流によるものである。我々の研究で明らかになった前節の反転は、低プラントル数、磁場の印加、大きなアスペクト比、というこれまでにない設定のものであるが、今まで知られていた流れ場の反転とどのような関連を持つであろうか。

##### 4.2 数値シミュレーションで見る流れ場の反転

我々はMHDの数値シミュレーションにおいて、境界条件として温度は上下面でそれぞれ固定し側面では断熱、速度はいずれの面でも固着、という実験と同様の系を扱い、超音波計測による実験結果を再現することに成功した。更に進んで、実験では測線に限られるためにどうしても限界のあった流れ場全体の理解を進めた。数値シミュレーションではブシネスク近似を用いている。プラントル数は実際の液体ガリウムの値である0.025を用いた。磁気プラントル数としては計算資源の制約から実際の液体金属よりは3桁程度大きい0.0025という値を用いているが、誘導される磁場は小さい範囲にとどまっていて流れ場への影響はほとんどない。数値シミュレーションによって、実験で見出された各レジームでの構造をその時間変動の特性も含めて再現できている[23]。図5では、実験で用いた超音波流速分布計測と同様の表示法で、容器の中央において直交する2ライン上での水平流速の時空間マップを示す。これはロール数の変化および流れ場の反転を起こしているケースであり、実験で観察されたような流れ場の変動がよく再現されていることが分かる。では流れ場が反転するプロセスを詳細に見てみる。

図6に一連の反転の過程をスナップショットで示す。表示には $Q_{3D}$  criterionと呼ばれる速度勾配テンソルの第二不変量の等値面を利用している。これは渦やロールの構造を抽出するのに広く用いられている手法である。このケースでは5ロールの状態が長い時間を占めるが、ロール数が4に変化してまた5に戻るといった過程の中で流れ場の反転が起こる。図6(a)は磁場とほぼ平行にロール軸を持つ5ロール状態であり、手前から見た垂直面内では左右の壁に接したロールと中央のロールは時計回りの回転をしている。図6(b)では、手前側のロールは全体として右向きに、奥側は左向きに移動してロールに歪みが生じている。手前の右側と奥の左側の壁付近ではロールが縮小している。図6(c)では手前と奥とでそれぞれ右と左の壁に接した部分のロールが消滅し、歪んだ4ロールの構造になっている。図6(d)では手前と奥とで4ロール同士のつなぎ替えが生じ、ロールの歪んだ状態を解消している。図6(e)で

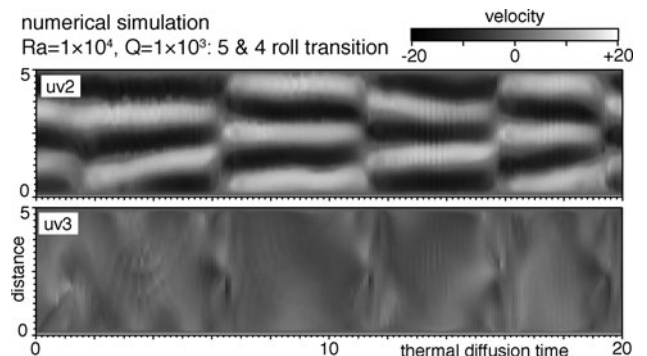


図5 数値シミュレーションの結果について、直交する2測線をとって実験と同様に水平流速の時空間変動を表示したもの。パラメータの設定は $Ra = 1.0 \times 10^4$ ,  $Q = 1.0 \times 10^3$ 。時間スケールは対流層厚に対する熱拡散時間である。反転する流れ場が再現されたケースより抜粋。



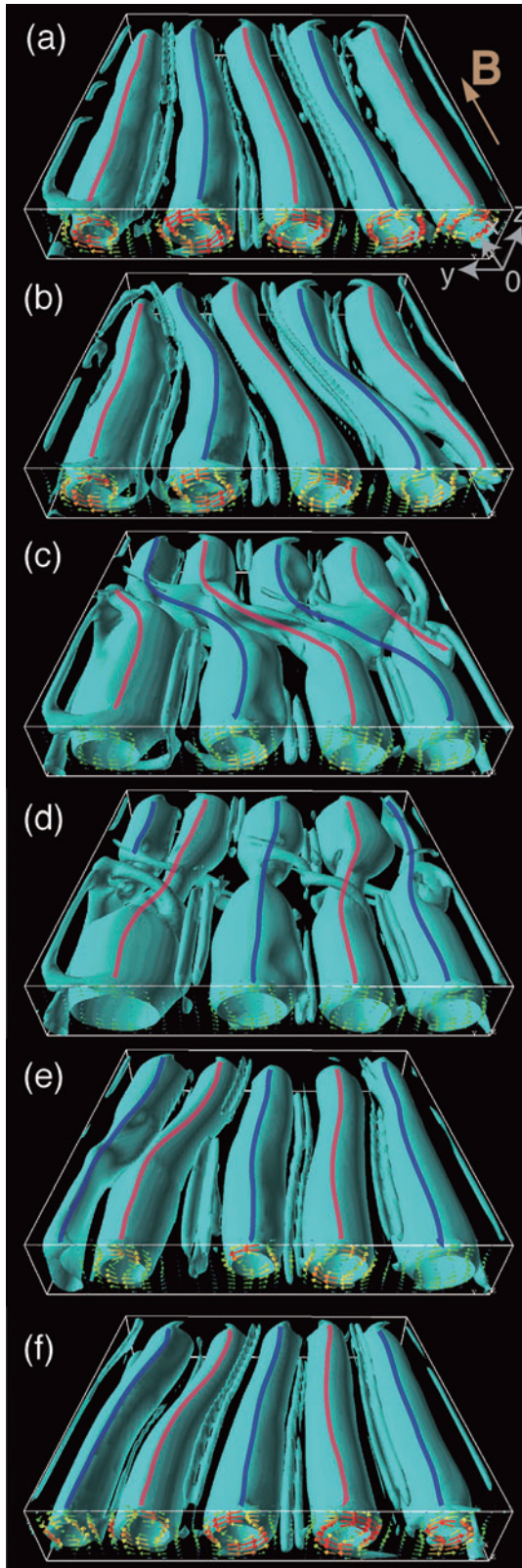


図6 数値シミュレーションで得られたロール数が変化し流れ場が反転する過程の詳細。手前から奥の向きに水平方向の一樣磁場を印加している。アスペクト比5の正方形容器内での対流構造を  $Q_{3D}$  の等値面を表示。等値面上の赤と青のラインはロールの軸で、赤が時計回り、青が反時計回りのロールをそれぞれ表す。手前側の垂直面には流れの向きを矢印で表示している。一連のスナップショットは図5の時間軸上の半ば過ぎに見られる反転のものである。上から下に時間が経過しているが時間間隔は一定ではない。参考文献[23]の Fig. 5 より一部を改変して転載。

は壁際でロールが成長してきていて、5ロールの構造が回復しつつある。図6(f)では5ロール構造が完全に回復しているが、その回転の向きは左右の壁際と中央のロールでは反時計回りとなっていて図6(a)とは完全に逆転している。これが流れ場の反転の典型的な過程である。この例では上から見て、つまり水平面内で、反時計回りの方向にロールの歪みが進展しているが、その方向は場合によっており逆の歪みも同様に起こる。ここでの流れ場の反転というのは、容器に対して単にロールが1つ分だけ水平に移動するのではなく、ロールの歪み、すなわち水平面内での大規模な循環を介して行われたことに注目されたい。ロールが水平面内で歪んでその数を減らす、というのは正に3.1で述べた skewed-varicose instability の挙動であり、Busse balloon に類似の性質が臨界値から遠くはなれたこの領域で見られるのは興味深い。減らした4ロールの状態では横長の程度が大きすぎるため安定せずに再び5ロール目が成長することになり、これが繰り返して起こっているのがこのレジームと考えられる。

ここで明らかになったロールのつなぎ替えを介した流れ場の反転のメカニズムは、容器の形状との関連が密接である。容器のアスペクト比が小さいと複数のロールが並んで存在することがなく、このメカニズムは働かない。磁場と直交方向には水平スケールが大きくてロールが複数存在する場合でも磁場方向の水平スケールが小さいと、ロールは歪んでつなぎ替えを起こすという余地がないため、振動するのみである。Libchaberらによる[4-6]の実験の容器は、磁場と直交方向には長さがあるが磁場方向の長さは層厚と同じであり、ロール数の変化の繰り返しは起こらなかったと考えられる。また一方で、アスペクト比が両方向に極端に大きいと、容器ひと回りの大きな水平循環ができるとは考えにくい。我々が数値シミュレーションで確かめたところ、正方形容器ではアスペクト比が4以上でひと回りの水平循環が発生しロールのつなぎ替えに伴う反転が起こるようになる。そしてアスペクト比が8を超えるくらいになると、容器全体にわたる水平循環だけでなく、局所的な循環によるロールのつなぎ替えも見られるようになる[23]。

4.1で述べたこれまでに知られている反転現象との対応は以下のように考えられる。これまでの反転は容器のアスペクト比が小さいために循環流の個数やその向きが限られることによって発生していた。これに対して、ここで紹介した反転は磁場によってロール軸の方向が規定されることによるものであり、大きなアスペクト比において発生する。しかし、レイリー数がある程度高い領域で流れの方向性を強く規定する要因が存在する、という点で共通性をもつ。反転のメカニズムについては、水平循環によるロールのつなぎ替えを介するというのはここで新たに見出されたものである。一方、図6(c)(d)の4ロールのような遷移の状態においては系全体の流速が小さくなっていて、その意味では cessation による反転と類似の性質をもっている。

## 5. まとめ

超音波流速分布計測によって液体金属中の流れの時空間

変動を詳細に観察することが可能である。これにより水平磁場をかけたレイリー・ベナル対流における、強磁場から弱磁場にかけての流れ場の系統的な変遷が明らかになった。それらは順に、磁場方向に軸を持つ定常ロール、そのロール数での振動の発生、ロール数の変化の繰り返しとそれに伴う流れ場の反転、ロール数が少ない状態での振動、そしてロールはなく大きな水平スケールをもつ等方的な構造、である。これらの対流レジームは  $Ra/Q$  の値で整理できる。一連の変遷にはロール数の変化が重要であり、時間平均したロール数は磁場の減少あるいはレイリー数の増加とともに小さくなっていく。この平均ロール数と容器との関係が間欠的な流れ場の変動そして反転を生み出す。実験で見られたこれらの対流レジームとその特徴は数値シミュレーションでも再現されている。そして、流れ場の反転のメカニズムは水平面内において容器スケールの循環が発生することであり、ロール構造が歪んでつなぎ替えを起こすという過程で反転することが示された。ここに見られる現象は、流れ場の方向性を規定する要因があるため顕在化するロール的な構造と、より大きなスケールの平均流との相互作用の実例として、一般的な視点から捉えることができる。そして自然界に広く見られる流れ場の遷移の繰り返しについて重要な示唆を与えるものと考えている。

### 参考文献

[1] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford University Press, Oxford, 1961).

- [2] P.A. Davidson, *An Introduction to Magnetohydrodynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2001).
- [3] Y. Nakagawa, Proc. R. Soc. London Ser. A **240**, 108 (1957).
- [4] S. Fauve *et al.*, J. Phys. Lett. **42**, L455 (1981).
- [5] A. Libchaber *et al.*, J. Phys. Lett. **43**, L211 (1982).
- [6] A. Libchaber *et al.*, Physica D **7**, 73 (1983).
- [7] J.M. Aurnou and P.L. Olson, J. Fluid Mech. **430**, 283 (2001).
- [8] U. Burr and U. Müller, Phys. Fluids **13**, 3247 (2001).
- [9] U. Burr and U. Müller, J. Fluid Mech. **453**, 345 (2002).
- [10] Y. Takeda (ed.), *Ultrasonic Doppler Velocity Profiler for Fluid Flow* (Springer, New York, 2012).
- [11] 木倉宏成 他：可視化情報学会誌 **36**, 102 (2016).
- [12] A.V. Getling, *Rayleigh-Bénard Convection: Structures and Dynamics* (World Scientific, Singapore, 1998).
- [13] M. Lappa, *Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability* (Wiley, New York, 2010).
- [14] R.M. Clever and F.H. Busse, J. Appl. Math. Phys. **29**, 711 (1978).
- [15] F.H. Busse and R.M. Clever, J. Theor. Appl. Mech. **2**, 495 (1983).
- [16] T. Yanagisawa *et al.*, Phys. Rev. E **83**, 036307 (2011).
- [17] T. Yanagisawa *et al.*, Phys. Rev. E **88**, 063020 (2013).
- [18] Y. Tasaka *et al.*, Phys. Rev. E **93**, 043109 (2016).
- [19] K.R. Sreenivasan *et al.*, Phys. Rev. E **65**, 056306 (2002).
- [20] H.-D. Xi and K.-Q. Xia, Phys. Rev. E **75**, 066307 (2007).
- [21] K. Sugiyama *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 034503 (2010).
- [22] M. Chandra and M.K. Verma, Phys. Rev. Lett. **110**, 114503 (2013).
- [23] T. Yanagisawa *et al.*, Phys. Rev. E **92**, 023018 (2015).



やなぎ さわ たか とし  
柳澤孝寿

国立研究開発法人海洋研究開発機構・地球深部ダイナミクス研究分野・主任研究員。  
1998年東京大学大学院理学系研究科地球惑星物理学専攻博士課程修了、博士(理学)。

現在の研究は地球や惑星の内部に関するダイナミクス、特に金属コアや岩石マントルの対流現象です。可視化実験から対流のパターンに魅せられました。趣味は星を見ることです。