

岡本 隆明（京都大学 大学院工学研究科 社会基盤工学専攻 助教）

植生流れの乱流構造の遷移・発達過程と組織渦の3次元構造について

河川に繁茂する植生は生物の生息場所を提供するとともに、物理的抵抗として流れと地形形成に影響を与えることが知られており、植生流れの研究は国内外を問わず非常に興味深いトピックスである。これまでの研究から柔軟植生場では大規模渦によって植生が組織的に揺動し、藻波(Monami)現象が発生することが知られている。しかしながら、平坦河床から植生群落に遷移する過程で群落上流端から組織渦スケールが流下方向に変化して、柔軟植生の揺動状態がどのように変化するかについては明らかにされていない。また Monami 現象の横断方向位相差についても未解明点が多い。植生揺動によって乱流拡散が大きくなり、植生による水質浄化作用が促進されるため、植生の揺動形態を把握することは河川工学上重要である。そこで本研究では2種類の PTV 計測法を用いて、群落内の流下方向位置による藻波現象のスケール変化と横断方向位相差について考察する。特に2色の蛍光粒子を用いた PTV 法では複数列の柔軟植生変位の同時計測を行い、Monami 現象の横断方向位相差を明らかにすることを試みた。

河原 源太（大阪大学 大学院基礎工学研究科 非線形力学領域 教授）

矩形ダクト乱流の二次流れ

非円形断面を有する真っ直ぐなダクトや開水路の乱流では、流路の進行方向に垂直な平均速度成分、いわゆる Prandtl の第2種二次流れが現れる。本講演では、この流れの非線形性により生じる二次流れの生成機構を解明する試みについて、講演者らの研究を中心に紹介したい。

層流・乱流転移と有向パーコレーション相転移

佐野 雅己

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

1. はじめに

層流がどのように乱流に遷移するかを明らかにすることは、レイノルズ以降、長年研究されてきた難問であるが、最近再び研究者の関心を集めている。その理由の一つは、層流乱流転移が統計力学モデルにおける有向パーコレーション (Directed Percolation 略して DP) 転移であるという予想を確認するための実験やシミュレーションが最近相次いで発表されたことに起因している¹⁾。20 世紀の終わりに、レーリー・ベナール対流においてカオスへの転移が発見され、決定論的方程式における予測不能な運動形態としてのカオスが、流体乱流の起源の一つであることが理解されるに至った。しかし、カオスの発生は時間的な乱れを説明するものの、時空間的な乱れである乱流に直ちにつながるものではない。実際、パイプ流においては、線形解析では $Re=\infty$ まで安定であるにもかかわらず、有限の摂動により $Re=2000$ 程度で乱流化することが知られており²⁾、同様のことは平面クエット流やテーラー・クエット流でも起こることが知られている。すなわち、これらの流れにおける乱流の起源を捉えるには、有限振幅の摂動を考慮する必要があり、理論的解析には大きな困難が伴う。しかし、実験や数値実験による探求は可能であり、層流乱流転移が連続転移なのか、不連続転移なのか、またそこに普遍的な法則があるのかどうかを巡って現在盛んに研究が行われている。本講演では最近の結果も含めてその一端を紹介したい。

2. パイプ流と DP 転移の可能性

実験や数値計算では、線形安定な領域でも局在した乱流構造 (例えば、パイプ流におけるパフなど) が存在することや、乱れが時空間欠的に広がることなどが知られている。これらの局在した乱流構造を粗視化してその振る舞いを見ると、図 1 に示すように、DP 転移を示すコンタクトプロセスと呼ばれる確率モデルとの対応関係が成り立つように見える。ここでは、流れに乗った座標で見て、パフのサイズ程度の幅を格子 1 つ分として、空間を 1 次元と見なす粗視化を行っている。乱流領域を活性状態、層流領域を非活性状態として、活性状態は確率的に隣のサイトに広がったり (感染確率とも呼ばれる)、消滅したりするものとしよう。非活性状態が勝手に活性状態になる確率は 0 とすると、一度全体が非活性状態になると、2 度と活性状態が現れることはない。このため、全てが非活性状態になった状態を吸収状態と呼ぶ。

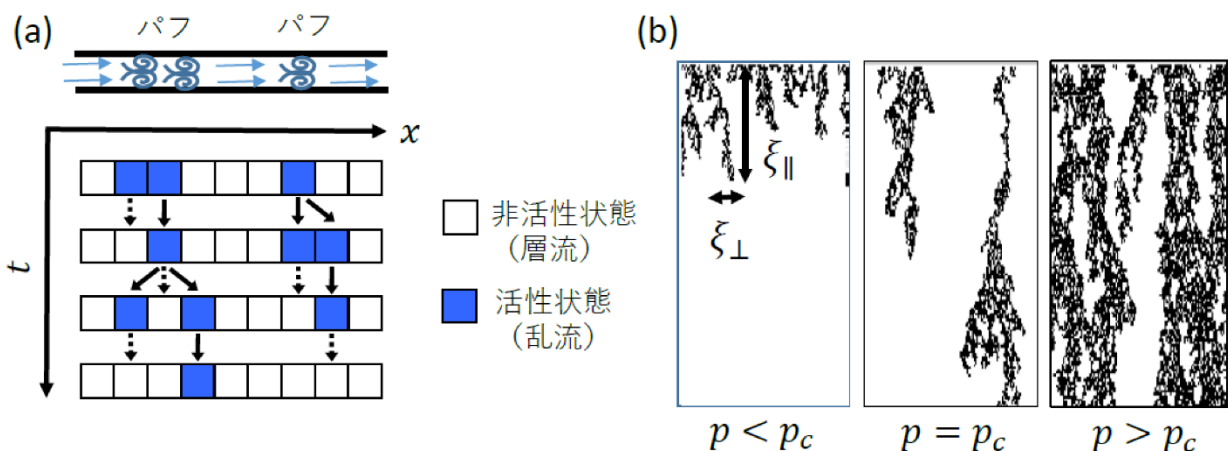


図 1 (a)パイプ流のパフと DP 転移のモデル

(b)コンタクトプロセスによるシミュレーション

このモデルで全体が活性状態の初期条件からスタートして、徐々に感染確率 p を下げてゆくと、活性状態の密度（オーダーパラメータと呼ぶ）は連続的に0に転移する。このとき、転移点からの距離を $\varepsilon = p - p_c$ と表すと次のようなべき乗測に従い、相関時間 $\xi_{\parallel}$ や相関長 $\xi_{\perp}$ は転移点で発散することが知られている。

$$\rho \sim \varepsilon^{\beta}, \quad \xi_{\parallel} \sim \varepsilon^{-\nu_{\parallel}}, \quad \xi_{\perp} \sim \varepsilon^{-\nu_{\perp}} \quad (1)$$

この時、臨界指数 β や $\nu_{\parallel}, \nu_{\perp}$ は、モデルや系の詳細によらず次元のみに依存する普遍的な値となる³⁾。

このような DP 普遍性がなりたつための条件は何であろうか？今のところ、(i) 吸収状態が1つだけであること、(ii) その系が保存量など他の対称性を持たないこと、(iii) 長距離相関を持たないことなどが同じ普遍法則に従うための条件と考えられている。では、層流乱流転移でこの条件は成り立っているであろうか？上で述べたシア流のある場合の層流乱流転移では、層流状態は線形安定であるため、一旦層流状態になると有限の攪乱を与えない限り乱流は生じないため、層流状態は吸収状態と見なすことができる。もし、長距離相関がなく、パフの分裂や消滅が確率的ならば、パイプ流は、空間1次元時間1次元（(1+1)次元と呼ぶ）の DP になっている可能性がある。ここで問題となるのは、層流状態が唯一の吸収状態となり得るかである。パイプ流では、パイプを有限の長さとして、周期的境界条件のもとで調べると、複数の周期解が存在することが知られている（図2）。これらの周期解は、パフと似た構造を持ち、実験で得られたパフの構造と周期解の構造はよく似ている。これら周期解は Re が1500程度までは存在することが知られており、パイプ流における層流乱流転移が $Re \sim 2040$ 付近で起こることと一見矛盾するようにも見える。しかし、有限の長さのパイプでは周期解が不安定となる可能性もあり、また DP 転移は1つのパフの振る舞いではなく、多数のパフの集団としての振る舞いに関するものであるため、DP の転移点以下で有限振幅解が存在していること自体は、DP の存在と矛盾するものではない。これらの周期解が何らかの原因で消滅するならば、層流状態は唯一の吸収状態となりうる。

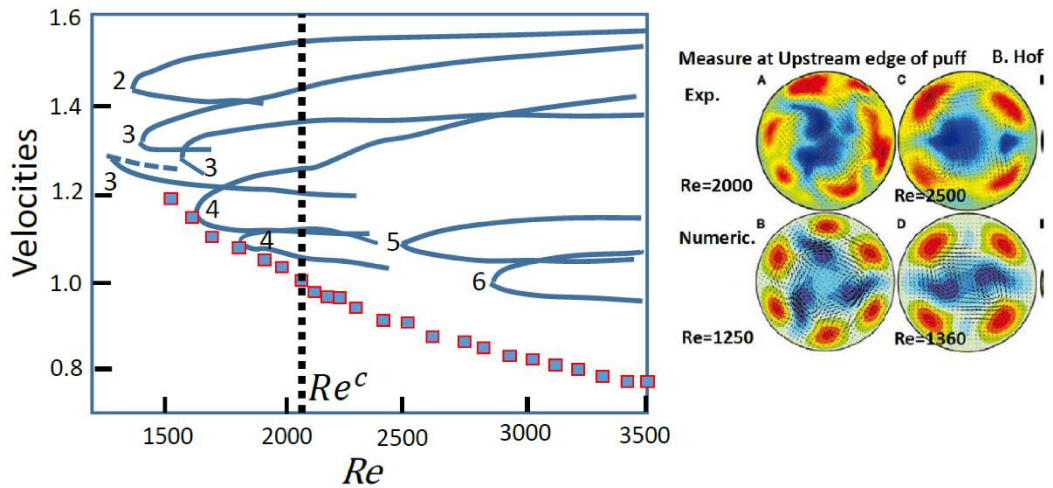


図2 パイプ流での異なる周期解の分岐図と層流乱流転移点 ($Re \sim 2040$) の関係（文献4, 5を改変）

では、(1)式のような臨界現象の普遍法則をパイプ流で測定することは可能だろうか？パフの典型的な間隔は、パイプの直径を D としたとき、 $10D$ 程度であるので、仮に1000個のパフを同時にパイプ内で観測可能な長さと考え、 $10^4 D$ 程度の長さ（ $D=4\text{mm}$ とすると40m）があれば良いと見積もられるが、事はそう簡単ではない。B. Hof等の観測によれば、1つのパフが消滅するまでの平均寿命と1つのパフが2つ分裂するまでの平均時間はともに Re^c に向かって2重指数関数的に急激に増大し、臨界点と見なされる $Re^c = 2040$ 近辺では、ほぼ等しい値を取り、およそ $10^7 \times (D/U)$ と評価されている²⁾。これは、速度 U でパフが伝搬することを考えると $L = 10^7 D$ （ $D=4\text{mm}$ とすると40km！）

に相当するため、パフが確率的に生成消滅を起こす過程を観察しようとするならば、さらにその 100 倍程度 (4000km) 程度の長さのパイプが必要となることが分かり、実験での観測は難しいと言わざるを得ない。

3. チャネル流における DP 転移の可能性

それでは、他の幾何学的形状や境界条件をもつ流れにおいて DP 転移が観測される可能性はないだろうか？我々は、チャネル流 (ダクト流) での観測可能性を検討した。チャネル流は断面が長方形であるが、準 2 次元的でなるべくシステムサイズを大きく取るため、ギャップ幅(2h)をできるだけ小さく選び、スパン方向(W)や流れの方向の長さ(L)を実験室で可能な限り大きく取ることを考え、 $h = 2.5\text{mm}$ とし、 $2,352h \times 2h \times 360h$ とこれまで報告されているものの中でも最大のシステムサイズを持つチャネル流装置を製作し実験を行った。DP 転移かどうかを調べるには、全体が乱流状態という初期条件から出発して、レイノルズ数まで下げて減衰または飽和を見るクエンチ実験や、局所的に乱流を励起してその後の広がり方を見るスプレディング実験などが数値計算では一般的だが、どちらも相当多くの回数の繰り返し実験を必要とする。また、チャネル流やパイプ流のような開放流れでは、乱れは流れとともに下流へ伝搬し、遂には装置から出てしまうため、局在乱流状態の観測時間にも制限が伴う。そのためここでは、入口にグリッドを設けて乱流状態を作り出し、その乱流状態が途中で減衰してしまうのか、あるいは装置の下流まで生き残るのかという遷移を見ることにした。このやり方は、Active Wall 境界条件と呼ばれ、臨界現象の研究では表面からのオーダーパラメータの侵入を見る表面臨界現象の手法として古くから知られているが、DP の実験で試されたことはない。さらに今の場合は、流体全体が流れているため、移流のある特殊な条件となる。しかし、この手法には乱流を何度も励起してその伝搬の平均を取るという操作が不要であり、定常状態を観測するだけで全ての臨界指数が測定できるというメリットがある。例えば、入口で活性状態を作ってやると、オーダーパラメータは、臨界点以下では距離とともに指数関数的に減衰し、臨界点以上では一定値に飽和し、臨界点では、べき的に減衰するものと予想される。

$$\rho(x) \sim \begin{cases} \varepsilon^\beta & (\varepsilon > 0) \\ x^{-\alpha_{\parallel}} & (\varepsilon = 0) \\ e^{-x/\xi_{\parallel}} & (\varepsilon < 0) \end{cases} \quad (2)$$

ただし、ここで $\alpha_{\parallel} = \beta/\nu_{\parallel}$ である。チャネル流が空間 2 次元、時間 1 次元の(2+1)次元 DP であれば、 $\alpha_{\parallel} = 0.451$ である。また、臨界点直下で $\xi_{\parallel}$ が増大し、減衰が遅くなる振舞いから $\nu_{\parallel}$ が求まる。もし、パイプ流が(1+1)次元の DP であれば、空間 1 次元の場合は $\alpha_{\parallel} = 0.1749$ であるので、オーダーパラメータ ρ が 1 桁変化することを見るためには、 x を約 6 桁も変化させる必要があり、パフの最小間隔を

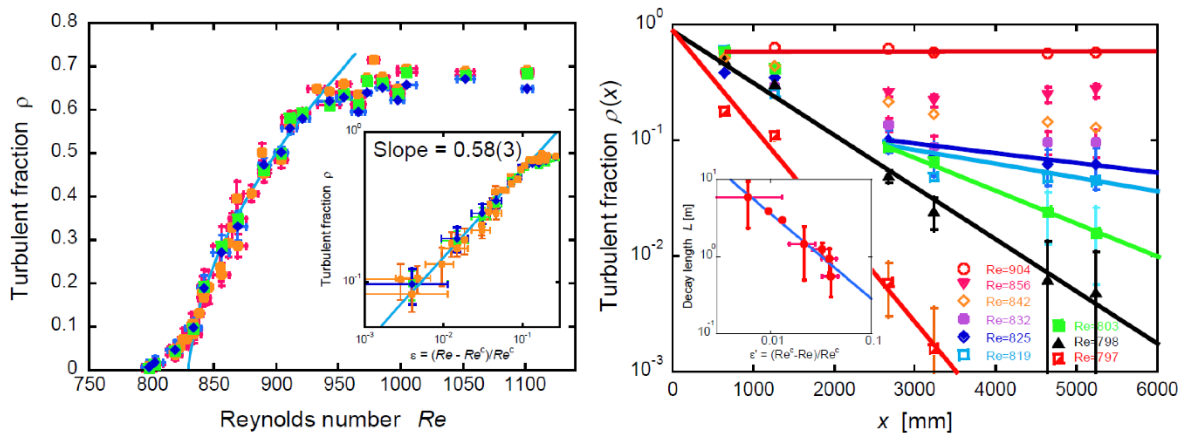


図3 左：チャネル流におけるオーダーパラメータ ρ の Re 依存性、右： ρ の空間依存性

10D 程度とすると、やはり $L = 10^7 D$ 程度の長さのパイプが必要となり、パイプ流での計測はこの手法でも難しいことが分かる。一方、(2+1)次元 DP では臨界指数が 1 次元より大きいため、 ρ が 1 桁変化することを見るためには、 x は 2 桁変化させれば良い。また、チャンネル流では、局在した乱流構造である Turbulent Spot が実験で観測されており、その大きさは約 100h 程度と報告されているので、チャンネルの長さとしては、 $L = 10^4 D$ 程度あれば良いため、この観点からは実現可能な実験と考えられることから、今回の実験を計画するに至った。実際に我々は、液晶を用いた DP の実験とセルオートマトンの数値シミュレーションにおいて、上流を活性状態にして、全体を流した状態で、(2) 式の振る舞いが再現されることを確認している^{6,7,8)}。

チャンネル流の実験では、入口の手前にグリッドを挿入し、全体が乱流化する境界条件を設定し、その乱流状態の割合が下流に行くにつれ減衰するのか飽和するのかを観測した。十分下流でオーダーパラメータとしての乱流割合 ρ を測定したものが、図 3 左である。 ρ が Re とともに連続的に変化しているのが分かる。 $\rho \sim (Re - Re^c)^\beta$ でフィットすると、 $Re^c = 830(4)$, $\beta = 0.58(3)$ が得られる⁸⁾。図 3 (b) は、 ρ の空間変化である。 Re^c 以下では、(2) 式のように指数関数的に減衰し、その減衰長から $\nu_\parallel = 1.1(3)$ が得られる。さらに、十分下流で定点観測を行い、層流が観測される時間間隔を測定すると次の振る舞いが期待される。

$$N(\tau) \sim \begin{cases} \tau^{-\mu_\perp} & (\tau \ll \xi) \\ e^{-\tau/\xi} & (\tau \gg \xi) \end{cases}, \quad \xi \sim \varepsilon^{-\nu_\perp} \quad (3)$$

図 4A-C にその結果を示す。また、 $N(\tau)$ を確率分布 $P(\tau)$ に直すと、臨界点近傍で普遍的なスケーリング関数 $g(\varepsilon^{\nu_\perp} \tau)$ の存在を仮定すると、 $P(\tau) \sim \varepsilon^{\nu_\perp(\mu_\perp - 1)} g(\varepsilon^{\nu_\perp} \tau)$ が成り立つことから、異なる Re 数

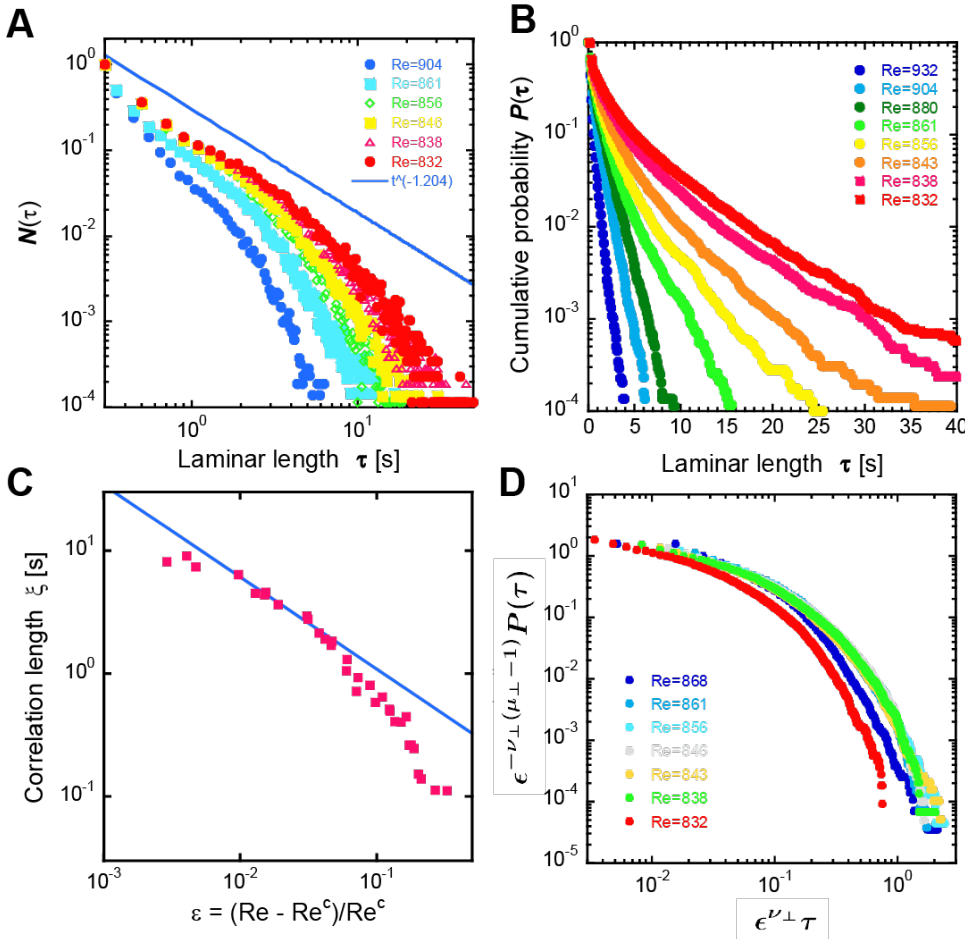


図 4 チャンネル流におけるラミナー間隔分布 (定点測定)

で測定した複数の曲線が1つの普遍的な関数に重なることが期待される。

実際、臨界指数の理論値を用いるとフィッティングパラメータなしで、図 4D のように複数の Re 数で普遍的なスケーリング関数に重なることが分かる。

測定により実験で得られた臨界指数と理論的に知られている値を比較した表を以下に示す。このように、(2+1)次元 DP の理論的な臨界指数と実験誤差の範囲で一致していることが分かる⁸⁾。

(2+1)D System				
Channel Flow (present exp.)	0.58(3)	0.72(5)	1.25(3)	1.1(3)
DP Theory	0.583(3)	0.733(3)	1.204(2)	1.295(6)

表 1 実験で得られた臨界指数と理論値の比較

4. Turbulent Stripe 解に関する数値シミュレーション結果との比較と考察

以上のようなチャンネル流の実験結果に関連して、その後、複数の数値シミュレーションが行われ、 $Re^c = 830$ よりも低い Re で、Turbulent Stripe と呼ばれる、非常にゆっくりと成長する斜めのストライプ状の構造を持つ局在乱流解が存在するらしいことが明らかになってきた⁹⁾。

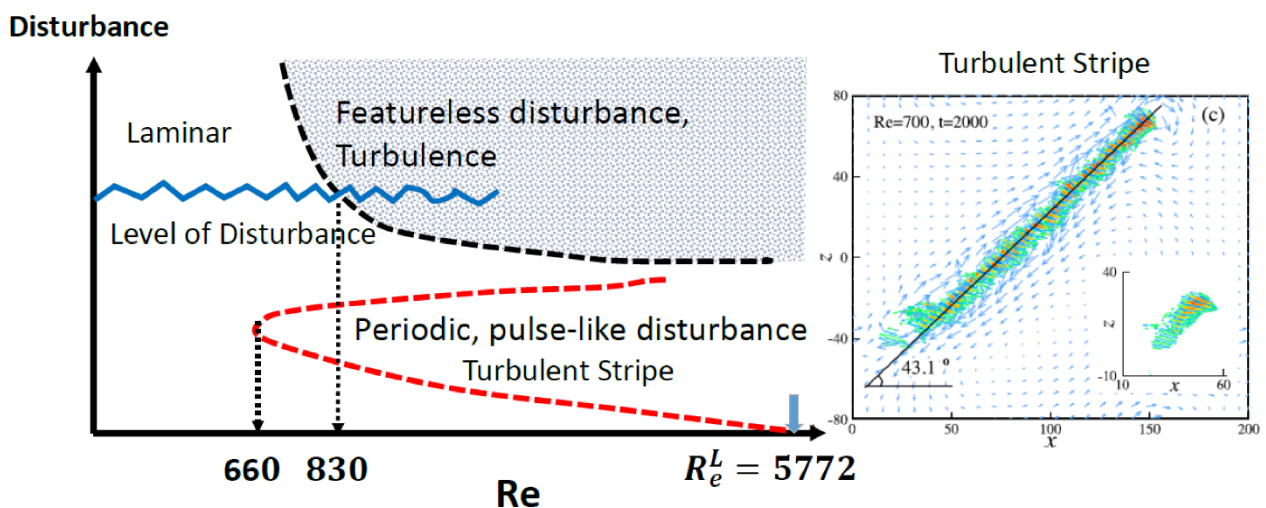


図 5 左：チャンネル流における摂動のタイプと分岐図

右：局在乱流構造（数値計算⁹⁾）

この Turbulent Stripe 構造は、数値計算では span 方向、stream 方向とも周期境界条件の時に、 $10^6(h/U)$ 程度の時間スケールで現れ、 $Re = 660$ 程度で消滅する。また、Hof 等の実験によれば、周期パルス的で、面に垂直な渦度を積極的に作り出すような摂動を与えることで励起可能である。この局在乱流解が実験でも $Re = 660$ まで生き残るとすれば、吸収状態が2つあることになり、DP 転移とは矛盾するとの指摘がある。以下に、この指摘に関して考えられる反論を列挙する。

- (1) DP 臨界点より低い Re においても局在乱流を励起できることは、DP 仮説と矛盾しない。
- (2) Span 方向に関して周期境界条件ではない実験系では、Stripe は壁の鏡像と衝突して消滅するため、最終的にはなくなり、層流状態1つだけが吸収状態となる。
- (3) Hof の実験では周期的にパルスのような摂動を与えており、それはパイプ流においてパフの周期解を強制的に励起することに相当している。パイプ流においても孤立したパフは臨界以下では最

最終的に消滅することが知られている。

- (4) 数値計算においても、初期条件を全体が乱れた Featureless Turbulence 状態とすると、高い Re 数でも減衰してしまい、十分高い Re で初めて乱流が生き残ることが知られており、初期条件が Featureless Turbulence では Turbulent Stripe を励起することは難しい。

以上のような理由からグリッド使った我々の実験で DP 転移らしきものが観測されたことは、数値実験の結果と矛盾するものではないと言える。論点を整理するため、摂動の強さ（種類）による分岐図を Re に対してプロットすると、図 5 左のような状況になっているものと推察することができる。実験では、span 方向に周期的なチャンネル流は存在しないことと考えると、初期条件が Featureless Turbulence 状態の場合には、乱流状態が長距離相関を持たなければ、DP 転移が観測されても不思議ではない。とは言え、長寿命の Turbulent Stripe が成長しうることを考えると、それは一旦励起されれば長距離相互作用の原因となるため、その性質を詳しく調べることには意義がある。実験的にもシミュレーションでも更なる探求が必要であろう。一方、チャンネル流実験では、観測時間に限界があることや span 方向の境界条件が固定境界条件となるため、数値実験との比較にはどうしても限界がある。そのため、他の実験系で DP 転移の可能性を探ることも必要と考えられる。

5. 他の流れにおける DP 転移観測の可能性

以上述べてきたような実験結果と考察から、今後、他の流れにおいて DP 転移を観測する試みについて試論を述べる。Hof 達は、ギャップ幅を $2h$ とすると、高さが $16h$ 、周長が約 $3000h$ という浅いテーラー・クエット流の実験を行い、これを準 1 次元系と見なしてデータ解析することにより、(1+1)次元 DP の 4 つの臨界指数と良く一致する結果を得た。これは、円周方向に周期境界条件とすることにより、長時間の振る舞いを観察できたことやシステムサイズが大きいことが功を奏した結果であると考えられる。一方、通常の高さのテーラー・クエット流で(2+1)次元の DP 転移を観測することにはまだ誰も成功していない。ここでも、Spiral Turbulence のような Turbulent stripe に似た構造が現れ、その長距離相関が消えないと DP 転移を観測することは難しいかもしれないが、ギャップ幅を 500 ミクロン程度に小さくし、周長、高さともに 3000 以上に取った大きなシステムサイズでの実験を行うことが強く期待される。また、span 方向の周期境界条件や固定境界条件の違いを実験で確かめることのできる系として、最近、塚原等¹⁰⁾が提案している、円環クエット流や円環ポアズイユ流の実験系は期待が持てる。この系では、内外の同心円筒の間に流体を閉じ込め、内部の円筒を平行移動させるか、円環内に圧力をかけるかしてレイノルズ数を制御して層流乱流転移を見ることになる。塚原等によれば、円周方向の周期性境界条件を 2π から 16π にすることでヘリカルな乱流 stripe をできにくくすると DP 転移が見られることが報告されている¹⁰⁾。実験系では、円環内に入れる仕切りのあるなしで、固定境界条件と周期境界条件の違いを調べることができるので、この実験系で DP 転移が観測されるかどうかを調べることも有望な実験となり得る。講演では最近の結果も紹介したい。

References

- [1] Nature Physics., 12 (2016)における特集記事.
- [2] K. Avila, D. Moxey, A. de Lozar, M. Avila, D. Barkley, B. Hof, Science, 333, 192 (2011).
- [3] H. Hinrichsen, Advances in Physics, 49, 815 (2000).
- [4] B. Hof, et al., Phys. Rev. Lett. 95, 214502 (2005).
- [5] H. Wedwin and R.R. Kerswel, J. Fluid Mech. 508, 333 (2004).
- [6] K.A. Takeuchi, M. Kuroda, H. Chaté, and M. Sano, Phys. Rev. Lett. 99, 234503 (2007), Phys. Rev. E 80, 051116 (2009).
- [7] H. Ohnuma, M. Kuroda, and M. Sano, in preparation (2017).
- [8] M. Sano and K. Tamai, Nature Physics, 12, 249 (2016).
- [9] X. Xiong et al., Physics of Fluids, 27, 041702 (2015).
- [10] T. Tsukahara, private communication.

Langmuir 循環流の形成機構と湖沼・沿岸域の水質環境における影響

Formation mechanism of Langmuir Circulations and their effects on the water quality of lakes and Oceans.

○ 鶴崎 賢一, 群馬大学大学院理工学府環境創生部門, 群馬県桐生市天神町 1-5-1, E-mail: k-uzaki@gunma-u.ac.jp

Ken-ichi UZAKI, Dept. of Environmental and Engineering Science, Gunma University, Tenjin-cho 1-5-1, Kiryu City, Gunma Pref.

Secondary circulations induced in wind-driven currents are called “Langmuir Circulations : LCs”. Experimental and numerical results of the formation mechanism of LCs were shown. Furthermore, field studies of velocity profiles of wind-driven currents with LCs and of water temperature structures of lakes due to LCs were conducted. From these observation results, the formation mechanism of LCs and effects of them on the water quality of lake were discussed.

1. 結 論

湖沼や海洋では、吹送流中に風向きに軸をもつ縦渦列が形成されることがあり、この二次循環流は「Langmuir Circulations」と呼ばれている。以降、本文中では「LCs」と表記する。この二次循環流は、風応力作用下で、泡や海藻等が水面に何本もの風向きストリークを形成することで、その存在が確認される。ストリークが形成されるところでは収束流となり、風下向き的高速流と下降流が、ストリークの間では発散流となり、風下向きの低速流と上昇流が生起すると指摘されている。図-1に、LCsの概念図を、図-2に、著者が福岡県和白干潟で捉えたストリークを示す。

LCsについての研究は古くからあり、1938年にLangmuir⁽¹⁾が観測データをまとめたものを皮切りに、数多くの研究例が存在する。そのレビューはLeibovich⁽²⁾, J.A.Smith⁽³⁾やThorpe⁽⁴⁾が詳しい。

LCsは、乱流中のcohesive structureとして、その形成機構の解明が水理学的に重要である。また海洋では、それが表層混合層厚を決定していると言われており、大気から海への熱やガスの輸送過程における支配要因として重要であると考えられている。海岸においても、成層の破壊や流出油の移流・拡散予測において重要な要因となっていると考えられており、その形成機構や詳細な特性の解明は非常に重要な研究課題である。Leibovich⁽²⁾によれば、その最大下降流速は、風速の1%程度と言われ、10.0 m/sの風に対して表層の吹送流速が30.0 cm/s、LCsの最大下降流速はその1/3程度で10.0 cm/sとなり、二次流とはいえ無視できないオーダーであることが指摘されている。しかしながら、風が運動する水面下の二次循環流であるが故に、いつ・どこで形成されるか予測が難しく、またその計測も困難であったため、Faller&Caponi⁽⁵⁾のように水理実験による研究が主体であった。しかしながら、水理実験ではその形成における水槽側壁の影響が拭いきれず、その形成機構論としてCraik&Leibovich⁽⁶⁾, Craik⁽⁷⁾, Leibovich⁽⁸⁾による「波と流れの相互作用」に基づくCL II theoryが有力視されているものの、その検証データの不足から未だ十分に解明されたとは言えないのが現状である。CL II theoryは、平均流の空間勾配とストークス・ドリフト速度の空間勾配の積で示されるvortex force termが渦度の生成項となる渦度方程式CL equationによって説明される。近年になって、Weller&Price⁽⁹⁾やGargett et al.⁽¹⁰⁾, 吉川ら⁽¹¹⁾, 鶴崎ら⁽¹²⁾による現地観測例が示されている。Gargett⁽¹³⁾はまた、風波の影響のないケースでの類似した二次循環流の形成を指摘し、これまでのLCs研究の中でのCouette Circulations : CCsとの混在を指摘している。また、近年では数値計算による研究も数多く行われ、Li et al.⁽¹⁴⁾, Slyllingrad&Denpo⁽¹⁵⁾やNoh, Y et al.⁽¹⁶⁾の研究が挙げられるが、その多くはCL II theoryに基づいたものとなっている。しかしながら、鶴崎ら^{(17), (18)}は、界面活性剤を用いた水理実験とリジッド・サー

フェイス・モデル : RSMによるLESから、風波を伴わない場での類似した循環流の形成を示唆している。金ら⁽¹⁹⁾は、風応力作用下の開水路を対象としたDNSによって、底層の低速ストリークの他に、表層において高速ストリークが形成されることを示している。

このように、LCs研究は今日なお解明すべき問題が山積されているが、観測器材の進化から、近年比較的明瞭な観測データが提供されるようになってきた。そこで本研究では、これまでの形成機構に関する著者らの水理実験と数値計算による示唆と問題点を踏まえ、H-ADCPによる現地観測結果ならびに湖沼の水質環境に及ぼす影響について検討を行った。

2. LCsの形成機構に関する水理実験と数値計算

CL II theoryで用いられるCL equationは、ストークス・ドリフト速度の空間変化があれば、縦渦が生成する方程式ではあるが、さほど強くない風で、微小な風波が形成される場合においてもストリークが綺麗に形成されることをしばしば見かけると、風波の役割にやや疑問をもつ。Gargett⁽¹³⁾は、LCsとCCsとの混在を示唆し、これまでのLCsの研究成果も精査する必要があると指摘している。鶴崎ら^{(17), (18)}は、風波と伴う場合と界面活性剤を用いて風波の発達を抑制した場合において可視化実験と流速計測実験を行ない、風波を伴う場と比べてやや不安定ではあるが、風波を伴わない場においても類似した循環流の形成を示唆した。また、RSMを用いたLESによって、水理実験結果を定量的に再現した。図-3, 4にその結果の一例を示す。図-4において、プロットは実験結果、ラインは計算結果を示す。この結果から、RSMにおいても水深スケールの循環流が形成されること、計算結果は実験結果を定量的によく再現することがよくわかる。

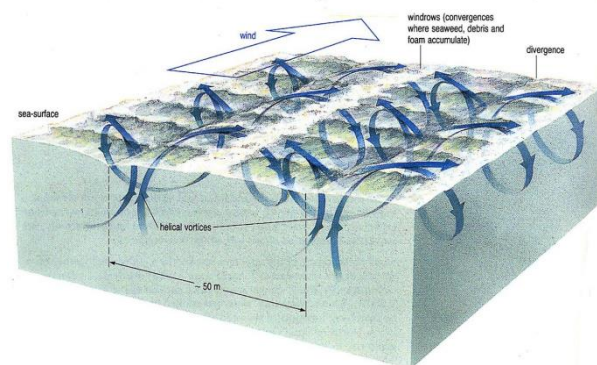
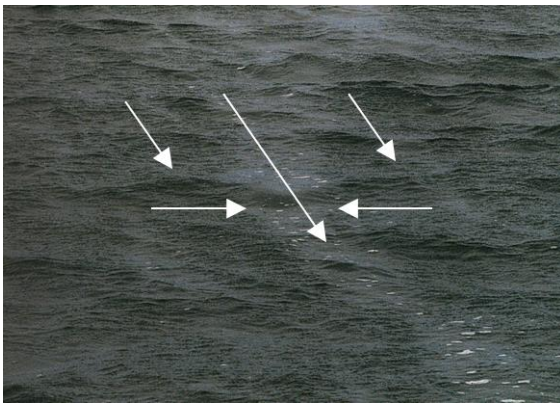


図-1 LCsの概念図 (“Ocean Currents in Ocean Circulation”, ed. G. Bearman, Pergamon Press)



(a) 和白干潟のストリーク



(b) 気泡の収束列

図-2 和白干潟のストリークと気泡の収束列

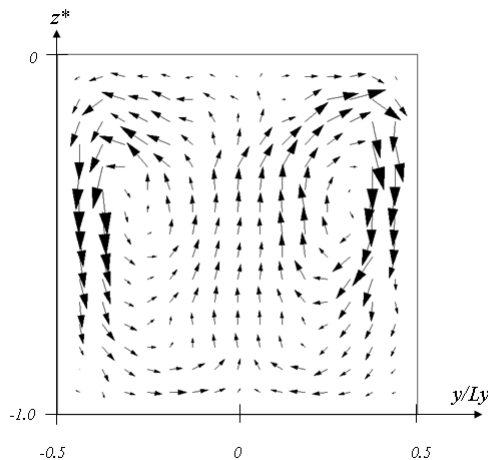


図-3 二次循環流のパターン

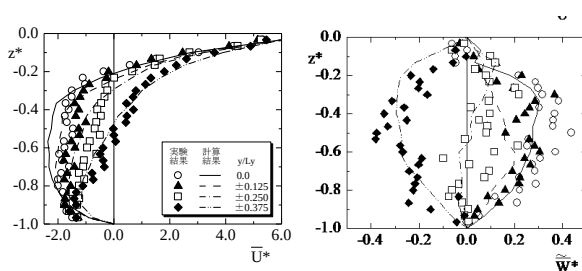
(a) $\bar{U}^*$ (b) $\bar{W}^*$

図-4 計算結果と実験結果の定量的比較

3. LCs の形成に関する現地観測

水理実験では、wide tank を用いたとしても側壁の影響は拭いきれず、吹送流に対する補償流の存在も厄介である。近年では、H-ADCP 等の普及により、現地観測技術が飛躍的に向上している。このことから鶴崎¹²⁾は、島根県の宍道湖にある国土交通省の湖心観測所に H-ADCP と無線 LAN、Web カメラを取り付け、吹送流中の二次循環流の形成について現地観測を行った。宍道湖は北と南に山地があり、海と陸の風が中海と大橋川を経由して東西方向に吹く。従って、宍道湖では吹送流が東西方向に形成されることが多いことから、湖心観測所において H-ADCP (RD Instruments 社製 WHH600) を、水深 0.5m の位置に北向きに設置した。同時に Web カメラを観測塔の 2.5m の高さに設置し、無線 LAN とインターネットを介して茨城県神栖市から操作してモニタリングを行った。その結果、強い西風時に東向きストリークの形成が確認され、水面下では吹送方向と直角方向に、空間的に周期的な流速分布が得られた。

井出²⁰⁾は、群馬・栃木・茨城・埼玉県境にある渡良瀬遊水地においても同型の H-ADCP と Web カメラを設置し、吹送流中の二次循環流の形成を追った。渡良瀬遊水地は長手方向で 4km 程度と小規模の遊水地であり、二次循環流が発達するには吹送距離が短いという懸念もあるが、秋から冬にかけての赤城おろしが 20m/s 以上吹くため、循環流形成が十分に期待できると考えられた。観測結果から、風下方向に数本のストリークの形成が認められ、その場合の風下方向成分流速の水平分布から、高速流と低速流を繰り返す空間的に周期的な流速分布が得られた。H-ADCP の設置水深が 0.6 m であった為、対数則を応用して、水表面の吹送流速分布を算定した。その結果、従来の 3~3.5% の推定値は高速流速と低速流速の平均的な値となるが、高速流速はその約 2 倍の流速値となり、タンカー事故の流出油や河川水の挙動予測等においては、従来予測よりも早く移流する可能性を示している。

4. LCs が湖沼の水質環境に及ぼす影響

海洋では、LCs は表層混合層の形成や大気から海洋へのガスのエントレインメントにおいて大きな役割を果たしていると考えられている。前述した渡良瀬遊水地では、浮島や葎原循環等の水質対策を施しているが、近年なお N、P の値が右肩上がりであり、chl a 値も上昇傾向にある。そこで、N、P 濃度と共に、水温構造の詳細を調べることで、プランクトン類の増殖対策の一助になると考え、夏季の長期間にわたってサーミスター・チェーンと DO 計を設置し、遊水地の水温構造変化を調べた。

その結果、夏季の遊水地では毎日午後になると 8.0 m/s 程度の比較的強い風が吹く。それに呼応して、日中低下した底層の DO 濃度が急激に回復するという日周期変化を繰り返していることがわかった。夕方には日射が低下して表層の水温も低下する一方で、中層以深の水温が上昇することがわかった。これは、なんらかの鉛直混合の存在を示すものであり、同じタイミングで風速が増加していることから、風に起因した水深スケールの鉛直混合であることが推察される。この鉛直混合は、(i) 風波の振動流による混合か (ii) 吹送流主流による乱れ、(iii) LCs による混合、あるいは (iv) 熱対流による混合と考えられる。本研究によるデータ解析の結果、LCs による鉛直混合が、水深スケールでの水温一様化を引き起こす可能性が十分にあることが示された。

5. 結論

LCs に関する既往の研究例をまとめ、その形成機構に関する水理実験と数値計算、ならびに現地観測について報告し、また LCs が湖沼の水質環境に及ぼす影響についても検討を行った。

本論文の主要な結論としては、(i) 風波の発達を抑えた場合で

も二次循環流は形成されるが、非常に不安定である。(ii) H-ADCP を用いて吹送流の空間的に周期的な水平流速分布を捉えることができる。(iii) 吹送距離が短く、さほど強くない風でも LCs は形成され、内水面でも比較的頻繁に生起している。これらのことから、従来の形成機構論に対し、循環流自体は風波が存在しない場合でも生起し、風波はその循環流を強化する働きではないかと考えられた。(iv) 海洋における LCs の効果と同様に、湖沼においてもその水温構造のひとつの決定要因であると推測され、その水質環境に大きな影響を与えている可能性がある。等が挙げられる。

参考文献

- (1) Langmuir, I., "Surface motion of water induced by wind.", *Science*, 87 (1938), pp. 119-123.
- (2) Leibovich, S., "The form and dynamics of Langmuir circulations.", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 15 (1983), pp. 391-427.
- (3) Smith, J. A., "Observations and theories of Langmuir Circulation : A story of mixing." *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 15 (1983), pp. 391-427.", *Fluid Mechanics and the Environment : Dynamical Approaches* (2001), pp.295-314.
- (4) Thorpe, S. A., "Langmuir Circulations.", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 36 (2004), pp. 55-79.
- (5) Faller, A. J. & E. A. Caponi, "Laboratory studies of wind-driven Langmuir circulations.", *J. Geophys. Res.*, 83 (1978), pp.3617-3633.
- (6) Craik, A. D. D. & S. Leibovich, "A rational model for Langmuir circulations.", *J. Fluid Mech.*, 73 (1976), pp.401-426.
- (7) Craik, A. D. D., "The generation of Langmuir circulations by an instability mechanism.", *J. Fluid Mech.*, 81 (1977), pp.209-223.
- (8) Leibovich, S., "Convective instability of stably stratified water in the ocean", *J. Fluid Mech.*, 82 (1977), pp.561-581.
- (9) Weller, R. A. & J. F. Price, "Langmuir circulations within the oceanic mixed layer.", *Deep-Sea Research*, Vol. 35, No.5 (1988), pp.711-747.
- (10) Gargett, A. J. Wells, A. E. Tejada-Martinez and C. E. Grosch, "Langmuir Supercells : A Mechanism for Sediment Resuspension and Transport in Shallow Seas.", *Science*, Vol.306 (2004), pp.1925-1928.
- (11) 吉川裕・馬場康之・水谷英明・久保輝広, "ラングミュア乱流の観測", 平成 28 年度 京都大学防災研究所 研究発表講演会講演概要集, (2017), C18.
- (12) 鵜崎賢一, "二次循環流を伴う吹送流の水平流速分布に関する現地観測", 土木学会海岸工学論文集, 第 57 巻 (2010), pp.336-340.
- (13) Gargett, A. E., "Couette vs. Langmuir circulations : Comment on "On the helical flow of Langmuir circulation – Approaching the process of suspension freezing" by Dethleff, Kempema, Koch and Chubarenko.", *Cold Regions Science and Technology*, 56 (2009), pp.58-60.
- (14) Li, M & C. Garrett, "Cell merging and the jet / downwelling ratio in Langmuir circulation.", *J. Mar. Res.*, 51 (1993), pp.737-769.
- (15) Skyllingsrad, E. D. & D. W. Denbo., "An ocean large-eddy simulation of Langmuir circulations and convection in the surface mixed layer.", *J. Geophys. Res.*, 100, No.C5 (1995), pp.85101-8522.
- (16) Noh, T., H. S. Min & S. Raasch., "Large Eddy Simulation of the Ocean Mixed Layer : The Effects of Water Breaking and Langmuir Circulations.", *J. Phys. Ocean.*, Vol. 34 (2004), pp.720-735.
- (17) 鵜崎賢一・池畑義人・松永信博, "リジッド・サーフィス・モデルによる 1 対のラングミュア循環流の LES", 土木学会水工学論文集, 第 47 巻 (2003), pp.1303-1308.
- (18) 鵜崎賢一・松永信博, "ラングミュア循環流の形成機構に関する 3 次元 LES", 土木学会海岸工学論文集, 第 51 巻 (2004), pp.86-90.
- (19) 金 晟眞・杉原裕司・梶原鉄矢・Eljamal Osama・山口創一, "成層効果を伴う乱流場の界面物質移動機構の解析", 日本流体力学会年会 2017 講演概要集, CD-ROM (2017).
- (20) 井出航路, 本間聖也, 荒木陽介, 堀口真弥, 鵜崎賢一, "二次循環流を伴う吹送流の三次元構造に関する現地観測", 土木学会水工学論文集, 第 56 巻 (2012), CD-ROM.

井上 道雄 (Mathworks Japan)

Wall-modeled LES applied to the flat-plate turbulent boundary layer

In Large-eddy simulation (LES) only the large scales of motion are resolved while the effects of small unresolved eddies are modeled; this enterprise is referred to as subgrid-scale modeling. In LES, this takes the form of closures for the subgrid contributions to the fluxes of momentum, energy and scalar transport insofar as these appear in the LES equations for the resolved scales. LES is now a viable alternative to direct numerical simulation (DNS) and experiment, however, numerical resolution requirements still limit applicability of LES of the wall-bounded turbulent flows at moderate Reynolds number. Instead of resolving the near wall region, we develop a virtual wall model which calculates the local wall-normal velocity gradient, or equivalently, the wall-friction velocity. The wall model provides the boundary conditions for the LES.

In this talk, the LES methodology is applied to a flat-plate turbulent boundary-layer (TBL) flow at large Reynolds numbers. First, LES of the zero-pressure gradient TBL are presented. Second, we discuss the LES of a TBL under adverse pressure gradient. Computed statistics are found to be consistent with recent experiments. Finally, time series velocity signals obtained from LES within the logarithmic region of the zero-pressure gradient TBL are used in combination with an empirical, predictive inner-outer wall model to calculate the statistics of the fluctuating stream-wise velocity in the inner region of the zero-pressure gradient TBL, that is not directly accessible to the wall-modelled LES.

- [1]: Cheng, W., Pullin, D.I. and Samtaney, R., 2015. Large-eddy simulation of separation and reattachment of a flat plate turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 785, pp.78-108.
- [2]: Inoue, M., Pullin, D.I., Harun, Z. and Marusic, I., 2013. LES of the adverse-pressure gradient turbulent boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 44, pp.293-300.
- [3]: Inoue, M., Mathis, R., Marusic, I. and Pullin, D.I., 2012. Inner-layer intensities for the flat-plate turbulent boundary layer combining a predictive wall-model with large-eddy simulations. *Physics of Fluids*, 24(7), p.075102.
- [4]: Inoue, M. and Pullin, D.I., 2011. Large-eddy simulation of the zero-pressure-gradient turbulent boundary layer up to $Re_{\theta} = O(10^{12})$. *Journal of Fluid Mechanics*, 686, pp.507-533.

地球大気における大規模・中規模乱流の エネルギースペクトル

岩山 隆寛*

(神戸大学 大学院理学研究科 惑星学専攻)

乱流は時間的空間的に複雑かつ不規則に変動するものであるため、その性質を議論するには統計法則を考える。乱流の統計法則で有名なものの一つは Kolmogorov(1941)⁽⁷⁾ による 3 次元一様等方性乱流のエネルギースペクトルの $k^{-5/3}$ 則であろう。波数 k に対して $k^{-5/3}$ の形に依存するスペクトルは様々な流れで観測されており、乱流の普遍的特徴の一つである。一方、気象衛星の画像を見ると、雲によって可視化された中・高緯度の大気の流れも非常に乱れていて乱流状態であることが推測されるが、このような流れに普遍的統計法則が存在するのか、といったことに自然と興味が湧く。

Nastrom and Gage (1985)⁽¹²⁾ は GASP データセット*1 の東西風速、南北風速、温位*2のスペクトル解析の結果を報告している。彼らは、これらの物理量の水平波数エネルギースペクトルは約 2km から 1000 km のスケールまでほぼ同じ形をとること、2 km から 300 ~ 400 km (メソスケール) ではスペクトルは水平波数 k の $-5/3$ 乗に比例する形を持つこと、さらに 1000 から 3000 km (総観スケール) ではスペクトルは k^{-3} に比例する形を持つことを示した (図 1 参照)。スペクトルのこのような特徴は、季節、緯度、対流圏や成層圏における高度に依存しない。総観スケールにおける k^{-3} とメソスケールにおける $k^{-5/3}$ のエネルギースペクトルは、他の観測データ (例えば, Burguess *et al.* 2013⁽²⁾) や大気大循環モデル (例えば, Koshyk and Hamilton 2001⁽⁸⁾) でシミュレートされた場の解析においても示されている。そこで、このスペクトル形状は地球大気の運動の普遍的特徴の一つと考えられており、しばしば Nastrom-Gage スペクトル (以下, NG スペクトルと略記する) と呼ばれる。

Nastrom and Gage (1985)⁽¹²⁾ の研究以降、NG スペクトルの形成過程を 2 次元乱流や準 2 次元の乱流 (地衡流乱流) の枠組みで説明する試みが行われてきた。2 次元 Navier-Stokes 方程式に従う強制散逸乱流 (以降, 2 次元 NS 乱流と参照する) において二つの慣性領域、エネルギー慣性領域とエンストロフィー慣性領域、が共存することはよく知られている。^{(1),(9),(10)} エネルギー慣性領域は、系を強制する波数帯 (強制波数帯) よりも低波数側に形成される。この領域のエネルギースペクトルは波数 k に対して $k^{-5/3}$ の関数形に依存し、エネルギーは低波数側に輸送される。それに対して、エンストロフィー慣性領域は強制波数帯よりも高波数側に形成される。エンストロフィー慣性領域ではエネ

* iwayama@kobe-u.ac.jp

*1 GASP は Global Atmospheric Sampling Program の略称で、アメリカ航空宇宙局 (NASA) によって行われたプロジェクトである。このデータセットは 1975 年から 1979 年の期間、定期運航する商用航空機によって観測された対流圏界面付近 (9~14 キロメートルの高度) の大気微量成分や気象学的物理量のデータセットである。データはすべての季節を含み、幅広い緯度・経度をカバーしている。

*2 高さと共に圧力が減少する効果を考慮した温度。

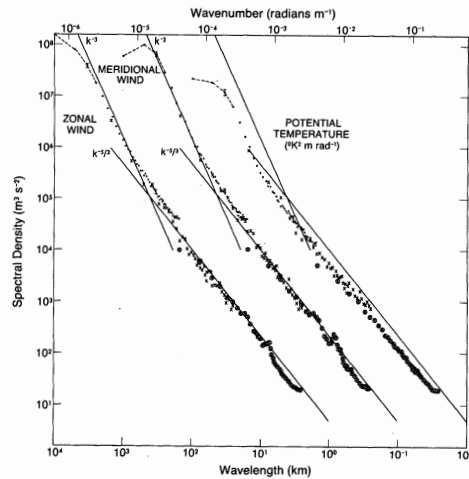


図1 Nastrom and Gage(1985)⁽¹²⁾ によって示された地球大気のエネルギースペクトル.

ルギースペクトルは k^{-3} に比例し, エンストロフィーが高波数側に輸送される (図2 参照). これらの性質は, 運動エネルギーとエンストロフィーが系の非粘性保存量であることに因っている. 地球大

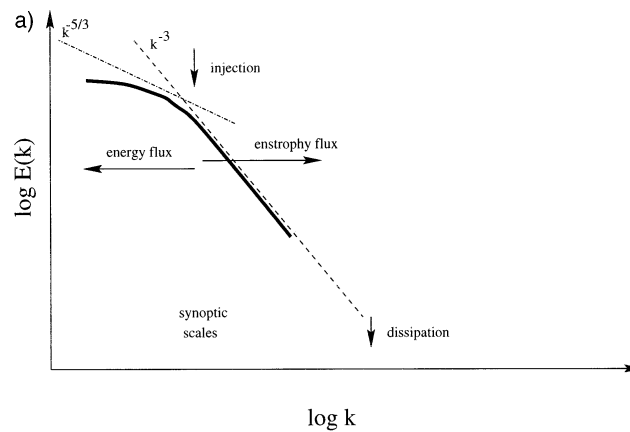


図2 2次元 NS 乱流における波数空間内のエネルギースペクトル, およびエネルギーとエンストロフィーの流れの概念図 (Tung and Orlando (2003)⁽¹⁵⁾ より転載).

気では, 傾圧不安定によって数千キロメートルの擾乱が発生することから, このスケールが地球大気の流れの強制スケールの一つと見做されている. そこで, NG スペクトルにおける k^{-3} スペクトルは 2次元 NS 乱流のエンストロフィー慣性領域スペクトルと類似のものと認識されている (Lindborg, 1999⁽¹¹⁾).

NG スペクトルの $k^{-5/3}$ スペクトルの形成には, 重力波が重要な役割を果たしていることが多くの研究で指摘されている (例えば, Koshyk and Hamilton 2001,⁽⁸⁾ Hamilton *et al.* 2008⁽⁶⁾). 一方, Tung and Orlando (2003)⁽¹⁵⁾ (以下, TO03 と略記する) では, 重力波が濾過された系である 2 層準地衡流渦位方程式の数値実験によって NG スペクトルと類似な k^{-3} と $k^{-5/3}$ スペクトルの共存を再現し (図3 参照), $k^{-5/3}$ スペクトルの形成メカニズム (図4 参照) を提唱している.

準地衡流渦位方程式は, 地球大気・海洋の大規模な循環を記述するモデル方程式の一つである. そ

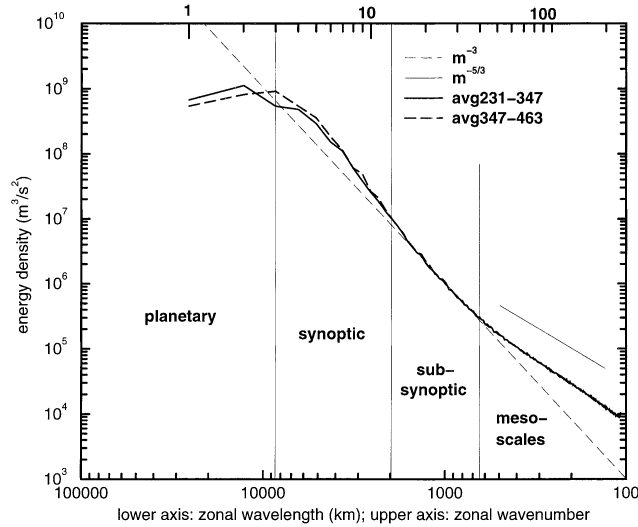


図3 Tung and Orlando(2003)⁽¹⁵⁾ によって示された2層準地衡流渦位方程式の数値実験から得られたエネルギースペクトル。

これは、非圧縮条件を課した2次元NS方程式から導かれる渦度方程式と似た形を持っている。そこで、準地衡流渦位方程式に従う乱流（以降、地衡流乱流と参照する）は2次元NS乱流の一般化の一つとみなされ、物理学的興味、地球物理学的興味から研究されてきた。準地衡流渦位方程式は二つの非粘性保存量、全エネルギー^{*3}とポテンシャルエンストロフィー^{*4}、を持つので、地衡流乱流の波数空間内の力学は、2次元NS乱流のそれと似ていると信じられてきた。⁽³⁾ しかしながらTO03は、密度成層と傾圧性を考慮したもっとも簡単な準地衡流系である2層準地衡流渦位方程式の数値実験において、NSスペクトルと類似なエネルギースペクトルを得たのである。TO03により提唱された $k^{-5/3}$ スペクトルの形成メカニズム（以下、TOメカニズムと参照する）は、強制波数帯から高波数側へのエネルギーの輸送と、それに伴うエネルギー慣性領域の形成が特徴である。

TOメカニズムは2次元NS乱流の性質の一般化としても、その地球物理学的応用としても興味深い。しかしながら、TOメカニズムの正当性は論争になっている。^{(13),(14)} 興味深いことに、TO03以外、2層準地衡流渦位方程式の数値実験でNGスペクトルを再現した研究は未だない。さらに、TOメカニズムが発現するための数学的な関係式（Danilov不等式）は近年理論的に活発に研究されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾にもかかわらず、数値実験によってDanilov不等式の成否について調べた研究もない。このような背景のもと、本講演では2層準地衡流渦位方程式の数値実験によって、NGスペクトルの再現およびその形成メカニズムに必要なDanilov不等式の成否に関する研究⁽¹⁶⁾を紹介する。

参考文献

- [1] G. K. Batchelor. Computation of the energy spectrum in homogeneous two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids Suppl. II*, 12:233, 1969.

^{*3} 運動エネルギーと有効位置エネルギーの和

^{*4} 渦位の二乗の空間積分

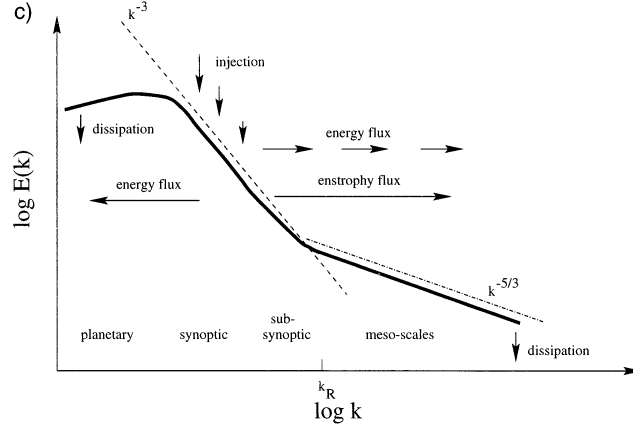


図4 2層準地衡流渦位方程式の数値実験によって得られるエネルギースペクトル, および全エネルギーとポテンシャルエンストロフィーの流れの概念図 (Tung and Orlando (2003)⁽¹⁵⁾ より転載).

- [2] B. H. Burgess, E. Andre, and T. G. Shepherd. The troposphere-to-stratosphere transition in kinetic energy spectra and nonlinear spectral fluxes as seen in ecmwf analyses. *J. Atmos. Sci.*, 70:669–687, 2013.
- [3] G. J. Charney. Geostrophic turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 28:1087–1095, 1971.
- [4] E. Gkioulekas. The effect of asymmetric large-scale dissipation on energy and potential enstrophy injection in two-layer quasi-geostrophic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 694:493–523, 2012.
- [5] E. Gkioulekas. Energy and potential enstrophy flux constraints in quasi-geostrophic models. *Physica D*, 284:27 – 41, 2014.
- [6] K. Hamilton, Y. O. Takahashi, and W. Ohfuchi. Mesoscale spectrum of atmospheric motions investigated in a very fine resolution global general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 113:D18110, 2008.
- [7] A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30:301, 1941.
- [8] J. Koshyk and K. Hamilton. The horizontal kinetic energy spectrum and spectral budget simulated by a high-resolution troposphere-stratosphere-mesosphere gcm. *J. Atmos. Sci.*, 58:329–348, 2001.
- [9] R. H. Kraichnan. Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, 10:1417, 1967.
- [10] C. E. Leith. Diffusion approximation for two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, 11:671, 1968.
- [11] E. Lindborg. Can the atmospheric kinetic energy spectrum be explained by two-dimensional turbulence? *J. Fluid Mech.*, 388:259–288, 1999.
- [12] G. D. Nastrom and K. S. Gage. A climatology of atmospheric wavenumber spectra of window and temperature observation ny commercial aircraft. *J. Atmos. Sci.*, 42:950 – 960, 1985.
- [13] K. S. Smith. Comments on “The k^{-3} and $k^{-5/3}$ energy spectrum of atmospheric turbulence:quasi-geostrophic two-level model simulation”. *J. Atmos. Sci.*, 61:937, 2004.
- [14] K. K. Tung. Reply to comments on “The k^{-3} and $k^{-5/3}$ energy spectrum of atmospheric turbulence:quasi-geostrophic two-level model simulation”. *J. Atmos. Sci.*, 61:943, 2004.
- [15] K. K. Tung and W. W. Orlando. The k^{-3} and $k^{-5/3}$ energy spectrum of atmospheric turbulence: quasigeostrophic two-level model simulation. *J. Atmos. Sci.*, 60:824–835, 2003.
- [16] 岩山隆寛, 岡崎正悟, 渡邊威. 2層準地衡流系に関する Danilov 不等式の数値実験的研究. 京都大学数理解析研究所講義録, 印刷中, 2017.