

気候変動とブロッキング現象



中村 昇

シカゴ大学地球物理学科
nnn@uchicago.edu

地球温暖化に伴う気候変動や、異常気象に関する報道が増えている。温暖化により異常気象が軒並み激甚化・頻発化するような論調が一部で見受けられるが、両者の関係は実はそれほど単純ではない。

たとえば、海面水温度が上昇した場合、水蒸気の潜熱をエネルギー源とする台風が強大化することはおおむね予想される。しかし、台風の発生「頻度」は必ずしも上昇するとは限らない。温暖化による風の変化が、台風の発生に不利に働くことがあるからである。つまり、台風の発生要因は水蒸気量だけではなく、水蒸気量のみに基づいた頻度予想では不正確なのである。

大気のカオスの性質により、決定論的な天気予報には限界があるので、気候の長期的変動(平均値のゆるやかな変化)と異常気象の関係は、統計・確率的な相関から語られることが多く、内部力学(メカニズム)は自由度の高さゆえに看過されがちである。

しかし、気象の動向まで含めた気候変動を見積もるには、平均値だけではなく、確率分布全体の変化を考える必要がある。分布の裾野にあたる異常気象も含め、確率分布は日々の気象現象によるゆらぎの積み重ねなので、気候変動に伴う確率分布の変化を予測するには、内部力学の理解は避けて通れない。

筆者の研究室では、中緯度の天気変化を特徴づける変数として、偏西風(ジェット気流)の蛇行に着目している。偏西風の蛇行と地上の高低気圧のあいだには密接な関係があり、通常、中緯度の天気は偏西風に乘って西から東へと移動していく。

けれども、時おり、蛇行の振幅が局所的に増大して通常の天気伝搬が滞ってしまう

ことがある。この状態をブロッキング現象とよぶ(図参照)。ブロッキング現象は、中緯度における異常気象(熱波、豪雨、早ばつなど)の主因なのであるが、予報が難しいという問題がある。偏西風の蛇行自体は安定性理論に基づく理解が進んでいるが、なぜブロッキング現象が起こるのかは70年以上よくわかっておらず、温暖化との関連も未解決である。

そこで流体力学の法則(渦位保存則)に基づいた偏西風蛇行の診断方法を開発してデータを解析したところ、蛇行の振幅と西風の風速のあいだには、強い負の相関があることがわかった。その結果、ブロッキングの発生には(1)偏西風の蛇行が局所的に増幅(2)西風が減速(3)蛇行の移動速度が落ち、上流の蛇行が追いついて振幅が蓄積し、さらなる増幅を生む、という正のフィードバックが重要なことが確認された。

実は、これは高速道路で渋滞が発生するメカニズムと数学的に同等である。道路が混雑すると、運転者がブレーキを踏む頻度が増え、交通速度が落ちる。一定の交通量に達すると、一気に交通密度が増え、渋滞が起こる。偏西風をハイウェイになぞらえるならば、ブロッキング現象は天気の「交通渋滞」と考えることができる。制限速度や車線数が低い場所で交通渋滞が起きやすいように、山岳などの影響で偏西風が上流より弱くなっているところではブロッキングが起きやすい。

これらの新しい知見に基づき、地球温暖化がブロッキング発生の条件および発生頻度にどのような影響を与えるか、目下鋭意研究中である。

—用語解説—

決定論的な天気予報：

現在の観測値を初期条件として、物理法則を時間積分することで得られる天気予報。

中緯度：

極地方と熱帯に挟まれた緯度帯。南北緯30-60度。

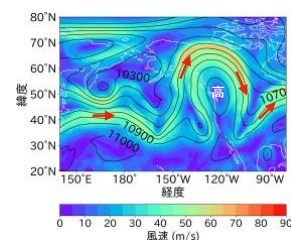
偏西風(ジェット気流)：

1年を通じて中緯度対流圏の上部を極をとりまくように西から東へ吹く風の流れ。偏西風が向かい風になる西回りの航空航路は、同じ距離であっても東回りより時間がかかる。

渦位保存則：

摩擦や熱源のない回転流体中では、流体粒子の鉛直軸のまわりの回転率が一定であるという法則。(ケルビンの循環定理の微分形式。)

ブロッキング現象の例：



2021年6月27日に北米西部上空に出現したブロッキング高気圧に伴う、250ヘクトパスカル等圧面高度(等値線、メートル)と風速(カラスケール)の分布。風は等高線に平行に吹き(矢印)、高度勾配が大きいところほど速い(偏西風)。北米西部で偏西風が大きく北に蛇行しているのがわかる。このブロッキング現象は、地域の最高気温記録を大幅に塗り替える熱波を引き起こした。(データ: ECMWF ERA5)



図1 (a) 真鍋淑郎・信子ご夫妻と。2022年8月、プリンストンにて。(b) 真鍋淑郎博士に授与されたノーベル物理学賞のメダル。このほか、王立科学アカデミーからはチョコレートの詰まったレプリカも贈られたそう。そちらは冷蔵庫に保管中とのこと。

1. はじめに

プリンストン大学の真鍋淑郎博士が2021年のノーベル物理学賞を受賞された(図1)というニュースは、彼の業績を知る同僚のあいだで大きな喜びとともに驚きをもって受け止められた。真鍋博士自身が認めているように、同業者のあいだでは、地球科学は物理学賞の選考対象外というのが、暗黙の前提になっていたからである。

複雑系物理というこの年の授章分野では、カオスの初期値鋭敏性を示したエド・ローレンツの論文¹⁾が思い浮かぶが、受賞対象となった真鍋博士の研究は、地球気候という大自由度定常系のパラメータ感度を予測する理論(放射対流平衡理論)として、奇しくもほぼ同時期に同じ米国気象学会のジャーナルに発表された。^{2, 3)} 簡略化された鉛直1次元大気モデルに基づき、大気中の二酸化炭素が倍増すると(相対湿度一定の条件のもとで)地面付近の気温は2-3度高くなるという真鍋博士の予測は、その後の観測によってほぼ実証されたといっている。¹⁾ この論文が、天気の数値予報がようやく実用化されつつあった1960年代に書かれたことを考えると、現在喫緊の課題となっている気候変動問題に関し、いかに時代を先取りした知見を提供していたかがわかる。⁴⁾ まさに物理学賞に相応しい業績であった。²⁾

個人的には、真鍋先生は80年代に筆者がプリンストンの大学院へ留学するきっかけを作ってくださった恩師である。直接の指導教官ではなかったものの、在学中には多くの研究にまつわる話を伺い、家族のように接していただいたので、先生のご受賞にはひとしおの感慨がある。

2. 気候変動と予測可能性

大気や海洋を含む地球環境は、さまざまな時間スケール・空間スケールで複雑に変動しており、そのすべてを詳細に

¹⁾これは平衡状態がどれくらい変わるかという見積もりである。その変化にどのくらい時間がかかるかはまた別の話で、真鍋先生は、30年くらい前には「僕の研究の結果は、僕が生きているうちに実証されることはないんですよ」とおっしゃっていた。幸か不幸か、そちらの予測ははずれたようである。

²⁾真鍋博士の研究歴については、自著 *Beyond Global Warming*⁵⁾ およびその翻訳『地球温暖化はなぜ起こるのか』⁶⁾ に詳述されている。

記述し、長期間にわたって予測することは困難である。地球の大気海洋では、慣性項に起因する流れの非線形性がカオスの性質を生み出すため、物理法則の時間積分による数値予報に限界があることはよく知られている。³⁾

刻一刻と変化する大気の状態を「天気(weather)」とよぶのに対し、「気候(climate)」とは大気(を含む環境)の代表的な状態をあらわし、⁴⁾ 気象データの平均値として計算される。平均の種類や長さはまちまちだが、ゆらぎ(日々の天気変化や経年変動など)を平滑化するのが目的である。もちろん、平均をとる期間の長さは有限なので、平均値といえども定常ではなく、さらに長い時間スケールでゆっくりと変化する。この長期的な環境状態の変化を一般に「気候変動(climate change)」とよんでいる。したがって気候変動とひとくちに言っても、いろいろな時間スケールがあり、空間的なパターンも多様である。自然起因の変動もあれば、地球温暖化のように人為的な要素の強いものもある。

ちなみに、2週間先の天気も正確に予報できないのに、なぜ30年先、100年先の気温の変化が予測できるのかというと、長い時間スケールでは、気温の変動は内部力学だけでなく、日射の季節・経年変化、温室効果ガス濃度の変化、地表面でのエネルギー収支の変化といった、境界条件や強制力(外部条件)に拘束されるからである。外部条件が予測できれば、気温の長期変動はある程度予測可能になるのだ。夏至のころからクリスマスの天気は予測できなくても、日射量が減るので気温が低くなるであろうことは、容易に想像がつく。⁵⁾ こんなに天気予報と気候予測に用いられる数値モデルは、解像度の違いなどをのぞいて基本的に同じものだが、後者では外部条件の拘束が重要になる。

もちろん、個々の予測には必ず不確定性が伴うので、その見積もりを示すことが重要である。⁶⁾ 天気予報では、複数のやや異なる初期条件からモデルを積分し、結果のばらつきによって不確定性(逆に言えば予報の信頼度)を見積もることができる。⁷⁾ 台風の進路予想に用いられる予報円は、⁸⁾ 不確定性を可視化したものである。

気候変動の予想でも、世界中の気候センターから集められた同条件のもとでの数値予測を比べる⁹⁾ ことにより、予測の信頼度を数値化できる。⁸⁾ 気候変動に関する政府間パネ

³⁾中緯度で実用性のある天気予報は、せいぜい10日先までである。⁷⁾

⁴⁾英語ではよく、「気候は期待値、天気は実現値(Climate is what you expect, weather is what you get)」という言い方をする。

⁵⁾もっと簡単なたとえでは、サイコロを振って毎回出る目は予測できなくても、何回も振るうちに平均が3.5になることは予測できる。平均はサイコロの形や目の数という外部条件に拘束されているからである。

⁶⁾台風が東京に上陸するという予報を出しておいて、実際は千葉に上陸した場合、千葉の住人が準備できていなかった、ということがあってはまずい。

⁷⁾この手法はアンサンブル予報とよばれる。

⁸⁾アメリカのハリケーン予報では、予報円の積分である予報錐(forecast cone)が使われる。

⁹⁾もととなる物理法則は同じでも、それを計算機にプログラムする手法や、モデルの分解能を超える乱流や雲物理などのパラメタリゼーションには流儀の差があるため、同条件の積分でも、モデルによって異なる結果が出る。

ル (IPCC) の最近の報告書では、予測とともにその信頼度を併記することが慣例となっている。⁹⁾

一般に、平均気温や平均降水量の変動は、放射や水の相変化など既知の熱力学による拘束が強いので、比較的信頼度が高い。¹⁰⁾ いっぽう、大気の循環がからむ天気現象に関しては、個々の事象を正確に予測できないのはもちろんだが、統計的にみても変動予測の信頼度は低い(モデル間のばらつきが大きい)。とくに、もともと頻度が低い異常気象は、モデルの積分期間が短いと信頼のある統計がとりにくい。温室効果ガスが平均気温に及ぼす影響にくらべ、大気の流れに及ぼす影響は、流体力学的な自由度が高いため、ずっと複雑で予測が難しいのである。そのため「この嵐は地球温暖化が原因でおこった」などとは軽々しく言えない。¹⁰⁾

とはいえ、個々の異常気象は短期的には決定論的なメカニズムで起こるはずなので、長期変動が異常気象の直近の「初期条件」(平均場) をどのくらいシフトさせるかという視点から、力学的に将来の可能性予測をするアプローチが最近活発になっている。¹¹⁾ この例として、以下で中緯度のブロッキング現象について考えてみたい。なお、流体力学の基礎知識をある程度前提としていることをお断りしておく。

3. 偏西風 (ジェット気流) とブロッキング現象

対流圏¹²⁾の上部には、中緯度に偏西風、あるいはジェット気流とよばれる東向きの強い風が一年を通じて吹いている。¹³⁾ ジェット気流の存在自体は、地球の自転と南北方向の温度差による自然の帰結なのだが、¹⁴⁾ 単に西から東にまっすぐ吹くのではなく、数千キロメートルの単位で南北に蛇行しながら吹いている。¹⁵⁾ 蛇行の成因については 20 世紀半ばころから活発に研究されており、南北の温度差を伴う東西流(帯状流)は、傾圧不安定 (baroclinic instability) とよばれるプロセスを通して、数千キロの水平波長をもつ微小振幅の波動を増幅することが 1940-50 年代に示された。

^{12, 13, 14)} 傾圧不安定波は数日で振幅を増大し、時計回りと反時計回りの渦を生成する。¹⁶⁾ これらの渦が高気圧、低気圧に相当し、偏西風に蛇行をもたらすのである。¹⁷⁾

¹⁰⁾ たとえは悪いが、薬物を使用中の野球選手がたまたまホームランを打ったからといって、その本塁打は薬物のせいであるとは必ずしも言えないのと同じだ。

¹¹⁾ このアプローチは、「ストーリーライン (storylines)」とよばれる。

¹²⁾ 高度約 11 キロメートルまでの大気層。社会生活に影響する気象現象のほとんどが対流圏でおこる。

¹³⁾ 観測によりジェット気流を最初に発見したのは、日本の気象学者大石和二郎である。

¹⁴⁾ 南北温度差に起因する膨張率の違いにより、等圧面高度は上空に行くほど南北方向に傾斜する。極向きの気圧傾度力とそれに釣り合う赤道向きのコリオリ力も増大する結果、東向きの風(地衡風)も上空ほど強い。

¹⁵⁾ 「earth.nullschool.net/#current/wind/isobaric/250hPa」などでジェット気流の現況をチェックできる。

¹⁶⁾ 北半球では時計回りの流れは高気圧、反時計回りは低気圧に相当する。南半球では逆である。

¹⁷⁾ 気圧の谷 (trough) とか尾根 (ridge) という用語は、本来ジェット気流の蛇行パターンを念頭に置いている。ちなみに、ジェット気流の蛇行は簡単な実験で再現できる。我が家の地下室でろくろを使って再現。

<https://geosci.uchicago.edu/~nnn/Annulus2.m4v>

偏西風の蛇行は、南北の熱交換をうながす。全体として、熱は低緯度から高緯度に運ばれ、気温差をならす効果をもつ。¹⁸⁾ この過程で温度差に起因する位置エネルギーが、蛇行の運動エネルギーに変換される。なお、偏西風は上空の現象であるが、高低気圧は鉛直方向に伸展しているため、偏西風の蛇行と地上の天気変化には密接な関係がある。後述のように、偏西風の蛇行は比較的簡単な流体力学の法則で記述できるので、熱力学や境界条件の影響をうける地表面温度や降水量などにくらべ、中緯度の天気現象をおおまかに読み解く手段としてつごうがいい。¹⁹⁾

傾圧不安定により生じた蛇行パターンは、ロスビー波とよばれ、通常数日から一週間ほど流れに沿って東進する。²⁰⁾ 放射減衰や混合などによって波の一部は散逸するが、偏西風の蛇行はほぼ 1 年を通じて観測される。蛇行パターンが東進するため、天気は西から東に規則的に変化し、このパターンが続くあいだは天気予報の信頼性も高い。

しかし、ときどき蛇行の振幅が局所的に増大し、停滞してしまうことがある。こうなると、通常の東向きの天気の移動は中断され、1 箇所に高気圧や低気圧が長期間居座るため、早ばつや熱波、あるいは長雨などの異常気象が起こりやすくなる。²¹⁾ この状態をブロッキング現象とよぶ。^{16, 17)} ²²⁾ 欧州の異常気象の半分以上がブロッキング現象と関わっているという報告もある。¹⁸⁾ ²³⁾ ブロッキング現象と異常気象との関連は、70 年以上まえにすでによく知られていた。¹⁹⁾ しかし、偏西風の理論や予報精度が改善するなかで、ブロッキング現象は支配的な生成理論の不在と予報のむずかしさで知られ²⁴⁾、いまでも中緯度の天気予報が大きくはずれる要因である。²⁰⁾ 蛇行の振幅が大きくなるほど、非線形効果により流れのパターンは変形し、予報誤差の成長も大きくなるからである。ブロッキングの直前はとくに予報の初期値依存性が強いことが知られている。²¹⁾

ブロッキング現象を異なる天候レジーム(weather regime)への遷移ととらえる考え方がある。^{22, 23, 24)} 大気にはブロッキング状態を含むいくつかの天候レジーム(アトラクター)があり、条件を満たしたとき(たとえば波が山岳などの強制力に共鳴した場合)に急速な遷移がおこる、というものである。70-80 年代に提唱されたこの理論は現在も支持者が多いが、天候レジームや遷移の概念は必ずしも気象データ

¹⁸⁾ 現実には、太陽放射の入射角の緯度依存性により、南北の温度差が消滅することはない。

¹⁹⁾ おもにこの理由により、世界で最初の数値予報は 2 次元モデルで偏西風のふるまいを予測した。¹⁵⁾

²⁰⁾ 流れがない場合は西に進む。つまり、流れに押されて東進するが、移動速度は流れよりも遅い【式 (5) 参照】。

²¹⁾ 実現する気象状況は、ブロッキングとの相対位置によって変わる。

²²⁾ ブロッキングによる天気の停滞は数日から長いときには 2 週間近く持続することもある。

²³⁾ 統計的には、欧州大西洋岸と、北米太平洋岸北西部周辺でブロッキングの発生率が高い【図 2】。しかし、ブロッキングの研究者数では欧州が米国を圧倒的に上回っている。

²⁴⁾ 偏西風の蛇行は傾圧不安定によっておこると前述したが、ブロッキングがおこる場所は必ずしも流れが不安定な場所ではなく、成因は異なると考えられている。

によってはっきりと裏付けられているとはいえない。

いっぽう、気象データの解析からは、偏西風の上流から入射する波束の存在が重要視されている。^{25, 26, 27, 28)} 波束による強制がひきがねとなって、局地化された気流の大蛇行が生まれるという考え方である。しかし、伝播性の入射波と定常の蛇行流であるブロッキングがどのように相互作用するのかについては、流体力学に基づいた維持機構^{29, 30)} や、非線形シュレディンガー方程式と同型の式を用いた先駆的な考察³¹⁾ はあるものの、発生原因についてデータから直接検証できるような枠組みには至っていない。

気候の数値シミュレーション内でもブロッキング現象は発生する。²⁵ ただし、再現性にはバイアスもあり、たとえば、大西洋域でのブロッキングの頻度は、観測にくらべ多くの気候モデルで過小評価されている。³²⁾ しかし、それ以前に、ブロッキング現象には一義的な定義がない、という問題がある。気象学者数人にデータを見せて、これはブロッキングかと聞けば、大体同じような答えが返ってくるであろう。ところが、何の条件を満たすとブロッキングと呼んでよいのかと聞くと、答えはまちまちなのである。ブロッキング指数なるものはいくつかあり、^{33, 34, 35)} それぞれが流れの蛇行形態や持続性などブロッキングのなんらかの側面を定量化しているものの、統一された基準はない。つまり、同じ事象でも、使う指標によってブロッキングであったり、そうでなかったりと判断がわかれる場合もあるということだ。これは物理学の常識から考えると信じられないことかもしれないが、それだけブロッキングには多様性があり、一つの変数だけでは測りきれないことの証左でもある。

さいわい、どの指数を使っても、気候平均としてのブロッキング頻度やその地域分布には(少なくとも定性的には)あまり差がない(図 2)。しかし、将来の動向となると、話は別である。前述のように、ブロッキング現象は中緯度の異常気象の主因であるため、地球温暖化とともにその頻度や分布がどう変化するかは、気になるところだ。多数のシミュレーションを比較した結果、全体的にブロッキングの頻度は下がるという傾向が報告されている。^{36, 16)} しかし、これには地域によって差があり、モデル間のばらつきも大きい。また、同じシミュレーションでも使う指標によって結論が変わったり³⁷⁾、そもそも、(理由のわからない)バイアスがある気候モデルでの将来予測がどこまで有効なのかなど、信頼度の高い答えだとはいえないのが現状である。

ただ、将来の予測が強固(robust)でない理由は、かならずしもモデルの欠陥や定義の欠如だけではなく、この問題の自由度の高さや、ブロッキングの成因に関する理論的な枠組みの不在と無関係ではないだろう。気候シミュレーションを走らせるだけでなく、ブロッキングの発生メカニズムと、その条件が気候変動によってどうシフトするかの理論

²⁵シミュレーションできるのになぜメカニズムの解明はできないのかというと、気候モデルの自由度も、実際の大気と同じく、我々の頭でプロセスできる範囲を超えているからである。

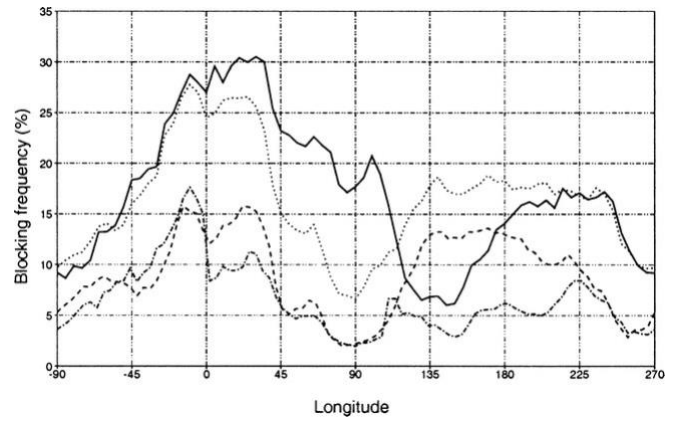


図 2 複数の指標に基づき、ブロッキング現象の平均頻度を経度の関数としてあらわしたものの。線種は指標の違いを表す。指標によって多少のばらつきはあるが、東大西洋-欧州地区 (-45-45 度) と太平洋地区 (135-230 度) で頻度が高くなっている。Pelly and Hoskins (2003)³⁵⁾ から許可を得て転載。

的な解明が急務であると思われる。

4. 偏西風蛇行の力学

4.1. 渦位とロスビー-ハウリッツ波²⁶

ブロッキング現象の本質を理解するための単純な数理モデルとして、回転球面上の順圧流体(barotropic fluid) を考える。²⁷ 順圧とは本来、圧力が密度のみの関数であるという意味だが、ここではさらに単純化して、密度や温度は一定、流速²⁸は水平(鉛直成分はゼロ)で、高度に依存しないものとする²⁹。また、粘性や流体と地表面のあいだの摩擦もとりあえず無視する。

このモデルでは、連続式(質量保存則)から流速ベクトルが非発散であることが容易に導かれる。そこで経度・緯度方向の流速(u, v)を、流れ関数 $\psi(\lambda, \phi, t)$ の勾配として以下のように定義すると、非発散条件を満たす。³⁰

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \cos \phi \dot{\lambda} \\ a \dot{\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \\ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

ここで(λ, ϕ, t)は経度、緯度³¹、時間をあらわし、 a は球体の半径である。いっぽう、流れの加速は、水平方向の圧力勾配や、回転に関するコリオリ力、移流などの慣性力に支配されるが、運動方程式の回転成分をとると、渦位(絶対渦度の鉛直成分)³² q の流れに沿った保存則に帰着する。

$$\frac{Dq}{Dt} = 0, \quad (2)$$

$$q(\lambda, \phi, t) = 2\Omega \sin \phi + \nabla^2 \psi. \quad (3)$$

²⁶球面上のロスビー波と同義。

²⁷これはラプラス潮汐方程式の極限のひとつである。

²⁸回転している球面に相対的な流体の動きの速度のこと。

²⁹つまり熱力学や浮力を考慮しないということで、天気や温暖化とは無縁のように思えるかもしれないが、大気循環は圧倒的に水平成分が卓越しており、その力学的ふるまいを理解するには適切な仮定である。

³⁰流速ベクトルは流れ関数の等値線と平行となる。

³¹球面座標の緯度は赤道を 0 とし、南極を $-\pi/2$ 、北極を $\pi/2$ とする。

³²渦度はベクトルだが、この場合は水平成分が 0 なので、渦位を絶対渦度と言い換えても問題はない。

ここで Ω は球面 (惑星) の回転角速度、 $D/Dt = \partial/\partial t + (u/a \cos \phi) \partial/\partial \lambda + (v/a) \partial/\partial \phi$ は流れに沿った (ラグランジュ的) 時間微分、 $\nabla^2 = (a \cos \phi)^{-2} [(\partial/\partial \lambda)^2 + (\cos \phi \partial/\partial \phi)^2]$ は 2 次元のラプラシアンである。渦位 q [式 (3)] は、流体粒子が鉛直軸のまわりを回転する率の 2 倍であり、第一項は球面の回転からの寄与 (コリオリ因子)、第二項は流体自身の渦度である。

式 (2) にしたがって渦位を予測したあと、式 (3) に基づいて渦位から流れ関数を逆算し、式 (1) を使って流速を求めることができる。したがって、このモデルでは渦位 (あるいは流れ関数) が唯一の予測変数になっている。

偏西風の蛇行を流れの中の波の伝播と考えるならば、次のような流れ関数の特殊解が理解の手助けとなろう。

$$\psi = -a^2 \omega_0 \sin \phi + \mu Y_{mn}(\lambda, \phi) e^{-i\omega t}, \quad \omega_0, \mu: \text{定数} \quad (4)$$

ここで Y_{mn} は経度波数 m 、全波数 n の球面調和関数である。第一項は角速度 ω_0 で流れる東西流をあらわし、第二項は球面調和関数の構造をもち、経度方向に ω/m の位相角速度で伝播する波をあらわす (μ は波の振幅)。この流れ関数は、次の条件が満たされるかぎり、式 (2) の厳密解であることが示される。³³

$$\frac{\omega}{m} = \omega_0 - \frac{2(\Omega + \omega_0)}{n(n+1)} \quad (5)$$

式 (5) は、ロスビー-ハウリッツ (Rossby-Haurwitz) 波の分散関係式として知られる³⁸⁾。つまり、波の形を式 (4) のように与えると、波の振動数は式 (5) によって拘束されるということだ。

さて、この結果をよく考えてみよう。保存則 (2) は、トレーサー (渦位) が流体に流されていく過程³⁴をあらわしている。にもかかわらず、分散関係式 (5) によれば、波形は流れの速度 (ω_0) ではなく、それより遅い (相対的に西向き) の速度 ω/m で移動する。これはどうしてだろうか。

その理由は、化学物質などのトレーサーと違って、渦位は流れと密接に関連しており、渦位の配置が変わると、新たな流れが誘発されるからである。式 (3) が端的にこの事実を物語っている。上の例で、かりに q と ψ がはじめにそれぞれ $2(\Omega + \omega_0) \sin \phi$ 、 $-a^2 \omega_0 \sin \phi$ という波のない状態にあったとする。³⁵ そのあと、球面調和関数の構造をもった波が渦位に加わったとしよう。この波動成分を q' と表す。式 (3) より、 $q' = \nabla^2 \psi' = -[n(n+1)/a^2] \psi'$ 、すなわち、渦位の波動成分は位相が正反対の波動を流れ関数に誘発するのである。誘発された流れ関数が生み出す流れは南北方向成分を含み、既存の渦位を緯度方向に移流する。この南北移

流が東西流による移流を一部相殺する結果、波の位相速度は東西流の速度より遅くなる³⁶。すなわち、流れの自己誘発が波自身の伝播速度を決定し、式 (5) からあきらかなように、この効果は波の振幅に依存しない。³⁷

式 (5) に実際の偏西風の角速度に近い $\omega_0 = 8.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 、蛇行のスケールに近い $n = 5$ 、地球の自転速度 $7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ を代入すると、左辺 (位相角速度 ω/m) は $2.6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ となり、波は偏西風の約 1/3 の速度で東に進むことになる。この見積もりは気象データとほぼ合致している。

4.2. 渦の集合体としての流れと波

以上はあくまで自由振動としての単色波のふるまいであり、波は均一な西風の上を伝播し、その振幅や位相速度は一定であった。波がどこで生まれどこで消滅するかとか、波の振幅が時間や空間とともにどう変化するか、という問いには答えを提供しない。ブロッキングを波動現象ととらえるならば、(1) 振幅の急速な増幅と (2) 伝播速度の低減の 2 点が説明されなくてはならない。

波が増幅するメカニズムとしては、(1) 傾圧不安定のような力学的内部不安定 (2) 山岳など外部強制力と波動の共鳴 (3) 複数の波成分にともなう干渉 (4) 流れの不均一性などが考えられるが、ここでは、経度方向の流れの不均一性、とくに波束が誘発する不均一性に注目する。流れの特性が波の伝搬方向にゆるやかに変化する場合には、WKB 近似とだが、後述のように、波がない状態でも渦位は緯度方向に勾配をもつ。

³³ これは非線形方程式の特殊な厳密解であるが、式 (2) が東西流と球面の回転に関して線形化された場合 (つまり、波の振幅が微小なとき) にも同一の解をとる。後者では球面調和関数が振動の固有解となり、重ね合わせの原理により解が一般化できる。

³⁴ コーヒーの中のクリームを思い浮かべればよい。

³⁵ 波がないとは、経度方向の依存性がないということ。なお、重要なこ

により分散関係式 (5) を局所的に適用することができ、振動数や波数の緩やかな変化にともない、波束の振幅も変化することは、波動物理学の分野ではよく知られている。

式 (5) から、東向きの位相速度を低減するには、流れの速度 ω_0 を遅くするのが有効であると推察される。波のスケールを大きくする (n を小さくする) ことも有効だが、ブロッキングの事例の多くで西風が弱くなっているので、流れの減速が重要であることはほぼ間違いないだろう。ただし、流れの減速がブロッキングの成因なのか結果なのかはこれだけではわからないので、その点を次に掘り下げてみる。

地球大気の流れは惑星の回転速度に比べて遅いので、渦位はおもにコリオリ因子によって占められている[式 (3) 右辺の第一項]。したがって、渦位は南半球で負の値、北半球で正の値をとり、北向きに単調増加する。ただし、波や渦など経度依存のある南北流が存在する場合は、流れによって渦位が変位し、波打つ(図 3a)。この渦位等値線の緯度方向の変位が、ロスビー-ハウリッツ波の本質である。

先に、渦位の変位が流れを誘引し、式 (5) の第二項を通して波の位相速度に影響を与えると述べた。では、渦位の変位 q' は偏西風の速度 ω_0 に影響を与えるであろうか？これについて考えるため、波打つ渦位の等値線の一部に注目する(図 3b)。まず、北側に変位した等値線(渦位値 Q) と、変

³⁶この効果は、ロスビーにより、ベータ効果と名付けられた。

³⁷微小振幅(線形近似)波の場合もそのまま成り立つ。長い波長(小さい波数 n) の波ほど、西向き伝搬が速い。

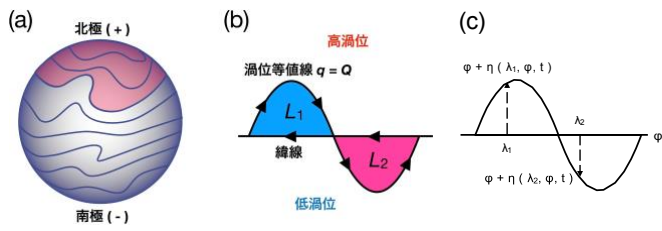


図3 (a) 回転球面上の渦位 q の分布模式図。渦位はコリオリ因子の影響で南極から北極にむけて単調増加するため、等値線はほぼ緯線に平行になるが、波や渦の存在で多少波打つ。この波状パターンが位相各速度 ω/m で東進する [式 (5)]。 (b) 曲線は変位した渦位の等値線 (渦位値 Q)。直線は変位前の同じ等値線で、緯線に一致している。北側への変位域 (L_1) では渦位は Q より低く、境界上に時計回りの循環を誘引する。南側への変位域 (L_2) では渦位は Q より高く、境界上に反時計回りの循環を誘引する。 (c) 渦位等値線の緯度変位の座標設定。式 (7) の積分は各経度で破線に沿って遂行する。

位前に同じ等値線が位置していた緯線にかこまれた領域 L_1 を考えよう。変位により、南側にあったより低い渦位が入り込んでいるので、 L_1 内の渦位は Q より低い ($q(\lambda, \phi) \leq Q$)。したがって、 L_1 上の渦位の面積分は以下の関係を満たす。

$$\iint_{L_1} (q - Q) dS \leq 0. \quad (6)$$

(等号は変位がないとき。) ³⁸ ところで、ストークスの定理により、渦位の面積分は境界上の循環であることが示されるので、式(6)によると、渦位の変位によって L_1 のまわりで時計回りの循環が誘発されたことになる。 ³⁹

同様の議論を南側に変位した領域 (L_2) にあてはめると、こちらでは変位によって反時計回りの循環が誘発されることがわかる。いずれにしても、渦位の変位は緯線上に西向きの流れを誘発する。すなわち、渦位の変位は、東向きの流れ(西風)を減速する。そして減速は、変位の振幅が大きいほど、大きい。つまり、ロスビー波の増幅は西風の減速を伴うということだ。 ⁴⁰ 逆に、ロスビー波を励起するには、流体に西向きの角運動量(力積)を与えなくてはならない。つまり、ロスビー波は発生域で西向きの(擬)角運動量 ⁴¹ を受け取り、これを大気中に伝達するのである。 ⁴²

そこで、ロスビー波の擬角運動量密度をはかる変数として、式 (6) を各経度からの貢献に書き換えて次のような積分を定義する。 ⁴¹⁾

$$A(\lambda, \phi, t) \cos \phi \equiv -a \int_0^\eta q_e \cos(\phi + \phi') d\phi', \quad (7)$$

$$q_e(\lambda, \phi', \phi, t) = q(\lambda, \phi + \phi', t) - q_{\text{REF}}(\phi, t). \quad (8)$$

³⁸ この結果は等値線の形状にはよらない。

³⁹ 負の循環は時計回り、正の循環は反時計回りである。

⁴⁰ 逆にロスビー波の振幅が減少するときは、西風が強まる。波の増幅と減衰が保存的であれば、西風に正味の変化はない。しかし、かりに混合や摩擦などで波が非可逆的に減衰する場合には、擬運動量が取り残され、西風の非可逆的な減速につながる。

⁴¹ 流体力学では波の持つ運動量のことを擬運動量と呼ぶ。角運動量の保存が座標の回転対称性に起因するのに対し、擬角運動量の保存は(波を除く)流れの回転対称性に起因する。 ³⁹⁾

⁴² この事実と、ロスビー波が流れに対して西進することは無関係ではない。波のエネルギーを擬運動量でわったものは、流れに相対的な波の位相速度に等しいことが、変分原理を用いて書ける物理的な系の波で多く知られている。 ⁴⁰⁾

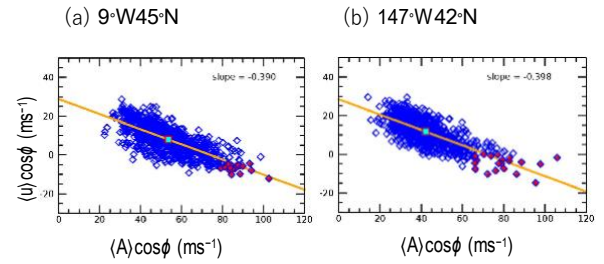


図4 波の活動度(横軸)と東西風速(縦軸)の関係。それぞれの値は1979-2016年の北半球冬季(12月-2月)から4日平均、鉛直平均値として計算。橙色線は最小二乗法による線形回帰。水色の四角は季節平均値。(a) 西経9度北緯42度(東部大西洋)。(b) 西経147度北緯45度(東部太平洋)。赤い四角は波の活動度 ≥ 95 パーセンタイルかつ東西風速 ≤ 5 パーセンタイル [(a)24 事例、(b)22 事例] に対応。データ元: ECMWF ERA-Interim (1979-2016)。Nakamura and Huang (2018) ⁴⁵⁾ より許可を得て転載。

ここで ϕ は変位前の等値線の緯度、 ϕ' は ϕ に相対的な等値線の変位で、 $\phi' = \eta$ が現在の等値線の位置である(図3c)。 ⁴³ 現実のデータを扱う場合、「変位前」の初期条件は不明なので、波打つ現在の等値線を、同じ面積を囲む緯線に写像することで仮想的な波のない基本状態を作る。これが式(8)の q_{REF} の意味である。 ⁴⁴ なお、式(7)で q_e の符号が変わるときは変位 η の符号も変わるため、積分値の符号は一定である。変数 A は渦位の緯度積分なので速度の次元をもつ。ロスビー波の擬角運動量密度は負であるが、式(7)では便宜上負号をつけて正值の変数と定義し、 ⁴⁵ (局所的な)波の活動度(wave activity)とよぶことにする。以下で波の活動度を偏西風蛇行を記述する変数として用いる。

なお、ここまで一層の順圧大気を仮定して話を進めてきたが、現実の3次元大気においても、準地衡風近似 ⁴⁶⁾ をもちいて同様の結果が導かれる。このばあいは、各高度において式(2)(3)は準地衡風渦位 ⁴⁷⁾ で置き換えられ、波の活動度も3次元空間の変数となる。波の活動度と西風は同じ鉛直構造を持つとは限らないが、両者の鉛直平均値は一層順圧大気と似たふるまいをする。 ⁴¹⁾

図4は北半球冬季のブロッキング多発地帯における、波の活動度と東西風速の鉛直平均値の関係を示したものである。両者の逆相関はあきらかで、波の活動度が高いと、西風は弱くなる(場合によっては東風に逆転する)。それぞれの地点で波の活動度95パーセンタイル以上かつ東西風速5パーセンタイル以下の事例を赤色で示しているが、同時期

の波の活動度と500ヘクトパスカルの等圧面高度を合成して、季節平均値と比べたのが図5である。季節平均では偏西風のゆるやかな蛇行と、東太平洋および東大西洋での波の活動度の極大が見てとれる(図5a)。しかし波が強く風が弱い時期の合成図では、あきらかに偏西風の蛇行と波の活動度が局地的に増大していて、ブロッキングを代表する流

⁴³ 等値線が転倒して η が多価の場合にも、一般化が可能である。 ⁴¹⁾

⁴⁴ 流れが非発散、非粘性の場合は、 q_{REF} は時間に依存しない。

⁴⁵ 擬角運動量密度は、 $-A a \cos \phi [\text{m}^2 \text{s}^{-1}]$ で与えられる。

⁴⁶ 大気の状態は水平方向の地衡風バランス、鉛直方向の静水圧平衡を保ちながら、地球の回転に比べゆっくりと時間発展する、という近似。内部領域の変数は圧力の一つだけになる。 ⁴²⁾

⁴⁷ 式(3)に渦の鉛直方向への伸張に関する項が加わる。

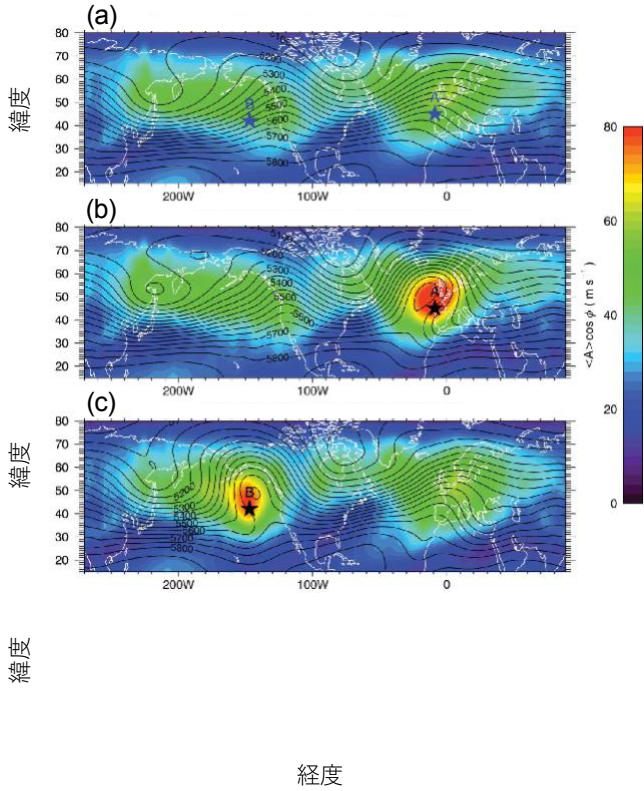


図5 北半球冬季(12月-2月)の波の活動度の鉛直平均値(カラー)と500ヘクトパスカルの高圧場(等値線)。(a)1979-2016年の冬季平均。(b)図4aの赤四角に対応する24事例の平均。(c)図4bの赤四角に対応する22事例の平均。星マークABはそれぞれ図4abの観測地点に対応。データ元:ECMWF ERA-Interim (1979-2016). Nakamura and Huang (2018)⁴⁵⁾より許可を得て転載。

れの形状となっている(図5bc)。

5. 波の活動度収支とブロッキング

波の活動度が偏西風の蛇行やブロッキングを特徴づけるのに役立つことを見てきた。高度場や運動エネルギーの偏差など、気象学の現場で広く用いられている他の指標に比べ、波の活動度は単に蛇行を定量化するだけでなく、蛇行の変化を支配するプロセスの見積もりを可能にする。たとえば順圧大気において、渦位の保存則(2)から波の活動度 A の支配方程式を以下のように導出することができる。

$$\frac{\partial A \cos \phi}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial F_\lambda}{\partial \lambda} - \frac{1}{\int_\eta} \frac{\partial F_\phi \cos \phi}{\partial \phi} + S, \quad (9)$$

$$F_\lambda = u_{\text{REF}} A \cos \phi - a \int_0^\eta u_e q_e \cos(\phi + \phi') d\phi' + \frac{\cos \phi}{2} (v_e^2 - u_e^2), \quad (10)$$

$$F_\phi = -u_e v_e \cos \phi. \quad (11)$$

ここで $(u_e, v_e) = (u - u_{\text{REF}}, v)$ は q_e に対応する流れの変位場で、図3bに示した、変位によって生じた循環である。いっぽう u_{REF} は q_{REF} に対応する基本状態の東西流である。式(9)の右辺の第一、二項は波の活動度の経度方向、緯度方向のフラックス収束をあらわし、⁴⁸⁾ S は強制・散逸をあらわす。この式は、波束の生成から伝播、消滅までを記述する運動方程式とみなすことができる。⁴⁹⁾

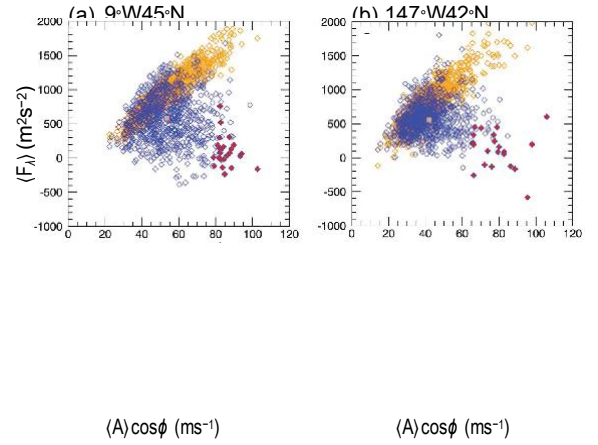


図6 波の活動度(横軸)と経度方向の波の活動度フラックス(縦軸)の関係。それぞれの値は1979-2016年の北半球冬季(12月-2月)から4日平均、鉛直平均値として計算。青い四角は式(10)右辺のすべての項の和。橙色の四角は第一項と三項のみの和。赤い四角は図4に対応。水色の四角は季節平均値。(a)西経9度北緯42度(東部大西洋)。(b)西経147度北緯45度(東部太平洋)。データ元:ECMWF ERA-Interim (1979-2016). Nakamura and Huang (2018)⁴⁵⁾より許可を得て転載。

3次元大気のばあいには、各高度において式(9)に鉛直方向のフラックス収束項が付け加わる。⁵⁰⁾ 鉛直平均すると、この収束項の寄与は地面での上向きの波の活動度フラックス(おもに傾圧不安定による波の生成効果)のみとなる。⁴¹⁾

式(9)を気象データによって評価すれば、波の活動度の時間・空間的な変化がどのように駆動されているのかを調べることができる。その結果、まず、中緯度において数日から1週間程度の時間スケールでは、波の活動度の変化はおもに経度方向のフラックス収束に支配されていることがわかった。ロスビー波が偏西風に流されて東進していることを考えると、これは自然な帰結である。

しかし、波の活動度と東西方向の波の活動度フラックスの関係を調べると、もっと興味深いことがわかる。図6は両者の関係を、図4と同じ要領で示したものである。そのさい、式(10)右辺⁵¹⁾のうち第一項と三項だけの和をとったものを橙色、すべての項の和を青色で示している。前者はほぼ右上がりの直線を描くが、後者はちらばりが大きい。そして、明らかに後者の大半は前者の下側に位置し、その差は波の活動度が大きいほど顕著になる。

つまり、第一項と三項だけならば、フラックスは波の活動度に比例して増加するが、第二項を加えるとこの比例関係が崩れるということである。第二項の中の u_e は、波によって誘発された東西成分の風である。ここで、ロスビー

⁴⁸⁾このフラックスは線形理論に基づいた先行研究^{43, 44)}と関連するが、有限振幅にもあてはまる。^{41, 45)}

⁴⁹⁾実際、微小振幅の単色波では、フラックスは波の群速度と波の活動度の積であることが示される。

波の増幅は西風の減速を伴うという前項の結論を思い起こすと、波の活動度の増加に伴って u_e がより大きな負の値をとることが予想される。実際、図 6 で赤色で示した事例は、対応する図 4 の事例でみると、ほぼ平均風速が負(東風)になっている。以上をもとに、式 (10) の簡略化をこころみる。

$$F_\lambda \approx (u_{\text{REF}} - \alpha A + c_g) A \cos \phi, \quad \alpha > 0. \quad (12)$$

第一項と三項は波の活動度に比例し(c_g は経度方向の波の平均群速度)、第二項は波による流れの減速の効果をあらわす

⁵⁰経度方向のフラックスにも温度場の寄与が加わる。

⁵¹より正確には、式 (10) に対応する 3 次元の式を鉛直に平均したもの。

($-\alpha$ は図4の線形回帰の傾斜である)。さらに、 $x \approx a \cos \phi \lambda$ と置換して、式(9)を

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [(u_{\text{REF}} - \alpha A + c_g) A] + F - D \quad (13)$$

と1次元の式に書き直す。経度方向のフラックス収束以外の項は強制力 F と散逸 D にくつた。この式では、経度方向の伝搬だけに着目し、波の活動度を経度 x と時間 t のみの関数として扱う。

ところで、波の活動度の一部は、山岳や海陸分布など定常の強制力に支配され、時間に依存しない。これを $A_0(x)$ とおき、⁵² 非定常成分を $\hat{A}(x, t)$ とおくと $A(x, t) = A_0(x) + \hat{A}(x, t)$ であり、これを式(13)に代入して非定常成分についての式を以下のように導出する。

$$\frac{\partial \hat{A}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [C(x) - \alpha \hat{A}] \hat{A} + F - \frac{\hat{A}}{\tau} \quad (14)$$

$$C(x) = u_{\text{REF}} - 2\alpha A_0(x) + c_g. \quad (15)$$

ここで混合による散逸を $\hat{D} = -\hat{A}/\tau$ と線形減衰で近似し、 $\hat{F}$ はおもに傾圧不安定による波の生成をあらわす。式(14)は1次元の非線形偏微分方程式であるが、⁵³ 強制・散逸項をのぞけば、都市工学における巨視的な交通流を扱う数学モデルと同型であり、^{46, 47)} この分野の知見を活用できる。

すなわち、式(14)のフラックス $(C(x) - \alpha \hat{A}) \hat{A}$ は、波動の振幅が小さいうちは $\hat{A}$ の増加とともに増えるが、非線形項がブレーキとなって、 $\hat{A} = C/2\alpha$ で最大値 $C^2/4\alpha$ をとったあと、減少に移る。かりに領域の一部で $\hat{A}$ が臨界値を超えフラックスが減少に転じると、上流から入射するフラックスが不変ならばそこで収束が生じるため、 $\hat{A}$ が上昇し、これがさらなるフラックスの減少をまねく。この正のフィードバックにより、入射フラックスが持続するかぎり、 $\hat{A}$ はフラックスが0となる値($= C/\alpha$)まで急上昇し、波は停滞する。⁵⁴ $\hat{A}$ を高速道路上の交通密度⁵⁵と解釈するならば、これはまさに交通渋滞が発生するメカニズムといえる。(交通密度が増えると運転者がブレーキを踏む頻度が増えて速度が落ちるため、交通密度が臨界点を超えると交通流が減少する。) $C(x)$ は制限速度や車線の数に相当し、 $C(x)$ が小さい場所では $\hat{A}$ の臨界値も下がるため、渋滞がおきやすい。こう考えるならば、ブロッキング現象は(少なくとも数学的には)偏西風上の波動の交通渋滞と解釈するのが自然だろう。図5aが示すような偏西風のゆるやかな蛇行は、定常波 $A_0(x)$ により $C(x)$ が東部太平洋と東部大西洋上で極小値をとることを示唆して

おり、この地域でブロッキングの発生頻度が高い事実(図2)とも整合する。

かりにブロッキングが上述のようなメカニズムでおこるのであれば、波の活動度の臨界点を正しく予測することが

⁵² 現実のデータでは、各経度における A の最小値と定義する。

⁵³ 拡散項を加えれば、コール-ホップ (Cole-Hopf) 変換により線形化が可能。ただし、これ得られる閉形式解からは物理過程がよく見えないので、ここでは採用しない。

⁵⁴ その結果 $\hat{A}$ は不連続となり、「衝撃波」が発生する。⁴⁷⁾

⁵⁵ 道路の単位長さあたりの車両数。

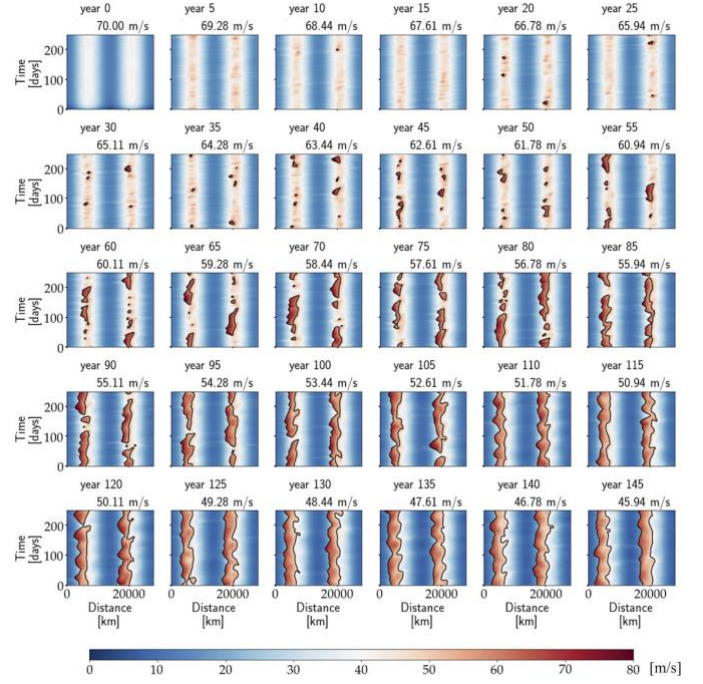


図7 1次元モデルによる波の活動度の長期予報。5年ごとに波の活動度を経度(横軸)と時間(縦軸)の関数として示したもの。黒い等値線は臨界値で、赤い領域はブロッキングの目安。偏西風の強さは145年間で 70 ms^{-1} から 46 ms^{-1} まで減少している。Paradise et al. (2019)⁴⁹⁾ より許可を得て転載。

予報精度の向上に貢献するかもしれない。しかし、式(14)は波の活動度収支の統計から経験的に導かれた、きわめて簡素なモデルである。現実のブロッキング現象の多様性に鑑みて、個々の事象がこの式で(定性的にも)予報できるとは考えにくい。むしろ、このような単純化したモデルを使って、ブロッキングの統計のパラメータ依存性を調べるのが、気候変動との関連において実用的な用途であろう。

図7にそのようなモデルの使用例を示す。⁴⁹⁾ 現在、北極地方の温暖化が他の場所に比べ、約2倍の速さで進んでいる。そのため南北の温度差が減少し、偏西風の風速が弱まってブロッキング現象の頻度が上がるという仮説がある。⁴⁸⁾ この仮説の検証として、式(14)において強制力 $\hat{F}$ を確率論的に与えながら⁵⁶ 長時間積分するとともに、背景となる偏西流の速度(u_{REF})を徐々に減少させてみる。ここで $C(x)$ は経度方向に2箇所極小値をとり、ブロッキングの発生を局在化させる。偏西風が強い場合はブロッキングはおこらないが、風速が弱くなるにつれ発生が目立つようになり、強さや持続性が増加する。偏西風が一定以上弱まると、ブロッキングが恒久的に持続するようになる。⁵⁷

したがって、もし偏西風の速度だけを独立に弱めるなら、たしかにブロッキング現象の頻度が増え、さらには個々の事象が長期化し恒久化にいたるであろう。しかし、現実には、偏西風の風速だけが独自に変化するとは考えにくい。南北の温度差の減少は、偏西風の速度だけではなく、造波

⁵⁶ 波数・振動数の異なる多数の波を、初期位相をランダム化して重ねあわせたもの。

⁵⁷ この計算は、標準的な気候モデルに比べ、微々たる時間で実行可能。

機構である傾圧不安定も弱めると考えられる。すなわち、モデルのパラメータはそれぞれ独立ではなく、本来、相関をもっている。そのため、ひとつのパラメータだけを変えるということは現実的でない。じっさい、より現実的なモデルでは、南北温度差の減少がブロッキング現象の全体的な頻度増加につながるという結果は得られていない。^{50, 51)}

逆の見方をすれば、1次元空間モデルの収穫は、現実的なモデルでは実行が困難なパラメータの独立変化という思考実験を可能にし、ブロッキングのパラメータ依存性の理解を深めることにある。

6. おわりに

地球温暖化にともなう大気循環の変化、とくに異常気象への影響は、力学の自由度の高さゆえにまだわからないことが多い。本稿では、ブロッキング現象について、メカニズムへの理解を深め、発生を支配する少数のパラメータを特定したのち、それらのパラメータが気候変動によってどう変化するかを見積もるのが、将来への見通しを立てる上で有効なアプローチであると論じた。このようなアプローチで中心的役割を担うのは、ブラックボックス的な気候モデルではなく、流体力学の普遍的な保存則(渦位・波の活動度)とデータ解析にもとづいた、簡素化されたモデルである。単純さゆえに個々の事象の正確な予測には向かないものの、ブロッキング現象の標準的な描像を提供し、力学的枠組みの中で確率変数のパラメータ依存性を見積もる道具として、このようなモデルの有効性が期待される。

筆者がプリンストンで大学院生だったとき、真鍋淑郎先生には「複雑なモデルに頼りすぎてはならない」と繰り返し教わった。複雑な問題を複雑な道具で解こうとすると、複雑な答えしか得られないのは世の常である。地球環境という大自由度系においても、還元的な物理学の手法は有効であり、基本的な理解の手助けのために活用されてしかるべきだと思われる。放射対流平衡理論やブロッキング現象の交通渋滞理論はその典型例であり、大規模な気候シミュレーションを補完する役割を担うと言えるだろう。

参考文献

- 1) E. Lorenz, J. Atmos. Sci. **20**, 130 (1963).
- 2) S. Manabe and R. F. Strickler, J. Atmos. Sci. **21**, 361 (1964).
- 3) S. Manabe and R. T. Wetherald, J. Atmos. Sci. **24**, 241 (1967).
- 4) N. Jeevanjee, I. M. Held, and V. Ramaswamy, Bull. Amer. Meteor. Soc. **103**, E2559 (2022).
- 5) S. Manabe and A. Broccoli, *Beyond Global Warming*, Princeton University Press, (2020).
- 6) 真鍋淑郎、アンソニー・ブロッコリー、『地球温暖化はなぜ起こるのか』、講談社ブルーバックス、(2022).
- 7) F. Zhang et al., J. Atmos. Sci. **76**, 1077 (2019).
- 8) V. Eyring et al., Geosci. Model Dev. **9**, 1937 (2016).
- 9) IPCC, *Climate Change 2021: The Physical Science Basis*. (2021).
- 10) National Academies of Sciences, Engineering and Medicine, *Attribution of extreme weather events in the context of climate change* (2016).
- 11) T. Shepherd et al., Climate Change **151**, 555 (2018).
- 12) J. Charney, J. Meteor. **4**, 136 (1947).
- 13) E. Eady, Tellus **1**, 33 (1949).
- 14) N. Phillips, J. Meteor. **8**, 381 (1951).
- 15) J. Charney, R. Fjörtoft and J. von Neumann, Tellus **2**, 237.
- 16) T. Woollings et al. Curr. Clim. Change Rep. **4**, 287 (2018).
- 17) A. Lupo, Ann. N.Y. Acad. Sci. **1504**, 5 (2021).
- 18) L. Kautz et al., Weather Clim. Dynam. **3**, 305 (2022).
- 19) D. Rex, Tellus **2**, 196 (1950).
- 20) M. Rodwell et al., Bull. Amer. Meteor. Soc. **94**, 1393 (2013).
- 21) M. Matsueda et al., Mon. Wea. Rev. **139**, 2455 (2011).
- 22) J. Charney and J. DeVore, J. Atmos. Sci. **36**, 1205 (1979).
- 23) R. Vautard and B. Legras, J. Atmos. Sci. **45**, 2845 (1988).
- 24) V. Petoukhov et al., P. Natl. Acad. Sci. **110**, 5336 (2013).
- 25) S. Colucci, J. Atmos. Sci. **42**, 2701 (1985).
- 26) S. Mullen, J. Atmos. Sci. **44**, 3 (1987).
- 27) H. Nakamura and J. Wallace, Mon. Wea. Rev. **121**, 1892 (1993).
- 28) A. Altenhoff et. al., Tellus **60**, 1053 (2008).
- 29) G. Shutts, Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **109** 737 (1983).
- 30) A. Yamazaki and H. Itoh, J. Atmos. Sci. **70** 725 (2013).
- 31) D. Luo, J. Atmos. Sci. **62**, 5 (2005).
- 32) G. Masato, B. Hoskins and T. Woollings, J. Clim. **26**, 7044 (2013).
- 33) H. Lejenäs and H. Økland, Tellus **35A**, 350 (1983).
- 34) S. Tibaldi and F. Molteni, Tellus **42A**, 343 (1990).
- 35) J. Pelly and B. Hoskins, J. Atmos. Sci. **60**, 743 (2003).
- 36) E. Dunn-Sigoin and S. Son, J. Geophys. Res. **118**, 1179 (2013).
- 37) E. Barnes et al., Geophys. Res. Lett. **41**, 2013GL058745 (2014).
- 38) B. Haurwitz, J. Marine Res. **3**, 254 (1940).
- 39) H. Singh and J. Hanna, Z. Angew. Math. Phys. **72**, 122 (2021).
- 40) F. Bretherton and C. Garrett, Proc. Roy. Soc. **302A**, 529 (1969).
- 41) C. Huang and N. Nakamura, J. Atmos. Sci. **73**, 211 (2016).
- 42) J. Charney, Geophys. Publ. Oslo **17** 1.
- 43) R. Plumb, J. Atmos. Sci. **43**, 1657 (1986).
- 44) K. Takaya and H. Nakamura, J. Atmos. Sci. **58**, 608 (2001).
- 45) N. Nakamura and C. Huang, Science **361**, 42 (2018).
- 46) M. Lighthill and G. Whitham, Proc. R. Soc. London **229A**, 317 (1955).
- 47) P. Richards, Oper. Res. **4**, 42 (1956).
- 48) J. Francis and S. Vavrus, Geophys. Res. Lett. **39**, L06801 (2012).
- 49) A. Paradise et al. J. Atmos. Sci. **76**, 3013 (2019).
- 50) P. Hassanzadeh, Z. Kuang and B. Farrell, Geophys. Res. Lett. **41**, 5223 (2014).
- 51) C. Valva and N. Nakamura, J. Geophys. Res. **126D**, e2020JD034501 (2021).

著者紹介または非会員著者の紹介

中村 昇氏：大気力学，特に大気大循環理論と輸送混合理論に興味がある。趣味は陶芸，絵画，フライフィッシング，スキー。

(2023年6月6日原稿受付)

Climate change and atmospheric blocking

Noboru Nakamura

abstract: In this article, the author explains how mechanistic understanding of atmospheric blocking (“traffic jam in the jet stream”) helps project future changes in its statistics under a changing climate.