



この文献の著作権は気象庁に帰属します。



はじめに

本テキストは、気象大学校研修部の予報業務研修の講義資料をベースに作成した。 まず、この講義資料の変遷を述べることにする。最初に作成したものはオーバー ヘッドプロジェクタ(OHP)用の透明のシート(右上イラスト、手書きのものや論文 のコピーなどを記載)で、平成9年度~11年度の気象大学校研修部技術課I予報課程 研修、平成10年度~14年度同特修科予報課程研修で利用していた。その後、この講 義資料をデジタル化することで平成15年度と16年度に実施された気象大学校研修部 の予報課程特別研修官署研修用にパワーポイント資料を作成し、CD-ROMに格納して 気象庁の地方官署に配布した。その資料に著者が、豪雨・豪雪の気象学(朝倉書 店)に記載した内容や近年発生した大雨に関する研究成果などを追記して改訂を繰 り返し、平成17年度~27年度の予報業務研修で利用してきた。また平成24年度~27 年度の気象大学校研修部の中堅係員研修または気象技術総合研修(係員級)の講義 向けに、航空予報にとって重要な現象であるケルビン・ヘルムホルツ波や山岳波な ど、大雨とは大きく関係しない中小規模気象学の基礎となる資料の拡充も図り、そ の内容も本テキストに含めた。

本テキスト作成は、気象庁技術開発推進本部の豪雨監視・予測技術開発部会(豪 雨部会)に設置された診断的予測グループの活動の一部(人材育成支援)として計 画されたものであり、「予報現業における警報級の大雨等に関する予報技術の高度 化」の一環として気象庁予報部から気象研究所への要望事項にもなっている。予報 担当者の人材育成の観点から、通常の教科書と異なり、予報業務に役立つことを考 慮して作成しており、大雨発生時の特徴などの具体例をふんだんに記載した。特に、 第3章と第4章の大雨の発生メカニズムと発生要因では、下層水蒸気場および500m 高度データの重要性を強調するとともに、付録に集中豪雨の発生要因事例集を載せ ることで集中豪雨をもたらす線状降水帯や梅雨期の大雨に着目した内容を充実させ た。またエマグラムを用いた不安定の理解に重点を置き、空気塊が上昇または下降 するときに温度や相対湿度を変化させることが、積乱雲の発達に大きく影響するこ とを視覚的に把握できるように工夫した。

本テキストは通常の教科書とは異なり、講義資料として作成したパワーポイント のスライドとその説明文(ノート)で構成されている。スライドに書き込んである 図解説で大まかには理解できるものも多いが、別途その内容をスライド下のノート に丁寧に説明した。またスライド等で利用した参考文献についても同スライドの ノートの下部に記載した。ノートの記述内容が長い場合、次ページに記載されてい る(なお、そのページにはスライドはない)。また、本テキストのオリジナルであ るパワーポイントファイルは、そのまま講義や勉強会で利用することができる。 本テキストをまとめるに当たって、OHPシートの原型を頂いた元気象研究所予報研 究部吉崎正憲室長(現、立正大学教授)、第3章の集中豪雨の統計解析で資料提供 を受けた同津口裕茂研究官、第5章の竜巻などの資料の一部を作成して頂いた同益 子渉主任研究官、第6章の冬季メソ対流系に関する多くの資料を作成して頂いた気 象庁数値予報課永戸久喜数値予報モデル開発推進官に感謝します。また、本テキス トを発行するにあたり、内容の確認をしていただいた気象庁の関係各位に深くお礼 申し上げます。

平成29年冬 加藤輝之



| | ••••••••••• |
|--|---------------------------------------|
| 目次 | |
| | · · · · · · · · · · · · · · · · · · · |
| 第1章 中小規模擾乱と不安定 | 1 |
| 1−1 中小規模擾乱の分類 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 2 |
| 1-2 シア不安定の分類 | 9 🎜 |
| - 鉛直シア不安定(K-H波) · ·································· | 10 |
| - 慣性不安定・対称不安定 | 14 |
| - 水平シア(順圧)不安定 | 19 |
| 1-3 条件付き不安定 | 21 |
| - 積乱雲の発生・発達条件 | 24 |
| - 温位の概念 | 31 |
| - 相当温位の概念 | 39 |
| - 温度・温位エマグラムの見方 | 41 |
| 第2章 内部重力波と山岳波・メソ気象学で用いられる方程式系 | 51 |
| 2-1 静的安定度 | 52 |
| 2-2 メソ気象学で用いられる方程式系 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 54 |
| 2−3 内部重力波 | 58 |
| 2-4 山岳波 | 65 |
| - 風下山岳波、おろし風 | 76 |
| 第3章 大雨の発生メカニズム ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 80 |
| 3-1 集中豪雨と局地的大雨との違い | 81 |
| 3-2 積乱雲の寿命 | 95 |
| 3-3 線状降水帯の形成過程 | 100 |
| - マルチセル型ストーム(積乱雲群) | 101 |
| - 熱帯域・中緯度帯のスコールライン | 102 |
| - バックビルディング型形成の例 ······ | 106 |
| 3-4 線状降水帯の形成と鉛直シアとの関係 | 109 |
| 第4章 大雨の発生要因 | 120 |
| 4-1 海上での下層水蒸気場の形成過程 ···································· | 122 |
| 4-2 大雨をもたらす下層水蒸気場を代表する高度 | 128 |
| 4-3 梅雨前線帯の構造と大雨の発生位置 ·········· | 139 |
| | 157 |
| 4-5 上空の乾燥空気と上昇流の役割 ···································· | 176 |
| 4-6 線状降水帯発生条件 ···································· | 188 |
| 4-7 地形性降水 ···································· | 192 |



| 第5章 雷とダウンバースト、竜巻 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 199 |
|---|-----|
| 5-1 雷の発生機構 | 200 |
| 5-2 ダウンバースト | 209 |
| 5-3 ガストフロントと重力流 | 216 |
| 5-4 竜巻 (Tornado) とは ··································· | 219 |
| - 竜巻と混同される現象(塵旋風、火災旋風、ガストネード) | 221 |
| - スーパーセル竜巻と非スーパーセル竜巻 | 224 |
| 5-5 スーパーセルの特徴と発生機構 | 226 |
| 5-6 スーパーセル竜巻の発生機構 | 235 |
| 5-7 竜巻発生数の推移 | 241 |
| 第6章 冬季のメン対流系擾乱 | 247 |
| 6-1 山雪と里雪の違い | 249 |
| 6-2 気団変質過程 | 254 |
| 6-3 熱対流による降雪雲の発生と形状 ────────── | 262 |
| - ベナール対流とロール状対流 | 262 |
| 6-4 日本海寒帯気団収束帯の形成と構造 | 269 |
| - 帯状雲の内部構造 | 273 |
| 付録 | 279 |
| A-1 500 m 高度の相当温位の統計調査 ········· | 280 |
| A-2 大雨発生を診断するのに重要な気象要素 ········· | 285 |
| A-3 梅雨期の西日本での成層状態 ·········· | 289 |
| A-4 集中豪雨の発生要因事例集 ···································· | 293 |



<主要参考文献>

二宮洸三他 (1979): 梅雨前線帯の豪雨、気象研究ノート、277pp

浅井冨雄·武田喬男·木村龍冶(1981):大気科学講座2、雲や降水を伴う大気、東京大学出版会、249pp

小倉義光 (1997): メソ気象の基礎理論、東京大学出版会、289pp

小倉義光 (2000): 総観気象学入門、東京大学出版会、215pp

二宮洸三 (2001):豪雨と降水システム、東京堂出版、247pp

大野久雄 (2001):雷雨とメソ気象、東京堂出版、309pp

吉崎正憲・加藤輝之・村上正隆編集(2005):メソ対流系、気象研究ノート、386pp

吉崎正憲·加藤輝之(2007): 豪雨·豪雪の気象学、朝倉書店、187pp

Paul Markowski and Yvette Richardson (2010), Mesoscale Meteorology in Midlatitudes, Wiley, 430pp



第1章では、まず中小規模擾乱をメソスケールの現象で分類し、線状降水帯を構成す る階層構造について説明する。1-2節ではシア不安定を3つに分類し、鉛直シア不安定で はケルビン・ヘルムホルツ(K-H)波が発生する条件をエネルギーと運動量の保存性を 用いて示す。慣性不安定は同心円上の運動で内側の運動が大きくなりすぎると顕在化す る。総観スケールでは慣性安定であるが、そのような状態でも不安定が生じる対称不安 定について、等温位面と等絶対運動量面の関係から説明する。シア不安定の最後に、大 きな水平シアが存在する領域で顕在化する順圧不安定について説明する。1-3節では積乱 雲が代表格である湿潤対流を発生させる条件付き不安定について、積乱雲の発生・発達 に着目して説明する。またエネルギーの保存則から温位、相当温位の概念を説明し、温 度エマグラムと温位エマグラムの見方について解説する。



中小規模擾乱の分類として、メソ気象の空間・時間スケールについて説明する。メソ 気象の空間スケールの分類ではOrlanski (1975) がよく用いられており、200~2000kmが メソαスケール、20~200kmがメソβスケール、2~20kmがメソγスケールと呼ばれてい る。その他に、Fujita (1981) が40~400kmをメソαスケール、4~40kmをメソβスケール と定義している。実際のメソ気象の現象では、積乱雲が5~15km程度(単体の巨大積乱 雲であるスーパセル型ストームは100km近くになるものもある)、積乱雲によって組織 化された積乱雲群(マルチセル型ストーム)が20~100km程度、線状降水帯が50~ 200km程度の空間スケールを持つ。積乱雲はOrlanski (1975) ではメソγスケール、Fujita (1981)ではメソβスケールに分類されるが、積乱雲群や線状降水帯は事例によって異 なるメソスケールに分類されることがある。このように定義によって現象を空間スケー ルで分類することは可能だが、現象を無理に細分類する必然性はなく、それよりも現象 を正しく理解することが重要である。また積乱雲群や線状降水帯をまとめて、メソス ケール擾乱とも呼ぶ。右図のように、空間スケールが大きくなるほど、時間スケールも 長くなる。典型的な時間スケールとしては、積乱雲は30分~1時間、積乱雲群は1時間弱 から3時間程度、線状降水帯になると3時間を超えるものも出てくる。Orlanski(1975) の定義に従うメソaスケールの擾乱には、梅雨前線上に発生する低気圧やメソ対流複合 体 (mesoscale convective complex) などがある。メソ対流複合体は気象衛星の赤外画像 で見て、雲頂輝度温度が -52 ℃以下の領域が 10万 km² 以上、-32 ℃以下の領域が 5万 km² 以上であるなどの条件を満たす積乱雲群である。このようなメソ対流複合体は梅雨 期の中国大陸上でもよく観測される。

(参考文献)

Fujita, T. T., 1981: Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scales. J. Atmos. Sci., 38, 1512-1534.

Orlanski, I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 56, 527-530.



700hPa気圧面の鉛直流分布が水平スケール平均によってどのように見えるかをみてみよう。これらの図(気象庁メソ解析から作成)は2014年台風第8号にともなって沖縄本島で大雨が発生した時のもので、下図は左から平均する水平スケールを15km、100km、200km、400kmと変えた場合である。15km平均では、上図に示した対流活動の活発域(積乱雲域)に対応して、強い上昇流域がみられる。この分布では、線状降水帯や積乱雲群等のメソスケールの現象による鉛直流を見ていることになる。メソスケールによる影響は200km平均しても見られるが、400km平均するとメソスケールによる鉛直循環(上昇・下降気流)が打ち消されている。この事例のように、メソスケールの影響を除去して、総観スケールの上昇流をみるためには、水平400km程度の平均を行う必要がある。400km平均すると、本事例では15km平均で最大 3.5 m s⁻¹程度あった上昇流の強さが、10 cm s⁻¹弱(~350 m h⁻¹)程度になっている。



水平スケールが400~1000km以上の総観スケールの例を、平成26年8月20日広島での大雨のケースの地上天気図と700hPa気圧面の相対湿度分布(気象庁メソ解析から作成)から示す。地上天気図に明示されている前線を伴う低気圧や高気圧は総観スケールの規模を持っている。またその周囲を流れる風の場も同様のスケールを持っている。ここでは東シナ海から日本海にのびる停滞前線、太平洋高気圧およびその周縁を流れる南西~南南西風が総観スケールの現象に当たる。上空700hPa気圧面を見ると、前線の南側に幅500kmほどの長大な湿った域が見られ、これも総観スケールになる。梅雨期には、このような湿域が梅雨前線帯に対応して見られる。梅雨前線帯の構造については、4-3節で説明する。



メソスケール擾乱の例として、平成26年8月20日広島での大雨でみられた線状降水帯 を示す。図は高解像度降水ナウキャスト(解析)を30分間隔に並べたものである。複数 の線状に組織化される積乱雲群(A~G)が下層風上流側で次々と発生し、幅20~ 30km、長さ約200kmの線状降水帯を形成・維持していることがわかる。このような線状 の降水システム(線状降水帯も含む)の形成過程をバックビルディング型形成と言う。 線状の降水システムの形成過程の分類については3-3節で説明する。

単独の線状降水帯が観測されるときには、「テーパリングクラウド」(Tapering Cloud)と呼ばれる対流圏上・中層の風上側に向かって、次第に細くなっている「毛筆状」あるいは「にんじん状」の雲域が衛星雲画像で見られることがある。なお、Taperingと用語は"先細り"という意味であるが、実際は広島での大雨の図で示したように積乱雲群が次々と発生・発達しながら下流へ移動して、"末広がり"のように降雨域が広がっている。この"末広がり"の様相は衛星雲画像では、上空の巻雲が広がることでより顕著に見ることができる。また日本以外では「テーパリングクラウド」という用語は利用されておらず(小倉 2013)、その利用は現象の理解という観点からお勧めできない。

(参考文献)

小倉義光, 2013: テーパリングクラウドという名称について, 天気, 60, 649.



前ページで示した積乱雲群Bが線状になる過程を見てみる。10分毎の高解像度降水ナ ウキャスト(解析)による降水強度分布を見ると、20日00時40分には①~④の積乱雲、 ⑤~⑨の積乱雲で構成されている線状の積乱雲群AとBが存在し、右下図のように発達 した積乱雲は高度16km(対流圏界面)に達している。積乱雲群Bは19日23時40分頃に発 生した積乱雲⑤が北東に動きつつ、その南西側に次々と積乱雲⑥~⑨が発生して線状の 形態を取るようになる。このように積乱雲が次々と発生して、バックビルディング型形 成により積乱雲群は3~5個程度の積乱雲から線状に組織化されている。さらに複数の積 乱雲群が連なることで線状降水帯が形成され、左下図の模式図のように線状降水帯には 2つのバックビルディング型形成に基づく積乱雲→積乱雲群→線状降水帯という階層構 造がみられる。



レーダーにより解析された降水セルの動きからメソスケールの擾乱の動きを見てみる。1999年6月29日福岡豪雨では、動きの遅かった寒冷前線(左下図の地上天気図参照)上に発生した線状降水帯によって大雨が発生した。29日1時から10時に気象レーダーで観測された南北方向と東西方向での前線付近の最大降水強度の時系列(右上図と左上図)を見ると、降水強度の強い領域が5ms⁻¹弱の速度でゆっくりと南方向に、ゆっくりとした速度で東方向にも移動していることがわかる。この移動は寒冷前線、すなわち線状降水帯の南下に伴うものである。また積乱雲と示した矢印が代表する北進かつ東進する複数の筋状の動きが多数みられ、それぞれが発達した一つの積乱雲に対応するものである。それらの時間スケールは約1時間、水平スケールは約10kmであり、東へ約20ms⁻¹,北へ約15ms⁻¹の速度で移動している。それから、寒冷前線と積乱雲の動きに重なって、積乱雲群と示した矢印を代表する別の動きを見て取ることができ、北方向に約9ms⁻¹、東方向に約10ms⁻¹の速度で移動し、積乱雲よりも移動速度が遅いことがわかる。積乱雲と積乱雲群の移動ベクトル(中下図参照)は下層風と中層風のベクトルの中間に存在し、それらの動きは下層から中層の風の影響を強く受けていることがわかる。この影響を次ページで説明する。

(参考文献)

Kato, T., 2006: Structure of the band-shaped precipitation system inducing the heavy rainfall observed over northern Kyushu, Japan on 29 June 1999, *J. Meteor. Soc. Japan*, **84**, 129-153.



簡単のために、積乱雲の動きを下層から持ち上げられる空気塊の動きと見なし、大気の密度が一定な流体であるブジネスク流体(Boussinesq fluid、2-2節参照)で下層と中層しかない2層モデルを考える。空気塊の動き V_c は下層流入風と中層環境風のベクトル(それぞれ、 $V_L \geq V_M$ にする)の和で決まり、 $a \geq b$ を係数として、 $V_c = aV_L + bV_M$ と表現することができる。ここで V_c の時間変化として、コリオリカや凝結による加熱、上昇による断熱冷却の影響を無視して、シアベクトル V_s 方向に対する気圧傾度力のみを考えることにする。すると、 α を1よりかなり小さい正値の係数として、

$$dV_c/dt = \alpha V_s = \alpha (V_M - V_c)$$

と書ける。この時間発展を初期条件 $V_c = V_L(t = 0)$ を与えて解くと、

$$V_c = e^{\alpha t} V_L + (1 - e^{\alpha t}) V_M$$

となる。この式は、空気塊の移動速度は V_L から V_M へと次第に変わり、十分時間が経つ ($t \rightarrow \infty$) と V_M になることを示している。最初に示した係数*a* と *b* の関係は a+b=1に なるが、実際はここで示したような下層と中層からなる簡単な 2 層モデルではなく、大 気の密度も一定(ブジネスク流体)ではない。また運動量は保存するので、密度が小さ くなると速度が速くなる。このことから通常は、*a* と *b* は 1 よりも小さな値をとり、上 空ほど密度が小さくなるので、a+b>1になる。前ページの例では、*a* と *b* はともに 0.7 程度である。

(参考文献)

Kato, T., 2006: Structure of the band-shaped precipitation system inducing the heavy rainfall observed over northern Kyushu, Japan on 29 June 1999, *J. Meteor. Soc. Japan*, **84**, 129-153.



シア不安定としては3つに大分類できる。1つ目は大気の安定度と鉛直シアから発生 条件を診断できるケルビン・ヘルムホルツ波(略称:K-H波)で、航空機等の運行に支 障を起こすClear Air Turbulenceが代表例である。2つ目は地球の回転の効果も含んだ総観 スケールの水平シア(コリオリパラメタである惑星渦度と東西風速の南北差(f + du/dy) で定義した絶対渦度で評価)で生じる慣性不安定に加えて、慣性安定時でも鉛直シアが 大きい場合に生じる対称不安定がある。ともに時間スケールが数時間、水平スケールが 1000km程度であり、直接メソスケールの擾乱を発生させるようなことはない。慣性不安 定は、台風などの渦で、気圧傾度力と遠心力+コリオリカが釣り合っている傾度風平衡 が成り立っている状態で、中心ほど遠心力が大きくなるような領域でも生じる。その場 合は絶対渦度ではなく、絶対角運動量で議論する(中心ほど絶対角運動量が大きいと不 安定が生じる)。3つ目はメソスケールの水平シアで生じる順圧不安定である。代表例 として、冬季日本海上の渦状擾乱がある。



ケルビン・ヘルムホルツ(K-H)波とは、密度成層と鉛直シアによって不安定化した 大気状態中に生じる波(擾乱)である。雲で可視化されることはあまりなく、可視化さ れないK-H波はClear Air Turbulence と呼ばれている。右上図は雲によって可視化された K-H波で、複数の渦状のものが見られる。また下図は航空機で観測されたK-H波の温位 分布で、断熱過程では空気塊は等温位面上を移動することを踏まえると、空気塊は渦状 に上下運動をしていることが推定できる。次ページ以降にK-H波の発生メカニズムにつ いて説明する。

(参考文献)

1971年1月米国コロラド州で観測されたK-H波(米国海洋大気庁NOAAの写真図書館のページ): http://www.photolib.noaa.gov/htmls/wea02039.htm(2017年2月1日閲覧) Nielsen, J. W., 1992: In situ observations of Kelvin–Helmholtz waves along a frontal inversion. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 369–386.



大気中では常に、水平および鉛直方向に混合が生じているが、通常その混合は僅かで ある。僅かな混合が鉛直方向に生じたとき、水平平均場の運動エネルギーと位置エネル ギーの和が混合前よりも混合後の方が小さくなると、余剰のエネルギーが擾乱場の運動 エネルギーに変換される。そのように生じた擾乱がK-H波である。そこで、鉛直シアを もつ水平一様場が完全に混合し、風速・密度一定の水平一様な場が維持される場合を考 えてみる。具体的には Δz の鉛直方向の変位に対して、風速 u が Δu 、密度 ρ が $\Delta \rho$ (< 0)変化している場を想定し、混合によって風速が $u + \Delta u/2$ 、密度が $\rho + \rho'$ ($\rho' < 0$) になることを考える。簡単のために鉛直2層モデルとすると、混合前後の運動エネル ギーと位置エネルギーの保存式は

$$\left((\rho + \Delta\rho)\frac{(u+\Delta u)^2}{2} + \rho\frac{u^2}{2}\right) + (\rho + \Delta\rho)g\Delta z = 2(\rho + \rho')\frac{\left(u+\frac{\Delta u}{2}\right)^2}{2} + (\rho + \rho')g\Delta z$$

となる。その右辺第1項に運動量の保存式

$$(\rho + \Delta \rho)(u + \Delta u) + \rho u = 2(\rho + \rho')\left(u + \frac{\Delta u}{2}\right)$$

に $\frac{1}{2}\left(u + \frac{\Delta u}{2}\right)$ を掛けたものを代入し、式を整理すると、 $\Delta \rho \frac{u\Delta u}{4} + (\rho + \Delta \rho) \frac{\Delta u^2}{4} + \Delta \rho g \Delta z = \rho' g \Delta z$ が得られる。 $\rho \Delta u$ に比べて、 $\Delta \rho \Delta u$ や $u \Delta \rho$ は非常に小さいので、(次ページへ)

$$\rho \frac{\Delta u^2}{4} + \Delta \rho g \Delta z \approx \rho' g \Delta z < 0$$

という関係が得られる。この関係式は、前ページで想定した「鉛直混合により水平一様 な場が維持される(場が安定である)場合」の条件を示している。すなわち、p'は必ず 負値になるので、場が安定であるためには上式右辺が負であることが条件となる。条件 が満たされないと、混合によって余剰のエネルギーが生じることになる。言い換えれ ば、混合によって余剰のエネルギーが生じないためには、リチャードソン数Riを

$$\operatorname{Ri} \equiv \frac{-\frac{g}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2}$$

で定義すれば、Ri>1/4であれば擾乱は発生せず、場が安定していることを示す。一方、 Riが1/4よりも小さくなると、水平一様な場が維持されるという仮定が破綻し、混合に よって生じた余剰のエネルギーによってK-H波が発生する。Riは大気の静的安定度 N^2 を $(N \equiv \sqrt{-\frac{g}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z}}$: Brunt-Vaisala振動数、2-1節参照)を鉛直シアの2乗で割った変数であ り、 N^2 は鉛直シアに比べて大きく変動しない。よって、K-H波は鉛直シアの大きな場 所で発生する。例えば $N^2 = 10^4$ をもつ標準的な大気の場合、高度差1kmで 20 m s⁻¹以 上、高度差500mなら10 m s⁻¹以上の風速差があるとK-H波が発生する。静的安定度につ いては2-1節で説明する。



図は京都大学の酒井敏先生によるK-H波の流体実験の写真時系列である。塩水を容器 に入れ、その上にゆっくりと真水を注ぐことで、密度差 0.05 g cm⁻³の2層からなる液層 を作る。その容器を傾けると、真水の方が軽く(密度が小さく)、塩水の方が重いの で、真水は相対的に上方に移動し、塩水は下方に移動する。それによって、2層間に速 度差(境目は僅かなので、非常に大きな鉛直シア)が生じることで、0.4秒後にK-H波が 発生している。この実験は、準備に2時間程かかり、実験そのものは1秒で終わってしま う。しかも、水槽を傾ける役に当たった人はその「1秒」さえ自分の眼でみることがで きない。動画は以下で見ることができる。

https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/movies/mp4_32/vkh1.mp4 (2017年2月1日閲覧) また3層にした実験の結果についても以下で見ることができる。

https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/movies/mp4_32/vkh2.mp4 (2017年2月1日閲覧)

参考文献

酒井敏, 地球流体力学基礎実験集: https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp1/text/intro/intro.html (2017年2月1日閲覧)



慣性不安定とは、同心円上の運動に対して、円の中心ほど接線風速(遠心力や絶対角 運動量)が大きい場合に生じる。地球規模で考えると、自転の効果(惑星渦度を示すコ リオリパラメタf)を考える必要があり、東西風速の南北差(水平シア)を加えた絶対 渦度($f - \partial \overline{u}/\partial y$)の値の正負で判断できる。負値になると極ほど風速が大きくなるの で、慣性不安定が生じる。台風の場合の多くでは、絶対角運動量($= fr^2/2 + rv; r$ は中 心からの距離、vは接線風速)で慣性不安定が議論される。慣性不安定が顕在化する と、水平シアを軽減するように擾乱が生じる(軽減による接線方向の運動エネルギーの 余剰分が擾乱のエネルギーに変換される)。ここでは、総観スケールの運動を考え、基 本場が南北と高度だけの関数(東西方向には一様)とした場合の慣性不安定と慣性安定 の場合にも生じる対称不安定について説明する。

x 方向の運動方程式は東西方向が一様なので、

$$\frac{du}{dt} = fv = f\frac{dy}{dt} \quad \to \quad \frac{dM}{dt} = 0$$

となり、絶対運動量*M*を u - fy で定義すると、*M* は時間変化しないことがわかる。*y* 方向の運動方程式では、ブジネスク近似(密度 ρ :一定、2.2節参照)および変動に対し て周囲の気圧は変化しないことを仮定し、気圧 $p = \rho\phi$ とすると、

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - fu = f(\overline{u} - u)$$

となる。ここで、上付きバーは周囲の場を示し、地衡風の関係 : $\partial \overline{\phi} / \partial y = f \overline{u}$ を満た す。次に 上図のA点から僅かに ($\delta y, \delta z$) 移動したB点近傍でテイラー展開し、一次の項 まで考えると、

$$\frac{d^{2}\delta y}{d^{2}t} = f\left(\overline{u_{A}} + \frac{\partial\overline{u}}{\partial y}\delta y + \frac{\partial\overline{u}}{\partial z}\delta z - \overline{u_{A}} - f\delta y\right) = -f\left(\overline{\zeta_{a}}\delta y - \frac{\partial\overline{u}}{\partial z}\delta z\right)$$

が得られる。ここで、 $\overline{\zeta_{a}}$ は絶対渦度で、 $\overline{\zeta_{a}} = f - \frac{\partial\overline{u}}{\partial y} = -\frac{\partial\overline{M}}{\partial y}$ で定義される。

z(鉛直)方向の運動方程式は、浮力で考えると、

$$\frac{dw}{dt} = \frac{g}{\theta_0} \left(\theta - \overline{\theta} \right)$$

となる。y方向と同様にA点から僅かに($\delta y, \delta z$)移動したB点近傍でテイラー展開し、一次の項ま で考えると、 $\theta_B = \overline{\theta_A}$ なので、

$$\frac{d^2\delta z}{d^2t} = \frac{g}{\theta_0} \left(\theta_B - \overline{\theta_B}\right) = \frac{g}{\theta_0} \left(\overline{\theta_A} - \left(\overline{\theta_A} + \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial y}\delta y + \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}\delta z\right)\right) = f \frac{\partial\overline{u}}{\partial z}\delta y - N^2 \delta z$$

が得られる。ここで、 \overline{u} は温度風の関係式: $\frac{g}{\theta_0}\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial y} = -f\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}$ を満たし、 $N^2 \equiv \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}$ (N: Brunt-Vaisala振動数、2-1節参照)である。

水平運動の場合は、 $\delta z = 0$ なので、y方向の運動方程式は

$$\frac{d^2\delta y}{d^2t} = -f\overline{\zeta_a}\delta y$$

となる。 $\overline{\zeta_a} > 0$ ならば振動解となり、不安定は生じない。この状態を慣性安定と呼ぶ。 $\overline{\zeta_a} < 0$ ならば時間共に成長する解になるので、このような状態を慣性不安定と呼ぶ。ここでは地衡風平衡が成り立っている総観スケール(~1000km)を想定しているので、慣性不安定が生じる($\overline{\zeta_a} = f - \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} < 0 \rightarrow \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} > f$)には $f \sim 10^4$ s⁻¹ とすると、1000kmで100m s⁻¹以上東西風が変化していることが必要となる。このことから通常、総観スケールでは慣性安定な状態にあることがわかる。

次に、慣性安定で静的安定($N^2 > 0$)の場合を考える。 $y \ge z$ の運動方程式から、 δy を削除すると以下が得られる。

$$\frac{d^4\delta z}{d^4t} + \left(N^2 + f\overline{\zeta_a}\right)\frac{d^2\delta z}{d^2t} + \left(f\overline{\zeta_a}N^2 - f^2\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}\right)^2\right)\delta z = 0$$

不安定である条件は δz が $exp(\sigma t)$ ($\sigma^2 > 0$)の形の解を持つことなので、

$$\sigma^{2} = \frac{1}{2} \left(-\left(N^{2} + f\overline{\zeta_{a}}\right) \pm \sqrt{\left(N^{2} - f\overline{\zeta_{a}}\right)^{2} + 4f^{2}\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}\right)^{2}} \right) > 0$$

が導かれ、

$$\frac{\overline{\zeta_a}}{f} \frac{N^2}{\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}\right)^2} = \frac{\overline{\zeta_a}}{f} Ri = \left(1 - \frac{1}{f} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y}\right) Ri < 1 \quad (1)$$

という関係が得られる。また等絶対運動量線上の傾きは

$$\left(\frac{\delta z}{\delta y}\right)_{\overline{M}} = -\frac{\partial \overline{M}/\partial y}{\partial \overline{M}/\partial z} = \frac{\overline{\zeta_a}}{\partial \overline{u}/\partial z}$$

で与えられ、等温位面上の傾きは温度風の関係式を用いると

$$\left(\frac{\delta z}{\delta y}\right)_{\overline{\theta}} = -\frac{\partial \overline{\theta}/\partial y}{\partial \overline{\theta}/\partial z} = \frac{f \partial \overline{u}/\partial z}{N^2}$$

となる。右中図のピンク色の領域では $\left(\frac{\delta z}{\delta y}\right)_{\overline{\theta}} > \left(\frac{\delta z}{\delta y}\right)_{\overline{M}}$ を満たすので、(1)式は $\frac{\overline{\zeta_a}}{f} \frac{N^2}{\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}\right)^2} = \frac{\left(\frac{\delta z}{\delta y}\right)_{\overline{M}}}{\left(\frac{\delta z}{\delta y}\right)_{\overline{\theta}}} < 1$

と書き換えることができる。この関係から不安定が生じるのは右中図のピンク色の領域 であり、単独に水平または鉛直方向に動かしても不安定にならないが、斜め方向に動か すことで不安定が生じることがわかる。この不安定を対称不安定と呼ぶ。また斜め方向 に動かすことから斜向不安定とも呼ばれる。 対称不安定が起こりえる状況を見積もってみる。想定している地衡風平衡が成り立っている総観スケール(~1000km)で南北方向の風速が 50 m s⁻¹ と大きく変化している場合、 $f \sim 10^{-4}$ s⁻¹ すると、Ri が2.0よりも小さいと対称不安定となる。この場合でも、標準的な大気($N^2 \sim 10^{-4}$ s⁻¹)では、70 m s⁻¹/10 km 以上の鉛直シアが必要となり、現実的にはそのような領域は存在せず、総観スケールでの対称不安定が生じることは考えられない。



対称不安定が生じるためには、静的安定度がかなり小さいことが必要である。静的安定度は飽和(相対湿度100%)大気の方が乾燥大気よりも小さくなるので、飽和大気の静的安定度を考えれば現実的な鉛直シアでも対称不安定が生じることが考えられる。そのような不安定は条件付対称不安定(CSI: Conditional Symmetric Instability)と呼ばれている。飽和大気の静的安定度を飽和相当温位(θ_e^*)で $N_m^2 = g \frac{\partial ln \overline{\theta_e^*}}{\partial z}$ のように定義すると、 N_m^2 を用いたリチャードソン数 Ri_m ($= N_m^2 / \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}\right)^2$)によって、CSIの条件は $\frac{\overline{\zeta_a}}{f} Ri_m = \frac{\left(\frac{\delta z}{\delta y}\right)_{\overline{M}}}{\left(\frac{\delta y}{\delta z}\right)_{\overline{\theta_e^*}}} < 1$

となる。Seltzer et al. (1985) によるとメソスケールの降水帯がCSIに起因する条件として下記を示している:1) 大気状態はほぼ2次元(降水帯に平行な方向の変位が小さい)、2) CSIの条件を満たす領域がある、3) 降水帯は温度風の方向、4) CSIに伴う 擾乱の移動速度は基本場のそれと同じである。ただし、CSIによってメソスケールの降水帯が発生する前に、1-3節で説明する条件付き不安定が顕在化すると考えられるため、 CSIがどの程度寄与しているのかの判断は難しい。

(参考文献)

Seltzer, M. A., R. E. Passarelli, and K. A. Emanuel, 1985: The possible role of symmetric instability in the formation of precipitation bands. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2207-2219.

Moore, J. T. and Lambert, T. E., 1993: The use of equivalent potential vorticity to diagnose regions of conditional symmetric instability. *Wea. Forecasting*, **8**, 301–308.



基本流の絶対渦度の水平分布に依存して生じる不安定のことを順圧不安定と呼ぶ。僅かな変動に対してコリオリパラメタfに大きな変化はなく、大きな渦度をもたらす大きな水平シアが不安定の要因となることから、水平シア不安定とも呼ばれる。惑星スケールでは成層圏の東進ロスビー波や熱帯域の偏東風波動が順圧不安定に起因すると考えられており、メソスケールでは冬季の日本海上で発生する渦状擾乱が代表例である。ここでは、x方向のみに基本流 u(y)がある場合の渦度方程式から順圧不安定が生じる条件について簡単に説明する。水平風を流線関数 φを用いて、

$$u = \overline{u}(y) + u'(x, y, t), v = v'(x, y, t), u' = -\frac{\partial \varphi'}{\partial y}, v' = \frac{\partial \varphi'}{\partial x}, \zeta' = \nabla^2 \varphi$$

と表現し、渦度方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \cdot \nabla\right)(\zeta + f) = 0$$

に代入して線形化すると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla^2\varphi' + \left(\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2}\right)\frac{\partial\varphi'}{\partial x} = 0$$

が得られる。ここでは、中緯度の β 面($f = f_0 + \beta y$)を考えている。x 方向に伝播する 波動解 $\varphi'(x, y, t) = \varphi(y)e^{ik(x-ct)}$ を考えると、

$$(\overline{u}-c)\left(\frac{d^2\varphi}{dy^2}-k^2\varphi\right)+\left(\beta-\frac{d^2\overline{u}}{dy^2}\right)\varphi=0$$

となる。解を得るためには2つの境界条件が必要であり、 $y = y_1, y_2$ で $\varphi = 0$ の場合、 $\beta - \frac{d^2\overline{u}}{dy^2}$ (絶対渦度の y 微分)が図のように $[y_1, y_2]$ の領域で符号が変わることが条件になる。



順圧(水平シア)不安定で発生したメソスケール擾乱の例を示す。左側はドップラー レーダーによって北海道の石狩湾で観測されたメソγスケールの渦列で、水平シアのあ る領域で渦列が発達している様子がわかる。右側は顕著な水平シアが存在する日本海寒 帯気団収束帯帯状雲(JPCZ)に沿って発達するメソβスケールの渦列を数値シミュレー ション(水平分解能6kmの静力学モデル)で再現した結果である。JPCZの構造等につい ては6-4節で説明する。

(参考文献)

Kawashima, M., Y. Fujiyoshi, M. Ohi, T. Honda, T. Kozu, T. Shimomai, and H. Hashiguchi, 2006: Overview of Doppler radar observations of precipitating cloud systems in Sumatera Island during the first CPEA campaign. *J. Meteor. Soc. Japan*, **84A**, 33-56.

Nagata, M, 1993: Meso-b-scale vortices developing along the Japan-Sea Polar-Airmass Convergence Zone (JPCZ) cloud band: Numerical simulation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **71**, 43–57.



大雨が発生するためには大気状態が不安定であることが必要不可欠である。その不安定について説明する。大気状態が不安定だとしても、必ず積雲等の対流が発生する訳ではないので、不安定が顕在化するための条件が別途必要なことから、条件付き不安定と呼ばれる。その条件付き不安定を考える上では必ず大気の成層状態、すなわち上下の気温差(気温減率 Γ)を用いて議論する(右下図参照)。実際の空気の気温減率 Γ が乾燥断熱減率 Γ_d (~9.8 °C km⁻¹)よりも大きいときは絶対不安定な大気状態であり、地上付近などの粘性が大きい場所を除いて、必ず対流が発生する。逆に、湿潤断熱減率 Γ_m (気圧と気温の関数であり、1000hPaで25°Cなら約 4.0 °C km⁻¹、気温が低くなると Γ_d に近づく)よりも小さい場合は、対流の発生がありえない絶対安定な大気状態である。気温減率 Γ が絶対不安定、絶対安定にない状態、すなわち Γ_m よりも大きく、 Γ_d よりも小さい場合を条件付き不安定と呼ぶ。気温減率 Γ が 6.5 °C km⁻¹の標準大気を考えると、おおむね条件付き不安定な大気状態になっている。絶対不安定な大気状態になると対流が発生して不安定が解消されるので、そのような大気状態は積乱雲といった対流の中や地上付近などを除いて、観測されることはありえない。地上付近で絶対不安定な大気状態が維持できる理由については、6-3節で説明する。



上下の気温差を考える際、熱力学第1法則(外部とのエネルギーのやり取りがない断熱を仮定)に従って一般によく、「空気は膨張すれば、気温が下がる」と説明される。 ピストン内を加湿し、ピストンを引くと空気が膨張して、雲が生じることで気温が低下 することを実験で示し、その説明がよくなされている。ただ、ボイル・シャルルの法則 (気体の状態方程式)に従えば、気圧が一定なら、体積が増加すると気温は上昇するの で、そのような説明は中途半端で具体的にどうして気温が低下しているのかがよく分か らない。ピストンを引いて空気が膨張して、気温が低下するのは、空気が膨張する割合 よりも気圧が低下する割合が大きいためである。すなわちボイル・シャルルの法則の分 子にある気圧と体積の積(PV)が減少して、分母の気温が低下しているのである。この ことは、ボイル・シャルルの法則と熱力学第1法則から温位を導出することで具体的に 導くことができる。

ピストンを引いたときの気圧の低下は、ピストンを引く力と釣り合う気圧傾度力が働くためで、気圧が下がることでピストンを引く力と逆向きの力が生じている。実際の大気では、引く力が重力(*pg、p*:密度、g:重力加速度)で、気圧傾度力(*dp/dz*)は上空ほど気圧が下がっていることで生じており、このバランスは静水圧(静力学)平衡と呼ばれている。この節では、このように生じている上下の気温差が基礎となるメソ気象の理解から、大雨を予測するための条件付き不安定の顕在化、特に積乱雲の発生に着目して説明する。



気温が低下するのは、空気が膨張する割合よりも気圧が低下する割合の方が大きいからと説明した。密度にすると、気圧の低下率の方が密度よりも大きいことになる。このことを実際に観測された観測データから確認してみる。図の赤実線は2012年5月6日12UTCのつくばでの高層観測の結果で、1000hPaの密度に対する各気圧面での比である。500hPaを見ると、1000hPaに比べて、気圧は0.5であるが、密度は0.55であり、どの気圧面をみても、気圧の低下割合の方が密度の低下割合よりも大きいことが確かめられる。参考までに、赤の破線は1000hPaの密度に対する温位一定から算出された密度の比の鉛直プロファイルであり、観測されたプロファイルよりも値が大きくなっている。これは実際の大気(赤実線)が非断熱加熱で昇温しているためで、その分密度が低下しているためである。



条件付き不安定で発生するもの、それは雷や豪雨、時には竜巻をも引き起こす積乱雲に代表 される湿潤対流(この後は、単に積乱雲と呼ぶことにする)である。ここでは、積乱雲がど のようにして発生・発達するのかを説明する。



既に、上下の気温差を熱力学第1法則とボイル・シャルルの法則(気体の状態方程 式)から説明した。ここでは「どうして暖かい空気は上昇するのに上空の方ほど気温が 低いのか?」という簡単そうな質問であるが、実際は難題である問いかけに、エネル ギーの保存性から考えてみる。なぜなら、熱力学第1法則は高校で物理を専攻しないと 学ぶことはないが、エネルギー保存則は中学校で全生徒が学習するので、一般に説明し やすいためである。参考までに、大気下層の気温減率を富士山付近の年平均気温から見 積もってみる。3775mの富士山は-6.4℃、JRの一番高所の駅がある野辺山(1350m)は 6.7℃、273mの甲府は14.3℃、海面に近い静岡(14m)は16.3℃であり、1kmで約6℃低下 している。この低下率は、標準大気の気温減率 6.5 ℃ km⁻¹よりも小さい。



中学校で学んだ理科を思い出そう。丘の上に空気塊があると、その空気塊は丘の麓を 基準とした位置エネルギーを持っていることになる。



その空気塊を丘の麓まで下ろしてみると、麓と丘との高度差の位置エネルギーはどこ に行ったのだろうか。「空気塊の温度が上昇するのに使われた」というのが答えであ る。すなわち、位置エネルギーが温度によるエネルギーに変換されたことになる。この 温度によるエネルギーは「エンタルピー」と呼ばれる。



逆に丘の麓から空気塊を上空に持ち上げると、位置エネルギーと温度によるエネル ギーは保存されるので、位置エネルギーが増えた分だけ、温度によるエネルギーは減少 する。その結果、空気塊の温度が低下する。低下の割合は1kmで約10℃であり、この低 下割合は乾燥気温減率である。



空気塊を持ち上げた場合、低下の割合は1kmで約10℃であることを述べた。この気温 減率に対する周囲の空気との関係を考えてみる。周囲の気温の低下の割合が左図にある ように、1kmで10℃以上なら持ち上げた空気塊の方が温度が高くなるので、自ら上昇し 続ける。すなわち、この場合は絶対不安定な大気状態であることがわかる。

それでは、右図のように周囲の気温の低下の割合が1kmで10℃以下なら、空気塊を持ち上げても、周囲の空気よりも暖かくなることがないので、自ら上昇することはできない。このような場合、大気は安定していることになる。



既に示したように日本の年平均気温から推定した大気下層の気温減率は1kmで約6℃の 低下であり、空気塊を持ち上げても、自ら上昇できないことがわかる。このことは、大 気は基本的には安定な状態にあること意味している。それでは、どうして実際の大気で は、1kmで約6℃の気温低下になっているのだろうか。この気温減率は、凝結に伴う潜熱 の解放による加熱と日射および長波放射とのバランスにより決まり、このバランスは放 射対流平衡と呼ばれている。


今まで説明してきた位置エネルギーと温度によるエネルギー(エンタルピー)の和が保存することは、乾燥静的エネルギー保存則と呼ばれる。ここでは、乾燥静的エネル ギー保存則から温位の概念を説明する。ある高度に存在する空気塊は、エンタルピー C_pT と位置エネルギーgzを持っている(C_p :乾燥空気の定圧比熱、T:温度、g:重力加 速度、z:高度)。その空気塊を Δz 持ち上げると、位置エネルギーが $g\Delta z$ 増加し、エン タルピーが $g\Delta z$ 減少する。この推定では高度 zと温度 Tの関数となっているが、エネル ギーは保存するので、高度zを1000hPaに設定し、その高度での温度だけを考えればいい ことになる。この温度が温位に該当する。すなわち、エンタルピーと位置エネルギーの 和を全てエンタルピーで評価した時の温度が温位ということになる。それでは、「地上 気温が300Kの場合、30km以上上昇させたら絶対温度より小さくなる?」という疑問が 浮上する。乾燥静的エネルギー保存則は厳密には、空気の密度が一定でのみ成立するの で、実際の大気ではいくら持ち上げても絶対温度より小さくなることはない。そこで、 次ページで乾燥静的エネルギー保存則がどの程度適応できるのかを確認してみる。な お、温位 θ は断熱を仮定した熱力学第一法則

$$C_{A}T + p\Delta V = 0$$

に気体の状態方程式(ボイル・シャルルの法則)

$$pV = R_d T$$

を微分して、 $C_p - C_v = R_d$ (C_v : 乾燥空気の定積比熱、 R_d : 乾燥空気の気体常数)の関係 を用いて積分することによって、

$$\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}}$$

と導出できる。 p_0 は基準となる気圧面で、乾燥静的エネルギー保存則でも設定したように1000hPaとする。



図の黒線は2012年5月6日12UTCのつくばでの高層観測の気温のプロファイルで、赤の 実線と破線で地上気温からそれぞれ乾燥気温減率(9.8 ℃ km⁻¹)と標準大気の気温減率 (6.5 ℃ km⁻¹)で低下させたときの温度のプロファイルを示す。乾燥気温減率で低下さ せると、高度30kmに達する前に絶対零度になる。緑線で示した温位一定から算出された 気温のプロファイルでは、高度30kmでも-200℃以上であり、絶対零度になることはな い。そのプロファイルと乾燥気温減率のプロファイルを比較すると、高度数kmまではほ ぼ一致しているので、その範疇なら、乾燥静的エネルギー保存則はほぼ成立しているこ とになる。対流圏界面である高度11kmでもそれほど大きな差は見られないので、対流圏 内を取り扱う場合は近似的に用いても良さそうである。標準大気の気温減率で低下させ たときの温度のプロファイルと実際の気温のプロファイルは対流圏界面付近で交差し、 対流圏内で平均するとほぼ標準大気の気温減率になっていることがわかる。実際の気温 のプロファイルでは、気温減率が対流圏下層で小さく、対流圏上層で大きくなってお り、年平均気温でみた大気下層の気温減率と同じ特徴が見られる。



温位と気温との関係式である乾燥静的エネルギー保存則から、乾燥気温減率を算出してみる。乾燥静的エネルギー保存則:

 $C_p \theta = C_p T + gz$

から、鉛直方向の変化量(Δz)を考えると、

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta z} = \frac{\Delta T}{\Delta z} + \frac{g}{C_n} = \frac{\Delta T}{\Delta z} + \Gamma_d$$

が得られる。ここで、乾燥気温減率 Γ_d は、 $\Gamma_d = g/C_p = 9.8 \text{ m s}^{-2}/1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1} \sim 9.8 \text{ x}10^{-3} \text{ K m}^{-1}$ と算出される。また標準大気では、気温減率($\Delta T/\Delta z$)は -6.5 x 10⁻³ K m⁻¹ なので、上式に代入すると温位減率($\Delta \theta/\Delta z$)は 3.3 x 10⁻³ K m⁻¹になる。

厳密には、断熱を仮定した熱力学第一法則:

$$C_v \Delta T + p \Delta V = 0$$

気体の状態方程式(ボイル・シャルルの法則)の微小変化:

$$pV = R_d T \rightarrow p \Delta V + \Delta p V = R_d \Delta T$$

と静力学平衡の式:

$\Delta p / \Delta z = -g / V$

から、 $C_p - C_v = R_d$ (C_v : 乾燥空気の定積比熱、 R_d : 乾燥空気の気体常数)の関係を用いて、

$$\Delta T/\Delta z = -g/C_{p}$$

(乾燥気温減率)が得られる。また、温位の式を微分して、静力学平衡の式を代入しても乾燥気 温減率を得ることができる。



位置エネルギーと温度によるエネルギー(エンタルピー)を用いて大気の安定度を議 論し、この2つのエネルギーのみを考えるのであれば、通常の大気は安定な状態にある ことを説明してきた。ここでは、その2つのエネルギーに潜熱と呼ばれる水蒸気のエネ ルギーを加えて議論する。すなわち、気温と水蒸気の鉛直分布から積乱雲の発生を考え てみる。やかんに水を入れて沸騰させ、水蒸気を発生させるためには加熱してやる必要 がある。このことは、水蒸気は水よりも多くのエネルギーを持っていることを示唆して いる。この液体である水から気体である水蒸気に変えるのに必要なエネルギーが潜熱で ある。逆に、水蒸気が凝結して水に戻ると、潜熱を放出して水蒸気を含んでいた空気を 暖める。この潜熱の放出が積乱雲を発生させる要因となる。



空気塊を持ち上げると1kmで約10℃、空気塊の温度が低下することを位置エネルギー と温度によるエネルギーの和が保存することから説明した。それでは、空気塊を持ち上 げて雲ができるとどうなるのだろうか。位置エネルギーと温度によるエネルギーに、水 蒸気のエネルギーを加えた総和が保存されるので、凝結により放出された水蒸気のエネ ルギーの一部が温度によるエネルギーに変換される。なお水蒸気のエネルギーが放出さ れても空気塊の位置は変わらないので、位置エネルギーに変化することはない。位置エ ネルギーの増加にともなって減少する温度によるエネルギーの低下が、この水蒸気のエ ネルギーの放出で緩和され、空気塊の温度低下が軽減される。この軽減された温度低下 率は湿潤断熱減率と呼ばれ、通常の気温減率(6 ℃ km⁻¹)よりも小さい。湿潤断熱減率 は気圧と気温の関数であり、1000hPaで25℃なら約 4.0 ℃ km⁻¹、気温が低くなると空気 塊に含まれ得る水蒸気量が非常に小さくなるので乾燥断熱減率に近づく。



位置エネルギー、温度によるエネルギーと水蒸気のエネルギーの総和が保存すること を念頭に、どのようにして積乱雲が発生するかを説明する。周囲の環境場としてオレン ジの曲線のような気温プロファイルがあるとして、その下層から空気塊を持ち上げる。 相対湿度100%になるまで、すなわち凝結して雲が生じるまでは1kmにつき約10℃低下す る乾燥断熱線に沿って持ち上げることになる。凝結により水蒸気のエネルギー(潜熱) が放出されると、自らを暖めるので、凝結後は1kmにつき約4~8℃低下する湿潤断熱線 に沿って持ち上げることになる。持ち上げる途中で周囲の気温プロファイルと交差する ことがあり、その交差点を自由対流高度(LFC: Level of Free Convection)と呼ぶ。自由 対流高度では、周囲の気温と持ち上げた空気塊の温度が一致する。この高度よりも上空 に持ち上げると、周囲の気温よりも持ち上げた空気塊の温度の方が高くなるので、空気 塊は浮力を得て、自ら上昇できるようになり、積乱雲が発生する。さらに空気塊を持ち 上げる(実際は自ら上昇する)と、再度周囲の気温プロファイルと交差する。この交差 点は浮力がなくなる高度(LNB: Level of Neutral Buoyancy、または平衡高度、浮力ゼロ 高度)と呼ばれ、この高度が積乱雲の発達高度の目安となる。

まとめると、積乱雲が発生するには、下層の空気塊を持ち上げた時、周囲の気温より も高くなることが必要条件である。この条件が天気予報で用いられている不安定を意味 している。正式名は潜在不安定であり、後に説明する対流不安定とは区別される。また 必要条件であって、十分条件にはなっていない。これは、潜在不安定であっても必ず積 乱雲が発生する訳ではないからである。積乱雲が発生するためには、上記の必要条件に 加えて、自由対流高度まで下層の空気塊を持ち上げる外部強制力(前線や地形による強 制上昇など)が必要となる。

1-3 条件付き不安定



下層が乾燥している場合はどうなるのだろうか。空気塊の持つ水蒸気量が少ないの で、相対湿度100%になるには、乾燥断熱線上をかなり高高度まで持ち上げる必要があ る。そこで雲ができて、湿潤断熱線上を持ち上げても、図のように周囲の気温プロファ イルと交差することはない。すなわち、下層が乾燥している場合は、雲ができる高度が 高くなり、持ち上げた空気塊が周囲の気温よりも高くなることができなく、積乱雲が発 生できないことを示唆している。このような場合は、「大気状態は安定している」とい うことになる。言い換えると、「自由対流高度が存在しない」=「大気状態は安定して いる」=「積乱雲は発生しない」という関係にある。



下層が乾燥しているなど、大気状態が安定している場合に、上空に寒気が流入したら どうなるのだろうか。下層の周囲の気温プロファイルに変化はないが、上空の気温プロ ファイルは気温が下がるので、左側に傾くようになる。そうなると、上空が低温になる ことで、持ち上げた空気塊が周囲の気温よりも高くなることができ、積乱雲が発生でき る。発生できるとしたのは、必ず積乱雲が発生する訳ではないからである。このような 変化は、「上空に寒気が流入し、大気状態は不安定になるでしょう」という天気予報の 本質を説明している。



位置エネルギー、温度によるエネルギー(エンタルピー)と水蒸気のエネルギーの総 和が保存することを念頭に、積乱雲の発生を議論した。また位置エネルギーと温度によ るエネルギーが保存すること(乾燥静的エネルギー保存則)を用いて、温位の概念を説 明した。ここでは、前出の3つのエネルギーが保存すること(湿潤静的エネルギー保存 則)を用いて、相当温位の概念について説明する。相当温位の定義は、図に示したよう に空気塊のもつ全ての水蒸気を凝結させるまで上昇させ、1000hPa面高度まで下ろした ときの温度であり、厳密に数式で求めることはできない(提案されている全ての飽和相 当温位の定義式は近似式である、次々ページ以降参照)。温位は、位置エネルギーと温 度によるエネルギーの全てを温度によるエネルギーとしたときの温度であると説明し た。同様に相当温位は、位置エネルギー、温度によるエネルギーと水蒸気のエネルギー の全てを温度によるエネルギーとしたときの温度であると説明し た。同じ高度なら気温および水蒸気量が多いほど、相当温位が高くなることが容易にわ かる。



エマグラム上で相当温位を理解してみる。気温のプロファイル上にある1000hPa気圧 面の空気塊(約18℃)を持ち上げる場合を考えると、水蒸気が凝結し始めるまでは乾燥 断熱線に沿って持ち上げることになる。その乾燥断熱線(緑の太線)と1000hPa気圧面 の空気塊の露点温度から等飽和混合比線(青の太線)に沿って上昇させた交点が、凝結 する高度(持ち上げ凝結高度LCL: Lifting Condensation Level)になる。等飽和混合比線 で上昇させるのは、凝結するまでは空気塊中の単位質量当たりの水蒸気量(kg kg⁻¹)が 保存するためである。なお単位体積当たりの水蒸気量(kg m⁻³)は保存しない。LCLか らは湿潤断熱線に沿って持ち上げることになる。低温になればなるほど空気塊に含まれ うる水蒸気量が減り、水蒸気の凝結量も減る。このことは潜熱の放出が減り、湿潤断熱 線の傾きが乾燥断熱線の傾きに近づくことを意味している。傾きが一致するまで上昇さ せ、その位置から乾燥断熱線に沿って1000hPa気圧面まで降下させたときの値が相当温 位の値になる。このように相当温位は気温と空気塊に含まれる水蒸気量および空気塊が 存在する高度の気圧による関数であり、断熱的に上昇・下降させるときに保存する量で ある(値が変化しない)ことがわかる。なおこのエマグラムでは、一部の湿潤断熱線上 に付加されている値を用いれば、飽和相当温位の値が読み取れるように湿潤断熱線が描 画されている。これにより、気温の鉛直プロファイルから飽和相当温位の値を容易に読 み取ることができる。気温の鉛直プロファイルを付随させて湿潤断熱線を直立させ、湿 潤断熱線を横軸に取ることで温位エマグラムの飽和相当温位のプロファイルを得ること ができる。



Clausius-Clapeyonの式

$$\frac{de_s}{e_s} = \frac{L_v}{R_v T^2} dT = \frac{\varepsilon L_v}{R_d T^2} dT$$

Kirchhoffの式

$$\frac{dL_{v}}{dT} = C_{pv} - C_{w}$$

と熱力学第一法則

$$L_{v}dq_{vs} = (C_{pd} + q_{vs}C_{pv} + lC_{w})dT - R_{d}T\frac{d(p - e_{s})}{p - e_{s}} - q_{vs}R_{v}T\frac{de_{s}}{e_{s}}$$

 $(R_v: 水蒸気の気体定数、<math>C_{pv}: 水蒸気の定圧比熱、C_w: 水の定圧比熱)$ から、凝結した水の混合比 l=0(偽断熱過程を仮定)とし、 $C_{pv} \gg q_{vs}C_w$ という近似を用いると、飽和相当温位の定義式

$$\theta_e^* = T\left(\frac{p_0}{p - e_s}\right)^{\frac{R_d}{C_{pd}}} e^{\left(\frac{L_v q_{vs}}{C_{pd}T}\right)} \equiv \theta_d e^{\left(\frac{L_v q_{vs}}{C_{pd}T}\right)}$$

が得られる。複数の近似を用いているので、この定義式も近似式である。また乾燥温位 θ_d の代わりに温位 θ が用いられる場合もある(それが相当温位の定義式であるとしてい る教科書も存在する)が、気温が30℃を超えると、図にあるように飽和水蒸気圧が 40hPa以上になり、 θ_d を用いた場合に比べて4%以上の誤差が生じる(例えば、350Kなら 14K以上の誤差)。間違っても、 θ を用いた近似式

$$\theta_e^* \approx T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa_d}{c_{pd}}} e^{\left(\frac{L_v q_{vs}}{c_{pd}T}\right)} \equiv \theta e^{\left(\frac{L_v q_{vs}}{c_{pd}T}\right)}$$

は用いるべきではない。



気象庁の現業で用いられている飽和相当温位の定義式を紹介する。前ページで説明したClausius-Clapeyonの式、Kirchhoffの式と熱力学第一法則から導き出された教科書にある定義式に対して、2013年5月21日までのFax図では、乾燥温位 θ_d の代わりに温位 θ が用いられていただけでなく、混合比の代わりに比湿を用いていた。これにより例えば330Kで、5K程度の誤差が生じていた。それ以降、気象庁内で相当温位の算出方法をBolton(1980)に統一されるようになった。Bolton(1980)を用いると厳密解(空気塊のもつ全ての水蒸気を凝結させるまで上昇させ、1000hPa面高度まで下ろして算出した値)に対しての誤差は±0.02K程度に抑えることができる。SATAIDでの相当温位は独自の方法で、Bolton(1980)同様に厳密解に合うように算出される。

(参考文献)

Bolton, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature. Mon. Wea. Rev., 108, 1046–1053.



1000hPaの空気塊を持ち上げた場合の、Bolton (1980) で算出された相当温位と旧Fax図の相当温位からBolton (1980) での値との差をそれぞれ上図と下図(横軸:気温(℃)、縦軸:湿数(気温から露点温度を引いた値、℃))に示す。冬季のように相当温位が低いと差は小さいが、大雨をもたらすような350Kを超える場合は-6K以上の差が生じていたことがわかる。このように値が大きく違うと大雨時の相当温位の値に開きが生じる(議論がかみ合わない)ので、より正確な相当温位の値を用いる必要がある。

(参考文献)

Bolton, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature. Mon. Wea. Rev., 108, 1046–1053.



図の左側のように、横軸に気温、縦軸に気圧または高度を取ったエマグラムを用い て、積乱雲の発生条件を説明した。ここでは、相当温位を横軸に取った温位エマグラム を用いて考えてみる。気温を横軸に取ったエマグラムを今後、区別するために温度エマ グラムと呼ぶことにする。積乱雲発生の可能性を診断するためには、温度エマグラムで は、空気塊を持ち上げ始める高度から持ち上げ凝結高度まで乾燥断熱線に沿って持ち上 げ、その後は湿潤断熱線に沿って持ち上げて、自由対流高度の存在をチェックする。そ のチェックにはかなりの作業が発生し、容易に積乱雲発生の可能性を診断することはで きない。

一方、温位エマグラムを用いると、相当温位が保存することから、持ち上げる空気塊の相当温位の値が分かれば、その相当温位の値が持ち上げる高度より上空の飽和相当温位のプロファイルに存在するかどうかで積乱雲発生の可能性を容易に診断できる。図の右側のように、縦に直線である等相当温位線に沿って持ち上げられるので、最初に交差する点が"自由対流高度"、その次が"浮力がなくなる高度(平衡高度)"になる。自由対流高度が存在すれば積乱雲が発生する可能性がある。それだけではなく温位エマグラムを見てわかるように、持ち上げる空気塊の相当温位が高ければ高いほど、自由対流高度が低下して積乱雲が発生しやすく、浮力のなくなる高度も高くなるので、積乱雲は高高度まで発達しやすくなる。逆に、相当温位が低くなれば、自由対流高度が高くなり、浮力のなくなる高度が下がるので、積乱雲は発生・発達しづらくなる。また飽和相当温位の最小値よりも相当温位が低くなれば、大気状態は安定していることがわかる。

このように温位エマグラムを用いると容易に積乱雲発生の可能性を診断できるのであ る。繰り返しになるが、積乱雲の発生条件は自由対流高度が存在することで、そのため には下層の空気塊の相当温位が高いことが必要となる。この発生条件は必要条件であ り、十分条件でないので、自由対流高度まで下層の空気塊を持ち上げてくれる外部強制 力(前線に伴う下層収束場や山岳による強制上昇など)の存在を別途チェックする必要 がある。 空気塊を持ち上げ始める高度は、850hPa気圧面より下層で最大の相当温位を持つ高度が適しているが、地上付近は加熱により極端に相当温位が高くなることがあるので避けるべきである。4-2節に説明がある下層水蒸気場を代表する高度として500m高度を推奨しているので、950hPa気圧面付近から持ち上げることを薦める。



温度エマグラムの例として、2004年7月13日新潟・福島豪雨時の風上(輪島)での高 層観測結果を示す。赤実線が気温のプロファイル、紺実線が露点温度のプロファイルで ある。550hPa気圧面より下層では気温と露点温度差が小さいことから、下層大気はかな り湿っていることがわかる。また400~500hPa気圧面の露点温度がかなり低いことか ら、その領域では相当乾燥していることが推測できる。この温度エマグラムを用いて、 前ページで推奨した950hPa気圧面から空気塊を持ち上げることにする。右図は左図の 700hPa気圧面より下層を拡大したものである。気温のプロファイルの950hPa地点(横棒 が引かれてある高度)から、近傍の緑色の乾燥断熱線に平行に、赤の破線のように線を 引く。同様に露点温度のプロファイルの950hPa地点から近傍の等飽和混合比線に平行 に、水色の破線のように線を引くと、赤の破線との交点が持ち上げ凝結高度(~ 940hPa) になる。なぜなら、空気塊が持つ混合比(このケースでは約 13g kg-1) も相当 温位と同様に保存量であり、空気塊が凝結しない限り、値が変化しないためである。持 ち上げ凝結高度からは近傍のオレンジ色の湿潤断熱線に平行に、青線のように線を引く と、840hPa気圧面付近で気温のプロファイルと交差する。その交点が自由対流高度であ る。さらに上空では460hPa気圧面付近で再度気温のプロファイルと交差し、その交点が 浮力がなくなる高度(平衡高度)である。



2004年7月13日新潟・福島豪雨時のケースについて、温度エマグラムではなく、温位 エマグラムを用いて不安定を診断してみる。温位エマグラムには図のように飽和相当温 位 θ_e^* (ピンクの破線)に加えて、温位 θ (赤の実線)、相当温位 θ_e (緑の破線)のプロ ファイルが描画されている。ここでは、混合比q(黄土色の実線)も描かれている。相 当温位は相対湿度が0%になると温位に、100%になると飽和相当温位になるので、相当 温位が温位と飽和相当温位の間のどの位置にあるかで相対湿度がわかる。800hPa気圧面 より下層では相対湿度は90%以上で、300hPa気圧面付近では相対湿度はほとんど0%であ ることが容易にわかる。

また950hPa気圧面から持ち上げた場合の自由対流高度や浮力がなくなる高度(平衡高度)も、持ち上げ始める高度の相当温位が347Kなので、図のように単に直線を引くだけで容易に見いだすことができる。ただ持ち上げ凝結高度だけは簡単に見いだすことはできない。方法は、凝結するまでは温位が保存するので、図の円内で示したように持ち上げ始める高度から温位一定の直線(乾燥断熱線に対応)を引く。持ち上げ始める高度の混合比の地点から近傍の灰色の等飽和混合比に平行に線を引くと、温位一定の直線と交差する。その交点が持ち上げ凝結高度になる。温位エマグラムには湿潤断熱線も描画されているので、温度エマグラムと同様に、この線に沿って持ち上げても自由対流高度や浮力がなくなる高度を見いだすことができる。

通常不安定と呼ばれている潜在不安定は、自由対流高度が存在することなので、持ち上げる 空気塊の相当温位を θ_{eo} とすると、

$$\theta_e^* \leq \theta_e$$

の存在が条件である。空気塊でなく、ある厚みのある層が全体的に上昇し、不安定が顕在する 可能性がある場合を対流不安定と呼び、上空ほど相当温位が低い、

 $\theta_e < \theta_{eo}$

が対流不安定の条件になる。相当温位は飽和相当温位よりも小さい値をとるので、

$\theta_e < \theta_e^* < \theta_{eo}$

という関係があり、潜在不安定なら必ず対流不安定な状態であることが言える。 もちろん、逆(対流不安定なら必ず潜在不安定)は成り立たない。通常、対流不 安定が顕在化する前に、潜在不安定が顕在化することがほとんどである。例えば 前線面上をある厚みを持つ空気塊の層(気層)が持ち上げられることはあるが、 大気下層から上空まで一様に上昇することはなく、前線面上の持ち上がった上空 の空気塊が断熱冷却で低温化(4.4節と4.5節参照)し、潜在不安定が顕在化また は強化される。以上から、大雨を議論する際には対流不安定を持ち出すのはあま り適切ではない。なお、高積雲の発生の要因の1つに対流不安定が考えられる。

またどの高度の空気塊を持ち上げても、θ_e* が上空に向かって単調に増加して いると、自由対流高度は存在し得ない。このような大気状態は絶対安定と呼ば れ、文字通りどのようにしても対流を発生させることができない。絶対不安定は θ が上空に向かって減少している場合である。具体的には、θ の鉛直プロファイ ルの傾きが負になっている部分があれば、絶対不安定である。このように潜在不 安定だけでなく、絶対安定や絶対不安定についても温位エマグラムを用いること で、容易に診断することができる。



潜在不安定度を示す指数に対流有効位置エネルギー(CAPE: convective available potential energy)や対流抑制(CIN: convective inhibition)がある。CAPEは自由対流高度(LFC)から浮力のなくなる高度(LNB、平衡高度)まで、持ち上げた空気塊の方が周囲の気温よりも高いことで生じる浮力により得られるエネルギーを見積もった指数で、

$$CAPE = g \int_{LFC}^{LNB} \frac{T(z) - \overline{T(z)}}{\overline{T(z)}} dz = g \int_{LF}^{LNB} \frac{\theta(z) - \overline{\theta(z)}}{\overline{\theta(z)}} dz$$

で定義される。 $\overline{T(z)}$ のように、バーが付いているものが周囲の気温もしくは温位で、付いてないものが持ち上げた空気塊の気温もしくは温位である。厳密には、水蒸気の効果 (混合比: q_v)を考慮した仮温度 $T_v = (1 + q_v)T$ もしくは仮温位 $\theta_v = (1 + q_v)\theta$ を用い て算出する。水蒸気による浮力の効果については4-1節で説明する。CAPEの定義式に、 静力学平衡の式 ($\partial p/\partial z = -\overline{\rho}g = -pg/R\overline{T}$)を代入すると、

$$CAPE = -R \int_{LFC}^{LND} (T(z) - \overline{T(z)}) dln p$$

が得られる(図で示した灰色の部分が対応)。これは温度エマグラムでは、縦軸を lnp で取っていることで、エマグラム上での単位面積が単位エネルギーになることを意味しており、エマグラム (energy per unit mass diagram)の語源となっている。 温位エマグラムでは縦軸をエクスナー関数 $\Pi = (p/p_0)^{R/C_p}$ で取ることで、

$$CAPE = -C_p \int_{LF}^{LNB} (\theta(z) - \overline{\theta(z)}) d\Pi$$

(例えば、前ページの温位エマグラム上の灰色の部分)が得られ、温位エマグラム上の 単位面積が単位エネルギーとなる。

CAPEで得たエネルギーが全て上昇流の運動エネルギーに変換されるとすると、

 $\rho w^2/2 = CAPE$ という関係から、CAPE = 2000 J kg⁻¹ ($\rho \sim 1$ kg kg⁻¹) なら、最大 上昇流は 63 m s⁻¹ になる。理論的には上昇流が最大となるのは浮力がなくなる高 度であり、その高度を超えると負の浮力となって上昇流は小さくなり、そのうち 上昇は止まる。このように浮力がなくなる高度を超えて積乱雲が発達することを オーバーシュートと呼ぶ。実際は周囲の空気との混合があるので、そのような大 きな上昇流にはならないが、レーダー観測から 40 m s⁻¹を超えるような上昇流の 存在が推測されている。オーバーシュートを含め、実際の積乱雲の発達高度に関 しては、4-5節で説明する。

自由対流高度(LFC)まで持ち上げないと積乱雲は発生しないことは既に説明 した。この自由対流高度までは持ち上げる空気塊の方が周囲の気温よりも低く、 負の浮力が働く。その負の浮力を自由対流高度まで積み上げたのが対流抑制

$$CIN = -g \int_{z_0}^{LF} \frac{T(z) - \overline{T(z)}}{\overline{T(z)}} dz = -g \int_{z_0}^{LFC} \frac{\theta(z) - \overline{\theta(z)}}{\overline{\theta(z)}} dz$$

である(値は正値になるようにマイナスを掛けている)。CINが小さいほど容易 に自由対流高度まで持ち上げることができるが、自由対流高度が低いと基本的に はCINも小さくなるので、自由対流高度で積乱雲の発生のしやすさを議論する方 が容易である。 第2章 内部重力波と山岳波・メソ気象学で用いら内部重力波とれる方程式



第2章では乾燥大気(降水がない大気)で生じるメソ現象である、内部重力波(2-3節)と山岳波(2-4節)に着目して説明する。その前に、2-1節で鉛直方向に生じる浮力による復元力を指数化した静的安定度(Brunt-Vaisala振動数)を説明し、2-2節で内部重力波や山岳波を議論するためのメソ気象学で用いられる方程式系を紹介する。



この節では、Brunt-Vaisala振動数を導出する。空気塊(パーセル)が静水圧(静力 学)平衡状態にある周囲の気圧を乱さないように、断熱的に少し上方に移動したとす る。このように周囲の気圧を変化させないで、空気塊を移動させて議論する方法はパー セル法と呼ばれている。密度の小さい上空に移動することで、パーセルには下向きの加 速度

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2} = -g - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}$$

が生じる。周囲の大気は静水圧平衡

$$0 = -g - \frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial z}$$

の状態にあるので、周囲の気圧が変わらないという仮定 $\left(\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial \overline{p}}{\partial z}\right)$ より、

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{\overline{\rho} - \rho}{\rho} = g \frac{\theta - \theta}{\overline{\theta}}$$

が得られる。ここで、 $\theta' (=\theta - \overline{\theta}) e_{\theta}$ で

$$\theta' = -\frac{d\overline{\theta}}{dz}z - \frac{1}{2}\frac{d^2\overline{\theta}}{dz^2}z^2 - \cdots$$

のようにテイラー展開すると、Brunt-Vaisala振動数(N)を以下のように導ける:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{g}{\overline{\theta}} \left(\frac{d\overline{\theta}}{dz} \right) z \equiv -N^2 z$$



 $\frac{d^2z}{dt^2} = -N^2z$ の解は、 $N^2 < 0$ ($\frac{d\bar{\theta}}{dz} < 0$)の場合、zは時間とともに大きくなるので、絶対不安定大気であることを意味する。逆に、 $N^2 > 0$ ($\frac{d\bar{\theta}}{dz} > 0$)の場合、zは振動解となるので、安定大気であることを意味する。振動する様子を具体的に図に示す。基準面を境に、それより上では下向きの浮力がかかり、下では上向きの浮力がかかり、1/N 秒で振動を繰り返す。最大の上昇流および下降流が生じるのは基準面を横切るときであり、上端と下端では鉛直速度は0になる。安定度($\frac{d\bar{\theta}}{dz}$)が高いほど、浮力が大きくなり、振動数(N)も大きくなる。安定度が高いということは、等温位線がそれだけ多く描画される。その線をゴムが引き伸ばされたようなものだと考えると、強制的に鉛直方向に移動させたときにゴムの数が多いほど反発力が大きくなるので、振動数が大きくなることがイメージできる。また、N = 0の場合は θ 一定の等温位大気となり、空気塊を持ち上げても浮力を得ないので、移動先に止まる。



内部重力波および山岳波を理論的に説明するために、まずメソ気象学で用いられる方 程式系を紹介する。ここでは簡単のために、地球の回転の効果(コリオリパラメータ) と大気粘性は無視する。一般的な大気状態を記述する方程式系(完全圧縮方程式系)は 運動方程式(A1):

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - g\boldsymbol{k} = -C_p\theta\nabla\Pi - g\boldsymbol{k}$$

連続の式 (A2):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{\nu}) = 0$$

熱力学第一法則の式 (A3):

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\theta}{C_p T} \frac{dQ}{dt}$$

理想気体の状態方程式 (A4):

$$P = \rho RT$$

温位の定義式(A5):

$$\theta = T\left(\frac{p_{00}}{p}\right)^k = T\Pi^{-k}$$

の5つから成り立ち、気象庁非静力学モデル(JMA-NHM)のデフォルトの方程式系も これらを採用している。加えてJMA-NHMには、コリオリパラメータや大気粘性の他、 計算を安定化させるための数値拡散も考慮されている。



前ページに示した基本となる方程式系に対して、基本場の大気が等温位かつ静止大気 であり、静水圧(力学)平衡が成り立っているものとする(非弾性近似)。そして、各 変数を基本場($\overline{x}(z)$: z だけの関数)とそれからのずれ(x')に

 $\Pi = \overline{\Pi}(z) + \Pi', \rho = \overline{\rho}(z) + \rho', T = \overline{T}(z) + T', \theta = \Theta(\overline{z}\underline{X}) + \theta'$

のように分けることで、(B1)~(B5)の方程式系が得られ、これらは非弾性方程式系と呼ばれる。なお熱力学第一法則の式には、温位の鉛直移流項のみ、成層の効果を考慮するために温位の鉛直勾配($\partial \overline{\theta}(z)/\partial z$)を残し、 $-\frac{\theta}{g}N^2w'$ の項が含まれている。この方程式系では、連続の式に密度時間変化項($\partial \rho'/\partial t$)が含まれないので、音波を除去することができる。音波の伝播速度は300 m s⁻¹を超えるため、音波が含まれると時間積分する間隔を細かくする必要が生じる(実際は、音波の移動を陰解法することで時間積分を長く取れるようにする工夫がなされている)ので、非弾性方程式系を用いることで数値計算の時間を短縮することができる。

非弾性近似が成り立つ条件を説明する。温位を定数とそのずれに分けるので、ずれが 定数よりもかなり小さい値であることが必要となる。この条件は、対流圏では温位のず れが±30K程度なので、基本場を300Kに取ればおおむね成立する。また、擾乱の時間ス ケールが 1/N(~100 s, N:Brunt-Vaisala振動数)より大きいことが条件として必要とな る。非常に安定な大気を扱うことはできないが、この条件もメソ気象の時間スケールを 考えるとほとんど成立する。



非弾性方程式系に対して、密度の基本場は高度によらず一定とし、ある高度での気圧変動は微少だとする。 $\overline{\rho}(z) = \rho_{00}$ なので、非弾性方程式系の連続の式にあった $\overline{\rho}$ が含まれなくなり、非圧縮流体と同じ式になる。また状態方程式と温位の式では、ある高度での気圧変動は微少としたので Π' を無視し、 $\Pi \approx \overline{\Pi}(z)$ のように近似できるので、エクスナー関数に関する項が除外される(C4とC5)。このような近似をブジネスク近似、得られた(C1)~(C5)をブジネスク方程式系と呼ぶ。

ブジネスク近似が成り立つ条件は、擾乱の鉛直スケールが大気のスケールハイト (*C_pθ/g* ~30km)よりも十分小さく、基本場の密度の高度変化がほとんどない場合 で、高さ2~3km程度の乾燥大気の擾乱なら議論できる。このことはブジネスク方程式系 では対流圏全層に及ぶ積乱雲などは扱えないことを意味し、そのような現象を対象とす る場合は少なくとも非弾性方程式系を用いる必要がある。

大気のスケールハイトは理想的な大気の厚さであり、ある高さを持った気柱に存在する空気の重さだけで静力学的に標準気圧 p_0 になる場合の高さで見積もられる。温位 θ が一定とした場合は、

$$\int_0^H dz = \int_{p_0}^0 -\frac{R\Theta}{pg} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/C_p} dp = -\frac{C_p\Theta}{g} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/C_p} \right]_{p=p_0}^{p=0} = \frac{C_p\Theta}{g}$$

が大気のスケールハイトになる。



今まで説明したメソ気象で用いられる方程式系の関係をまとめたものである。一般的な大気状態を記述する完全圧縮方程式系に対して、高度だけの関数とした基本場と摂動場に分け、基本場を高度によらない等温位(θ'/Θ ≪1)、静止大気、静水圧平衡が成り立つと仮定(非弾性近似)したものが非弾性方程式系である。非弾性方程式系の利点は、方程式系に音波が含まれないことに加えて、対流圏スケールの深い対流が扱えるということである。なお、時間スケールが 1/N(~100 s, N:Brunt-Vaisala振動数)より大きい擾乱に限定される。さらに密度の基本場は高度によらず一定とし、密度変化は圧力によらず温度変化だけの関数と仮定(ブジネスク近似)したものがブジネスク方程式系である。ブジネスク方程式系の利点としては、連続の式が密度を含まない非圧縮流体と同じ形となる。ただ扱えるのは、高さ2~3km程度の乾燥大気の擾乱に限定される。



2-1節で説明したように、安定成層(d0/dz > 0)にある空気塊が上下方向に動くと、浮 力を受けて振動する。振動が波動となって遠方に伝わっていく波のことを内部重力波と 呼ぶ。内部重力波の特徴は、上下方向に振動することからもわかるように、波の進行と 直角方向に振動する横波である。一方、音波は進行方向にバネのように伸び縮みする縦 波である。また振幅は増大しない中立波(ただし、大気摩擦・拡散により減衰する)で あり、波のエネルギーは進行方向と直角方向に伝わる。内部重力波は、大気状態が地衡 風・静力学平衡からずれたときに発生する。具体的には積乱雲に代表される湿潤対流で の潜熱の解放時や、山岳による強制上昇時が挙げられる。また総観場では、ジェットの 南側や温暖前線の北側で非地衡風成分が卓越する領域でよく観測される(Plougonven and Zhang 2014)。

内部重力波は大気中に満ち溢れているが、普通は振幅が小さいためにあまり可視化や 観測されることはない。雲が形成されるなどして可視化される場合や突風として観測さ れる場合がある。代表的な現象は山岳波だが、具体的な現象としては、図に示した風下 山岳波による波状雲やおろし風がある。またウェーブダクト(高度1~2kmに温位一定の 中立成層があり、内部重力波が上方に伝播できずに閉じ込められる層)による波の伝播 が観測されることがある。この後、内部重力波および山岳波の特徴について、メソ気象 で用いられる方程式系を用いて、理論的に説明する。

(参考文献)

Plougonven R. and F. Zhang, 2014: Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts. *Reviews of Geophysics*, **52**, 33-76.



前ページで示した内部重力波の特徴について、2次元のブジネスク方程式系を用い、 断熱、非粘性を仮定して、理論的に説明する。ここでは、静止している状態を基本状態 (温位、圧力は高度だけの関数)として、それから微少の変動(摂動という)を受けた とし、

$$u = u', w = w', \theta = \theta(z) + \theta', \Pi = \Pi(z) + \Pi', \rho = \rho_{00} + \rho'$$

のように、各変数を基本状態部分 \overline{x} と摂動部分 x'の和として表す(静止大気が基本状態なので、 $u \ge w$ には基本状態部分はない)。なお、 $\overline{x} \gg x'$ を満たす。上記仮定をブジネスク方程式系(C1)-(C3)に適用し、摂動(ダッシュのついた量)は小さいから、その二乗の項は全て省略すると、

$$\frac{\frac{\partial u'}{\partial t} = -C_p \Theta \frac{\partial \Pi'}{\partial x}}{\frac{\partial w'}{\partial t} = -C_p \Theta \frac{\partial \Pi'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\Theta}}$$
$$\frac{\frac{\partial u'}{\partial x}}{\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0}$$
$$\frac{\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{\Theta}{g} N^2 w' = 0}$$

が得られる。このように二乗の項をなくし、複数の変数の掛け合わせをなくすことを線 形化するという。簡単のため N (Brunt-Vaisala振動数) は一定として、 u',Π',θ' を消去す ると、w'のみの支配方程式

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w' + \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} N^2 = 0$$

が得られる。



w'のみの支配方程式

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w' + \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} N^2 = 0$$

の解を

 $w' = A \exp(i(kx + nz - \omega t)) = A(\cos(kx + nz - \omega t) + i \sin(kx + nz - \omega t))$ のように波形をしていると仮定し、支配方程式に代入して、波の特性である分散関係 (波数と振動数との関係)を求めると、

$$\omega^2 = \frac{k^2 N^2}{n^2 + k^2}$$

となる。仮定した波の形から、図で示してあるようにx方向の波長 λ_k は $2\pi/k$ 、z方向の波長 λ_n は $2\pi/n$ となる。よって、波面間の波長 λ は

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_k^2} + \frac{1}{\lambda_n^2}$$

の関係から求められ、 λ_k や λ_n より小さくなる。



内部重力波の分散関係式は

$$\frac{\omega^2}{N^2} = \frac{k^2}{n^2 + k^2} \le 1$$

と書き直すことができ、鉛直方向への伝播(n > 0)を考える限り、内部重力波の振動 数はBrunt-Vaisala振動数(N)より必ず小さくなることがわかる。言い換えれば、Nよりも 大きい振動数を持つ内部重力波は伝搬することはできない。内部重力波の位相速度 cを 分散関係式から計算すると、

$$\boldsymbol{c} = \frac{\omega}{\boldsymbol{k}} = \left(\frac{\omega}{k}, \frac{\omega}{n}\right) = \left(\pm \frac{N}{\sqrt{n^2 + k^2}}, \pm \frac{Nk}{n\sqrt{n^2 + k^2}}\right)$$

となる。位相速度は k = n の場合を除いて、波面(波の位相が等しい面)に直交した方向の移動速度ではない(前ページ左下図参照)。図では複数の破線が波面を表していて、その破線に沿って空気塊が振動している様子が示されている。群速度 c_g は、波束(波長の違う波が共存している領域)が進む速度であり、 $k\Delta x + n\Delta z - \omega(k,n)\Delta t$ が異なる波長の波でも(波数 $k \ge n$ が異なっても)一定である必要があるという条件から導くことができる。例えば x 方向については、 $\partial(k\Delta x + n\Delta z - \omega(k,n)\Delta t)/\partial k = 0$ から $\Delta x/\Delta t = \partial \omega/\partial k$ が群速度になる。よって、分散関係式から

$$\boldsymbol{c}_{g} = \frac{\partial \omega}{\partial \boldsymbol{k}} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}, \frac{\partial \omega}{\partial n}\right) = \left(\pm \frac{kn^{2}N^{2}}{\omega(n^{2} + k^{2})^{2}}, \mp \frac{nk^{2}N^{2}}{\omega(n^{2} + k^{2})^{2}}\right)$$

と求められる。波束のエネルギーは群速度の方向に伝播する。なお、 $k \cdot c_g = 0$ の関係から、群速度の移動方向と波数ベクトル(波面)は直交するが、k = nでなければ位相速度ベクトルとは直交しない。

前ページの左下図に示すように、波面の移動ベクトル c_w を波面に直交する方向で定義すると、 c_w は波数ベクトルkに平行であり、位相速度ベクトルcと波面の移動ベクトル $c_w = ak$ (aは定数)の差は波数ベクトルと直交する。このことから、

$$a = \frac{2\omega}{n^2 + k^2}$$

が得られ、波面の移動ベクトルは

$$\boldsymbol{c}_{w} = \left(\frac{2\omega k}{n^{2} + k^{2}}, \frac{2\omega n}{n^{2} + k^{2}}\right) = \left(\pm \frac{2k^{2}N^{2}}{(n^{2} + k^{2})^{3/2}}, \pm \frac{2knN^{2}}{(n^{2} + k^{2})^{3/2}}\right)$$

と求まる。

(参考文献)

Hooke, W. H., 1986: Gravity waves. Mesoscale Meteorology and Forecasting, P. S. Ray, Ed., Amer. Meteor. Soc., 272–288.



内部重力波の室内実験の結果から、内部重力波がどのように伝播するか、また伝播で きないかを見てみる。右上図に実験装置の概要を示す。水槽に濃度の異なる食塩水を注 ぎ、下ほど密度を大きくして安定な密度成層を作る。密度成層のBrunt-Vaisala振動数(N) は1.6 s⁻¹,周期(2π/N)は3.9秒となるようにする。水槽内の円柱を一定の周期(①8秒、②5 秒、③3.8秒)で上下に振動させて、内部重力波を発生、密度変化で波を可視化する。

①8秒、②5秒、③3.8秒の周期で上下に振動させたときの実験結果を示す。実験①と② では、内部重力波が4方向に伝播している様子が示されている。ただ周期によって、伝 播する波の波面の傾きが違っている。この違いについては次ページで説明する。実験③ では、Brunt-Vaisala振動数よりも振動数が大きいので、内部重力波が伝播できないこと を示している。

各実験結果の動画は以下で見ることができる。

実験① https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/movies/mp4_32/viw3.mp4 (2017年2月1日閲覧)

実験② https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/movies/mp4_32/viw6.mp4 (2017年2月1 日閲覧)

実験③ https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/movies/mp4_32/viw8.mp4(2017年2月1 日閲覧)

(参考文献)

酒井敏, 1980:モアレ法による内部重力波の可視化, 可視化情報, 38, 65-68.



波の伝播方向について、分散方程式を用いて解説する。分散方程式から

$$\frac{\omega}{N} = \pm \frac{k}{\sqrt{n^2 + k^2}}$$

となり、Brunt-Vaisala振動数 N と波の振動数 ω を与えたときの、x 方向の波数 k と z 方向の波数 n との関係が得られる。この関係で波数を波長に直すと、

$$\frac{\omega}{N} = \frac{k}{\sqrt{n^2 + k^2}} = \frac{2\pi/\lambda_k}{\sqrt{(2\pi/\lambda_n)^2 + (2\pi/\lambda_k)^2}} = \frac{\lambda_n}{\sqrt{\lambda_n^2 + \lambda_k^2}} = \cos \alpha$$

となり、図で示したように z 方向と波面がなす角度 α が理論的に計算できる。実際に計算すると、実験①(8秒)と実験②(5秒)はそれぞれ60.8度、38.7度となり、室内実験の結果と一致していることがわかる。

2-4 山岳波



山岳波とは、安定した大気中の気流が山岳強制上昇させられて生じる振動が伝播する 内部重力波である。山岳波を発生させる条件としては、大気の安定度、風速と山の幅が キーポイントとなる。ここでは、山岳波は上方に伝播するため密度の高度変化を考慮す る必要があるので、2-3節の内部重力波の説明で用いたブジネスク方程式系ではなく、2 次元の非弾性方程式系を用いて、断熱および非粘性を仮定する。その上で、水平方向に 一様流がある以外は静止している状態を基本状態(高度だけの関数)として、それから 微少の摂動を受けたとする。基本状態は \overline{x} ,擾乱は x' ($\overline{x} \gg x'$)の記号で表すと、各変 数は

$$u = \overline{u}(z) + u', w = w', \theta = \overline{\theta}(z) + \theta', \Pi = \overline{\Pi}(z) + \Pi', \rho = \overline{\rho}(z) + \rho'$$

となる。内部重力波での説明で用いたものとの違いは、基本場の水平風 $\overline{u}(z)$ が存在していることと、密度の基本場が高度の関数になっていることの2点だけである。山岳による強制上昇を生み出す $\overline{u}(z)$ が存在しないと、山岳波は発生しないことは言うまでもない。

■線形化
- 前述の仮定を非弾性方程式系(B1-B3)に適用
- ダッシュのついた量は小さいから、その二乗の項はすべて省略

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)u' + \frac{d\overline{u}}{dz}w' = -C_p\theta\frac{\partial\Pi'}{\partial x}$$

 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)w' = -C_p\theta\frac{\partial\Pi'}{\partial z} + g\frac{\theta'}{\theta}$
 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)w' = -C_p\theta\frac{\partial\Pi'}{\partial z} + g\frac{\theta'}{\theta}$
 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)e' + \frac{\theta}{g}N^2w' = 0$
 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\theta' + \frac{\theta}{g}N^2w' = 0$
 $x' \varepsilon \tilde{x}$ I c 変数変換 (公密度の鉛直変化を考慮)
 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{dSt}{dz} - St^2\right)\tilde{w}$
 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial^2}{dx^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{dSt}{\partial z^2}\right)\frac{\partial\tilde{w}}{\partial x} + N^2\frac{\partial^2\tilde{w}}{\partial x^2} = 0$
 $St = \frac{1}{2}\frac{dln\bar{p}}{dz}$

 $u = \overline{u}(z) + u', w = w', \theta = \overline{\theta}(z) + \theta', \Pi = \overline{\Pi}(z) + \Pi', \rho = \overline{\rho}(z) + \rho'$

を非弾性系方程式系の運動方程式、連続の式、熱力学第一法則の式(B1-B3)に代入し、二次の項を省略して線形化すると、

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial}{\partial x} \end{pmatrix} u' + \frac{d\overline{u}}{dz} w' = -C_p \Theta \frac{\partial \Pi'}{\partial x} \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial}{\partial x} \end{pmatrix} w' = -C_p \Theta \frac{\partial \Pi'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\theta} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{d l n \overline{\rho}}{d z} w' = 0 \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial}{\partial x} \end{pmatrix} \theta' + \frac{\theta}{g} N^2 w' = 0 \quad (4)$$

の4つの方程式系が得られる。各変数に密度の鉛直変化を考慮し、

$$\tilde{u} = \left(\frac{\overline{\rho}}{\rho_{00}}\right)^{1/2} u', \tilde{w} = \left(\frac{\overline{\rho}}{\rho_{00}}\right)^{1/2} w', \tilde{\Pi} = \left(\frac{\overline{\rho}}{\rho_{00}}\right)^{1/2} C_p \Theta \Pi', \tilde{\theta} = \left(\frac{\overline{\rho}}{\rho_{00}}\right)^{1/2} \frac{g}{\Theta} \theta'$$

のように変数変換し、 $\tilde{u}, \tilde{\Pi}, \tilde{\theta}$ を消去すると、 \tilde{w} だけの支配方程式

 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{dSt}{dz} - St^2\right) \widetilde{w} + \left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right) \left(2\frac{d\overline{u}}{dz}St - \frac{\partial^2\overline{u}}{\partial z^2}\right) \frac{\partial\widetilde{w}}{\partial x} + N^2 \frac{\partial^2\widetilde{w}}{\partial x^2} = 0$ (5) が得られる。ここで、 $St \equiv \frac{1}{2}\frac{dln^-}{dz}$ である。


z方向には波型を仮定しないで、波型以外の解も考え、 \tilde{w} に対する支配方程式 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{dSt}{dz} - St^2\right) \tilde{w} - \left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right) \left(2\frac{d\overline{u}}{dz}St + \frac{\partial^2\overline{u}}{\partial z^2}\right) \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} + N^2 \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial x^2} = 0$ の解を

 $l^{2}(z) = \frac{N^{2}}{(\overline{u}-c)^{2}} - \frac{1}{(\overline{u}-c)} \frac{\partial^{2}\overline{u}}{\partial z^{2}} + \frac{2St}{(\overline{u}-c)} \frac{d\overline{u}}{dz} - St^{2} - \frac{dSt}{dz} \approx \frac{N^{2}}{(\overline{u}-c)^{2}} - \frac{1}{(\overline{u}-c)} \frac{\partial^{2}\overline{u}}{\partial z^{2}}$ で定義される。最初の2項が卓越しているので、第3項以降は省略されることが多い。



スコラー数の標準的な値を求めてみる。山岳波では発生源が固定なので *c* = 0であり、 鉛直シアが小さいとすると、スコラー数は

$$l^2(z) \approx \frac{N^2}{\overline{u}^2}$$

で見積もることができる。標準的な大気のBrunt-Vaisala振動数(N) を10⁻² s⁻¹、 u を 20 m s⁻¹ とすると、鉛直波数が 5x10⁻⁴ m⁻¹、鉛直波長が 約 13 km となる。 テイラー・ゴールドスタイン方程式

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + (l^2 - k^2)W = 0$$

は2階の常微分方程式なので、2つの境界条件(大気上端・下端)が必要となる。下端では、山に沿って風が吹くので、山の形を m(x) とすると、

$$\frac{dm}{dx} = \frac{w'}{\overline{u} + u'} \approx \frac{w}{\overline{u}}$$

という関係から

$$w' = \overline{u}\frac{dm}{dx}$$

となる下端の境界条件が得られる。上部境界条件としては、波の振幅が有限で、波の鉛 直方向のエネルギーフラックスが正となる解を選択する。そのエネルギーフラックスは

$$F_z = \overline{
ho} w' \varphi' > 0$$
、ただし $\varphi' \equiv C_p \Theta \Pi'$

で定義され、鉛直方向の波に伴う圧力変動がその方向に単位時間にする仕事のことである。



伝播する山岳波の条件を、波型の山の形: m(x) = m₀cos kx (k: 波数, m₀: 振幅(定数))を仮定して議論する。テイラー・ゴールドスタイン方程式

 $\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + (l^2 - k^2)W = 0$

の解の形は、 $l^2 - k^2$ の符号によるので、 $l^2 - k^2 < 0 \ge l^2 - k^2 > 0$ に分けて考える。 (a) $k^2 > l^2$ の場合、 $\mu \equiv (k^2 - l^2)^{\frac{1}{2}} > 0$ とすると、水平方向のみ振動解として、 $W = (A_1 e^{\mu z} + B_1 e^{-\mu z}) \cos kx + (A_2 e^{\mu z} + B_2 e^{-\mu z}) \sin kx$

のように解の形を仮定する。前ページに得た境界条件を用いると、下端で

$$W = \overline{u}\frac{dm}{dx} = -m_0k\overline{u}\sin kx$$

となり、 $A_1 + B_1 = 0$ 、 $A_2 + B_2 = -m_0 k \overline{u}$ の条件が得られる。また上端では、 $z \to \infty$ で W が有限なので、 $A_1 = A_2 = 0$ である必要がある。これらの条件から、

$$W = -m_0 k \overline{u} \exp(-(k^2 - l^2)^{1/2} z) \sin k x$$

という解が得られる。

(b) $l^2 > k^2$ の場合、 $n \equiv (l^2 - k^2)^{\frac{1}{2}} > 0$ とすると、水平・鉛直方向とも振動解として、 $W = (A_1 \cos nz + B_1 \sin nz) \cos kx + (A_2 \cos nz + B_2 \sin nz) \sin kx$ $= C \sin(kx + nz) + D \sin(kx - nz) + E \cos(kx + nz) + F \cos(kx - nz)$

のような解の形を仮定する。同様に境界条件から、下端では $C + D = -m_0 k \overline{u}$ 、 E + F = 0、上端では鉛直方向のエネルギーフラックスが正 ($F_z > 0$)から D = F = 0の条件が導き出され、

$$W = -m_0 k \overline{u} \sin(kx + nz)$$

という解が得られる。



 $k^2 \ge l^2$ の大小関係によって、波状の山 ($m(x) = m_0 \cos kx$)を与えたときに伝播する山岳波の形状を前ページで求めた。

(a) $k^2 > l^2$ の場合、

 $W = -m_0 k \overline{u} \exp(-(k^2 - l^2)^{1/2} z) \sin k x$

となり、x方向には波型、z方向には高さとともに減衰する解を得た。上図で示したよう に波は鉛直に伝播できない。

(b) $k^2 < l^2$ の場合、

$$W = -m_0 k \overline{u} \sin(kx + nz)$$

となり、解は x 方向にも z 方向にも波型であり、下図で示したように波は鉛直に伝播可 能であることがわかる。

波の波数 k とスコラー数 lの大小関係で波の鉛直伝播が可能かが決まる。 $l \approx N/\overline{u}$ の関係から、k とlの大小関係は $k\overline{u}$ とNとの関係に置き換えられる。 $k\overline{u}$ は定常流の中、空気塊が山に沿って動くときに経験する振動数で、山幅が狭い(波数 k が大きい)、風速が大きいと振動数が大きくなる。例えば、

 $k^2 > l^2 \approx N^2/\overline{u}^2 \rightarrow \quad k^2 \overline{u}^2 > N^2$

となり、 $k\overline{u} > N$ の場合、波は鉛直に伝播できない。同様に、 $k\overline{u} < N$ の場合、波は鉛直に伝播できる。これらの関係から、

鉛直に伝播できない場合:山幅が狭い、風速が大きい、大気の安定度が低い(中立に近い)

鉛直に伝播できる場合:山幅が広い、風速が小さい、大気の安定度が高い

ことが言える。

山岳波の鉛直流の強さは山幅が与えられると、 \overline{u} の大きさで決まるので、 \overline{u} が大きい ほど山岳波の鉛直流は強くなる。また \overline{u} が一定なら、波数kが大きいほど山岳波の鉛直 流は強くなるので、山幅が狭いほど強い鉛直流を伴う山岳波が見られることになる。ただ、前述のように、N が kū を超えると山岳波が鉛直に伝播できないという条件があるので、kが一定なら条件を満たす範囲での最大の ū の時に、山岳波の鉛直流は一番強くなる。また大気がより安定している(N が大きい)ほど、ū も鉛直伝播の条件を満たす大きな値を取り得る。すなわち、大気がかなり安定していて(温位減率が大きくて)、風速もかなり大きいときに顕著な山岳波が見られることになる。具体的な値を見積もってみる。N が標準的な値(~10⁻²)、山幅が10kmだとする。波数k = $2\pi/10km$ となり、 $\overline{u} < N/k = 50/\pi$ の時に山岳波が鉛直に伝播可能となり、 \overline{u} が15.9 m s⁻¹の時に最大の鉛直流を取る。この値は山幅が倍になれば倍になるし、半分なら半分になるので、山幅が20kmだと通常、山岳波が発生して鉛直伝播していることになる。



孤立した山岳による山岳波について、ベル型の山の形を仮定して、その伝播について 説明する。ベル型の山を表現するためには多数の波長の波を重ね合わせる必要がある。 ベル型の山を

$$m(x) = \frac{m_0 a^2}{a^2 + x^2}$$

のように設定 (m_0 : 山の高さ、a: 山の高さが半分になる幅) すると、代表する波数は a^{-1} になる。この波数が左図のように、スコラー数 l よりも十分大きいと、ベル型を作 り出すほぼ全ての波数は l よりも大きくなり、鉛直には波は伝播せずに、減衰する。山 幅が狭い場合が、このような減衰するケースに該当する。逆に山幅が広くて、 a^{-1} が lよりも十分小さい場合は、ベル型を作り出すほぼ全ての波数は l よりも小さくなり、右 図のように波は山の直上に伝播する。また、 $a^{-1} \sim l$ の場合は、ベル型を構成する波の 内、波数の小さい(波長の長い)波だけが鉛直に伝播して、結果として中図のように上 方風下に伝播する。伝播方向(どの程度風下成分を持つか)は次ページで説明する。

(参考文献)

Durran, D., 1986: Mountain waves. Mesoscale Meteorology and Forecasting, P. S. Ray, Ed., Amer. Meteor. Soc., 472-492.

2-4 山岳波



非弾性方程式系では複雑になるので、簡単のためブジネスク方程式系で一般風 \overline{u} (>0)がある場合を考えると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) w' + N^2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} = 0$$

のように w' に関する支配方程式を得ることができる。w' = $A \exp(i(kx + nz - \omega t))$ の 波形の解を仮定し、上式に代入すると、分散関係式は

$$(-\omega + k\overline{u})^2 = \frac{k^2 N^2}{k^2 + n^2}$$

となる。孤立した山岳による山岳波は複数の波長の波の重ね合わせ(波束)なので、エ ネルギー伝播として上向きの群速度*ca*を考えればよい。よって、群速度は

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}, \frac{\partial \omega}{\partial n}\right) = \left(\overline{u} - \frac{Nn^2}{(k^2 + n^2)^{3/2}}, \frac{Nkn}{(k^2 + n^2)^{3/2}}\right)$$

のように得られる。また山岳波は山に対して停滞しており、水平方向の位相速度 c_x は 0 になるので、

$$c_x = \frac{\omega}{k} = \overline{u} - \frac{N}{(k^2 + n^2)^{1/2}} = 0 \to \overline{u} = \frac{N}{(k^2 + n^2)^{1/2}}$$

を用いると、群速度は

$$c_g = \left(\overline{u}\frac{k^2}{k^2 + n^2}, \overline{u}\frac{kn}{k^2 + n^2}\right)$$

となる。 $a^{-1} \ll l$ の場合、山岳波を作り出す全ての波の波数は非常に小さくなるので、 $k^2 \ll kn$ から群速度のx方向成分はz方向成分に比べて無視できる。従って、エネルギー は上方のみに伝播することになる。 $a^{-1} \sim l$ の場合、群速度のx方向成分、z方向成分とも にある程度の正値を取るので、エネルギーは上方風下に伝播することになる。なお、山 幅が狭いほど k が大きくなるので、エネルギーの伝播方向はより風下に向く。

(参考文献)

Bubnova, R., G. Hello, P. Benard, and J.-F. Geleyn, 1995: Integration of the fully elastic equations cast in hydrostatic-pressure terrainfollowing coordinate in the framework of the ARPEGE/ALADIN NWP system. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 515–535.

■山岳波の室内実験

丸棒(直径4cm)を水面に1/4程沈め、水平に動かす。この丸棒を「山」に見立て、 上下を逆さまにして、丸棒と共に動く座標系で見ると「山に風が当たっている」と みることができる。その「山」の風下にできるのが風下山岳波である。

Brunt-Vaisala振動数 (N) = 1.6 s⁻¹, 丸棒の移動速度: 1.6cm s⁻¹

波長を6cm程度だとすると、 $k = \frac{2\pi}{\lambda} \approx 1 \text{ cm}^{-1}$ なので、 $k\overline{u} \approx 1.6 \text{ s}^{-1}$ $k\overline{u} \sim N$



酒井敏「地球流体力学基礎実験集」より

水槽に濃度の異なる食塩水を注ぎ安定な密度成層(Brunt-Vaisala振動数(N) = 1.6 s⁻¹)を作 り、丸棒(直径4cm)を水面に1/4程沈め、水平に移動速度 1.6 cm s⁻¹で動かす。この丸棒 を「山」に見立て、上下を逆さまにして,丸棒と共に動く座標系で見ると「山に風が当 たっている」とみることができる。波長を3cm程度だとすると、波数 k は $k = \frac{2\pi}{\lambda} \approx$ 1 cm⁻¹ なので、 $k\overline{u}$ は約 1.6 s⁻¹となり、Brunt-Vaisala振動数と同程度となる。よって、図 のように山岳波は上方風下(このケースでは丸棒を基準として、下方移動方向逆側)に 伝播する。実験結果の動画は以下で見ることができる。

https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/movies/mp4_32/viw9a.mp4(2017年2月1日閲覧) https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/movies/mp4_32/viw9b.mp4(2017年2月1日閲覧)

参考文献

酒井敏、地球流体力学基礎実験集: https://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp1/text/intro/intro.html (2017年2月1日閲覧)



 $k\overline{u}$ とBrunt-Vaisala振動数(N)の関係で、N より $k\overline{u}$ が大きいと山岳波は鉛直に伝播できず、小さいと伝播できる。 \overline{u} がある高度(右図では500hPa)で急に大きくなると、その高度までは鉛直伝播していた波がそれより上空に伝播できずに反射するようなケースが生じる。そのように、山岳波の中で、左図のようにある高度で反射し、より風下まで伝播するものを、風下山岳波(Lee wave)と呼ぶ。時には、波の上部で雲が生成し、左図の陰域のように風下山岳波が可視化されることがある。

(参考文献)

Durran, D., 1986: Mountain waves. Mesoscale Meteorology and Forecasting, P. S. Ray, Ed., Amer. Meteor. Soc., 472-492.



山岳波に伴う現象には、おろし風と呼ばれる山を越えた気流が風下側の山腹・山麓に 吹き下りる現象がある。おろし風の特徴としては、下図のように山岳の風下斜面で温位 面(上図の室内実験では自由表面)が急降下し、その下流で急上昇している。この急上 昇は跳ね水現象(Hydraulic Jump)と呼ばれている。また温位面の急下降に伴って地表 付近で強風をもたらす。おろし風が観測されやすい場所は、斜面から10km程度までの比 較的限定されたところで、山脈に鞍部などの開けた場所があれば、そのところの風下側 で特に風は強く吹きやすい。有名なおろし風としては、国内では愛媛県のやまじ風、岡 山県の広戸風、兵庫県の六甲おろし、北海道の日高しも風・羅臼おろしなどがあり、世 界的にはアルプスのフェーン、ユーゴスラビアのBora、北米ロッキー山脈のChinook (下図)などが挙げられる。

(参考文献)

Long, R. R., 1953: Some aspects of the flow of stratified fluids, 1. A theoretical investigation, *Tellus*, 5, 42–58.

Lilly, D. K. and E. J. Zipser, 1972: The Front Range windstorm of January 11 1972. Weatherwise, 25, 56-63.



おろし風および跳ね水現象(Hydraulic Jump)が発生する条件を、ブジネスク方程式 系を用いて、左図のような山越え時の浅水波を考える。運動方程式と連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial (h+m)}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (hu)}{\partial x} = 0$$

を無限遠では定常状態 (u_0 と h_0) とし、積分するとベルヌーイの法則 (エネルギーが保存) と質量フラックス保存則

$$\frac{u_0^2}{2} + gh_0 = \frac{u^2}{2} + g(h+m) = -\overline{c}, h_0 u_0 = hu = -\overline{c}$$

が得られる。続いて、

$$Fr \equiv \frac{u_0}{(gh_0)^{1/2}}, m_*(x) = \frac{m(x)}{h_0}, u_*(x) = \frac{u(x)}{u_0}$$

で無次元化すると、フルード数 Fr に対する山越え時の風速との関係

$$\frac{Fr^2}{2}u_*^3 + \left(m_* - \frac{Fr^2}{2} - 1\right)u_* + 1 = 0$$

が得られる。これを m_{*}に対する式

$$m_* = \frac{Fr^2}{2} + 1 - \frac{Fr^2}{2}u_*^2 - \frac{1}{u_*} \equiv \frac{Fr^2}{2} + 1 + G(u_*)$$

にすると、 $\partial G(u)/\partial u = 0$ で、 m_* は極大をとる。その時の m_* と Fr の関係が右図赤線の 臨界曲線

$$m_* = 1 + \frac{Fr^2}{2} - \frac{3}{2}Fr^{2/3}$$

である。この臨界曲線よりも無次元化された山の高さ $m_{0*}(=m_0h_0)$ が小さい場合、Fr

が1より大きいと山頂で風速が最小となるsuper-critical flow(超臨界流)となり、 小さいと山頂で風速が最大となるsub-critical flow(亜臨界流)となる。臨界曲線 よりも m_{0*} が大きくなると非定常となり、風速の最大は山頂よりも下流域にな り、おろし風が発生する。またおろし風にともなって風下ジャンプ(跳ね水現 象、Hydraulic Jump)も発生する。図の②-aの領域ではジャンプは斜面に止まり、 ②-bでは領域ではジャンプは風下に伝播する。

(参考文献)

斉藤和雄, 1994: 山越え気流について(おろし風を中心として). 天気, 41, 731-750.



第3章では、まず大雨の降り方から、集中豪雨と局地的大雨の違いを説明する。特に 集中豪雨の多くが線状降水帯で引き起こされていることを統計的に示す。3-2節では積乱 雲の寿命の決め手となる降水の形成・下降流の形成について説明する。3-3節では積乱雲 が寿命を持つため、大雨は複数の積乱雲がもたらすことを線状降水帯の形成過程とリン クさせて解説する。その中で、マルチセル型ストーム(積乱雲群)、スコールラインと バックビルディング型形成に着目する。3-4節では線状降水帯が形成する上で重要となる 鉛直シアの役割について説明する。

【線状降水帯の定義】

次々と発生する発達した雨雲(積乱雲)が列をなした、組織化した積乱雲群によって、 数時間にわたってほぼ同じ場所を通過または停滞することで作り出される、線状にのび る長さ50~300km程度、幅20~50km程度の強い降水をともなう雨域。



この節では大雨の降り方から、集中豪雨と局地的大雨の違いを説明する。集中豪雨は「同じような場所で数時間にわたり強く降り、100mmから数百mmの雨量をもたらす雨」であり、局地的大雨は「数十分の短時間に狭い範囲に数十mm程度の雨量をもたらす雨」で、時には1時間で100mm以上の降水をもたらすことがある。ともに厳密な定義は存在しない。これは集中豪雨と局地的大雨ともに災害に直結するので、ある閾値で線引きができないためである。

局地的大雨は都市部で度々内水氾濫を引き起こすが、土砂災害をもたらすことは少な い。土砂災害を引き起こすには、数時間にわたって大雨が降り続く必要がある。そのよ うな大雨は台風によるものを除いて、その多くは線状の降水システムが数時間停滞し、 長さ50~300km程度、幅20~50km程度の線状降水帯が作り出されることでもたらされて いる。線状降水帯という言葉は、2000年頃からメソ気象の研究者が使い出したもので、 2007年に発刊された教科書: "豪雨・豪雪の気象学(朝倉書店)"の中では、多くの集中 豪雨をもたらす正体であることが説明されている。集中豪雨と同様に、線状降水帯の統 一的な定義はないが、1時間~数時間の積算降水量分布で明瞭に認識できるものであ る。"線状"と"帯"という同意義的な言葉が繰り返されており、違和感を持たれるかもし れないが、上述のように限定された降雨域のイメージを一般の方に持ってもらい、防災 に役立ててもらいたいという思いが込められている。

| 人的被害 | が1人以上 | または家屋 | 屋被害が5 | 戸り | 上発 | 生した | -事例がえ | 対象 | | |
|--------------|-------------|-----------------------|-----------------------------|-------------------------------|-------------------|------------------------------|---|------------------------|-------------------|----------------|
| 線状降水 帯の有無 | 対象降雨 事例数 | 人的被害 合計 | 家屋被害 合計 | F 1 の (行 | 手例当 人的被 | 4たり 皮害 ^{皆含む)} | 1事例当れ の家屋被 (全壊が対 | とり 寄 客 1 象)の | 【屋被 戸当/)人的 | 害 とり 被害 |
| ① あり | 10 | 188 | 485 | | 18.8 | 3 | 48.5 | | 0.3 | 9 |
| ② なし | 6 | 23 | 89 | | 3.8 | | 14.8 | | 0.2 | 6 |
| 1/2 | 1.7 | 8.2 | 5.4 | | 4.9 | | 3.3 | | 1.5 | 5 |
| 600 | | ●人的被害合計 | 60 | 災害発生 年月 | 都道府 県名 和歌山 | 市町村名 | 災害原因 1 4 月 12 - 7 (高 雨 | 土砂災害 初発時刻 2:30 | 全壊 | 犠牲者 数 24 |
| 500 | | ■家屋被害合計 -1事例当たりの人的 | 50 叙 被害 船 | H23.9.4 H21.7.21 | 和歌山山口 | 新宮市 防府市 | 台風12号/豪雨 豪雨 | 4:00 | 6 29 | 5 |
| 400 | - | -1事例当たりの家屋 | 被害 ⁴⁰ 袋 ら | H24.7.12 H24.7.14 | 福岡 | 阿蘇市 八女市 萩市 | - 豪雨 - 豪雨 - 高雨 | 4:30 8:00 | 60 28 21 | 22 |
| 300 | | | 30 い ろ | H25.8.9 H25.10.16 | 山口 秋田 東京 | 仙北市 大島町 | 素雨 豪雨/台風26号 | 11:34 | 5 50 | 6 39 |
| 200 | | | 20 医 | H26.8.17 H26.8.20 | 兵庫 広島 | 丹波市 広島市 | 豪雨 | 3:00 3:00 | 18 179 | 1 74 |
| 100 | | | 10 | H17.9.5 H17.9.6 H17.9.6 | 鹿児島 宮崎 宮崎 | 並水市 椎葉村 高千穂町 | 台風14号 台風14号 台風14号 | 18:20 7:40 11:00 | 39 11 2 | 5 |
| 0 6 4 土地 | ゆうし サナノ | | 0 | H18.7.19 H22.7.16 | 長野広島 | 岡谷市 庄原市 | 豪雨 | 2:50 16:30 | 13 14 | 8 |
| 緑 状 | 降水帝あり | 緑状降水南な | い | H26.7.9 | 長野 | 南木曽町 | 豪雨 | 17:40 | 10 | 1 |

人的被害が1人以上または家屋被害が5戸以上発生した事例(対象事例は右下表)を対象に、線状降水帯の形成と土砂災害による被害の関係を調べた結果を示す。平成17年~26年の事例で、線状降水帯による事例が10、そうでない事例が6である。線状降水帯が形成された場合、形成されない場合に比べて、1事例当たりの人的被害(死者・行方不明者)が4.9倍、1事例当たりの家屋被害(全壊が対象)も3.3倍と非常に大きくなっている。このように災害の発生面からも、線状降水帯が重要なキーポイントとなっている。なお家屋被害1戸当たりの人的被害については、線状降水帯の有無による差はそれほど大きくない。



線状降水帯の大雨の例として、2009年7月21日山口県での集中豪雨事例を示す。本事 例では、防府市の老人ホームに土砂が流れ込み複数の死者が出るなど、人的被害(死者 +行方不明者)は14名に上った。3時間積算降水量(左上図、解析雨量の積算、以降同 じ)を見ると、長さ200km程の線状の降水域が確認でき、その降水域をもたらすものが 線状降水帯である。その降水帯は、当日の地上天気図(右上図)を見ると、集中豪雨は 朝鮮半島から日本海にのびた梅雨前線の南方約300km離れた位置で発生していたことが わかる。このように梅雨前線の南側で大雨が発生しやすい理由については4-3節で説明す る。

防府のアメダス地点での10分間降水量の時系列(下図)を見ると、強雨が長時間継続 するのではなく、小雨を挟みながら、約6時間で240mm以上の大雨となっている。それ ぞれの強雨は積乱雲群(1-1節、3-3節参照)の通過によってもたらされたものである。 2014年8月の広島の大雨(1-1節参照)のように強雨が継続して集中豪雨になる場合もあ るが、ここで示したように、集中豪雨の多くは少雨を挟んで引き起こされている。



線状降水帯が発生する位置と地上天気図でみた総観規模擾乱(環境場)との関係から 5つのパターンに分類する。1番目のパターンは、低気圧の中心付近で発生するもので ある。上図は1999年10月27日に千葉県香取で1時間降水量153mm(2016年6月末現在、観 測史上1位)をもたらした線状降水帯で、天気図を見ると低気圧中心付近で発生してい る。ここで、西よりの風が卓越していると考えられる寒冷前線の北側で大雨が発生して いるので、大雨をもたらす下層水蒸気の起源に対して疑問が生じると思うが、最新の再 解析データなどで確かめると天気図上の青線で示したように、気象庁長期再解析データ

(JRA-55)の850/950hPa気圧面の気温分布から解析できる寒冷前線は当時解析されたものの北側にあり、大雨が降った領域は南から暖湿流が流入できる環境にあったことがわかる。具体的な情報は次ページに示す。

2番目のパターンとしては、寒冷前線上に発生するものであり、下図に示した1999年6 月29日の福岡での大雨が代表事例である。朝鮮半島南東部にある低気圧からのびる寒冷 前線上に長さ200kmの線状降水帯が見られる。ここで、また疑問が生じると思われる。 通常、寒冷前線は割と速く移動するので短時間強雨をもたらすが、大雨に至らない。そ れなのに、本事例ではどうして線状降水帯が発生したのかということである。温帯低気 圧は通常西から東へと移動するが、時には北北東進することがある。そのような場合は 寒冷前線がほぼ同じ場所に居座り続けることになり、そこに下層暖湿気塊が継続的に流 入できる場所であれば線状降水帯が形成される。そのような(南南西から下層暖湿気塊 が流入し続け、高い山岳の影響を受けない)場所は九州北部を除いて、日本周辺に該当 する領域はほぼ見当たらない。



左図と右図はそれぞれ、JRA-55から作成した1999年10月27日21時の850hPa気圧面と地 表面の気温分布と水平風である。図には地上天気図に解析されている前線も記載してい る。地表面では寒冷前線の解析位置に対応する温度傾度や風向変化が見られないが、破 線で示したように伊豆半島付近から南側にのびるように風向変化および温度変化が僅か に見られる領域が存在する。その領域は850hPa気圧面の気温変化で明瞭に見ることがで きる。これらから実際の寒冷前線は破線の場所にあったものと考えられる。参考まで に、現在の気象庁の基本的な前線解析は、

- 1) 1日以上前線構造が維持
- 2) 850hPa気圧面で前線に伴う温度傾度が明瞭

3) 500hPa高度場との関係や低気圧の発達ステージ、前線の前後の時刻との連続性も考慮

という条件で行われており、必ずしも地上の温度傾度だけで解析している訳ではない。 梅雨前線については、850hPa気圧面の相当温位傾度も加えて判断している。



3番目のパターンは、停滞前線として解析されている梅雨前線や秋雨前線上に発生する線状降水帯で、2011年7月新潟・福島豪雨で発生した複数の線状降水帯が該当する。 このパターンの場合、停滞前線にほぼ平行して線状降水帯が形成される場合がほとんどである。

4番目のパターンは、停滞前線として解析されている梅雨前線や秋雨前線の南側100~300kmで発生するもので、前述した2009年7月の山口での集中豪雨事例や下図に示す2012年7月の九州北部豪雨事例など、梅雨期の西日本で多発するパターンである。どうして前線から離れた場所で大雨になるかという疑問については、4-3節で梅雨前線帯の構造を説明する中において回答する。



最後のパターンとしては、台風からの暖湿流が流入する領域で発生する線状降水帯で ある。ここで示した2000年9月のいわゆる東海豪雨、2005年9月の東京都を中心に発生し た集中豪雨(首都圏豪雨と呼ばれることがある)時のように、地上天気図には線状降水 帯の北側100~300kmに秋雨前線が存在し、4番目のパターンの一部である場合が多い。 またこの2事例とも、南方海上を西進している台風中心から北東側約1000kmの場所で大 雨が発生している。大雨をもたらした暖湿流の起源は、半日程度前の台風の周辺(中心 付近ではない)であることが考えられ、その領域から暖湿流が北上して大雨発生域に流 入したと推定される。

日本付近で線状降水帯により集中豪雨が 発生する主な環境場の分類

| パターン | 大規模な擾乱 | 集中豪雨が発生する位置と 大規模な擾乱との関係 | | | |
|------|---------------------------------------|---|----------------------------|--|--|
| 1 | 低気圧 | 中心付近 (温暖前線上を含む) | 大規模な擾乱 にともなった 集中豪雨 | | |
| 2 | 寒冷前線 | | | | |
| 3 | | 的称上 | | | |
| 4 | 一一一日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日日 | (梅雨(秋雨)前線帯内の) 南側100~200km | 大規模な擾乱 と直接関係が ない集中豪雨 | | |
| 5 | 台風 | 台風の影響下で加湿され た大気が南または南東風 により流入する領域 | | | |

この表は、今まで示した日本付近で線状降水帯により集中豪雨が発生する主な環境場の分類パターンを取りまとめたものである。パターン1から3は地上天気図に記載のある 大規模な擾乱(総観規模擾乱)に伴って発生する集中豪雨である。大規模な擾乱は数値 モデルで予想しやすく、その影響を強く受けて大雨となるので、的確に大雨が予測でき る場合が多い。一方、パターン4と5は大規模な擾乱と直接関係がないので、数値モデル による大雨予測が難しいのが現状である。



これまで紹介してきたように線状降水帯は単独で現れること(代表例は2014年8月20 日の広島での大雨、1-1節参照)もあるが、複数の線状降水帯が重なるように推移して大 雨が引き起こされる場合も多い。ここでは2016年6月20日から21日にかけて、長崎県か ら熊本県に大雨をもたらした事例を紹介する。左上図は9時間積算降水量(解析雨量を 積算)分布で、顕著な3つの線状降水帯によって大雨がもたらされたことがわかる。地 上天気図(右上図)を見ると、大雨の発生場所は梅雨前線の南側で、典型的な梅雨期の 大雨パターンである。この線状降水帯を前1時間降水量である解析雨量分布の時系列 (下図)で確認してみると、個々の線状降水帯はゆっくりと東進しており、時間帯に よっては重なり合っているために、線状降水帯と認識できない場合がある。解析雨量だ けに頼らず、気象レーダーによる降水強度分布も併用して、線状降水帯の存在を確かめ る必要がある。



津口・加藤(2014)は1995~2009年4~11月の解析雨量を用いて、集中豪雨事例を客 観的に抽出し、その特徴を統計的に調べた。その抽出方法はフローチャートに示したよ うに、24時間降水量と3時間降水量で判断し、その上で同一事例を除外した。24時間降 水量では、地域差を考慮するため年平均期間降水量を基準とした。3時間降水量では、 基準となる降水量の最小値を全国一律に設定した。それぞれの基準値(12%、130mm) は任意性があり、ここでは統計解析の手間を考えて、抽出数が350前後になるように設 定した。この設定で顕著な集中豪雨事例は見逃しなく抽出できているので、設定値は妥 当な値の範疇だと考えられる。

(参考文献)

津口裕茂・加藤輝之, 2014:集中豪雨事例の客観的な抽出とその特性・特徴に関する統計解析, 天気, 61, 455-469.



抽出された最大降水量が観測された場所を地図上の□(台風・熱帯低気圧本体による 集中豪雨事例)と△(それ以外)で示す。なお台風・熱帯低気圧本体による事例は、そ れらの中心から500km以内に最大降水量が観測されたものである。集中豪雨事例は西日 本太平洋側で多いが、日本全国各地で抽出されていることがわかる。また日本を4地域 に区分した月別の集中豪雨事例の発生数も示されている。それぞれの地域の特徴は、以 下の通りである。

【北日本】

- ・全事例数は45であり、8月が最多となる17事例
- ・台風・熱帯低気圧本体による事例は9月がもっとも多い(8事例)

【東日本】

- ・全事例数は140であり、8月が最多となる38事例
- ・台風・熱帯低気圧本体による事例は8月がもっとも多い(4事例)
- ・6月までは10事例未満だが、7月以降に事例数が急増

【西日本】

- ・全事例数は188であり、7月が最多となる50事例
- ・台風・熱帯低気圧本体による事例は8月がもっとも多い(21事例)
- ・6月以降に事例数が急増

【南西諸島】

- ・全事例数は13であり、9月が最多となる5事例
- ・7月~10月のすべての事例が台風・熱帯低気圧本体によるもの

| | 擾乱の分響 | | 降水系の形状の分類 | | | | |
|-------------|---------------|-----------|-----------|-------------|----------|------------|------|
| | | | 線 | 状 | その | の他 | |
| 低気圧 寒冷前線 | | 55 30 | 33 18 | 60% 60% | 22 12 | 40% 40% | |
| | | | | | | | 停滞前線 |
| 台風・熱低 | 本体 | (125) | - | | - | | |
| | 遠隔 | 69 | 45 | 65% | 24 | 35% | |
| その他 | | 25 | 10 | 40% | 15 | 60% | |
| | | 261 (386) | 168 | 69 % | 93 | 31% | |
| | D42 _1. +++ / | | | | | | |
| ◆ 緑次 | 降水市 | こよる集中家 | 夏雨か1 | 68事例 | (69%) | | |

既に示した線状降水帯発生環境場の5パターンを基本に、停滞前線(前線上・南側) を1つのパターンとして分類し、台風・熱帯低気圧本体の降水(それらの中心から500km 以内に最大降水量が観測されたもの)を除いてパターン毎に線状降水帯の割合を統計的 に調べた。台風・熱帯低気圧の遠隔は、それらの中心から500~1500kmで最大降水量が 観測された事例であり、分類においては台風・熱帯低気圧に関連するものをもっとも優 先した。線状降水帯による集中豪雨が168事例で、全体の約7割(69%)に当たる。特に停 滞前線(前線上・南側)では線状降水帯の割合が76%と高くなる。



数時間大雨が降り続くことで発生する集中豪雨について説明してきた。ここではマス コミ等が「ゲリラ豪雨」と呼んでいる、「急に強く降り、数十分の短時間に狭い範囲に数十 mm程度の雨量をもたらす雨」である局地的大雨について説明する。「ゲリラ」とはゲリラ 戦と呼ばれる不正規戦闘を行なう兵士であり、臨機に奇襲や待ち伏せを行なうことか ら、不意打ちで予想できないという意味で使われている。"ゲリラ豪雨"は事前の予測 が困難である局地的な大雨に対して、1969年に気象庁の職員が始めて使った用語である が、最近では大雨の頻度が増えたことを世間にアピールするために、予測できていた大 雨もゲリラ豪雨として取り上げるマスコミもあり、本来の理由付けで必ずしも用いられ ているわけではなさそうである。

局地的大雨の特徴は団塊状の降水域で、それらが散在して見られることが多い。1つの降水域の長さ・幅とも20~30km程度であり、それぞれの降水域で1時間で最大100mm 程度の大雨が引き起こされる。急に強い雨が降るので、局地的大雨は都市部で度々内水 氾濫を引き起こす。また短時間で止む「にわか雨」や移動する降水系による「通り雨」 では、同じ場所で強雨が持続しないので、局地的大雨になることはほとんどない。



局地的大雨が着目されるようになった、言い換えるとマスコミがゲリラ豪雨という言葉を多用する動機となった2008年8月5日の東京都豊島区雑司が谷の大雨事例を代表例として紹介する。急な増水のために、下水道の作業員5名が亡くなった事例である。地上天気図(右上図)を見ると、梅雨前線が東北南部にかかってはいるが、関東地方は梅雨が明けていた。太平洋上にあった低気圧や上空の寒冷渦(139E、25Nに中心が存在)の影響を受け、下層暖湿流(水蒸気フラックス量~100gm²s⁻¹)が関東地方に流入して午前中から弱い不安定性降水が時折観測されていた。日照はなかったものの11時前には東京大手町の気温が30℃を超え、昼前から対流活動が活発になり、関東平野南部の各地で強い不安定性降水(局地的大雨)が発生した。

雑司が谷近傍の豊島で観測された10分間降水量の時系列(左下図)を見ると、1時間で70mm近い大雨となっていて、8月5日に降水が観測されたのはその時間帯だけであった。つぎに14時までの3時間積算降水量分布(左上図、解析雨量を積算)を見ると、土地勘のない人にはどれが雑司が谷に大雨をもたらした降雨域かわからない。このように局地的大雨が発生するときは、長さ・幅共に20~30km程度の降水域が数多く観測される場合が多く、数時間前に発生する場所や時刻を正確に予測することはほぼ不可能である。ただ関東地方や11~14時のように領域や時間帯などを指定することで、アンサンブル予報などから確率的に予測することは今後できそうである。



積乱雲には1時間程度の寿命がある。この節ではその寿命を決める仕組みについて降 水粒子に着目して説明する。エアロゾルと呼ばれる海塩粒子や塵を核として、水蒸気が 凝結すると粒径0.02mm程度の雲粒が形成する。雲粒は水蒸気を集めて成長し、10分ぐら いで粒径0.2mm程度の霧粒になる。同様に水蒸気を集めて粒径4mm程度の雨粒になるた めには1日程度の時間がかかってしまうので、雨粒になるためには別の成長過程が存在 する。雲粒や霧粒は基本的には重さがほとんどないので、周囲の空気と一緒に移動す る。このことから雲粒や霧粒は降水粒子とは言われない。ただ少なからず重量があるの で、非常に小さいが落下速度(正式には終端落下速度)を持つ。大きい粒子ほど落下速 度が速くなるので、小さな粒子を併合して成長することになる。この併合成長過程の効 率は大変高く、霧粒から雨粒へは10分もかからず成長する。

雨粒のような大きな落下速度(最大8ms⁻¹程度、それ以上大きくなると分裂する)を 持つ降水粒子が空気の流れの中を落下すると、周囲の空気を引きずり下ろして、下降流 が形成される。この下降流の形成が積乱雲に寿命を持たせる原因となる(詳細は次ペー ジ以降に説明)。降水物質が周囲の空気を引きずり下ろす効果は、降水物質の荷重 (water loading)効果と呼ばれる。また、下降流は降水物質の蒸発や昇華、融解で生じ る負の浮力によっても形成・強化される。



積乱雲のライフステージを具体的に図示して説明する。発達期では、水蒸気が上昇して凝結し、雲(雲粒や雲氷)が形成される。雲が発達して雨や気温0℃より上空で雪が 作られ、さらに発達して積乱雲になる。



成熟期では、積乱雲中に強い上昇流が形成されて、気温0℃層よりも上空に持ち上げ られた過冷却の雲粒(凍らずに水滴のままの雲粒)に雲氷や雪などが付着して、あられ が形成される。この過程はライミングと呼ばれている。降水粒子が大きくなると、上昇 流よりも落下速度が大きくなり、実高度でみても落下することになる。この落下によっ て周囲の空気を引きずり下ろすことで下降流が生じるとともに、降水物質は地上に達し て、降水が観測されることになる。



減衰期では降水によって全領域、下降流になる。そうなると、水蒸気の供給が絶た れ、積乱雲は衰退することになる。このような過程を経て、雲の生成、積乱雲の誕生か ら衰退までの期間、すなわち積乱雲の寿命は約1時間(実際は個々の積乱雲によって異 なり、30分~2時間程度)となる。自ら発達して、自ら衰退するので、小倉(1997)は このありさまを自己破滅型と呼んだ。なお、積乱雲の寿命が1時間だとしても、地上で 降水が観測されるのはその半分の30分程度である。また高度5kmから地上まで雨滴が落 下するのに最短で約10分かかる。空が黒くなって積乱雲が発達しているようなときに、 雨がしばらく降ってこないのはこのためである。

(参考文献)

小倉義光,1997:メソ気象の基礎理論、東京大学出版会、289pp.



普通の積乱雲では、上昇流内で降水物質が落下し、下降流が作られる。その結果、水 蒸気を供給する上昇流が絶たれて、積乱雲は1時間程度の寿命を持つことになる。上昇 流と異なる場所に下降流が形成されれば積乱雲は長命となる。そのような積乱雲が強い 竜巻を発生させる、スーパーセルと呼ばれる巨大積乱雲である。スーパーセルは回転し ている強い上昇流を伴っており、形成されたあられやひょうは強い上昇流内を落下する ことができない。また鉛直方向に風向が異なる(鉛直シアがある)ことで、あられや ひょうは周囲に飛ばされて落下して異なる場所に下降流が形成される。スーパーセルの 特徴は5-5節で説明する。



前節で積乱雲の寿命が約1時間ということを説明した。また集中豪雨は数時間という 時間スケールを持つ。この2つの事実は、1つの積乱雲で集中豪雨をもたらすことはな く、複数の積乱雲によって集中豪雨が引き起こされることを示唆している。積乱雲は降 水域の風上で次々と発生し、組織化して積乱雲群であるマルチセル型ストームを作る。 この積乱雲群や複数の積乱雲群の塊である線状降水帯によって集中豪雨がもたらされる のである。この節では、積乱雲群およびバックビルディング型形成に代表される線状降 水帯の形成過程を説明する。



次々と積乱雲が生成し、複数の積乱雲が組織化することで、積乱雲群を作り出 す。積乱雲は気象レーダーでみられる1つの降水セルに対応するので、積乱雲群 は複数の降水セルが重なり合ったマルチセル型ストームとも言われる。マルチセ ル型ストームの模式図(左図)を見ると、ストームの移動する方向(南側)に新 しいセル n+1 が生成し、セルnは発達途上で降水は地上に達しておらず、発達し たセル n-1 は大量の降水を地上にもたらしている。その背後(北側)には衰退期 にあるセル n-2 が存在しており、この時マルチセル型ストームは4つの降水セルか ら組織化されている。このマルチセル型ストームでは、右図のように個々のセル は中層風の方向に移動し、ストームの北端のセル n-2 が消滅し、南端に新たなセ ル n+3 が発生している。このようにして、マルチセル型ストームは常に3~5個の セルから構成されて維持する。またストーム内の気流構造(左図)を見ると、ス トームの進行方向前面下層から後面上層に向かう風の流れ(FTR: front to rear)が 存在し、後面のFTRの下には後面から下降しながら前面へ向かう風の流れ(RTF: rear to front)が存在している。新たなセルは降水域からの前方への外出流(降水 の蒸発により冷やされているので、冷気外出流と呼ばれる)と前方からの下層流 との収束域で形成されている。

(参考文献)

Browning, K. A., J. C. Fankhauser, J.-P. Chalon and P. J. Eccles, 1976: Structure of an evolving hailstorm, Part V: Synthesis and implications for hail grouth and hail suppression. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 603–610.



前ページで説明したマルチセル型ストーム(積乱雲群)が冷気外出流の先端にライン 上に複数並ぶ降水システムがスコールラインである。その代表例として、まず熱帯域の スコールラインについて紹介する。

図に示した熱帯域のスコールラインの構造を見ると、ライン先端部に並ぶ活発な複数 の積乱雲からなる対流領域が存在し、その後方の中層から上層には落下せずに吹き飛ば された雪や雲氷(層雲)からなる層状領域が存在する。この層状領域は、マルチセル型 ストームでも見られる進行方向前面下層から後面上層に向かう流れであるFTR (front to rear)によって作られる。FTRの下部に後面から前面に向かう流れであるRTF(rear to front)が存在し、RTFは後部インフロー(rear inflow)とも呼ばれる。この流れによって やや乾燥した空気が対流領域に運ばれ、積乱雲に伴う下降流内では雨滴の蒸発によって 空気が冷やされて重くなることで、地上付近ではガスト(冷気を伴う強風)が作り出さ れる。空気が重くなるので、対流領域の地上付近では気圧が高くなる。この現象はメソ ハイ (meso high) と呼ばれる。ガストはメソハイによって進行方向前面にも吹き出し、 そのガスト(冷気外出流)がガストフロントを形成する。ガストフロントの方が対流領 域の動きよりも速いので、その前線面では継続して暖湿流が対流領域に供給される。ま た線状降水帯と異なり、スコールラインはガストフロントに付随してかなり速い速度で 移動することも特徴の1つである。層状領域下部では、下降流に伴う断熱圧縮効果によ り昇温・乾燥化が生じて、空気が軽くなることで気圧が低くなり、ウェークロー(wake low)と呼ばれる低圧部が作られる。

(参考文献)

Zipser, E. J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line circulation. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1568-1589.


日本付近、特に南西諸島で観測される中緯度帯のスコールラインは熱帯のスコールラ インと比べると、顕著な融解層の存在とそれに伴う層状性降水が地上で観測されること が特徴である。融解層は雪が融けて雨滴に遷移する気温0℃前後の領域で、見かけ上降 水粒子のサイズが大きくなるので、レーダー反射強度が大きくなり、その領域はブライ トバンドと呼ばれている(図中の青色の領域)。FTRやRTFの存在など気流構造につい ては、熱帯のスコールラインと同じ特徴が見られる。

(参考文献)

Houze, R. A. Jr., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff, and B. F. Smull, 1989: Interpretation of Doppler weather-radar displays in midlatitude mesoscale convective systems, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **70**, 608–619.

Biggerstaff, M. I. and R. A. Houze Jr., 1993: Kinematic and microphysics of the transition zone of the 10-11 June 1985 squall line, *J. Atom. Sci.*, **50**, 3091-3109.



米国オクラホマ州で観測された中緯度帯のスコールラインの例を示す。スコールラインが通過した地上観測点における気圧・降水量・風速の時間変化(左図)を見ると、ガストフロントの到着した3時40分頃に 18 m s⁻¹の強風と 4 hPaの気圧上昇が観測されている。気圧上昇は対流領域下部に形成されたメソハイによるものである。その後30分間、対流領域に伴う強い雨が観測されている。さらにその後30分間は雨がほとんど降っていない遷移帯に位置している。その後2時間は層状性降水による弱い雨が降り続いており、層状降雨域の境界付近にウェークローが観測されている(右図)。

(参考文献)

Johnson, R. H. and P. J. Hamilton, 1988: The relationship of surface pressure features to the precipitation and air flow structure of an intense midlatitude squall line. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 1444-1472.



Bluestein and Jain (1985)は1971~1981年に気象レーダーで観測された米国のスコール ラインを含む線状の降水システムの形成過程を調査し、形成過程を観測数の順 に、破線型、バックビルディング型、破面型、埋め込み型の4つのタイプに分類 した。日本で観測される線状降水帯はこれらのタイプによって分類されることが ほとんどである。破線型では、複数の積乱雲(降水セル)が同時期に発生し、線 状の形態をなす。局地前線にほぼ直交して下層暖湿流が流入した場合などに見ら れ、2013年10月16日の伊豆大島での大雨を引き起こした線状降水帯が代表例であ る。バックビルディング型では、降水セルからみて環境の風の上流方向に新しい セルが次々と出現し、それらが成長するとともに移動して線状になる。梅雨期の 西日本の豪雨はこれに当てはまる場合が多い。最近の調査結果でも、2011年8月 新潟・福島豪雨、2012年7月九州北部豪雨、2013年7月29日の山口・島根の大雨、 同年8月9日の秋田・岩手の大雨、2014年7月9日の沖縄本島の大雨、同年8月9日の 三重県北部の大雨、同年8月17日の京都府福知山の大雨、同年8月20日の広島の大 雨、同年9月11日の北海道の大雨をもたらした線状降水帯は、バックビルディン グ型形成であったことが確認されている。破面型では、強または中程度の強さの 降水セルが漠然と集まっていたのが、時間の経過とともにはっきりとした線形構 造に組織化される。2009年7月21日の山口の大雨をもたらした線状降水帯の形成 過程が破面型に近い。埋め込み型では、弱い層状性の降水域の中に対流性の線状 の降水域が出現する。

(参考文献)

Bluestein, H.B. and M. H. Jain, 1985: Formation of mesoscale lines of precipitation: Severe squall lines in Oklahoma during the spring. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1711-1732.



バックビルディング型形成の例として、2013年7月28日に山口県山口市に大雨を降ら した線状にのびた積乱雲群の例を紹介する。5分毎の反射強度の分布(左図)のように 降水セルは約20分間隔で繰り返し発生し、長さ50km、幅20km程度の線状の積乱雲群を 形成している。7時30分のレーダー強度から積乱雲群の構造(右上図:平面図、右下 図:断面図)を詳細に見ると、4つの降水セルで積乱雲群を形成しており、セル1が生成 期、セル2が発達期、セル3が成熟期、セル4が衰退期に対応する。このような単独の積 乱雲群でも、線状にのびたものであれば、線状降水帯と分類することができる。他の バックビルディング型形成の例として、2014年8月20日の広島での大雨事例について1-1 節で紹介している。そこでは、線状降水帯には2つのバックビルディング型形成に基づ く積乱雲→積乱雲群→線状降水帯という階層構造がみられることを示している。



破線型形成の例として、2013年7月28日に山口県萩市沖の日本海で形成した線状降水 帯(図の赤線で囲んだもの)の例を紹介する。図はレーダー反射強度の分布を5分毎に 示している。10時過ぎから複数の線状に並んだ降水セルが同様に積乱雲群に発達して連 結し、11時過ぎには線状降水帯に組織化されている。各図の右側には別の線状降水帯 (ピンク線で囲んだもの)が見られ、それはバックビルディング型で形成されたもので ある。



破面型形成の例として、2009年7月21日に山口県での大雨事例を紹介する。7時10分の レーダー反射強度分布(左上図)を見ると、降水が広域に広がり、その中に複数の積乱 雲群だと思われる強い降水域(降水セル)が存在する。その複数の降水域の一部が線状 に繋がり、7時25分頃から水色の破線で囲った降水域が線状降水帯として認識できるよ うになっている。



500m高度データの1つとして、2016年5月29日まで、500mと3kmの風速差である鉛直シア(VSH)が気象庁の予報現業で用いられていた。問題点として、VSHでは鉛直方向の風向差が表現されない。そこで、ここでは鉛直シアを表現する新たな指数としてストームに相対的なヘリシティ(SREH)を提案し、その指数の意味するところを説明する。



2次元モデルでのマルチセル型ストームの再現結果から、バックビルディング型による積乱雲群(マルチセル型ストーム)の形成における鉛直シアの重要性について説明する。Yoshizaki and Seko (1994)は、下層2.5kmで風速差 7.5 m s⁻¹の適度の鉛直シアを与えることで、4~5個の積乱雲で構成されるマルチセル型ストームを再現した。Fovell and Ogura (1988)のように、より強い鉛直シア(下層3.5kmで風速差 15 m s⁻¹)を与えた場合、再現されるマルチセル型ストームを構成する積乱雲の数は2~3個となる。また鉛直シアをなくすとストーム自体再現されなくなる。ただこれらの数値シミュレーションは2次元モデルの結果であり、風向が上空と下層で異なる(3次元の環境場の)影響については分からない。

(参考文献)

Fovell, R. G. and Y. Ogura, 1988: Numerical simulation of midlatitude squall line in two-dimensions. J. Atoms. Sci., 65, 215-248.

Yoshizaki, M. and H. Seko, 1994: A retrieval of thermodynamic and microphysical variables by using wind data in simulated multi-cellular convective storms. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 31-42



瀬古(2005)は中層風と下層風が直交するときの積乱雲群形成について考察し、バッ クビルディング型と区別して、積乱雲が下層風の流入側にあたる積乱雲群の側面(進行 方向左側)で繰り返し発生する"バックアンドサイドビルディング型"を提唱した。こ のように積乱雲群の形成には適度な鉛直シアや風向が上空と下層で異なることが効果的 であるが、その双方の効果を量的に表す指標は今まで提案されていない。

(参考文献)

瀬古弘, 2005: 1996年7月7日に南九州で観測された降水系内の降水帯とその環境. 気象研究ノート, 208, 187-200.

瀬古弘, 2010:中緯度のメソβスケール線状降水系の形態と維持機構に関する研究,気象庁研究時報, 62, 1-74.



ここで、CAPEとともにスーパーセル型ストームの発生条件として利用されている環 境場から算出されるストームに相対的なヘリシティ(SREH: Storm Relative Environmental Helicity)を指標として考えてみる。SREHは「ある環境場中で積乱雲が発 生した場合、その積乱雲が鉛直軸回りに回転しやすいか」を判定する指標であり、大き なCAPEが存在している環境下で、その数値が大きいほどスーパーセル型ストームの特 徴である回転する強い上昇流が積乱雲内に作り出される。スーパーセル型ストームにつ いては5-5節で解説する。

(参考文献)

Maddox, R. A., 1976: An evaluation of tornado proximity wind and stability data. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 133–142.

Bunkers, M. J., B. A. Klimowski, J. W. Zeitler, R. L. Thompson, and M. L.Weisman, 2000: Predicting supercell motion using a new hodograph technique. *Wea. Forecasting*, **15**, 61–79.



ホドグラフを用いて、SREHの意味するところを説明する。ホドグラフは鉛直方向に 各高度または気圧面の水平風ベクトルの頂点を線で結んで表示させたもので、鉛直方向 に対する水平風の変化を示す。SREHは、ストーム(積乱雲)の移動を差し引いた水平 風ベクトルと鉛直シアに伴う水平渦度ベクトルとの内積を高度0~3km間で鉛直積分して 算出される。水平渦度ベクトルは水平渦度の回転軸方向を向き、ある高度(気圧面)間 の鉛直シアベクトル(水平風ベクトルの差)をその高度差で割り、反時計回りに90度回 転させたベクトルである。またストームの移動を差し引いた高度1~2km間の環境場の風 ベクトルと水平渦度ベクトルの内積は青の三角形の面積の2倍になり、0~3km間で鉛直 積分して算出されるSREHは灰色の矩形面積の2倍となる。このことから、高度1km以下 と3kmの風向が異なり、ともに風速が強いと、SREHの値は大きくなる。ホドグラフの空 間上は風速(ms⁻¹)で表現されるので、面積であるSREHの単位は m²s⁻²である。



鉛直シアベクトルの方向と温度移流との関係をホドグラフの回転方向から説明する。 黄色の矢印のように850hPaと700hPa気圧面間に鉛直シアベクトルが存在すると、温度風 の関係から気温分布はシアベクトルの方向の右側ほど気温が高くなる。すなわちホドグ ラフが時計回りに変化していると、暖気移流場であることを示している。逆に反時計回 りに変化していると、寒気移流場である。SREHが正値を取る場合は時計回りなので、 その値が大きいほど、暖気移流場で大気下層の風が強くなるので、相当温位も高い場合 は暖湿気塊が大量に流入し、大雨が発生しやすい環境場であることを示している。



環境場から推定されるストームの移動ベクトルとして、Maddox (1976) とBunkers et al. (2000)の方法(以降、単にMaddoxとBunkersと略す)が提案されている。図は平成27 年9月関東・東北豪雨発生時に館野(つくば)で観測されたホドグラフである。Maddox の方法では、高度6kmまでの密度重みづけ平均風ベクトル(図のピンクの破線)を右に 30度回転させ、大きさを75%減速して求める(ピンクの実線)。30度右に回転させるの はストームとして想定されるスーパーセル(巨大積乱雲)が環境風に対してやや右側に 移動する特性を考慮して設定されている。線状降水帯に当てはめると、線状降水帯の走 向右側から下層水蒸気が供給されるので、積乱雲の右側で降水が生成されやすいことで 積乱雲の移動が右よりになることを想定している。またBunkersの方法では、密度を考慮 しない高度6kmまでの平均風(緑の破線)と、下層(0-0.5kmの平均)と上層(5.5-6km の平均)の風の差であるシアベクトル(黒の破線)を求め、さらにシアベクトルを右方 向に90度回転させ、その大きさを7.5 m s⁻¹としたベクトル(黒の実線)を、平均風ベク トルに足しあわせたものをストームの移動ベクトル(緑の実線)とする。

(参考文献)

Maddox, R. A., 1976: An evaluation of tornado proximity wind and stability data. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 133–142.

Bunkers, M. J., B. A. Klimowski, J. W. Zeitler, R. L. Thompson, and M. L.Weisman, 2000: Predicting supercell motion using a new hodograph technique. *Wea. Forecasting*, **15**, 61–79.



環境場から推定されるストームの移動ベクトルと大雨をもたらした線状降水帯の走向 (図中のベクトルの大きさには意味がない)を比較してみる。大雨事例として、2011年 の新潟・福島豪雨、2012年7月の九州北部豪雨、2013年8月の秋田・岩手の大雨を取り上 げ、大雨の下層風上側に当たる地点での気象庁メソ解析を用いてストームの移動ベクト ルを推定した。MaddoxとBunkersの方法で多少違いがあるものの、線状降水帯の走向と 推定されたストームの移動ベクトルは概ね一致していることがわかる。ただ両方法とも スーパーセルストームを想定して最適化されているので、今後線状降水帯を対象とした 推定方法を考える必要がある。推定されたストームの移動ベクトルによってSREHの値 に違いが生じる。この違いを2012年7月の九州北部豪雨で比較してみる。取り上げた3事 例の中でMaddoxとBunkersの風向差が一番大きいにもかかわらず、SREHの分布(下図) に大きな違いは見られず、最大値も450 m² s⁻²前後である。このような傾向を考慮し、4-6節で取り上げる線状降水帯発生条件では、MaddoxとBunkersの最大値を鉛直シアの条件 として採用している。なおウィンドプロファイラ・突風関連指数ではBunkersを採用している。



積乱雲の組織化と鉛直シア(上下の風速差)の関係について、1998年6月26日に九州 北部で観測された線状降水帯を例に見てみる。気象レーダーから、長崎半島や西彼杵半 島を起点とした数本の線状降水帯が見られる。それらの線状降水帯は大雨事例でよく見 られるように、梅雨前線の南側200km付近で発生していた。発生時刻の大気状態を、気 象庁長期再解析データ(JRA-55)の高解像度版(0.5度メッシュ)から作成したSREH (Maddoxの方法で算出)と950hPa気圧面の水平風と500hPa気圧面の相対湿度と700hPa気 圧面の水平風から示す。950hPa気圧面の風は南よりで、700hPa気圧面の風が南西風と なっており、線状降水帯の発生領域ではSREHが大きく、値が 300 m² s⁻²以上になってい る。また、上空の相対湿度を見ると、梅雨前線帯の南端に当たる九州北部まで相対湿度 が高い領域になっており、積乱雲の発達過程において蒸発の影響が小さく、積乱雲の発 達に好都合な条件になっている。



鉛直シアの影響をみるために、水平分解能1kmの気象庁非静力学モデル(NHM)を用いた数値シミュレーションの結果を紹介する。実験設定として、長崎半島の先端(野母崎)で観測された高層観測データの鉛直プロファイルを計算領域全てに与えた。なお、温度風平衡を考慮できないので、コリオリの効果は無視した。計算結果を見ると、長崎半島からのびる線状降水帯を見事に再現しているだけでなく、観測ではみられない、天草諸島からも線状降水帯が予想されている。これは、全領域で線状降水帯が発生しやすい大気状態を与えたためである。この時に環境場から算出されたSREH(Maddoxの方法で算出)の最大値は276 m² s⁻²であった。このケースでも、線状降水帯の走向と環境場から推定されるストームの移動ベクトルがおおむね一致している。

(参考文献)

Yoshizaki, M., T. Kato, Y. Tanaka, H. Takayama, Y. Shoji, H. Seko, K. Arao, K. Manabe and X-BAIU-98 Observation Group, 2000: Analytical and numerical study of the 26 June 1998 orographic rainband observed in western Kyushu, Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **78**, 835-856.



鉛直シアが半分の場合にすると、線状降水帯ではなく、局地的大雨時によく見られる 団塊状の降水域が複数予測されている。この時のSREHの最大値は 82 m² s⁻² であり、標 準実験の3分の1以下である。また地表付近を除いて南よりの風 15 m s⁻¹ を与えた、鉛直 シアがない場合では、一過性の降水しか予想されておらず、積乱雲の組織化は見られな い。鉛直シアがないと、周辺以外から新たな水蒸気の供給がないので、1つの積乱雲が 発生すると周囲の下層水蒸気の多くを使い尽くす。そのため、次々と積乱雲を発生させ ることができない。



集中豪雨であれ、局地的大雨であってもそれらは複数の積乱雲が発生・発達すること で引き起こされることを第3章で述べた。また1-3節では、その積乱雲は条件付き不安定 が顕在化することで発生することを説明した。第4章ではまず海上で下層水蒸気が蓄積 されるメカニズムについて説明する(4-1節)。その後、大雨が発生する大気状態、すな わち積乱雲が発生しやすい条件付き不安定を作り出す、大気下層の水蒸気場と上空の気 温に着目して解説する。その中で、下層水蒸気場を代表する高度(4-2節)および梅雨前 線帯の構造(4-3節)、中層の低温化の要因(4-4節)について述べる。4-4節では、 高渦 位域流入に伴う低温化のメカニズムおよび不安定性降水が発生しやすい場所についても 説明する。4-5節で説明する上空の乾燥空気と上昇流の役割に、鉛直シアの効果(3-4 節)も含めて、取りまとめた線状降水帯が発生しやすい6条件について述べる(4-6 節)。4-7節では、下層風の風向と風速に着目して、地形性降水が発生しやすい条件およ び地形の影響について説明する。



予報現場や研究分野でも、大雨の原料となる水蒸気を供給する水蒸気場を850hPa気圧 面で判断してきた。現在でも、下層水蒸気場として850hPa気圧面を用いている研究者も 少なくない。典型的な使用例が、ショワルターの安定指数(SSI)で、左図で示したよ うに500hPa気圧面の気温から850hPa気圧面の空気塊を持ち上げて、500hPa気圧面に達し たときの温度を引いた差で定義される。負値になれば大気状態が不安定であると判断で き、その値の絶対値が大きいほど不安定が強いことを意味している。雷雨の発生確率な どを評価するために用いられる K-index(=T₈₅₀-T₅₀₀-Td₈₅₀-T₇₀₀+Td₇₀₀、T:温度、Td:露点 温度、下付文字は気圧面(hPa)を示す)でも、下層水蒸気場として850hPa気圧面を利 用している。また梅雨前線の解析には850hPaの高層天気図を用い、相当温位の南北勾配 が大きい領域で判断されている。850hPa気圧面で判断されてきた理由としては、それよ りも下層大気は大気境界層や対流混合層内(4-1節で説明)に位置し、客観解析データな どの数値予報資料では下層大気の精度に問題があると考えられてきたためである。なお 高層観測データとの比較結果を見ると、現在の数値予報資料の下層大気の精度が他の気 圧面のものに比べて見劣りするようなことはない。



大雨が発生するためには、大量の水蒸気が流入しなければならない。そのような水蒸 気は、日本列島の周囲が海に囲まれているため、必ず海上から流入する。なお、中国大 陸などの広大な場所では、田園などからの水蒸気供給も無視できない。ここでは、海上 でどのように水蒸気が蓄えられるかを説明する。基本は、水蒸気が含まれているほど空 気は軽い性質を持つため、海上に対流混合層が作られることで大気下層に水蒸気が蓄え られる。このメカニズムについて陸上の大気境界層の発達と対比させて解説する。



まず地上の気温上昇と大気境界層(atmospheric boundary layer)の発達高度との関係を 説明する。水蒸気が凝結しない限り、温位 θ が保存量として扱える乾燥大気で議論する ことができる。1-3節で説明したように標準大気を考えると、気温減率($\Delta T / \Delta z$)は1km 上昇すると6.5℃低下するので、温位減率($\Delta \theta / \Delta z$)は約 3.3x10⁻³ K m⁻¹となる。この減率 は標準大気のものなので、季節や場所などによって異なるが、ここでは簡単のために標 準大気を仮定して、陸上での大気境界層の発達高度を見積もってみる。大気境界層と は、地表面が日射で加熱されて生じる絶対不安定($\Delta \theta / \Delta z < 0$)を解消するため、図の赤 破線で示したように大気下層に作られる θ がほぼ一定となる層である。例えば、地上の 気温(温位)が10度上昇すれば(温位減率の式に $\Delta \theta$ =10Kを代入すれば)、大気境界層 上端の高度(Δz)は約3kmになることがわかる。



それでは、海上ではどうなるのだろうか。海面水温の日変化は、例えば西日本では0.6 ~0.8℃と非常に小さい。この温度差では、乾燥空気で見積もられる大気境界層の発達高 度は200mほどにしかならない。しかし海上では、大気境界層とは性質が異なる対流混合 層 (convective mixing layer、またはconvective mixed layer)が発達し、その発達の仕組み は水蒸気と乾燥大気の重さの違いに原因がある。

水蒸気の質量は 18 kg kmol⁻¹ であり、乾燥空気の質量(~ 29 kg kmol⁻¹)よりもかなり 小さいので、アボガドロの法則(同一圧力、同一温度、同一体積のすべての種類の気体 には同じ数の分子が含まれるという法則)により水蒸気を大量に含んでいる空気ほど軽 くなる。水蒸気が多いことで得られる浮力のことを水蒸気浮力と呼ぶ。ここで、 θ に代 わって水蒸気の重さも考慮した仮温位: $\theta_v = (1 + 0.61q_v) \theta$ を定義する。 q_v は水蒸気の混 合比(空気中の単位重量当たりに含まれる水蒸気の割合)であり、 θ_v は水蒸気が凝結し ない限り保存し、水蒸気が多いほど高くなる。陸上での大気境界層と同じ原理で、 θ を θ_v に置き換えて作られた θ_v がほぼ一定となる層が海上での対流混合層である。

この対流混合層は冬季日本海上での気団変質過程(6-2節参照)において、海から顕熱 および潜熱(水蒸気)が大気側に大量に輸送され、対流が発生することでも作られる。 なお海洋分野でも対流混合層という言葉が用いられるが、定義(海面からある深さまで 不規則な対流によりよくかき回されている層のこと)は異なる。



海上の対流混合層の発達高度を見積もってみる。例えば、太平洋上では高気圧に伴う 下降流により上空はかなり乾燥している。これは、より上空の水蒸気の少ない空気が下 降流により下層に運ばれてくるためである。一方、海面付近では海面から水蒸気が供給 され続けているので q_v は 20 g kg⁻¹を超える場合もある。ここで、鉛直方向での θ の変化 は小さく ($\theta \sim 300$ K)、 $\Delta q_v = 15$ g kg⁻¹だとすると、 $\Delta \theta_v = 0.61\Delta q_v \theta$ より $\Delta \theta_v \sim 3$ K とな る。対流混合層上端よりも上空では空気は乾燥しているので、 $\theta_v \sim \theta$ であると考える と、混合層の発達高度は約1kmとなる。このように海上では対流混合層が発達して、下 層1km ほどの気層に大量の水蒸気が蓄えられており、その気層の空気が積乱雲の発生・ 発達に重要な役割を持つことになる。



実際に見られる対流混合層の厚さについて、2002~2005年の気象庁領域解析を用い て、九州の南西海上(大雨がよく発生する梅雨期九州の風上領域)での相対湿度の鉛直 プロファイルから確かめてみる。右図は00UTCのものについて、左図の□の領域内を平 均した上、10日間の移動平均を行った相対湿度(%)の鉛直プロファイルの時系列であ る。925hPa気圧面の相対湿度は全ての季節でほぼ80%以上である一方、850hPa気圧面で は50%以下になる期間も多い。このことから、水蒸気が蓄えられている対流混合層上端 はその中間の900hPa気圧面(~高度1km)付近に位置していることがわかる。冬季(12 ~3月)に対流混合層の厚みが増えているのは、大陸からの寒気流入により東シナ海上 にしばしば雪雲が発生して下層水蒸気を上空に運んでいるためである。同様に6月に対 流混合層の厚みが増え、さらに上空まで湿っているのは、梅雨期の梅雨前線内での対流 活動によるものである。この湿域は梅雨前線帯に見られる湿舌であり、その構造につい ては4-3節で詳しく説明する。



水蒸気浮力による対流混合層の発達以外にも、高い海面水温、強い下層風速と下層収 束の3つが鍵を握る下層水蒸気の蓄積過程が存在する。海面水温が高いほど、地表付近 の風速が大きいほど海上からの水蒸気の供給が大きくなる(6-2節参照)。その水蒸気の 供給により、海上の仮温位 θ,が高くなり、対流混合層の上端高度が高くなるので、それ だけ大気下層に水蒸気が蓄えられることになる。また、低気圧(低気圧でなくても下層 渦を伴う擾乱や下層メソトラフも含む)が接近すると、下層風が強められるとともに、 上昇流場となって下層収束が強められ、海面付近の空気塊が上空に運ばれやすくなるた めに、効率よく大気下層に水蒸気が蓄積される。

これらの過程を2014年7月12日の九州北部豪雨事例を対象に具体的に見てみる。左下 図は12日0時の高度1.13kmまでの積算水蒸気量(カラー、mm)と海面水温分布(等値 線、℃)で、気象庁メソ解析から作成したものである。大雨が発生した熊本県に向かっ て、大量の下層水蒸気が流入していることがわかる。時間を遡って、熊本の南西海上に 存在する空気塊を追跡した位置が図中の口に示してある。これらの位置に空気塊が存在 していたときの高度1.13kmまでの積算水蒸気量および最下層(高度20m)の比湿の時間 変化をそれぞれ右上図の青線と紫線で示している。値は周辺の100km領域で平均したも のである。最下層の比湿は11日18時にかけて僅かに上昇しているが、その後は減ってい る。これは海面水温分布および地表付近の風速(資料なし)と対応していて、九州に近 づくにつれて風速は強まったが海面水温が低下したためである。潜熱フラックス(海面 からの水蒸気供給量、右下図の緑線)を見ると、11日15時まではかなり大きいが、九州 沿岸に達した12日0時になると負値(空気中の水蒸気が凝結して海面に付着するような 状態)になっている。このことは海面水温の低下と整合している。水蒸気量の増加を見 ると、11日15時までは海面からの水蒸気供給が支配的であったが、18時の大きな増加は 水平風収束(右下図の赤線)による上昇流の影響が大きかった。このように、水蒸気浮 力によって基本となる下層水蒸気場が作られているが、その基本場に他の下層水蒸気の 蓄積過程が寄与することで、大雨に繋がることが多い。



この節では、大雨をもたらす下層水蒸気場を代表する高度について、過去の大雨事例 を再現した数値実験および統計的に調査した客観解析データや数値実験の結果から高度 500mが最適であることを示す。下層水蒸気場についての過去の数値実験の研究結果(相 当温位(K)の鉛直断面図)を見てみると、梅雨前線帯に流入する暖湿気塊の厚みは 1998年新潟豪雨のケース(水平分解能5kmの数値モデルの結果)では高々1km程度であ り、水平分解能2km数値モデルでの1999年福岡豪雨の再現実験では積乱雲に流入する暖 湿気塊の厚みは500m程度である。これらは個々の事例に限定されたもので、積乱雲を発 生させる水蒸気がどの高度から供給されているかを統計的に調べることは困難だった。 なぜなら、観測によって、特に海上の水蒸気の動態を広範囲に捉えることは簡単ではな いためである。

(参考文献)

Kato, T. and H. Goda, 2001: Formation and maintenance processes of a stationary band-shaped heavy rainfall observed in Niigata on 4 August 1998. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 899-924.

Kato, T., 2006: Structure of the band-shaped precipitation system inducing the heavy rainfall observed over northern Kyushu, Japan on 29 June 1999, *J. Meteor. Soc. Japan*, **84**, 129-153.



観測で広範囲に下層水蒸気場を捉えることは難しい。しかし高精度ではないかもしれ ないが、数値モデルを用いれば下層水蒸気場を推定することは可能であり、その研究成 果を紹介する。上図は梅雨期(2008年7月)の九州・四国領域を対象に、水平分解能1km の数値モデルを用いて、積乱雲の雲底高度を統計的に調査した結果であり、海上での雲 底高度の出現頻度を示している。値は上空から地表面に向けての積算で、例えば0.2の等 値線はそれより上空に雲底高度が20%現れ、80%はその高度よりも下層に存在すること を示している。また横軸の数値は最大上昇流(Wmax)以上のケースを示し、例えば1は $Wmax \ge 1 \text{ m s}^{-1}$ の場合である。Wmaxは具体的には、個々の水平格子に対応する鉛直コ ア(鉛直一次元の気柱(カラム))での上昇流の最大値である。Wmaxが強くなるほど 雲底高度は下層に現れるようになり、Wmax が 5 m s⁻¹以上の場合、その80%(0.2の等値 線)は高度700m以下に存在する。参考までに、雲底高度は陸上では高度1km以下に多く 解析された。雲底高度、すなわち持ち上げ凝結高度は、積乱雲が発生する際に下層の空 気塊を持ち上げたときの雲が生じる高度であり、その空気塊は雲底高度より下層に必ず 存在する。よって、積乱雲の発生させる水蒸気場は雲底高度より下層を見なければなら ないので、大雨発生の可能性の判断は高度500m前後の水蒸気場を利用することが適して いることになる。

1-3節で述べたように大雨発生を診断的に予測するための下層水蒸気場は、相当温位が高いほど積乱雲が発生・発達しやすいので、相当温位で判断するのが容易である。相当 温位は保存量なので、雲底高度の相当温位で大雨発生時の目安を見いだすことができ る。下図は雲底高度での相当温位の出現頻度(Wmax毎に、最大値で規格化)である。 Wmaxが大きくなるにしたがって相当温位の高い値の出現頻度が増えている。これは、 強い上昇流を持つ発達した積乱雲ほど、それを作り出した下層空気塊の相当温位の値が 大きいことを示している。言い換えれば、流入する空気塊の相当温位が高いほど上昇流 の大きい積乱雲が形成されることを意味している。例えば10.0 m s⁻¹ 以上のWmaxを持つ 発達した積乱雲の場合、355K以上のときに多く現れていることがわかる。この値は、暖候期の九州・四国領域の大雨を診断的に予測するときに、下層水蒸気場としての相当温位の目安として利用できる。

(参考文献)

加藤輝之, 2010:豪雨監視・予測技術の開発. 平成22年度数値予報研修テキスト,気象庁予報部,109-115.



次に、高度500mの相当温位を基準として、925hPaや850hPa気圧面が表現する水蒸気場の特徴を客観解析データを用いて比較した結果を紹介する。解析データとしては、3時間毎の気象庁メソ解析データで、水平解像度は10km、解析期間は2008年6~9月、解析領域は北緯35度以南の海上のみとした。また、24年間(1992~2015年)の同解析領域での高層観測データを用いても比較検証した。なお950hPa気圧面でなく、高度500mを基準としたのは、発達した台風付近では950hPa気圧面が存在しないだけでなく、地表からの950hPa気圧面の高度変化が上空に比べて相対的に大きいためである。

(参考文献)

加藤輝之,2011: 大雨発生で着目すべき下層水蒸気場の高度. 平成22年度予報技術研修テキスト,気象 庁予報部,71-88.



左下図は、高度500m、850hPaと925hPa気圧面の相当温位(K)の出現頻度(最大値で 規格化)分布である。高度500mでは、352.5Kにピークがあり、上空ほどピークの相当温 位の値(925hPaで349K、850hPaで343K)は低く、分散が大きくなっている。ここで、 前述に示したように大雨発生の目安となる、高度500mの相当温位 θ_{e500m} を355Kと考える ことにする。高度500mと850hPa気圧面の相当温位との関係(左上図、最大値で規格化) を最大値の20%の出現頻度の領域(0.2の等値線)で見ると、 θ_{e500m} =355Kに対して 850hPa気圧面の相当温位は338~354Kに分布し、ばらつきが非常に大きい。逆に850hPa 気圧面の相当温位が345Kの場合、 θ_{e500m} は345~358Kに幅広く分布している。このこと は、 θ_{e500m} が高くても必ずしも相対的に850hPa気圧面の θ_e が高いとは限らないことを意味 している。したがって、850hPa気圧面では下層の水蒸気場を表現していないことがわか る。

925hPaとの関係(右上図)を見ると、 θ_{e500m} に対する925hPa気圧面の θ_e のばらつきが小 さくなり、 θ_{e500m} が高いときは相対的に925hPa気圧面でも θ_e が高くなっている。ただ θ_{e500m} = 355 Kに対して、最大値の20%の出現頻度の領域で見た場合、925hPa気圧面の θ_e は5K以上のばらつきがあり、十分に925hPa気圧面が下層の水蒸気場を表現しているとは 言えない。



高度500mより下層の高度250mでの相当温位(K)との関係を見てみる。左下図の出現 頻度を比較すると、高度250mの相当温位のピークが354.5Kと高度500mのものと比べて 2Kほど高くなっており、分布の形状も全体的に2K右側に移動しているように見える。 左上図の最大値の20%の出現頻度の領域で見た場合、 θ_{e500m} に対する250m高度の相当温 位のばらつきは925hPa気圧面のものと比べても非常に小さく、 θ_{e500m} と高い相関がある ことがわかる。また大雨が発生するにはある程度の厚み(少なくとも500m)を持った大 量の水蒸気が蓄積された気層が流入する必要があり、高度250mではその厚みを捉えるこ とができない。この点も含めて、大雨発生を診断するための下層水蒸気場を代表する高 度としては、高度500mが適切だと考えられる。



1992年~2015年の北緯35度以南の日本域での高層観測データを用いた結果を見ると、 全体的に低相当温位の方に寄ってはいるが、気象庁メソ解析と同様の結果(下層水蒸気 場としては高度500mが最適で、850hPa気圧面は下層水蒸気場を表現していない)になっ ていることがわかる。出現頻度のピークが約2Kずれている(例えば、高度500mのピー クは2008年メソ解析では352.5K、1992~2015年の高層観測では350.5K)のは、高層観測 地点の約半数が相当温位の低い北側に位置しているためである。それ以外にも、2008年 は次ページ以降で紹介するように、日本列島に下層暖湿流(高相当温位を持った空気) が流入しやすい状況が持続していたことも寄与している。



下層水蒸気の流入と降水分布との関係を見てみる。ここでは2008年夏期の大雨が引き 起こされた大気状態について、下層の水蒸気場として高度500mの相当温位分布に着目 し、850hPa気圧面の相当温位分布と比較して説明する。観測された降水分布や気圧分布 (次ページ以降参照)の特徴から、大雨が観測された2008年7月下旬から9月上旬は4つ の期間に分類することができる。



①~④の各期間の積算降水量分布を示す(気圧配置については次ページを参照)。降水系の流入する場所で大量の雨が降っていることがわかる。特に流入側の山の斜面付近で多くなっている。

期間①(7月26日~8月4日)では西日本が高気圧に覆われており、主な降水系は日本海 上を東進して7月28日には石川に大雨をもたらし、神戸市の都賀川での災害をもたらし た大雨も発生した。

期間②(8月5~13日)では西から低圧部が張り出して日本列島の南海上で南東風が卓越 しており、主な降水系は南海上から日本列島に流入して5日には東京の雑司が谷などで 局地的大雨が観測され、四国~九州の太平洋側を中心に大雨となった。

期間③(8月14~24日)では日本列島上に低圧部が停滞しており、主な降水系は東進して九州西部や東北地方に大雨をもたらした。

期間④(8月25日~9月6日)では四国の南海上に低圧部が停滞しており、再び主な降水 系は南海上から日本列島に流入して、8月28日には関東地方や豊橋で、8月29日には岡崎 で、9月2日には岡崎や美濃で大雨となるなど、日本列島太平洋側各地で大雨となった。



下層水蒸気の日本列島への流入を、それぞれの期間で平均した高度500mの相当温位で 見てみる。気象庁メソ解析(水平分解能:10km)から作成し、図の等値線は期間平均し た海面気圧を示す。

期間①:西日本を覆っている高気圧の縁を回るように対馬海峡を通って高相当温位の空 気が日本海側に流入している。この流入によって大雨が発生した。このような気圧配置 は日本海側の大雨が発生する典型的なものである。

期間②:日本列島の南海上で卓越していた南東風によって、太平洋上の対流混合層内に 蓄えられた高相当温位の空気が直接日本列島の太平洋側に流入し、四国〜九州の太平洋 側を中心に大雨が発生したことがわかる。

期間③:西よりの風によって、東シナ海から高相当温位の空気が流入した九州西部で大雨となったことがわかる。

期間④:高相当温位の空気が流入した太平洋側で大雨が頻発した。

このように気圧配置によって大雨が観測される領域が異なり、その場所は積乱雲発生の 必要条件である下層の高相当温位の空気が海上から流入する領域であり、下層の水蒸気 場を代表する高度として500m高度が有用であることがわかる。



次に、850hPa気圧面の相当温位(期間平均)の分布と降水分布との関係を見てみる。 気象庁メソ解析(水平分解能:10km)から作成し、図の等値線は期間平均した海面気圧 を示す。

期間①:高度500mの分布でみられた対馬海峡を通って高相当温位の空気の日本海側への 流入は見られず、逆にその領域の相当温位は低くなっている。

期間②:降水が観測された日本列島の太平洋側で高相当温位域が見られるが、その風上 では低くなっている。高相当温位域は、下層の水蒸気が上空に運ばれた結果であり、 850hPa気圧面の水蒸気場が対流活動の結果であることを明確に示している。

期間③:九州の南海上に高相当温位域が見られる。これは主に対流活動の結果だが、海上の対流混合層が850hPa気圧面まで発達していた可能性もある。このように、場合によっては下層水蒸気場を表現することもあるので、850hPa気圧面は大気状態を診断するには中途半端な高度であることがわかる。

期間④:高度500mの分布で日本列島の南海上にみられた高相当温位域が見られない。 以上のように、850hPa気圧面で下層の水蒸気場を判断するべきではないことがわかる。


梅雨期は梅雨前線の存在で特徴付けられるが、そもそも梅雨前線は通常の前線ではない。前線は、「密度や温度の異なる空気塊(気団)の境界面が地表面または他の特別な面と交わってできる線」と気象の辞典には説明されている。後説するように、西日本の梅雨前線付近では、南北方向の温度勾配は小さい一方、水蒸気量勾配は非常に大きい。このことは、梅雨前線が一般に説明される前線とは異なり、水蒸気分布によって特徴づけられることを意味している。このことから、梅雨前線は水蒸気前線とも呼ばれる。

図に示した梅雨期の気圧配置を見ると、梅雨前線は太平洋高気圧に伴う暖湿な気団と 中国大陸からオホーツク海高気圧にかけての相対的に乾燥・寒冷な気団との間の風の収 束帯に形成されている。その収束帯は梅雨前線帯と呼ばれ、天気図上には表示されてい ないが、衛星雲画像や700~500hPa気圧面の湿域で把握することができる。また梅雨期 の大雨は、「活発な梅雨前線の活動」によってもたらされるという天気解説がなされ る。前述のように、前線は気団の境界面上の線であって、活動するものではない。正確 には、梅雨前線を含む梅雨前線帯での対流活動が大雨を引き起こしている。よって梅雨 前線帯の構造を理解した上で、大雨が発生しやすい場所を把握しておくことが重要であ る。なお、予報用語では、前線に関する用語の用例として「前線の活動が活発」として おり、一般向けの説明として簡潔な表現とする観点から利用されている。



梅雨前線帯と梅雨前線の位置関係を衛星雲画像と地上天気図から見てみる。梅雨前線 帯は降水現象が生じている領域として判断されるので、左図の2001年6月19日から24日 の期間で平均した衛星雲画像では、中国大陸から日本列島にのびる雲域がほぼ梅雨前線 帯に対応する。この期間、九州を中心に対流活動が活発であった。なお雲画像には上層 雲なども可視化されているので、雲域は実際の梅雨前線帯より広がっている場合が多 い。この東西にのびた雲域内を右図の天気図で示されている梅雨前線は南北に変動しな がら解析されている。



九州で対流活動が活発な期間(2001年6月19~24日)平均で見た、梅雨前線帯の特徴 を示す。図は気象庁領域解析(水平分解能:20km)から作成した。600hPa気圧面の相対 湿度分布(左図、等値線は高度(m))を見ると、中国大陸から日本列島に湿った領域が のびており、この領域が梅雨前線帯に対応し、舌のように張り出していることから「湿 舌」とも呼ばれる(加藤 2010)。この湿舌に存在する水蒸気の大半は、中国大陸上での 対流活動により下層から持ち上げられ、西南西風により運ばれてきたものだが、その一 部は東シナ海から日本列島にかけての対流活動により下層から持ち上げられたものであ る。なお湿舌は、広義的にはより下層の暖湿流の流入の説明にも用いられることがあ り、利用する場合には定義を明確にする必要がある。ここでは、700~500hPa気圧面で 顕著に見られる梅雨前線帯に対応する、中国大陸から日本列島にのびる湿った領域のこ とを湿舌と改めて定義する(この定義が今まで日本の気象研究者によって用いられてき た)。

湿舌の南側には太平洋高気圧の下降流に伴う乾燥した領域が存在し、北側には西より の風がやや下降することで大陸から乾燥した空気を運んできている。高度500mの温度 (右上図、等値線は海面気圧(hPa))や比湿(右下図、等値線は速度(m s⁻¹))の分布を見 ると、暖湿な空気が通常よりも西側に張り出した太平洋高気圧の縁辺に沿って東シナ海 上を通って九州に流入している。また東シナ海上では風速が 12 m s⁻¹以上の領域もあ り、高い海面水温と強風により大量の水蒸気が海面から供給され、大気下層に大量の水 蒸気が蓄積され得ることが推測できる。このような下層の暖湿な空気が九州に流入し て、対流活動を活発にさせた。東シナ海上の梅雨前線帯に着目すると、温度の南北勾配 は100kmで約1℃であり、通常の前線に見られるような大きな勾配は存在しない。一方、 比湿(水蒸気量)の南北勾配は100kmで2gkg⁻¹程度もあり、温度勾配に比べてかなり大 きい。

(参考文献) 加藤輝之, 2010: 湿舌. *天気*, **57**, 917-918.



次に、同じく九州で対流活動が活発な期間(2001年6月19~24日)を対象に、梅雨前 線帯の成層構造の特徴を見てみる。図は気象庁領域解析(水平分解能:20km)から作成 した。下図は、北緯20度から45度までの東経130度(右上図の黒線)上の鉛直断面図で ある。相対湿度の鉛直断面図(左下図)を見ると、湿舌と認識できる60%以上の湿った 領域が高高度まで広がっており、この領域が梅雨前線帯に対応する。この湿域は、対流 活動によって下層の水蒸気が持ち上げられることで作られる。梅雨前線帯の南側には、 600hPa気圧面より上空に50%未満の乾いた領域が広がっており、その領域は太平洋高気 圧に伴う下降流場によって作られたものである。相対湿度が小さくなるのは、上空の水 蒸気量が少ない空気塊が下降すると、水蒸気量が保存する一方、空気塊の温度が上昇 (断熱昇温:adiabatic heating)するためである。梅雨前線帯の北側では、水蒸気量が極 端に少なくなる(中下図)が温度も下がるので、下層の相対湿度には南北方向の変化が あまり見られない。また梅雨前線帯北側の中層500hPa気圧面より上空には、西風によっ て乾燥した空気が流入している。

比湿の鉛直断面(中下図)を見ると、16 g kg⁻¹ 以上の湿った大気は梅雨前線帯から南 側、かつ900hPa気圧面より下層(~高度約1km以下)のみに存在している。その湿った 空気は、南よりの風によって梅雨前線帯の北縁まで輸送されている。その一方、梅雨前 線帯の北側では地上付近でも比湿が13 g kg⁻¹ 未満であり、梅雨前線帯の北縁部分に顕著 な水蒸気勾配が形成されている。

相当温位の鉛直断面図(右下図)の地上付近を見ると、梅雨前線帯の両端付近に顕著 な相当温位の南北勾配が存在する。梅雨前線帯の南側では対流不安定な成層になってい るが、その北側では湿潤大気は安定な状態にある。梅雨前線帯では対流活動により、湿 潤大気でみると中立な成層、すなわち、相当温位が鉛直方向にほぼ一定な状態に近づい ている。



梅雨前線帯(湿舌)の領域での大気は、対流活動の加熱(潜熱の解放)により暖めら れることで、周囲よりかなり安定な成層状態になる。950hPaと500hPa気圧面間の気温減 率分布(左図、等値線は相対湿度(%)、気象庁領域解析から作成)を見ると、中国大 陸・東シナ海から九州にかけての梅雨前線帯に対応して、気温減率 Γ が小さい領域 (Γ = 4.5~5.0 ℃ km⁻¹)が存在する。その周囲(南側と北側)の Γ は 5.0~5.5 ℃ km⁻¹であ り、梅雨前線帯上より約 0.5 ℃ km⁻¹以上大きい。このように梅雨前線帯は周囲より安定 な成層状態にあり、基本的には対流活動が起こりづらい領域になっている。それでも雨 が降り続いたり、時には大雨になるのは、下層の暖湿な空気が梅雨前線帯に流入し続け るためである。また九州より東側では、Γ が小さく、大気状態のかなり安定な領域が梅 雨前線帯より北側に広がっている。この原因については、梅雨前線帯の対流活動ではな く、総観スケール擾乱の影響などが考えられる。Γ の鉛直断面図(右図、ピンク等値線 は相対湿度(%)、青の等値線は水平風速(m s⁻¹))を見ると、梅雨前線帯の北縁付近で特に Γが小さく、500hPa気圧面付近まで Γ < 5.5 ℃ km⁻¹ になっている。このことは、梅雨前 線帯の北縁付近で対流活動が頻発していて、通常その付近に対流活動と結びつけて梅雨 前線が解析されることと整合している。その一方、梅雨前線帯内の南縁付近では、相対 的に大気の安定度は低く(Γは大きく)、積乱雲は発達しやすい。また非常に湿った空 気塊が梅雨前線帯内に南から流入しているので、梅雨前線帯内の南側では特に豪雨が発 生しやすい環境場になっている。

水平風速を見ると、梅雨前線帯内の南側、800hPaより上空には 15 m s⁻¹ 以上の強い西 よりの風が存在し、その水平的な広がりも梅雨前線帯に一致している(図略)。その強 風域は梅雨期間中に700hPa気圧面付近を中心に見られ、梅雨ジェット(Baiu jet)もしく は下層ジェット(low-level jet)と呼ばれ、梅雨前線帯での一つの特徴となっている。ま た梅雨ジェットに伴う強風域は、梅雨前線帯の北側上層(200~300hPa)に存在する亜 熱帯ジェット(subtropical jet)につながっている。ただ、梅雨ジェットと亜熱帯ジェッ トは数百kmも離れているので、対流活動によって運動量が上空から下層に運ばれ てくるわけではない。梅雨ジェットの形成過程としては以下のように考えられて いる。対流活動によって、まず梅雨前線帯に流入する850hPaより下層の南~南西 風が加速される。そして、加速された下層風は対流活動により上空に輸送される とともに地球の回転(コリオリ)の効果で時計回りに風向を変え、梅雨前線帯内 の南側上空に強い西風が作り出される。



下層水蒸気は水蒸気浮力によって海上に発達する対流混合層内に蓄積され、その混合 層の発達高度は1km程度であることを4-1節で説明した。このように蓄積された下層水蒸 気の流入も含めた、梅雨前線帯の模式図を示す。模式図は西日本でよく見られる梅雨前 線帯の南北断面図である。その特徴を見てみると、日本列島に東西に横たわる梅雨前線 帯に向かって南側から暖湿な空気が流入し、梅雨前線帯での対流活動によって上空に持 ち上げられ、その結果として湿舌(梅雨前線帯上に存在し、700hPa気圧面付近に顕著に 見られる南北の幅が200~300kmの湿潤な領域、1-1節参照)が形成する。その暖湿な空 気の厚みは1km程度である。この薄い湿った層の上空は太平洋高気圧に伴う下降流によ り乾燥化するので、梅雨前線帯の南側での成層は強い対流不安定な状態(正確には潜在 不安定な大気状態だが、上空が乾燥している状態)になっている。しかし、そこには下 層の湿った空気塊を自由対流高度まで持ち上げる外的な強制力(例えば、高い山岳や総 観スケールの擾乱)がないために積乱雲(対流活動)が発生できない。対流が発生した としても、上空が著しく乾燥しているので対流は発達することができない(4-5節参 照)。

梅雨前線帯の北側では、全層にわたって相対的に低温で、西風が卓越しており、中層 には乾燥した空気が流入している。梅雨前線帯内の北側では通常、対流活動が活発で、 流入した暖湿な空気塊がその領域で上空に持ち上げられるので、相当温位の顕著な南北 勾配が梅雨前線帯の北縁付近に作られる。梅雨前線は相当温位の南北勾配の大きな場所 に解析されるので、多くのケースでは梅雨前線帯の北縁付近に解析されることになり、 梅雨前線が水蒸気前線とも呼ばれる所以となっている。なお、梅雨前線帯の南縁の 850hPa気圧面付近に見られる相当温位の南北勾配の大きな領域を水蒸気前線と呼ぶこと もあるので、混同しないように注意が必要である。そして、梅雨前線帯の上空には、対 流活動により生じた強風域(梅雨ジェット)が存在している。

梅雨前線帯では、総観スケールの擾乱が伴わなくても大雨がしばしば発生する。3-1節

で紹介した梅雨前線の南側100~300kmで発生する線状降水帯による大雨が典型例 である。梅雨前線帯下層には南から流入する空気の水蒸気量が大きくなればなる ほど、自由対流高度が低くなるとともに、積乱雲の発達高度の目安となる浮力が なくなる高度(平衡高度)が高くなり、大雨の発生する可能性が高まる。非常に 湿った下層の空気が南から梅雨前線帯に流入すると、積乱雲が梅雨前線帯内の南 側で容易に発生・発達し、3-4節で述べたように流入風と梅雨ジェット間の大きな 鉛直シアによって積乱雲が組織化して線状降水帯が発生しやすくなる。積乱雲が 容易に発生するのは、梅雨前線帯に存在する弱い上昇流でも下層の空気塊が容易 に自由対流高度まで達することができるためである。そして大量の水蒸気が継続 的に供給されると、発生した線状降水帯により大雨がもたらされることになる。

(参考文献)

Kato, T., M. Yoshizaki, K. Bessho, T. Inoue, Y. Sato and X-BAIU-01 observation group, 2003: Reason for the failure of the simulation of heavy rainfall during X-BAIU-01- Importance of a vertical profile of water vapor for numerical simulations – *J. Meteor. Soc. Japan*, **81**, 993-1013.



通常の梅雨期の気圧配置(右下図)と比較して、西日本で大雨が発生するときの気圧 配置の特徴を示す。太平洋高気圧(小笠原気団)はその勢力を強め、西側に張り出して いる。また西日本の梅雨前線の付近には下層トラフまたは下層起源のメソ低気圧(低気 圧でなくても下層渦を伴う擾乱)が接近・通過している。なお、上空には高渦位域にと もなう気圧の谷(トラフ)が存在しない場合がほとんどである。そのような状況になる と、東シナ海上では等圧線が混み、南西風が強化される。この強化によって、東シナ海 の海面から大量の水蒸気が供給され、大気下層に大量の水蒸気が蓄えられる。蓄えられ た大量の水蒸気が梅雨前線帯に流入することで大雨が発生することになる。ただし、太 平洋高気圧の張り出しが中国大陸まで及ぶようになると梅雨が明けるので、下層暖湿流 の日本列島への流入はなくなり、梅雨型の大雨はなくなる。



850hPa気圧面の水蒸気場が、特に梅雨期では、何を表現しているのかを衛星「ひまわり」の赤外データから対流活動の影響を調べることで考察してみる。ここでは、270K以下の輝度温度で発達した雲(対流活動)の有無を判断する。まず2008年6月と8月の発達した雲の出現頻度を示す。梅雨期間中である6月では、中国大陸から日本列島にかけて東西に発達した雲の出現頻度の高い領域が帯状にのびている。この領域は梅雨前線帯上の湿舌に対応し、対流活動が活発であった場所を示している。盛夏である8月では、80%を超えるような発達した雲の高出現頻度の領域はなくなっているが、南西諸島を除く日本列島上では50%以上になっている。これは、4-2節で示したように2008年8月は日本列島各地で大雨が多発し、例年よりも大気状態が不安定だったためである。



発達した雲の存在の有無で分別した2008年6月~9月の高度500mと850hPa気圧面の相当 温位の出現頻度との関係を示す。発達した雲のない領域(右上図)では、分別しなかっ た場合のようにばらつきが非常に大きく、850hPa気圧面は下層水蒸気場を全く表現して ないことを示している。一方、発達した雲が存在する領域(左上図)では、高度500mと 850hPa気圧面の相当温位がほぼ一致する頻度が著しく増加している。この傾向は、梅雨 前線帯での対流活動が活発な6月に顕著になる(下図)。このように高度500mと850hPa 気圧面の相当温位が同値になるのは、相当温位が保存量であり、積乱雲により下層の水 蒸気が上空に輸送された結果である。すなわち、850hPa気圧面の相当温位が高くなる場 合の多くは対流活動の結果を表現していることを示唆している。

梅雨前線は、対流活動の活発な領域に形成される相当温位の南北勾配の大きな場所に 解析されることは既に述べた通りである。ここで示したように対流活動によって高度 500mの空気塊の相当温位が保存して、上空に持ち上げられるので、高度500mと850hPa 気圧面とに作られる相当温位の南北勾配が大きな場所はほぼ一致する。このことは、本 章の冒頭で指摘した梅雨前線を850hPaの相当温位場で解析していることに対して、特に 問題はないことを示唆している。



ここで、九州地方で大雨が観測された2008年6月19~21日で期間平均した平面図の分 布から850hPa気圧面の特徴を見てみる。相対湿度と相当温位の分布は気象庁メソ解析か ら作成した。衛星雲画像を見ると、梅雨前線帯に対応する雲域が中国大陸から日本列島 にかけてのびており、それに対応して700hPa気圧面の相対湿度には湿舌を表現する湿っ た領域が存在している。高度500mの相当温位には、南西風による350K以上の相当温位 を持つ空気の梅雨前線帯への流入が見られる。この流入が九州地方に大雨をもたらし た。850hPa気圧面では、梅雨前線帯にほぼ対応して西よりの風が卓越し、高相当温位の 領域が中国大陸から日本列島にかけて見られる。高度500mで見られた東シナ海上からの 高相当温位の空気の流入はなく、850hPa気圧面での高相当温位域は梅雨前線帯での対流 活動の結果を表現している湿舌の分布と非常によく対応している。このことからも、 850hPa気圧面の水蒸気場は主として対流活動の結果を示していると言える。



平成23年7月新潟・福島豪雨や平成24年7月九州北部豪雨のように、梅雨末期に大雨が よく発生する。下層と中層との気温減率の分布(右下図)を見ると、梅雨前線帯に対応 して中国大陸から日本列島にかけて、周囲よりかなり安定な成層状態にあることは既に 述べたとおりである。この安定な大気状態が生成される要因について、日本列島風上の 中国大陸上の降水現象(対流活動)に着目して説明した後、浮力がなくなる高度(平衡 高度)に基づいて梅雨末期に大雨が発生しやすい原因を考察する。



梅雨末期である7月に大雨がよく発生するので、その特徴を把握するために梅雨期の 前半(6月)と後半(7月)に見られる雨の降り方の違いを見てみる。右図は、4-7節で取 り上げる地形性降水がよく観測される九州南部の西岸での気象レーダーによる雨の推移 を図示したもので、左図の地図で示した北西から南東方向の赤線上の6月と7月の11日~ 20日(世界時:UTC、各図縦線は00UTC)における降水強度の時系列である。6月で は、50 mm h⁻¹以上の降水強度が観測された場所や時刻は僅かであって、10 mm h⁻¹前後 のやや強い雨が持続的に降っている。7月では、降水の持続性は弱くなる一方、50 mm h⁻¹以上の強い降水が頻繁に観測されている。その中で、7月19日15UTC過ぎには、甑 (こしき)島列島からのびる線状降水帯によって熊本県水俣市で大雨が発生した(4-7節 参照)。このように、梅雨期の前半と後半で雨の降り方に大きな違いがある。



1-1節で説明したように、ある気温のプロファイルを与えたときの積乱雲の発生を考え てみる。左図のように下層の空気塊を乾燥断熱線に沿って持ち上げて、凝結後は湿潤断 熱線に沿って持ち上げたときに、与えた気温のプロファイルと交点を持てば積乱雲が発 生しうることを述べた。最初に交わる点が"自由対流高度"で、次に交わる点が"浮力 がなくなる高度(平衡高度)"である。浮力がなくなる高度は積乱雲の発達高度の目安 になり、その高度が高いほど積乱雲は高高度まで発達することができる。そのような状 態(左図)にあるときに、上空に右図のように中層に暖気が流入した場合を考える。中 層の気温のプロファイルが図のように右側に膨らむと、湿潤断熱線と交わる交点(浮力 がなくなる高度)がかなり低くなる。すなわち、積乱雲の発達高度が低くなり、大雨が 発生しにくくなる。



梅雨期の日本列島付近(左上図ピンクの領域)での積乱雲の発達高度の目安となる浮 力がなくなる高度(平衡高度)の出現頻度(右上図)を見てみる。浮力がなくなる高度 は2001~2005年(5年間)の6月と7月を対象に、6時間毎の気象庁領域解析(水平分解 能:20km)から算出した。6月の陸上(赤線の鉛直プロファイル)では700hPa気圧面付 近に出現頻度のピークが見られ、そのピークは7月になっても存在する。そのピーク以 外にも7月には150hPa気圧面付近にも最大頻度となる別のピークが存在する。すなわ ち、7月には6月にない、積乱雲が高高度まで発達できうる大気状態が高頻度で出現して いる。この特徴はゾンデによる高層観測(左下図)でも確認することができる。このこ とから、梅雨期の前半(6月)と後半(7月)で雨の降り方に違いがあるのは、浮力がな くなる高度の出現する高度分布に大きく関係していることが考えられる。海上(青線の 鉛直プロファイル)でも陸上とほぼ同じ特徴であるが、900hPa気圧面付近に別の出現頻 度のピークが見られる。このピークは層積雲に対応するものである。

浮力がなくなる高度の出現する高度分布に違いが生じる要因を、2001~2005年で平均 した6月と7月の500hPa気圧面での相対湿度の分布(右下図)から考察する。6月では、 中国華南付近で相対湿度が60%以上と高くなっている。そのような中層の湿った状態 は、中国華南付近での活発な対流活動により生じたもので、同時に潜熱の解放により中 層の大気は暖められている。この中国華南付近で温められた中層の空気が、上空の西南 西風により日本列島上に流入すると、そこでの大気の安定度は高くなる。この理由によ り梅雨前線帯上の気温減率が4.5~5.0 K km⁻¹程度になり、浮力がなくなる高度が低くな り、対流活動が抑制される。7月における700hPa気圧面付近に高頻度で現れる浮力のな くなる高度の成因も同理由である。しかし7月になると、中国大陸での活発な対流活動 域が北上するとともに弱まり、日本付近への中層暖気の流入頻度が低下し、浮力がなく なる高度が高頻度で高高度に出現することになる。このことが、梅雨末期に大雨が発生 しやすい理由の1つである。また、中国大陸と西日本との関係が、西日本と東日本との 関係にも当てはまる。西日本で対流活動が活発であれば,その風下に当たる東日 本での大気の安定度が高くなり,積乱雲が発達しづらくなる。

(参考文献)

Kato, T., S. Hayashi, and M. Yoshizaki, 2007: Statistical study on cloud top heights of cumulonimbi thermodynamically estimated from objective analysis data during the Baiu season, *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 529–557.



浮力がなくなる高度と関連づけて、梅雨期の前半と後半での代表的な大雨として、 2005年6月28日(下図)と2004年7月13日(上図)に新潟で大雨をもたらした事例を取り 上げる。左図の3時間積算降水量分布図には天気図に解析されていた梅雨前線も記載し た。大雨は両事例とも梅雨前線の南側100km付近に発生し、典型的な梅雨期の線状降水 帯による大雨パターンに属している(3-1節参照)。2004年の事例では線状の降水システ ムが停滞し、最大降水量も200mm以上の明瞭な線状降水帯を形成している。一方2005年 の事例では、線状の降水システムはゆっくりと南下したために、降水の集中度が弱ま り、線状降水帯も南北方向にかなり広がっている。線状の降水システムが停滞するため には、そのシステムを組織化する積乱雲が強い上昇流を持って発達することが要因の1 つだと考えられている(Kato and Goda 2001)。このことを踏まえると、浮力がなくなる 高度が高いほど線状の降水システムが停滞しやすくなるので、大雨発生時の浮力のなく なる高度(気象庁領域解析から作成)を確認してみる。

線状の降水システムが停滞した7月の事例では浮力のなくなる高度が150hPa気圧面付 近に達している一方、6月の事例では400hPa程度でしかない。積乱雲が-10℃以下の高度 (6-7 km)まで発達しないと落雷は発生しない(6-1節参照)ことを踏まえて、発雷場所 を見ると、7月の事例では陸上も含めて広範囲に分布している一方、6月は海上に限られ ている。この事実からも7月の方が高高度まで積乱雲が発達していることが推定され る。この2事例から、7月の梅雨末期の方が、積乱雲が発達して大雨に結びつきやすく、 その発達は浮力のなくなる高度と大きく関係していることがわかる。

(参考文献)

Kato, T. and H. Goda, 2001: Formation and maintenance processes of a stationary band-shaped heavy rainfall observed in Niigata on 4 August 1998. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 899-924.



暖候期の不安定性降水の原因となる中層の低温化の要因について、上空の渦位と関連 付けて説明する。キーポイントとしては、大気下層と上空の温度差の拡大が不安定を強 化するので、地表面付近の加熱(相当温位の上昇)と上空の気温低下を考える必要があ る。上空の気温低下は、次の3つの要因のいずれかによって引き起こされる。

1) 通常、上空のトラフの後面に当たる場所でよく見られる、寒気が留まっている(寒気の影響が残っていることで、今後「寒気の滞留」と呼ぶことにする)ための低温、

2)対流圏界面付近の高渦位域(500hPa気圧面では寒冷渦として確認できる場合が多い)の移流に伴う低温化、

3) 1、2以外の場合で、上昇流に伴う断熱冷却

上空の寒気の流入という説明をしているのは、実は2)によるもので、寒気が流入し てくるのではなく、より上空(対流圏界面付近)に高渦位域が流入して、その下方が低 温化するためで、これも3)と同じく断熱冷却によるものである。詳細については、次 のスライドで渦位の説明も含めて解説する。ただ一般の人には難解なので、2)につい ては正確ではないが、今まで通り「上空の寒気の流入」と説明するしかない。なお、断 熱冷却ではなく、大気下層では寒気が流入することがある。これは、6-2節で説明する中 国大陸に蓄積された寒気が流出する場合で、日本海上での気団変質を経て、日本列島の 日本海側で降雪をもたらす。



予報現業でも利用できるようになった等温位面渦位 P_{θ} は、等温位面上の絶対渦度 ($\zeta_{\theta} + f$)と大気の安定度($\partial \theta / \partial p$)の積で表現される。渦位の単位としては、potential vorticity unit (PVU = 1.0 × 10⁻⁶ m⁻² s⁻¹ K kg⁻¹)が用いられる。絶対渦度は、相対渦度 ζ と コリオリパラメータ f (惑星渦度とも呼ばれる) との和で定義され、通常コリオリパラ メータが大きくなる極域で大きな値を取る。また絶対渦度は保存量ではないものの、保 存性が高い(基本的に渦は保存しやすい)ために、コリオリパラメータが小さくなる低 緯度に渦が移動すると、コリオリパラメータが小さくなった分だけ相対渦度が強まる。 左下図の310K温位面の渦位分布と風ベクトルを見ると、極域ではハッキリしない渦が、 中緯度ではきれいな渦巻きをしているのはこのためである。なお、渦位の値が北半球と 南半球で反対の符号を取るのは、低気圧循環およびコリオリパラメータの符号が逆にな るためである。

大気の安定度は成層圏で大きな値を取るために、対流圏とはかなり値が異なる。この 境である対流圏界面付近の渦位分布に着目する。右下図の温位エマグラムは、2012年4 月3~4日に日本海側で低気圧が急発達したケースの福岡での高層気象観測から作成した ものである。左下図を見ると、朝鮮半島付近に上空の高渦位域の南下が見られ、それに 対応して温位エマグラムから成層圏起源の空気が500hPa付近まで沈降している様子がわ かる。この沈降によって、大気の安定度が高くなり、等温位面渦位の値も大きくなって いる。



ここで、等温位面渦位と、通常予報業務で一般に用いられている等圧面相対渦度 (500hPaFax図など)が保存する条件を説明する。

1)等温位面渦位は断熱であることが保存条件である。すなわち、対流活動が無視できる場合(例えば、総観規模の高低気圧の移動を考える場合)、保存量として取り扱うことができる。

2) 次に、等温位面と等圧面が重なり、安定度に変化がない場合を考える。この場合、 収束・発散がないことが条件となり、等圧面上の絶対渦度($\zeta_p + f$)が保存する。なぜな ら、水平方向に収束・発散があると、その地点で鉛直流に変化が生じて、鉛直方向の温 位勾配(温位の等値線の間隔)が変わるためである。

3) さらに擾乱が南北方向に移動しないのであれば、コリオリパラメータが変化しないので、等圧面相対渦度 ζ_n が保存することになる。

これらの条件がおおむね成り立つのが500hPa気圧面である。なぜなら、温位の変化が小 さく、対流圏中層なので収束・発散も小さく、総観規模の低気圧はほぼ西から東に移動 するためである。この理由により、予報業務で500hPa気圧面の相対渦度が重宝されてい るわけである。



等温位面渦位(ここでは345K)と500hPa気圧面の絶対渦度、相対渦度の保存性、およびその追跡の容易さについて見てみる。図は気象庁全球解析から作成し、図の等値線は500hPa気圧面の高度(m)である。このケースは2013年7月26日の午後に関東地方を中心に不安定性降水が発生した事例である。その不安定性降水をもたらした上空の高渦位域の流入が、等温位面渦位では明確に見ることができる。なお高渦位域が分流するようになっているが、この個々の流れはフラクタルと呼ばれている。高渦位域の規模はそれらを含む、たとえば左下図のように黒の楕円で囲った大きな領域で見ることにする。一方、絶対渦度や相対渦度分布には23日に朝鮮半島を横切るように正渦度域(破線の楕円領域、対流現象によるもの)が存在し、26日の不安定性降水をもたらした正渦位域に対応するものを23日には明確に分別することができない。このように、等温位面渦位は保存性に優れ、その追跡が非常に容易である。



等温位面渦位の予測精度が高いことを前のスライドと同じケース(2013年7月26日の 不安定性事例)で示す。右下図以外は、気象庁全球モデルの予想で、345K等温位面の渦 位(カラー、PVU)と高度(等値線、m)を示す。10日以上前から、日本域に高渦位域 が流入してくることが予想されており、4日前には解析値(右下図)に近い分布が予想 できている。これは、等温位面渦位の保存性が高く、数値モデルで予報しやすいためで ある。



上空の高渦位域(寒冷渦)の流入で、中層が低温化する理由を説明する。スライドの 図は、北半球の対流圏界面付近に渦位偏差(周囲より大きな渦位)を与え、平衡状態に なったときの循環(風の分布)と成層状態(温位の鉛直分布)を示している。

1) 正の渦位偏差を与えることで、低気圧循環が対流圏界面付近を中心に形成される。 これは、渦位が絶対渦度と大気の安定度の積で定義されるため、正の絶対渦度が生成され、反時計回りの渦成分が生じるためである。

2)低気圧循環は渦位偏差が与えられた領域だけでなく、上下方向に波及し、対流圏内 でも低気圧循環が生じる(絶対渦度が大きくなる)。

3)対流圏中下層(例えば、500hPa気圧面)では、渦位偏差が存在しないので、絶対渦 度が大きくなった分だけ、大気の安定度が低下する(温位の等値線の間隔が広くなり、 温位の鉛直勾配が小さくなる)。

4) 地表面の温位に変化がないとすると、温位の鉛直勾配が小さくなった分だけ、対流 圏内で等温位線の間隔が広がって、対流圏界面付近の渦位偏差の移動方向前面では等温 位線が対流圏中層を中心に盛り上がる。

5) 空気は断熱であれば等温位面を移動するので、等温位線が盛り上がった領域では上 昇流が生じる。この上昇流で断熱冷却が引き起こされ、気温が低下する。

なお、下層への低気圧循環の影響(広がり)は対流圏界面付近の渦位偏差の水平スケー ルに依存する。

ここで、水蒸気画像との関係について説明する。ひまわり7号までの水蒸気画像は 300hPa付近の水蒸気量に感度があり(ひまわり8号ではバンド08にほぼ対応、バンド 09/10はもう少し下層に感度がある)、その領域が乾燥していると暗域になる。スライド の図のように上空に高渦位域があると対流圏界面が低下するので、300hPa付近には成層 圏起源の空気が存在することになる。この空気は水蒸気量が少なく乾燥しているので、 高渦位域は暗域に対応して見ることができる。よって高渦位域の存在の確認に、 水蒸気画像を用いることができるわけである。ただ、逆は必ずしも成り立たな い。なぜなら、成層圏起源の空気ではなく、300hPa付近が単に乾燥しているだけ で暗域として見える場合がよくあるためである。

(参考文献)

Hoskins, B.J., M.E. Mcintyre, A.W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Q. J. R. Met. Soc.*, **111**, 877 – 946.



不安定性降水が発生しやすい場所を説明する。図のように、対流圏界面付近の高渦位 域(渦位偏差)が西から東方向に移動した場合を考える。前のスライドで説明したよう に、高渦位域の下方では低温化および湿潤化(積乱雲の発達途上の雲の蒸発が抑制され ることもキーポイント)するだけでなく、低気圧循環が生じる。この低気圧循環により 高渦位域前面では南からの暖気移流が引き起こされる。よって、この領域(高渦位移流 進行方向の南東側)でより大気状態が不安定になり、不安定性降水がより発生しやすく なる。また、この領域で降水が発生すると大気の不安定さは緩和され、高渦位域の後方 では北からの乾燥空気の流入が生じやすいので、対流(積乱雲)の発達は抑制される。 これらの理由により、高渦位域の中心付近から後方にかけては、降水の発生頻度は低下 する。

高渦位域が南方向に移動しても、上記と同じことが言えるが、北や西方向に移動した 場合についても説明する。北方向に移動し、日本列島に不安定性降水をもたらすケース も多くあり、その場合は高渦位域の進行方向前面に降水域がよく観測される。沖縄諸島 付近を初め、太平洋上では高渦位域の西方向への移動もよく見られる。この場合でも高 渦位域の進行方向前面で降水域がよく観測される。沖縄諸島付近では、南北温度傾度が 小さく、寒気および暖気移流の影響が小さいためだと考えられる。



気圧の谷後面にみられる寒気滞留に伴う不安定性降水のケースを紹介する。下段の図 は気象庁領域解析から作成し、等値線は高度(m)である。関東から中部地方にかけて 不安定性降水が発生している(左上図)が、その発生領域上空には高渦位域が存在しな い(左下図)。500hPa気圧面の気温と高度場(中下図)を見ると、気圧の谷の後面で寒 気が滞留していることがわかる。この寒気の滞留で大気の不安定な状態(右下図の浮力 のなくなる高度は300hPa)が持続し、不安定性降水が発生したと考えられる。水蒸気画 像(右上図)を見ると、気圧の谷に対応する上空の高渦位域と非常によく対応した暗域 を確認することができる。



西からの高渦位移流に伴う不安定性降水の例を示す。下段の図は気象庁領域解析から 作成し、等値線は高度(m)である。500hPa気圧面の顕著な低温域(中下図)を伴う高 渦位域(左下図)として表現される寒冷渦が北西から日本列島に流入し、その進行方向 前面(中部山岳から関東地方南部)で不安定性降水が発生していることがわかる。その 発生位置は、既に説明したように高渦位域の進行方向の南東側に当たる。水蒸気画像 (右上図)を見ると、降水に伴う発達した雲域の北西側には暗域を確認することができ る。



南からの高渦位移流に伴う不安定性降水の例を示す。下段の図は気象庁領域解析から 作成し、等値線は高度(m)である。355K等温位面渦位(左下図)の分布では、一見西 から中部地方に高渦位域が流入しているように見えるが、白色の風ベクトルを見ると南 から流入していることがわかる。前のスライドのように、寒冷渦に伴うような明瞭な寒 気を伴っていないが、高渦位域の流入に伴い500hPa気圧面の気温低下が見られる(中下 図)。それによって長野県から関東北部の山岳部で不安定性降水が発生している(左上 図)。このように南から高渦位域が流入して、不安定性降水をもたらすケースは多い。 また日本列島の南方海上にフラクタル状の高渦位域が散在している。この高渦位域は太 平洋上で作られたものではなく、極域から日本列島の東方海上を南下し、西進してきた ものであり、水蒸気画像(右上図)でも暗域として確認できる。



1-3節で凝結が起こらず乾燥断熱線に沿って空気塊を持ち上げた場合、その低下の割合は1kmで約10℃(乾燥断熱減率)であることを説明した。日本付近の大気下層の気温減率が1kmで約6℃であることを富士山付近の年平均気温から見積もった。この2つの気温低下率の差から上昇流に伴う断熱冷却による低温化を説明する。右下図に当てはめると、地上から高度2kmまで持ち上げられた空気塊は周囲の空気よりも約8℃低くなる。このように、上昇することで周囲の空気よりも温度が下がることが、断熱冷却による低温化である。必要条件は上昇流域(大気中層)で凝結が起こらない程度に、空気が乾燥していることである。なお、4-3節で述べるように、乾燥し過ぎていると積乱雲の発達を抑制するので、適度な相対湿度(20~60%程度)であることが重要となる。

また、この断熱冷却による低温化は総観スケールぐらいの弱い上昇流(10 cm s⁻¹ 未 満)によって、高々高度1km程度空気塊が持ち上げられることで生じるもので、積乱雲 中の強い上昇流(1 m s⁻¹以上)を想定しているものではない。なぜなら、積乱雲中に持 ち上げられた空気塊では直ぐに凝結が起こってしまう(潜熱の放出で加熱される)ため である。逆に下降流域では、断熱圧縮(加熱)による昇温が生じる。乾燥フェーンはこ の昇温が原因である。



上空に高渦位移流が見られない、寒気が滞留していないのに、500hPa気圧面の気温低下が見られ、不安定性降水が発生する場合がある。その場合は、上昇流による断熱冷却が原因である。上昇流の大きさは積乱雲に伴う数 m s⁻¹ 以上の強いものではなく、数時間で500m程度上昇するような 10 cm s⁻¹ に満たない場合がほとんどである。そのような上昇流は、気圧の谷の前面のジェットの入口付近に見られる場合が多く、Qベクトルが収束している領域として確認することができる。右下図はQベクトルの収束がある領域を暖色系で示しており、不安定性降水の発生位置(左上図)とよく合っている。下段の図は気象庁領域解析から作成し、等値線は高度(m)である。Qベクトルについては、次のスライドで説明する。



断熱冷却が起こりうる環境場を把握するために、Qベクトルの収束・発散を用いるこ とができる。この収束・発散をみることで、総観~メソαスケールの上昇流・下降流の 励起を判断することができる。詳細については、小倉先生の総観気象学入門に詳しく記 載されている。

(参考文献)

小倉義光,2000:総観気象学入門、東京大学出版会、215pp.



Qベクトルの収束の例を示す。図のように、地衡風のみで表現されるジェット軸の入口付近を考える。ジェット軸の方向にx軸、その垂直方向にy軸を取り、y軸と平行に等温位線が並んでいる場合を想定する。この設定により、前のスライドのQベクトルの定義式の第2項にある、∂T/∂yが0となり、第1項だけを考えればいいことになる。

x 軸方向では、

地衡風はx軸方向に増大しているので、 $\partial u_g/\partial x > 0$

温度傾度は逆に減少しているので、 $\partial T/\partial x < 0$

となる。これから、Qx > 0 となる。

y軸方向で、y < 0の領域では、

地衡風はy軸方向に増大しているので、 $\partial u_o/\partial y > 0$

x方向の温度傾度はy軸に関係なく減少しているので、 $\partial T/\partial x < 0$

となる。これから、Qy>0となる。

y軸方向で、y > 0の領域では、

地衡風はy軸方向に減少しているので、 $\partial u_o/\partial y < 0$

と逆符号になり、Qy < 0 となる。

これらのベクトルを図示すると、スライドの矢印のようになり、ジェット軸の入口付近ではQベクトルは収束していることがわかる。この収束によって、上昇流が励起され、 流入する暖気が乾燥していれば断熱冷却による低温が生じる。



4-2節で紹介した2008年7月末~9月上旬の降水分布(左図)を作り出した、下層水蒸気 の流入(右図)と上空の低温化(次ページに示す)との関係を見てみる。下層の相当温 位が高くなくても、上空がかなり低温化すると大気の不安定度(上空の飽和相当温位と 下層の相当温位との差)は大きくなる。この影響は上空の高渦位域の流入頻度が高い東 日本や北日本で大きい。



2008年夏期の大雨のケースでの上空の低温化の要因について、対流圏界面(高度11~14 km)付近に対応する355K等温位面の渦位(カラー、PVU)と500hPa気圧面の気温(等値線、℃)から考えてみる。図は気象庁メソ解析(水平分解能:10km)から期間平均して作成した。

期間①(7月26日~8月4日、左上図)では、主な降水系に対応する上空の高渦位移流はなく、風上(東シナ海上)よりも降水域(日本列島上)の方の気温が低くなっている。このように風ベクトルが等温線を横切っている場合、上昇流に伴う断熱冷却が起こっていることが考えられる。

期間②(8月5日~13日、右上図)でも主な降水系に対応する上空の高渦位移流はないが、期間①とは異なり風上側の気温との差はあまりなく、東日本の低温化は寒気滞留に伴うものであることがわかる。これは、この期間の日本列島では気圧の谷後面(東谷)の大気状態が持続し、寒気が滞留し続けやすい場にあったためである。また、四国~九州の上空では低温になっていないにもかかわらず、太平洋側で大雨となった(期間③の九州での大雨も同様)。これは、上空が低温化せずとも積乱雲が発達できるほど流入した下層空気の相当温位 θ_e が高かったためである。このようなケースの500m高度の θ_e の目安は360 K程度である。

期間③(8月14日~24日)では、他の期間より東北地方での渦位の平均値が高く、さらに500hPa気圧面の気温も平均で2~3K低い。これは、高渦位域を伴う気圧の谷が頻繁に 東北地方の上空を通過し、夏期としては異常なほどの低温化をもたらしたためである。 これにともない、他期間に大雨が発生した地域のような高 θ_eの空気塊の流入がないにも かかわらず東北地方で大雨になった。

期間④(8月25日~9月6日)では、下層だけでなく上空でも日本列島に流入する大気の 流れは南からで、日本列島に近づくにつれて低温化している。また、この期間の日本列 島では気圧の谷前面(西谷)の気圧配置が持続していることから、上昇流による 断熱冷却が起こっていたことが考えられる。なお、関東地方での低温化は、期間 ③で頻繁に通過した上空の高渦位域が日本列島東方海上で南下し、太平洋上を西 進して停滞した後、北上したためにもたらされた。

このように、上空の高渦位域が南から日本列島に流入して上空が低温化する ケースが夏期によく見られる。一方、南九州からその南海上で渦位が大きくなっ ているのは、上空の高渦位域に伴う寒冷渦が大気の流れから切断されて停滞した ためである(平均場では気温低下はみられない)。


大雨を対象としたものではないが、日本列島上での大規模な熱雷の発生と上空の低温 化の要因との関係についての調査結果を紹介する。統計期間は2001~2005年の7~8月で あり、上空の低温化は500hPa気圧面の気温が -5 ℃以下の場合で判断した。低温の要因は 主に3つに分けられて、寒気滞留(気圧の谷後面)、上空の高渦位域(寒冷渦)の流入 (気圧の谷前面など)とこの2つ以外に該当する上昇域における断熱冷却である。断熱 冷却は上空の高渦位域の流入での低温化の原因でもあり、上空が湿っている状態(梅雨 前線帯など)では起こりえない。

上空の低温化の要因の半数が、上空の高渦位移流に伴うもので、西から移流(26%) と南から移流(27%)がほぼその半数ずつであった。上空の高渦位移流にともなわずに 上空が低温化していた場合が全体の約4分の1で、さらに分類すると気圧の谷の後面での 寒気滞留によるものが11%であり、残りの12%は上昇流に伴う断熱冷却だと思われる。 上空が低温化していない場合が全体の約4分の1で、下層大気の相当温位が360K程度と 高いケースである。

(参考文献)

加藤輝之,中島幸久,2006:2004年8月7日に東日本に熱雷をもたらした上層高渦位(寒冷)渦について -夏期に熱雷をもたらす要因の統計的研究を踏まえて-,日本気象学会2006年春季大会,C108.



この節では、上空の乾燥空気と上昇流の役割について解説する。積乱雲の発達に対す る上空の乾燥空気の影響として、発達途上の積乱雲の雲、特に上端の雲が蒸発し、積乱 雲の発達高度が抑制され、少なくとも蒸発した分だけ降水が減ることが考えられる。



左図は1999年6月29日に福岡で線状降水帯により大雨がもたらされた事例である(3-1 節にある降水分布、地上天気図参照)。左上図は水平分解能2kmの気象庁非静力学モデ ル(2km-NHM)による高度5.33kmの相対湿度の図で、西から乾燥空気が、特に南西側 で大量に流入していることを示している。北東側では風向が反時計回りに回転し、流入 量は少なくなっている。左下図は左上図の矩形の領域で統計処理した積乱雲の発達高度 の頻度分布で、暖色系ほど出現頻度が高いことを示している。南西側では積乱雲の発達 高度が高度4~7km程度と低く、降水も少量であった。一方北東側では積乱雲の多くは対 流圏界面(高度13km付近)まで発達し、大雨をもたらしていた。対流圏界面を突破し て、その上空(高度17km付近)まで達するものも見られる。このようなものはオーバー シュートと呼ばれ、詳細は次ページで説明する。また乾燥空気の流入で南西側と同様 に、発達高度が抑えられている積乱雲も存在している。

右上図は静止衛星による熱帯のある域(Pandang (119°E, 5°S)とKupang (123°E, 10°S)の 周辺1度内平均のコンポジット)での雲頂輝度温度の出現頻度の時系列で、温度が低い ほど雲頂が高いことを示している。右下図はPandang とKupangでの高層観測による相対 湿度の2点平均の時間変化である。なお観測位置が異なるために2日間をずらしてコンポ ジットしている。この研究はマッデン・ジュリアン振動(Madden Julian Oscillation: MJO)のライフサイクル(抑制期、発達期、成熟期、衰退期)を調べたものだが、この 2つの図から雲頂高度が低いときは上空が乾燥している期間に当たり、上空が湿潤化す るとともに雲頂高度が上昇していることがわかる。積乱雲が高高度まで発達できるかど うかを決める500hPa気圧面付近の相対湿度の閾値は60%ぐらいである。また雲頂高度や 相対湿度60%以上の湿潤域の上端は時間とともに指数関数的に増大し、500hPa気圧面付 近に達したころに、突然的に高高度まで発達するようになる。気温が高い地上付近ほど 飽和混合比が大きくなり、液相や固相の水物質の蒸発可能量が大きくなる。逆に上空に なるほど気温が下がるために、飽和混合比が急激に小さくなり、蒸発可能量に限界が生 じるために、500hPa気圧面付近を超えて発達したものは高高度まで達することができるのである。

(参考文献)

Kato, T., 2006: Structure of the band-shaped precipitation system inducing the heavy rainfall observed over northern Kyushu, Japan on 29 June 1999, *J. Meteor. Soc. Japan*, **84**, 129-153.

Kikuchi, K. and Takayabu, Y.N., 2004: The development of organized convection associated with the MJO during TOGA COARE IOP: Trimodal characteristics. *Geophysical Research Letters*, **31**, doi: 10.1029/2004GL019601.



温位エマグラムを用いて、周囲の空気との混合がない場合の積乱雲の発達高度につい て説明する。自由対流高度と平衡高度(浮力がなくなる高度、浮力ゼロ高度とも呼ばれ る)の間では、持ち上げた空気塊の相当温位(周囲の空気との混合がないために保存す る)と飽和相当温位との差によって上向きの浮力が生じ、上昇流が作られる。この浮力 を平衡高度まで積み上げたものが対流有効位置エネルギー(CAPE、1-3節参照)に相当 し、浮力エネルギー(CAPE)で得た上昇流は平衡高度に達した時点で最大となる。

平衡高度より上空では下向きの浮力となり、上昇流は弱められるが、すぐに下降流に なることはなく、平衡高度より上空に空気塊は上昇する。この上昇部分はオーバー シュートと呼ばれる。なお対流圏界面よりも上空に積乱雲が発達した部分に限定して、 オーバーシュートと呼ぶこともある。積乱雲の発達高度は平衡高度にこのオーバー シュートの部分も加算されたものとして見積もることができる。



次に、周囲の空気との混合がある場合を考える。相当温位は温位と飽和相当温位の間 の値を取り、相対湿度0%なら温位、100%なら飽和相当温位の値になり、乾燥している ほど温位の値に近づく。自由対流高度と平衡高度の間では、必ず持ち上げた空気塊の相 当温位は飽和相当温位の値よりも大きいので、周囲の空気の相当温位は持ち上げた空気 塊の相当温位よりも低くなる。すなわち周囲の空気と混合すると必ず、図の紫線のよう に持ち上げた空気塊の相当温位は低くなる。平衡高度は持ち上げた相当温位の値が周囲 の飽和相当温位の値になる高度なので、相当温位が小さくなった分だけ平衡高度は低下 する。またCAPEに相応する浮力エネルギーも小さくなり、それで生じるオーバー シュートも小さくなる。厳密には周囲の空気の鉛直流とも混合するので、混合によって 上昇流は弱められる。

ここで示したケースでは大気中層でも相対湿度が70~80%と高く、混合の影響は小さ く平衡高度の低下は大きくならない。オーバーシュートもあるので、発達高度は混合が ない場合の平衡高度ぐらいになると考えられる。なお、蒸発して気温が低下する効果に ついては考える必要はない。温度エマグラムで相当温位を見出すときに説明したよう に、蒸発したとしても空気塊が上昇すると再度凝結するので、蒸発に関係なく相当温位 の値は同じになる。



大気中層がかなり乾燥している場合を考える。相当温位プロファイル(緑の太実線) は温位プロファイルに近づき、上空があまり乾燥していない場合(緑の破線)に比べ て、持ち上げた空気塊の相当温位(紫の太実線)の低下は大きくなり、平衡高度は著し く低下する。このように上空が乾燥していると積乱雲の発達高度はかなり抑制される。 またCAPEも著しく小さくなり、オーバーシュートもかなり小さくなる。

混合の割合については、持ち上がる空気塊の水平スケールおよび上昇流、上昇中の水 平方向への移動割合(具体的には積乱雲の傾き)で決まる。持ち上がる空気塊の水平ス ケールおよび上昇流が大きいほど混合の割合は小さくなる。上昇流の強さはCAPEに相 応する浮力エネルギーに依存するので、そのエネルギーが大きいほど混合の割合が小さ くなる。ただ混合によって実際の浮力エネルギーが決まるので、混合がないとして算出 されるCAPEの大小だけで判断するには無理がある。鉛直シアがあると積乱雲が傾き、 直立した(鉛直シアがない)場合に比べて、混合の割合が大きくなる。これはある断面 積を持つ円筒を上と下で別方向に引き伸ばした場合に対応し、引き伸ばすことで表面積 が増えるためである。このように混合の割合は複雑で、簡単に決めることはできない。



断熱冷却による上空の湿潤化について説明する。ここでは、温度エマグラムを用いて 相対湿度50%の650hPa気圧面の空気塊を50hPa持ち上げた場合を考える。650hPa気圧面の 飽和混合比が 12 g kg¹の空気塊を考えると、12 g kg¹の飽和混合比線の650hPa気圧面の 温度は10.1℃になる。ここから乾燥断熱線で600hPa気圧面まで持ち上げると、気温は 3.8℃となり、6.3℃の低下(断熱冷却)になる。環境場が標準大気(気温減率 $\Gamma = 6.5 \circ$ C km¹)であった場合、周囲の気温(5.8℃)よりも約2℃低下する。650hPa気圧面の3.8℃ の飽和混合比は 8.4 g kg¹なので、混合比 6 g kg⁻¹を持っている空気塊の相対湿度は71% に上昇する。このように空気塊が上昇し、断熱冷却されると、湿潤化する。

このケースでは対流が発達できる目安である相対湿度60%を超えるので、対流が発達 しやすい大気状態になる。持ち上げた空気塊の乾燥断熱線と空気塊が持っている混合比 の線が交わる点が持ち上げ凝結高度(雲ができる高度)である。ここではおよそ560hPa 気圧面であり、1200mほど持ち上げると雲が生じる(相対湿度100%になる)。また、空 気塊を700hPa気圧面まで下げると、断熱圧縮により加熱され、気温は周囲よりも2℃以 上高くなり、相対湿度は36%になる。気温が上昇し、相対湿度が低下するので、対流の 発達が著しく抑制されるようになる。



断熱冷却による上空の湿潤化の実例として、2011年7月新潟・福島豪雨(3-1節にある 地上天気図と降水分布を参照)を紹介する。この事例では西方から上空に相対湿度30% 以下の非常に乾いた空気が流入していたにも関わらず、新潟県上空では湿潤でかつ低温 な状態が維持され、複数の線状降水帯が発生し、大雨が引き起こされた。左図は325K温 位面の分布(気象庁メソ解析から作成)で、カラーで相対湿度、青の等値線で高度、ピ ンクの等値線で温度を示している。空気塊は凝結しない限り、温位面上を移動するの で、左図の状態が維持されていれば、西から流入する乾燥空気は温位面上のベクトルの 向きに移動する。また移動とともに高度が高くなり、気温が低下するので冷却されるこ とがわかる。新潟県の西方海上では250m上昇で約2.5℃の気温低下、すなわち乾燥断熱 減率になっているので、断熱冷却されることがわかる。さらに気温の低下に合わせて、 湿潤化もみられ、大雨発生に適した環境場が形成されている。右図の新潟県の西方海上 の温度エマグラム(黒実線が気温、黒点線が露点温度のプロファイル)を見ると、相対 湿度48%の550hPa気圧面の空気塊を50hPa持ち上げると、相対湿度は65%になることがわ かる。

(参考文献)

加藤輝之, 2013: 新潟・福島豪雨の発生要因, *気象庁技術報告*, 134, 119-136.



上昇流域で断熱冷却される場合を考える。図の破線のプロファイルは中層がかなり乾燥しているケースで、混合により平衡高度が著しく低下することは既に説明した。その状態で上昇流により中層の空気が多少持ち上げられたケースを太実線で示している。相当温位は保存量なので、そのプロファイル(緑線)は多少持ち上げられてもあまり変化しない。温位も凝結しない限り保存するので、そのプロファイル(黒線)も大きく変わることはない。

一方、断熱冷却により気温が低下し、温位よりも飽和相当温位(オレンジ線)の顕著 な低下が見られる。この飽和相当温位の低下により、周囲との混合を考慮した場合の持 ち上げた空気塊の相当温位(紫線)と飽和相当温位のプロファイルの交点(赤の矢印の 先)として見出される平衡高度は、混合を考慮しない場合と比べて、あまり大きく低下 していない。また上昇流域でない場合(破線のプロファイル)に比べて、相当温位と飽 和相当温位の差によって生じる浮力も大きくなり、その積算であるCAPEも大きくな る。すなわち、上昇流域での断熱冷却により、積乱雲が発達できる環境場を作り出して いることがわかる。既に説明したように、相当温位のプロファイルは乾燥しているほど 温位、湿っているほど飽和相当温位のプロファイルに近づく。断熱冷却により相対湿度 が上昇するので、飽和相当温位のプロファイルは相当温位のプロファイルに近づくよう に左側にかなり移動しているわけである。



先に示した温位の低下に比べて、飽和相当温位の低下が大きいことを具体的に数値で 示す。図は気温と気圧が与えられたときの温位に対する飽和相当温位の変化率である。 地上付近では飽和混合比が大きいことから、気温25℃の場合、温位が1K変化すると飽和 相当温位は5K以上変化する。500hPa気圧面で気温が -5 ~ 0 ℃付近でも、2.5前後の変化 率になっていて、温位に対して飽和相当温位が大きく変化することがわかる。低温にな るほど飽和混合比が著しく小さくなるので、変化率は1に近づいている。気温と気圧か ら求まる温位(紫線)と飽和相当温位(黒線)を見ると、その差は気温が低下するに 従って急激に小さくなり、相当温位が取りえる範囲も小さくなる。このことは、乾燥の 程度で相当温位の値が大きく変わらないことを示していて、気温が低い高度での乾燥空 気の影響は小さいことが説明できる。

| 上・中層への乾燥空気の流入による対流雲に関わる影響 | | | | | | | | | | | |
|------------------------------|-----------------------------------|---|----------------------------------|---|--|---|---------------------------------|--|--|--|--|
| 大規 模場の ² 2百 | 対 | 流不安定 | 流入空気 の | 不安定度 | EL | DLFC | CAPE | 発生している 対流雲への 影響 | | | |
| 流 | | | 気温・湿度 | 温度 流入空気の気温が影響 | | | | 気温と湿度が 影響 | | | |
| なし | | 顕在化しない (対流は発生 しない) | 変化なし | 変化なし | | | | 混合で浮力 が低下し、 対流弱化 | | | |
| 上昇流場 | θ。 の 減増 し 安 を 化 | 顕在化(対 流発生)の 可能性あり (乾燥空気の下 層が十分湿って いる場合、ただ 下層からの深い 対流にはならな い、具体例:高 積雲) | 気温:低下 湿度:上昇 (断熱冷却) | <mark>不安定化</mark> または 不安定強化 (SSIの低下) | 上昇 (ELが高高 度の時、 変化がな い場合あ り) | LFCが中層 より高い時 を除き、 変化なし (高い昇で、 下、 で で、で | <mark>増大</mark> (上昇流を 強化) | 流入する 空気の 湿度が十分 高くなれば 対流強化 | | | |
| 下降流場 | | 顕在化しない (対流は発生 しない) | 気温:上昇 湿度:下降 (断熱加熱) | 不安定解消 または 不安定弱化 (SSIの増大) | 低下 (気温低下 が小さい 時は、変 化なし) | 上昇するが、 そのような時 はそもそも 対流は 発生しない) | 低下 (上昇流を 弱化) | 湿度降下で 混合で浮力 低下が大きく なり、対流弱 化が顕著 | | | |

この表は上・中層への乾燥空気の流入による対流雲に関わる影響についてまとめたも のである。大規模場の鉛直流がない場合は、乾燥空気が流入して混合すると浮力が低下 し、対流が弱化または発達できない。具体例を次ページに示す。

対流不安定は、ある厚みの気層が持ち上げられて、気層の上部は凝結せず、下部が凝 結することで不安定が顕在化して、対流が発生できうる状態であることを意味してい る。したがって、上昇流場を除いて、対流不安定が顕在化して、対流が発生することは ない。また上・中層の気層だけが持ち上げられてもその領域のみで対流が発生するの で、下層からの深い対流は発生せず、対流不安定の顕在化でみられる対流は高積雲にな る。大規模場の鉛直流が存在すると、乾燥空気が流入することで、気温と湿度に変化が 生じる。

上昇流場では断熱冷却により気温が低下し、湿度は上昇する。逆に下降流場では気温 が上昇し、湿度は下降するので、対流雲は発生しにくくなる。ここから、上昇流場に着 目して説明する。平衡高度(EL、浮力がなくなる高度)、自由対流高度までの距離 (DLFC)、CAPEなどは不安定(潜在不安定)を表す指数で、流入空気の水蒸気量(湿 度)と気温の鉛直プロファイルだけで決まり、上・中層の湿度は関係しない。乾燥して いる状態で上昇流があると断熱冷却で上空が冷えるので、安定な場であっても不安定化 する場合があり、既に不安定な時は不安定が強化される。具体的にはCAPEが増大し、 上昇流を強め、オーバーシュートも大きくなる。

一方、発生している対流雲への影響は、流入空気の気温だけでなく、湿度が大きく影響する。上昇流場では、混合によって相当温位は低下し、基本的には乾燥空気が流入すると混合で浮力が低下し、対流は弱化する。ただ乾燥していると断熱冷却により気温が低下するので、環境場の飽和相当温位も顕著に低下する。この飽和相当温位の顕著な低下により、浮力が強められるとともに、平衡高度の低下も抑えられ、2011年7月新潟・福島豪雨のように上昇流場で湿度が十分高くなれば対流が逆に強化されることがある。



関東地方での不安定性降水のケースを例として、上空の乾燥空気が積乱雲の発達を抑制する影響について示す。左側の図は2011年8月26日のケースで、相当温位約350Kを持つ下層暖湿流が南側から流入して、関東平野の広範囲で不安定性降水が発生している。 一方、2013年7月18日のケース(右側の図)では、東から355K以上のより高い相当温位の空気が流入しているにもかかわらず、降水の発生は限定的である。この違いは上空の乾燥空気が大きく影響している。前者では上空が湿潤(相対湿度80%以上)であり、持ち上げられた空気塊の相当温位が上空の相当温位の混合で、あまり低下せずに深い対流へと発達できる。後者では600hPa気圧面より上空が非常に乾燥していて、持ち上げられた空気塊の相当温位の低下が著しく、深い対流へ発達しづらかったと考えられる。ただ CAPEが 3000 J kg⁻¹を超えるような強い不安定な大気状態であり、700hPa気圧面まではかなり湿った状態だったために、対流が立ち続けて徐々に上空が湿潤化し、局所的に強い降水が観測されたと思われる。このように、上空が非常に乾燥していると不安定性降水は大気状態がかなり不安定でも、発生しづらいことがわかる。



ここでは、過去の線状降水帯によると考えられる大雨事例からその環境場の特徴を抽 出し、4-5節で説明した上昇流の役割も考慮して、線状降水帯が発生しやすい条件を設定 する。なお、大雨をもたらす時の相当温位の値は季節変化するので用いていない。

(参考文献)

加藤輝之, 2015:線状降水帯発生要因としての鉛直シアーと上空の湿度について. 平成26年度予報技術 研修テキスト,気象庁予報部, 114-132.

加藤輝之, 2016: メソ気象の理解から大雨の予測について~線状降水帯発生条件の再考察~. 平成27年 度予報技術研修テキスト,気象庁予報部, 42-60.

| 過去の線状降水帯による大雨事例の環境場 | | | | | | | | | | | |
|---------------------|---------------------|----------------------|------------------|---------------------|----------------|------------------|----------------------|--|--|--|--|
| 年月日 | 日本時 | 大雨事例または発生場所 | SREH | RH500 | RH700 | FLWV500 m | DLFC500m (950hPa) | | | | |
| 1967.8.28 | 00-04 | 羽越豪雨 | 250 ~ 350 | 80以上 | 80以上 | 250~350 | 100以下 | | | | |
| 1982.7.23 | 19-24 | 長崎豪雨(昭和57年7月豪雨) | 200~300 | 80以上 | 80以上 | 200~250 | 100以下 | | | | |
| 1983.7.23 | 00-11 | 島根(昭和58年7月豪雨) | 100~ 500 | 60∼ 90 | 60∼ 90 | 1 50~ 350 | 400 ~600 | | | | |
| 1993.8.1 | 04–09 ,16–18 | 鹿児島(平成5年8月豪雨) | 100~ 200 | <mark>60</mark> ∼80 | 80以上 | 250~300 | 100~200 | | | | |
| 1998.8.4 | 03-06 | 新潟 | 150~200 | 80以上 | 80以上 | 1 50~ 200 | 100以下 | | | | |
| 1998.9.24 | 21-24 | 高知 | 150~200 | 60∼ 80 | 60∼ 80 | 150~ 200 | 100~500 | | | | |
| 1999.6.29 | 06-08 | 福岡 | 400~500 | 80以上 | 80以上 | 250~300 | 100以下 | | | | |
| 1999.10.27 | 18-21 | 佐原 | 300~350 | 80以上 | 80以上 | 200~250 | 100~200 | | | | |
| 2000.9.11 | 18-21 | 東海豪雨 | 150~200 | 80以上 | 75 ~ 80 | 1 50~ 200 | 100~200 | | | | |
| 2004.7.13 | 09-14 | 平成16年7月新潟·福島豪雨 | 400~450 | 80以上 | 80以上 | 200~250 | 100~500 | | | | |
| 2004.7.18 | 06-09 | 平成16年7月福井豪雨 | 100~ 200 | <mark>60</mark> ∼80 | 80以上 | 200~250 | 100~300 | | | | |
| 2008.8.29 | 00-03 | 岡崎(平成20年8月末豪雨) | 150~200 | 80以上 | 80以上 | 150~200 | 100以下 | | | | |
| 2009.7.21 | 06-12 | 防府(平成21年7月中国·九州北部豪雨) | 150~250 | 80以上 | 80以上 | 250~350 | 100~500 | | | | |
| 2009.7.24 | 17-21 | 福岡(平成21年7月中国·九州北部豪雨) | 200~300 | 80以上 | 80以上 | 300~400 | 100~200 | | | | |
| 2011.7.29 | 09-18 | 平成23年7月新潟·福島豪雨 | 100~ 150 | 80以上 | 80以上 | 1 50~ 200 | 100~500 | | | | |
| 2012.7.12 | 00-06 | 阿蘇(平成24年7月九州北部豪雨) | 300~400 | 80以上 | 80以上 | 400~500 | 100 ~700 | | | | |
| 2012.7.14 | 05-10 | 八女(平成24年7月九州北部豪雨) | 250~300 | 80以上 | 80以上 | 350~400 | 100~200 | | | | |
| 2013.7.28 | 10-12 | 山口:島根 | 150~200 | 80以上 | 80以上 | 200~250 | 200~500 | | | | |
| 2013.8.9 | 07-14 | 秋田·岩手 | 150~250 | 80以上 | 80以上 | 300~350 | 100~300 | | | | |
| 2014.7.3 | 06-10 | 長崎 | 150~200 | 80以上 | 80以上 | 300~400 | 100~400 | | | | |
| 2014.7.9 | 05–09 | 沖縄本島 | 150~300 | <mark>60</mark> ∼80 | 75 ~ 80 | 500以上 | 200~300 | | | | |
| 2014.8.9 | 14-18 | 三重 | 500以上 | 80以上 | 80以上 | 400~450 | 100~500 | | | | |
| 2014.8.20 | 01-04 | 広島 | 150~200 | 80以上 | 80以上 | 250~300 | 100~300 | | | | |
| 2014.9.11 | 04–09 | 北海道 | 250~350 | 80以上 | 80以上 | 200~250 | 100~200 | | | | |
| 深夜∽ | ~朝の大雨 | | 閾値となる値 | | | | | | | | |

過去の線状降水帯によると考えられる大雨事例の環境場での、ストームに相対的なヘ リシティ(SREH)、500hPaと700hPa気圧面の相対湿度RH(RH500とRH700)に加え て、高度500m(2006年以降のDLFCは950hPa気圧面)の水蒸気フラックス量 (FLWV500m)と自由対流高度までの距離(DLFC500m)を示す。2006年以降は気象庁 メン解析、それ以前は気象庁長期再解析データJRA-55(0.5度メッシュ高解像度版)の大雨発生 直前のデータを用いて、大雨発生付近50~100kmの領域(高度500mの指標は風上側の み)の値で判断した。なお、1998年8月4日の新潟のケースのみ大雨の再現性が良かった気 象庁領域モデルの結果を用いた。多くの事例で、SREHは150 m² s⁻²以上、RH500とRH700 とも80%以上、FLWVは200gm⁻² s⁻¹以上、DLFCは500m以下である。ただこれらの値を 線状降水帯が発生しやすい大気状態の条件の閾値として抽出すると見逃しが生じるの で、24事例の発生環境場を全て含む緩い条件を設定する。すなわちSREHが100 m² s⁻²以 上、RH500とRH700がともに60%以上、FLWVが150gm⁻² s⁻¹以上、DLFCが1000m以下と いう条件を、線状降水帯が発生しやすい条件として抽出する。参考までに、発生時刻の 青字で深夜から朝に発生した大雨を示したが、この表からは特に朝方に大雨が多いとい うことは言えない。



過去の線状降水帯によると考えられる大雨事例から抽出された①鉛直シア(ストームに相対的なヘリシティ:SREH \geq 100 m² s⁻²)、②対流発生(500m高度データの自由対流高度までの距離:DLFC < 1000m)、③水蒸気供給(500m高度データの水蒸気フラックス量:FLWV \geq 150 g m⁻² s⁻¹)、④上空の湿度(500hPaと700hPa気圧面の相対湿度:RH \geq 60%)の4条件に、4-5節で説明した⑤上昇流域であること(400km水平平均した700hPa気圧面の鉛直流:W \geq 0 m s⁻¹)と⑥対流発達(500m高度の平衡高度:EL \geq 3000m)の2条件を追加し、合計で6条件を線状降水帯が発生しやすい条件とした。

SREHの算出(3-4節参照)にはMaddox(1976)に加えて、Bunkers et al. (2000)の方法 も採用し、両手法で算出された値の最大値を用いることにした。上昇流については総観 スケール(10 cm s⁻¹程度までのもの)で判断するために、400kmで空間平均して対流や 山岳波による強い上昇流の影響を除去した。⑥対流発達の条件については、700~ 800hPa気圧面に暖気が流入することで対流の発達が抑制されるケースを排除するために 条件の1つとして加えた。

地形の影響を強く受ける領域では6条件を満たさなくても、線状降水帯による大雨が 発生することがある。なぜなら、地形による強制上昇により積乱雲が自由対流高度に到 達しやすく、地形を基点に積乱雲が繰り返し発生しやすいためである。そこで、①鉛直 シアと③水蒸気供給を6条件の2/3程度の、それぞれ SREH \geq 70 m² s⁻² と FLWV \geq 100 g m² s⁻¹ にし、④上空の湿度の内、500hPa気圧面の相対湿度を RH \geq 20% と緩和した上 で、⑤上昇流域の判断では非常に弱い下降流域(W \geq -1 cm s⁻¹)を許容した条件(6条 件緩和)を設定した。これらの条件は線状降水帯による大雨発生の判断材料の1つとし て、平成28年5月30日から気象庁の予報現業で利用されるようになった。

(参考文献)

Maddox, R. A., 1976: An evaluation of tornado proximity wind and stability data. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 133–142.

Bunkers, M. J., B. A. Klimowski, J. W. Zeitler, R. L. Thompson, and M. L.Weisman, 2000: Predicting supercell motion using a new hodograph technique. *Wea. Forecasting*, **15**, 61–79.



線状降水帯発生条件の出現頻度の統計解析には、3時間ごとの気象庁メソ解析を用 い、解析期間としては2009~2015年(7年間)の6~9月とした。この統計結果を見るこ とで、線状降水帯が発生しやすい場所を把握することができる。6条件の出現頻度(左 図)の特徴としては、九州南部から南西諸島北部にかけて最大約6%の領域が見られ、そ の領域は梅雨期に線状降水帯が頻繁に発生する場所とよく対応している。梅雨期に線状 降水帯が発生しやすい理由は上空に西よりの強風(梅雨ジェット、4-3節参照)と南から の下層暖湿流の流入があるために、SREHが大きくなりやすく、積乱雲も発生・発達し やすいためである。なお、4-1節と4-3節で述べたように梅雨前線帯の南縁付近の相対的 に大気の安定度の低い領域で線状降水帯は発生することが多い。出現頻度の低い領域 は、下層水蒸気が流入しづらい内陸部を中心に広がっている。

6条件緩和の出現頻度(右図)の特徴としては、陸上で6条件よりもかなり高頻度に なっている。特に線状降水帯がよく発生する近畿地方(淀川チャネルなどが代表例)や 濃尾平野で2~3%の出現頻度になっている。これらの領域では六甲山や鈴鹿山脈などの 地形の影響を強く受けて、積乱雲が繰り返し発生し、大雨に繋がりやすい。次節で説明 する地形性降水がよく観測される九州でも出現頻度が6条件と同程度に高い。なお、南 西諸島でも高頻度になっているが、山岳が低くて地形の影響が小さいので、その領域で 6条件緩和の出現頻度から示唆されることはない。



この節では、地形性降水が発生しやすい環境場について、九州の西岸で頻繁に観測される長崎ラインと甑島ラインに着目して議論する。両ラインとも線状の降水システムであり、長時間停滞して線状降水帯を形成する。環境場としては、暖湿な(高相当温位の)下層空気の流入に加えて、下層風の風向と風速がキーポイントとなる。なぜなら、地形性降水をもたらす積乱雲が生成するためには、下層の高相当温位の空気塊を地形による滑昇流(強制上昇)が自由対流高度まで持ち上げる必要があるためである。



右図にある時刻の気象レーダーによる降水強度分布を示す。南西から北東にのびる複数の線状の降水システムが見られる。その中で、長崎半島からのびるものが長崎ラインで、甑島列島からのびるものが甑島ラインと呼ばれる。長崎ラインの中で、諫早湾を通るものは諫早ラインと呼ばれることがある。降水分布で見られる線状降水帯は全て、高度500~1000mの山岳の南斜面~山頂から北東方向にのびている。このことから、この南斜面に流入した暖湿な空気塊が持ち上げられて、積乱雲が繰り返し発生したと考えられる。



甑島ラインと長崎ラインといった地形性の線状降水帯が出現しやすい環境場を気象 レーダー(7.5分間隔での観測データ)で見た風向別降水エコーの出現頻度から考察す る。各図の右下に平均値と標準偏差を示している。1994-2003年(10年間)の6-7月にお ける下層風向(八方位)で分類した、梅雨期での九州の西側における降水域の出現頻度 分布を示す。風向は鹿児島での高層観測の下層(850hPaと925hPa気圧面の平均)から判 断した。風向の出現頻度(図の右上の数値)を見ると、南西(SW)と西(W)が多 く、その2方向で全体の約半分を占める。その中でも、南西風の場合に、最大22%以上の 高出現頻度が山岳の風上斜面に見られる。4-3節で示した梅雨期に大雨が降りやすい風向 も南西風である。甑島ラインと長崎ラインに対応すると思われる甑島列島と長崎半島か らのびる高出現頻度域は、南西風のみに見て取ることができる。すなわち、南西風場の ときのみに、甑島ラインと長崎ラインが発生することがわかる。

梅雨期の九州では頻繁に雨が降っているように思われているかもしれないが、降水エ コーの出現頻度(左上図)からは多いところで13%程度しか降水が観測されていない。 降水の全てが対流性ではなく、層状性のものもあるので、不安定性降水の頻度は最大 13%より必ず低くなる。

(参考文献)

Kato, T., 2005: Statistical study of band-shaped rainfall systems, the Koshikijima and Nagasaki lines, observed around Kyushu Island, Japan, *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 943-957.



島(山岳)が存在する場合の風の流れを説明する。山岳にあたる空気塊は、大気の安定度 N (s⁻¹、Brunt-Vaisala振動数)、山岳の高さ h (m)、風速 u (m s⁻¹)によって、滑昇流を形成して山岳を乗り越えるか迂回するかが決まる。これらの要素からフルード数

$$Fr = \frac{u}{Nh}$$

が定義される。山岳を乗り越えるためには、もともと空気塊が持っている運動エネル ギーの方が、山岳上部に達したときに持ち得る位置エネルギーより大きい必要がある。 すなわち、uが大きく、hが小さい場合に、空気塊は山岳を乗り越えることができる。 その条件として、山岳が孤立した円錐状であれば、 $F_r > 1.0$ が導き出される。大気のNの変動は小さく、通常 0.01 s⁻¹程度なので、例えば 甑島列島を考えると標高が500mの山 岳を乗り越えるためには 5 m s⁻¹以上の風が必要となる。



甑島ラインと長崎ラインの発生条件を、フルード数から得られる5ms¹以上の風速に 加えて、過去の発生事例時の大気状態(下層風の場)を踏まえて条件を絞り込んでみ る。過去の発生事例から、風が著しく強くないこと(25ms⁻¹以下)と南西風場が12時間 以上持続するという条件が抽出された。風速は鹿児島での高層観測の850hPa気圧面で判 断した。抽出された発生条件を適用して、南西風場での降水エコーの出現頻度分布を見 てみると、甑島ラインと長崎ラインに対応する甑島列島と長崎半島からのびる高出現頻 度域がより明確になる(右上図)。そのような高出現頻度域は、発生条件以外の分布で は全く確認できなくなる(右下図)。左下図に南西風場が出現する頻度(黒線)と、そ の中で絞り込み条件を満たす場合の頻度(赤線)の年変動を示す。地形性降水が頻繁に 発生した年(ピンクの○で示す)は、絞り込み条件を満たす地形性降水が発生する環境 場の割合がそうでない年に比べ、顕著に高くなっている(15%以上)。

(参考文献)

Kato, T., 2005: Statistical study of band-shaped rainfall systems, the Koshikijima and Nagasaki lines, observed around Kyushu Island, Japan, *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 943-957.



前ページまでは、大気下層の風向と風速だけで、地形性降水が発生しやすい大気状態 を説明した。ここでは、2003年7月20日に熊本県水俣市に大雨をもたらした事例を取り 上げ、地形性降水の形成に寄与する島や地峡などの地形の影響を評価する。この事例は 梅雨前線の南側300kmほどの位置(右上図の天気図参照)で発生した甑島ライン(線状 降水帯)による大雨で、水平分解能1kmの気象庁非静力学モデルで大雨を再現すること に成功した(左図)。甑島ラインは甑島列島を起点としているので、甑島列島の地形の 影響が大きいが、それ以外にも天草~長島付近が地峡となっていて、その地形の影響も 少なからずあると考えられる。そこで、甑島列島と天草~長島付近の地形の有無による 3つの感度実験(右下の表)を行って、その影響を調べた結果を次ページに紹介する。

(参考文献)

加藤輝之, 2004: 甑島ラインの発生・維持メカニズムと数値モデルでの予測可能性, 日本気象学会2004 年秋季大会, A201.



地図で示した北西から南東方向の赤線上の降水強度の時系列を示す。各図の左下に数 値実験に用いた地形も示している。標準実験(左上図)では、0時30分頃から水俣市に 大雨をもたらした線状降水帯(甑島ライン)が形成し、1時30分頃まで停滞していた 後、降水強度を強めてゆっくりと南下している。甑島列島のみを除外した実験(右上 図)では、標準実験より降水強度が弱くなり、線状降水帯の南下がかなり速くなってい る。天草付近の地形のみを除外した実験(左下図)では、線状降水帯が水俣付近にかか る時間が遅くなるだけでなく、降水の継続時間も短くなっている。甑島列島・天草付近 の地形を除去した実験(右下図)では、甑島列島のみを除去した場合よりも線状降水帯 の南下がさらに速くなっている。以上の結果から、甑島ラインは甑島列島を起点とする 降水系が天草付近の地形により強化されていることが考えられる。このように、地形の 影響を大いに受け、降水系が発生・強化されるとともに、停滞していることがわかる。

(参考文献)

加藤輝之, 2004: 甑島ラインの発生・維持メカニズムと数値モデルでの予測可能性, 日本気象学会2004 年秋季大会, A201.



第5章では積乱雲がもたらすシビア現象(severe weather)について紹介する。シビア 現象とは、災害に直結する大雨や大雪などの顕著現象(high impact weather)の中で、特 に積乱雲に伴って発生する発雷・降電・突風など、局所的に深刻な災害をもたらすこと がある小さなスケールの現象である。まず雷の発生機構(5-1節)について説明し、その 後突風をもたらす、ダウンバースト(5-2節)、ガストフロント(5-3節)、竜巻(5-4節 以降)について解説する。ガストフロントについては、重力流の理論と合わせて説明す る。竜巻については、竜巻と混同される現象(塵旋風、火災旋風、ガストネード)を紹 介した後、巨大積乱雲であるスーパーセルに着目して説明する。



雷は、積乱雲内に形成された正電荷と負電荷間に大きな電圧差が生じ、それがショー トすることで発生する大電流の流れによって発光する大気現象である。また大電流が流 れることで大気が最大3万℃に加熱され、急膨張することで衝撃波(縦波)が生じる。 その衝撃波である音波が雷鳴である。また雷を伴う積乱雲のことを雷雲と呼ぶことがあ る。雷には雲の中でのみ放電する、雲(雲間)放電と、地上に達する対地放電(落雷) の2種類がある。落雷の前に、雲間放電が観測されることがほとんどだが、冬季日本海 側で見られる"一発雷"と呼ばれる高エネルギーの落雷などでは先行する雲間放電が観 測されない。

落雷は一方向のみに1回、電流が流れる現象ではない。実際は落雷に先駆け、リード (ステップトリーダ)と呼ばれる電流の流れる通路を作る現象があり、その通路が完成 すると地上から上空に向けて大電流が流れる。この大電流のことをリターンストローク と呼ぶ。その後、ダートリーダーと呼ばれる下向きの放電も起こる。このように複数 回、電流が異なる方向に流れることで電圧差がなくなる(中和される)。

電が発生するには、積乱雲内に存在する正電荷と負電荷間に大きな電圧差が生じる必要がある。そのためには、正電荷と負電荷に分離するメカニズムがキーポイントとなる。雷が活発に発生しているときの積乱雲内には図に示したように、積乱雲の中層に位置する-10℃付近に負の電荷が、その下層と上層に正の電荷が分布する三極構造が見られる。この三極構造の生成と電荷分離の発生機構にはこの後説明するように緊密な関係がある。



電荷分離の発生機構、すなわち積乱雲内での帯電のメカニズムは、あられと氷晶(雲 氷)との衝突で説明される。この衝突による電荷分離機構は気温によって異なり、-10℃ より気温の低い上層では衝突により、氷晶は正電荷、あられは負電荷に帯電する。逆 に、-10℃よりも暖かい下層では衝突により、氷晶は負電荷、あられは正電荷に帯電す る。発達中の積乱雲内には強い上昇流が存在し、落下速度をほとんど持たない氷晶は上 昇流により上層に運ばれる。一方あられは落下速度(3 m s⁻¹ 程度)が大きいので、落下 速度よりも弱い上昇流なら逆らって落下する。

(参考文献)

Takahashi, T., 1978: Riming Electrification as a Charge Generation Mechanism in Thunderstorms, J. Atmos. Sci., 35, 1536–1548.

高橋劭, 1986: 雲の物理 - 雲粒形成から雲運動まで -. 東京堂出版, 172pp.



-10℃より暖かい下層で負に帯電した氷晶は上昇流で運ばれ、-10℃高度よりも上層で 負に帯電したあられは落下することによって、ともに-10℃付近の高度に集まる。-10℃ 高度よりも上層で正に帯電した氷晶はより上空に運ばれ、-10℃より暖かい下層で正に帯 電したあられはより下層に落下することで、図に示したように三極構造が形成される。 なお、時間とともに、氷晶とあられの存在位置が異なるので、常時三極構造が見られる わけではない。また電荷分離機構には、あられの存在が不可欠である。あられは過冷却 水滴 (0℃以下で存在する雲水)が氷晶や雪に付着すること (ライミング)で形成す る。そのためには積乱雲内に強い上昇流が存在し、大気下層に存在する大量の雲水を上 層に輸送させる必要がある。これらから、電荷分離機構が効率よく働くためには、積乱 雲が-10℃高度より上空に発達し、強い上昇流を保持していることが条件となる。



夏と冬の雷雲の違いを説明する。冬の雷雲である雪雲も積乱雲である。積乱雲は、強い降水や降雪をもたらす対流雲(不安定な大気状態で発生する雨雲、1-3節参照)であり、対流圏界面まで発達するとかなとこ雲(絹雲)を伴う。夏季の積乱雲と冬季の雪雲である積乱雲の違いは、発達高度だけでなく、電荷分離機構で重要となる-10℃の高度にも見られる。-10℃高度は図に示したように、夏季では6km付近である一方、冬季では2~3kmとかなり低くなる。その大気状態で、氷晶とあられの衝突による電荷分離が起こり、氷晶が上昇流で上層に移動し、あられは落下することを考える。



夏季の積乱雲内には、既に説明したように三極構造(左図)が形成されるが、冬季の 積乱雲(雪雲)内では右図のように正電荷のあられの多くは直ぐに地上に落下してしま うので、三極構造にならない。



その後、冬の積乱雲(雪雲)内では、負に帯電したあられの多くも地上に落下してし まうために、積乱雲内には正電荷が多く残る。それにより、正極性落雷が発生する。ま た冬季は上空の風が速いため、上層に運ばれた正電荷の氷晶が下流域に流されること で、流された領域では正電荷が卓越することになり、正極性落雷が発生しやすくなる。 実際、冬季北陸地方の落雷の約半分が正極性落雷である。夏季では負極性落雷がほとん どで、正極性落雷は1割程度である。



衛星で観測された全世界の落雷発生分布から落雷の発生しやすい場所を見てみる。雷 は積乱雲に伴って発生するので、そもそも雨がほとんど降らない場所(砂漠など)では 発生数は非常に少なくなる。図を見てもサハラ砂漠があるアフリカ北部では落雷数は少 ない。しかし、フィリピンの東方海上を始め、熱帯域の海上で対流活動の活発な(積乱 雲が多発する)領域でも落雷数は多くない。図を見ても明らかなように、海上に比べ て、陸上での落雷数が圧倒的に多い。この図では落雷の発生分布だが、雲間放電につい ても同様である。

(参考文献) 米国国立気象局の雷の紹介のページ: http://www.srh.noaa.gov/srh/jetstream/lightning/lightning intro.html (2017年2月1日閲覧)



海上で雷(落雷や雲間放電)の発生数が少ない原因について説明する。雷が発生する ためには氷晶とあられの衝突による電荷分離が起こる必要があり、その衝突数が多いほ ど雷が発生しやすくなる。3-2節で説明したように、エアロゾルと呼ばれる海塩粒子や塵 を核として、水蒸気が凝結することで雲粒や氷晶が形成する。沿岸部を除く海上のエア ロゾルのほとんどは海塩粒子で、陸上(沿岸部も含む)では多様で多数のエアロゾルが 存在する。そのため、海上のエアロゾル数(~10億個 m⁻³)は陸上(~100億個 m⁻³)に 比べて、非常に少ない。そのために生成される氷晶やあられの数が少なくなり、衝突数 も少なくなる。その結果、帯電量が少なくなり、雷が発生しづらくなる。ただ、エアロ ゾル数が少なく、生じる氷晶やあられの数が少なくても、大雨は発生する。なぜなら、 衝突併合過程により効率よく雨粒の成長が行われ、地上降水となる大きな雨粒になりや すいためである。沿岸部では、移流により陸上起源のエアロゾルが多く、陸上と同じ発 雷数の特徴を示す。



電荷分離機構がわかると、それを数値モデルに導入することで、発電予測を行うこと が可能となる。ここでは、2004年7月8日の関東北部で雷活動の活発な事例を紹介する。 地上天気図(左下図)を見ると、日本海上に低気圧が存在し、関東地方はその暖域内に あり、南よりの風が流入し、大気状態が不安定になっていた。その結果、関東地方北部 で積乱雲が発生し、多数の雷が発生した(中図)。

このケースについて、水平分解能1kmの気象庁非静力学モデルに電荷分離機構と雷発 生スキームを導入して、発雷を予想したのが右下図である。おおむね発雷位置を予想で きているが、観測と位置が多少ずれている。これは、数値モデルで予想する積乱雲の発 生時刻や位置が実際と異なり、その結果としての降水量予想(右上図)でも解析雨量分 布とずれが生じるためである。発雷を数値モデルで、的確に予想するためには、個々の 積乱雲を的確に予想する必要があり、そのような予報はほぼ不可能であるため、数値モ デルによる発雷予測は困難である。ただ、領域や時間に幅をもたせた予想は可能であ り、数値モデルを用いた確率的な予測が将来的に運用されることが考えられる。



ダウンバーストは、積雲または積乱雲の下で発生し、地上付近に破壊的な風の吹き出 しを起こす 10 m s⁻¹を超えるような強い下降流である(左上図)。水平スケールが4km 以上のものを"マクロバースト"、4km以下のものを"マイクロバースト"と区別する 場合もあるが、判別が難しい場合も多い。ただ"マイクロバースト"は米国の文献で頻 繁に使用されている。下降流は、降水の蒸発や氷物質の融解による冷却によって周囲よ り重くなる効果と、降水粒子の落下の際に周囲の空気を引きずり降ろす効果(降水の荷 重の効果)によって作られる。

右下図は1992年9月4日に栃木県真岡市と益子町で藤田スケールF1(10秒平均風速:33~49 m s⁻¹)のダウンバーストが発生した直後の館野(つくば市)での高層観測による温位エマグラムである。相当温位が925hPa気圧面で360Kと高く、CAPEは2000 J kg⁻¹以上になっていた。また下層と500hPa気圧面の相当温位との差は30K以上あり、混合の影響(4.5節参照)を強く受け、降水の蒸発によって下降流の強化に繋がったと考えられる。このように、大気中層に乾いた(低相当温位の)空気塊が流入すると冷却が生じやすい。詳細については、相当温位の保存性を考慮した説明を後述する。

3-2節でも説明した荷重の効果は大きな降水粒子ほど大きくなるので、ダウンバースト が発生するときは、同時に降雹が観測されることが多い。左上図のように、ダウンバー ストによって地上付近ではガスト(突風)を伴う冷気外出流として周囲に広がり、その 先端にはガストフロントが形成される(右上図)。ガストフロントについては5-3節で説 明する。

(参考文献)

Hjelmfelt, M. R., 1988 : Structure and life cycle of microburst outflows observed in Colorado. J. Appl. Meteor., 27, 900-927.

Markowski, P. and Y. Richardson, 2010: Mesoscale Meteorology in Midlatitudes, Wiley, 430pp.



ダウンバーストには、降水を伴わない、もしくは降水があったとしても非常に弱い、 "ドライ(乾いた)ダウンバースト"と呼ばれるものと、降水を伴う"ウェット(湿っ た)ダウンバースト"と呼ばれるものがある。前者は大気下層が乾燥している米国内陸 部で多く観測され、通常大気下層が湿っている米国東部や日本で観測されるものの多く は後者に当てはまる。この両者の違いは、積乱雲の雲底高度の差によって生じる。

ドライダウンバーストのケース(左下図)では、大気下層が乾燥しているために雲底 高度が高くなり、雲底高度より下層に降水が落下してくると、その領域で降水の急激な 蒸発が引き起こされ、地上に達するころにはほとんど降水が蒸発する。この蒸発によっ て強い下降流が形成され、雹などの大きな粒子の荷重の効果も加わり、ダウンバースト が発生する。

一方、ウエットダウンバーストのケース(右下図)では、大気下層が湿っているため に雲底高度が低くなり、雲底高度より下層での降水の蒸発効果は大きくならない。この 場合、大気中層(700~500hPa気圧面付近)に必ず乾燥空気が流入し、その空気が積乱 雲内に貫入して、降水の蒸発が促され、下降流が強化されることになる。なお、積乱雲 中の下降流内では、断熱圧縮(加熱)により昇温する。しかし、相当温位が保存するよ うに雲や降水の蒸発が必ず生じ、次ページで説明するように湿潤断熱減率で(湿潤断熱 線に沿って)下降中の空気塊の温度が上昇することになる。すなわち、乾燥断熱減率 (1kmの下降で約10℃)で気温が上昇するようなことはないのである。

(参考文献)

Markowski, P. and Y. Richardson, 2010: Mesoscale Meteorology in Midlatitudes, Wiley, 430pp.

米国海洋大気庁NOAAの写真図書館のページ:http://www.photolib.noaa.gov/htmls/nssl0050.htm(2017年2月1日閲覧)

大野久雄,2001: 雷雨とメソ気象,東京堂出版,309pp.

Caracena, F., R.L. Holl and C.A. Doswell III, 1990: Microburst handbook for visual identification. US Government Printing Office, 35pp.
5-2 ダウンバースト



雨滴が蒸発することで低下できうる温度は、露点温度ではなく、湿球温度である。湿 球温度には、熱力学的湿球温度と断熱的湿球温度の2つの定義が存在する。熱力学的湿 球温度は湿球温度計で測定される温度で、ある空気塊を一定の気圧に保ち、その空気塊 内に水物質(雪や雨など)を蒸発させて、飽和に達するまで断熱的に冷却したときに、 その空気塊が持つ温度である。ここでは、エマグラムから容易に理解することができる 断熱的湿球温度について具体的に説明する。なお両者には、最大で十分の数℃程度(断 熱的湿球温度の方が低くなる)の差しかなく、ほぼ同値と考えていい。

断熱的湿球温度(以降、湿球温度と表記)は偽湿球温度とも呼ばれることがあり、持ち上げ凝結高度(LCL)から湿潤断熱線に沿って持ち下げたときの持ち上げ始めた高度(気圧面)での温度で定義され、露点温度よりも高くなる。このことを、湿潤静的エネルギー($=gz+C_pT+Lq,g:$ 重力加速度、z:高度、 $C_p:$ 乾燥空気の定圧比熱、T:温度、L:水から水蒸気への蒸発熱、q:混合比)から説明する。湿潤静的エネルギーは高度変化がないと保存されるので、露点温度 T_d と湿球温度 T_m との間には、

$$C_pT + Lq_s$$
 $(T_d) = C_pT_m + Lq_s$ (T_m)

の関係が成り立つ。ここで、 q_s は飽和混合比である。左辺第1項の温度によるエネル ギー(エンタルピー)も第2項の水蒸気のエネルギー(潜熱)も温度に対する単調増加 関数であり、 $T > T_d$ なので、 T_m は $T > T_m > T_d$ を満たす。

ここで、2012年5月6日00UTC(つくば竜巻の発生前)の館野の温度エマグラム(左 図)を用いて、950hPa気圧面と地上での湿球温度を求めてみる。950hPa気圧面の気温の プロファイル(赤線)から乾燥断熱線(緑線)に平行に持ち上げ、同気圧面の露点温度 のプロファイル(青線)から等飽和混合比線(水色線)に平行に持ち上げて、その交点

(LCL)を見つける。このケースではLCLは920hPaとなり、その高度(気圧面)での湿 潤断熱線から読み取れる相当温位の値は320Kである。320Kの湿潤断熱線で950hPa気圧 面まで持ち下げたときの温度を読み取ると、13.5℃であり、この値が湿球温度となる。 同様に地上から持ち上げると、LCLが924hPaとなり、相当温位の値が321.5Kであることがわかる。LCLから湿潤断熱線に平行に地上まで持ち下げて湿球温度を見積もると16℃になる。ともに湿球温度が気温と露点温度の間に位置していることが確認できる。このように湿球温度は温度エマグラムを用いて求めることができるが、温位エマグラムから相当温位を読み取れば、簡単に湿球温度を見いだすことができる。すなわち、950hPa気圧面の相当温位を温位エマグラム(右図)から320Kと読み取り、温度エマグラムの950hPa気圧面上で湿潤断熱線が320Kになる温度を見つけ出せばいいのである。

以上の説明から、相当温位が低いほど気温低下が大きいことがわかる。また上空から空気塊を引き下ろした場合も、その地点(気圧面)での相当温位と湿潤断熱線の関係から雨滴等の蒸発により最大限低下したときの温度を見積もることができる。左図のケースで950hPa気圧面から空気塊を地上まで引き下ろした場合の最大限低下しえる温度は15.6℃となり、地上の空気塊の湿球温度よりも低くなる。すなわち950hPa気圧面の空気塊を引き下ろすと、僅かではあるが効果的に温度が下がるのである。ここで示した事例では、右図を見ると、500~700hPa気圧面の相当温位が地上よりも10K程度低い。その高度の空気塊を地上まで引き下ろせば、雨滴等の蒸発によりおよそ12℃まで気温低下する可能性があり、地上気温よりも約7℃の低下になる。このように、中層に低相当温位の空気が存在すれば、その高度の空気塊を引き下ろし、雨滴等の蒸発による温度低下で負の浮力が生じることで、下降流が強められて、突風発生の可能性が高くなる。



ダウンバーストに伴って観測された突風(ガスト)の強さと温度降下量との関係(左 図)を見てみる。温度降下量(横軸)が大きくなるほど、ガスト(縦軸)が強くなって いることがわかる。10℃の急激な気温低下があると、20 m s⁻¹以上のガストが観測され ている。右上図に示したダウンバーストの数値シミュレーションの結果を見ると、降水 の蒸発冷却および荷重の効果による下降流の強化に加えて、上空から水平運動量が地表 付近まで輸送される効果もガストを強めていることがわかる。すなわち、上空の風が強 ければ、それだけガストも強められる。上空の風が弱い場合のダウンバーストでは、下 降流が地表面にタッチダウンすると、ほぼ同心円状に広がる。しかし、上空の風がある 程度強い場合は、右下図に示したように、風向が一様に近くなり、被害域は円というよ りも楕円や扇形になる。

(参考文献)

Fawbush, E. J. and R. C. Miller, 1954: The types of air masses in which Norht American tornadoes form. *Bull. Amer. Metoro.* Soc., **35**, 154-166.

中村晃三, 1996: 1996年度日本気象学会春季大会シンポジウム「雷雲」の報告 6. 「ダウンバースト」に対 するコメント, 43, 754-756.

Fujita, T. T., 1978: Manual of downburst identification for project Nimrod. Satellite and Mesometeorology Research Paper 156, Dept. of Geophysical Sciences, University of Chicago, 104 pp.



ダウンバーストの実例として、1996年7月15日茨城県筑西市(当時下館市)で発生し た事例を紹介する。左下図は、事象発生の翌日に実施された現地調査結果で、推測され たダウンバースト時の風向である。この風向は上中図の写真のように、木々や建物の崩 壊方向から推測する。複数地点の風向から、地図上の赤×点を起点に、四方八方に広が る風の流れがあったことが推測され、その点付近にダウンバーストを生み出した強い下 降流が地表面にタッチダウンしたと考えられる。また左上図(写真)にあるかぼちゃに は降雹があったことが推測される傷が多数見られる。この降雹もダウンバーストに伴っ て発生する特徴的な現象である。

風の強さとしては、付近にあった2つの風速計で最大瞬間風速 46 m s⁻¹ を超える突風 が観測されている(右図)。これらの値も参考に、ダウンバーストの強さは藤田スケー ルF1 (10秒平均風速: 33~49 m s⁻¹)または2(7秒平均風速: 50~69 m s⁻¹)と判断され た。またこの事例では、左下図で示したもの以外に、数km南側の場所でもダウンバース ト(F0~F1)が発生していた。この2つのダウンバーストは、同一の積乱雲がもたらし たものである。

(参考文献)

中村一・森真理子, 1999: 1996年7月15日の下館・つくばのダウンバースト, 気象研究ノート, 193, 111-123.



日本でのダウンバーストの発生数に関する特徴を示す。竜巻も同じだが、発生した全 てのダウンバーストを把握することはできないので、ここで示したものはダウンバース トと確認されたものである。統計は、1961年~2016年7月の気象庁竜巻等の突風データ ベースに基づいている。ガストフロントは、ダウンバーストほど強い積乱雲からの冷気 外出流ではないが、環境風も加わることで冷気外出流の先端で発生する突風(5-3節参 照)なので、ガストフロントの事例も含めて評価した。

月別発生確認数(左上図)を見ると、夏季の6~10月に多く、その中でも7月に全体の 4割以上(62/147事例)が発生している。一方、冬季のダウンバーストの発生数は非常に 少ない。冬季では、気温が低く、ダウンバーストの要因となる蒸発の効果は小さい。ま た大気下層の相当温位が低いため、積乱雲内に強い上昇流を作り出す対流有効位置エネ ルギー(CAPE)が小さいので、ダウンバーストの要因となる大きな雹も生じづらい。 これらから、冬季ではダウンバーストの発生頻度は小さくなる。

発生時刻(左下図)を見ると、日中から夕方にかけての11時~18時に発生確認数が多 く、ガストフロントと判断された事例は朝から昼過ぎにかけて多くなっている。また深 夜(23時~6時)でも僅かであるがダウンバーストは発生している。1事例での発生数 (右上図、1981年~1994年の統計結果)を見ると、半数以上の事例で複数のダウンバー ストが観測されており、このような多発事例は米国でもよく見られる(右下図)。

(参考文献)

大野久雄,2001: 雷雨とメソ気象、東京堂出版、309pp.

Fujita, T. T., 1978: Manual of downburst identification for project Nimrod. Satellite and Mesometeorology Research Paper 156, Dept. of Geophysical Sciences, University of Chicago, 104 pp.



ガストフロントは、積雲や積乱雲からの冷気外出流の先端での環境場との境界であ り、その付近で突風(ガスト)を伴うことがある。冷気外出流は重力流的な性質(次 ページ参照)を持つ。強雨を伴う場合が多いが、環境風も加わることで降水域よりも数 10km以上先行する場合がある。気圧の急上昇、風向の急変、気温の急低下を伴う場合が 多い。左図に示した冷気外出流の構造を見ると、その先端部分にはノーズ(鼻)と呼ば れる、流れの遅くなる領域が存在し、その領域では空気塊が上空に持ち上げられ、回転 状の流れが形成される。その上部には冷気層が盛り上がったヘッド(頭)と呼ばれる逆 向きの流れのある領域が存在する。突風がもたらされるのはノーズの後方で、最大風と なる領域である。またノーズの上空には暖湿流が持ち上げられて、凝結するとアーク状 雲が形成され、それによって冷気外出流が可視化される場合がある(右上写真)。ダスト (塵)が巻き上げられることによってガストフロントが可視化されることもある(右下 写真)。

(参考文献)

Droegemeier, K. K., and R. B. Wilhelmson, 1987: Numerical Simulation of Thunderstorm Outflow Dynamics. Part I: Outflow Sensitivity Experiments and Turbulence Dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1180–1210. 小林文明, 1996: ガストフロントに伴って形成されたアーク状の雲. *天気*, **43**, 727-728. 大野久雄, 1994: ニジェールのガストフロント.*天気*, **41**, 7月号カラーページ.



重力流の構造を決める要因について、理論的に考察する。冷気外出流の先端では、相対的に暖かい地表付近の空気塊が上空に持ち上げられ、湿っていれば凝結してアーク状 雲をヘッドの上空に形成する。それと同時に、冷気外出流の先端の地表付近では風のよ どみができる。その領域では、ベルヌーイの法則から風速が小さくなるので、気圧が高 くなり、高圧偏差が作られることになる。冷気外出流の先端の内部でも、アーク状雲を 作る前方の流れほど強くないものの、高圧偏差によって上昇流が形成され、ヘッドの部 分で反時計回りの循環が作られる。この循環によって、ヘッドの下部に低圧偏差が作ら れる。その偏差によって風が強められることで、低圧偏差領域の下部で風速が最大にな り、この領域でガストフロントによる突風が観測されるのである。なお、ノーズやヘッ ド部分で生じる気圧偏差は、大気の重みから計算される静力学的な圧力でなく、動圧と 呼ばれる。竜巻や5-5節で説明するスーパーセル内のメソサイクロンによる気圧低下も同 じく動圧によるものである。

次に、冷気外出流の流速を理論的に見積もってみる。基本場の密度が一定: ρ_0 の無風のブジネスク流体(2-2節参照、冷気外出流の厚さ: $1\sim 2km$)を考え、厚さ:h、密度 差: $\Delta \rho$ 、流速:c(地表面摩擦はないものとし、冷気外出内の流速は一定だとする)の 冷気外出流を図のように想定し、冷気外出流先端が固定された(速度 -cで移動する)系を考える。x 方向の運動方程式では時間変化がなく($\partial u/\partial t = 0$)、移流項と気圧傾度 力が釣り合うので、

$$u\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2}u^2\right) = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial x}$$

が得られる。ここで、p'は基本場からの気圧のずれである。上式を冷気外出流の先端をx = 0とし、遙か遠方の領域間 $[-\infty, \infty]$ で積分すると、

$$\left[\frac{1}{2}u^2\right]_{x=-\infty}^{x=\infty} = -\left[\frac{p'}{\rho_0}\right]_{x=-\infty}^{x=\infty}$$

となる。地上付近では、右端 $(x = \infty)$ で u=-c、 p'=0、左端 $(x = -\infty)$ で u=0、 $p'=\Delta \rho gh$ となるので、これらの値を代入すると、冷気外出流の流速は理論 的に、

$$c = \sqrt{2gh\frac{\Delta\rho}{\rho_0}}$$

のように求められる。しかし、実際の大気はブジネスク流体でもなく、地表面摩擦もある。そこで定数である $\sqrt{2}$ の代わりに内部フルード数 (internal Froude number) Fr_i を導入し、

$$c = Fr_i \sqrt{gh \frac{\Delta\rho}{\rho_0}}$$

として、 Fr_i を推定する。観測値や室内実験、数値実験の結果から Fr_i は0.77~1.4 程度と見積もられている。



竜巻(Tornado)とは、積乱雲(または積雲)に伴って発生する鉛直軸を持つ激しい渦 巻きで、写真のように、しばしば漏斗状または柱状の雲を伴う。漏斗状の雲は、竜巻の 回転(鉛直渦度は1s⁻¹程度以上)による動圧によって気圧低下が大きくなり、気温が低 下することで水蒸気が凝結したものである。この動圧は、回転による外向きの遠心力に 釣り合うように中心部分に向かう気圧傾度力が働くために、中心部分ほど気圧が下がる ことで生じたものである。実際に、気圧が100hPa以上低下したという報告があり、仮に 100hPa低下すると気温は約10℃低下する。低気圧回転(北半球では反時計回り)の竜巻 が大多数だが、逆向きに回転する竜巻も観測されている。ただ遠心力の働く向きは回転 の向きによらないので、竜巻の回転の方向に関係なく、中心部分で気圧低下が生じる。 なお、海上で発生するものは区別して、海上竜巻(waterspout)とも呼ばれる。

写真は1999年5月3日米国オクラホマ州カンザスで観測された藤田スケール5(10秒平均風速:117-141 m s⁻¹)の巨大竜巻で、46人の死者を出した。

(参考文献)

1999年5月3日米国オクラホマ州カンザスで観測された竜巻を解説した米国海洋大気庁NOAAのページ: http://www.nssl.noaa.gov/about/history/may3rd/(2017年2月1日閲覧)



竜巻の発生原理として、鉛直渦の引き伸ばし効果について説明する。鉛直渦は鉛直方 向に軸を持つ、水平方向の循環である。一方、水平渦は水平方向に軸を持つ、鉛直方向 のロール状の循環である。鉛直方向の渦度方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \omega_H \cdot \nabla_H w + \zeta \frac{\partial w}{\partial z} + \pm d \pi$$
 (傾圧性, 摩擦)

には、右辺第一項の立ち上がり項と第二項のストレッチング(引き伸ばし)項に加え て、傾圧性や摩擦による生成項がある。立ち上がり項は水平渦を立ち上げて鉛直渦にす るもので、向きが変わるだけでそれによって渦が強まることはない。渦を強めるのはス トレッチング項であり、上昇流が上空に向かって大きくなっている(*∂w/∂z*が大きい) ほど渦は強化される。すなわち、竜巻は、積乱雲に伴う上昇流がキーとなって渦が強化 されたものである。なお、渦の上に積乱雲がない、もしくは存在しても渦の強化に寄与 していないものは竜巻ではない。

渦が強化される仕組みを具体的に述べる。角運動量:(半径)²×角速度が保存すること で、ストレッチングにより鉛直渦が引き伸ばされて、半径が小さくなると、角速度が格 段に大きくなる。例えば、渦の半径が10分の1になると、角速度は100倍になる。竜巻発 生の原理とは異なるが、この角運動量保存則がフィギュアスケートのスピンで応用され ている。

塵旋風(Dust devil、竜巻ではない)

塵旋風は晴れた日の午後、学校のグラウンドなどでしばしば目撃される。 比較的風が弱く、日射で乾いた地面が強く加熱されると発生しやすい。





米国アリゾナ州 2011年7月 伊藤純至氏撮影

塵旋風は積乱雲ではなく、日射による地面の加熱に伴う上昇流が渦を 強化したもの

ここから、竜巻と混同される現象を紹介する。それらの現象の上空には積乱雲が存在 しておらず、積乱雲の上昇流で鉛直渦が引き伸ばされて発生した訳ではない。混同され る現象の代表例として、つむじ風とも呼ばれる塵旋風(dust devil)があげられる。塵旋 風は晴れた日の午後、学校のグラウンドなどでしばしば目撃される。比較的風が弱く、 日射で乾いた地面が強く加熱されると発生しやすい。塵旋風は積乱雲ではなく、日射に よる地面の加熱に伴う上昇流が渦を強化したものである。2枚の写真とも、上空に小規 模な積雲は存在しているものの、積乱雲はなく、塵(ダスト)を巻き上げることで可視 化されている。



大規模な火災や、火山の噴火に伴う溶岩の流出に伴い発生する火災旋風も竜巻ではない。1923年の関東大震災時には火災旋風(左図)が発生し、発生した東京都豊島区では約3万8千人の死者が出た。右図は米国の山火事で発生した火災旋風である。火災旋風は積乱雲ではなく、火災や溶岩による地表面付近の加熱に伴う上昇流が渦を強化する。また、火災の加熱による上昇流によって火災旋風の上に積乱雲が発生することがあるが、積乱雲が渦の強化に寄与しないので竜巻には分類されない。

(参考文献)

帝都大震災画報, 1923:本所石原方面大旋風の真景, 浦島堂画局出版.

米国魚類野生生物局: http://digitalmedia.fws.gov/cdm/singleitem/collection/natdiglib/id/2635/rec/38(2017年2月1日閲覧)

ガストネード (Gustnado、 竜巻ではない)

積乱雲域から先行したガストフロント上で発生する渦で、渦の上に積乱雲は存在しない、または存在しても積乱雲につながるようなことはない(積乱雲に伴う上昇流が渦の強化に寄与しない)。しばしば地表付近のダストによって可視化され、背が低い。



ガストネード(Gustnado)とは、積乱雲域から先行したガストフロント上で発生する 渦で、渦の上に積乱雲が存在しない、または存在しても積乱雲につながるようなことは ない(積乱雲に伴う上昇流が渦の強化に寄与しない)。そのために、竜巻に分類するこ とは間違いで、日本の文献には誤って竜巻と記述してあるものがあるので注意が必要で ある。また、ガストフロントで発生する全てをガストネードとしている文献もあるが、 ガストフロント上にあっても積乱雲に伴う上昇流によって鉛直渦が引き伸ばされて発生 するものは竜巻である(ガストネードではない)。

ガストネードは写真のように、しばしば地表付近のダストによって可視化されること があるが、背は低い。またガストネードの左側にはガストフロントにともなう上昇流で 巻き上げられたダストも見られる。ガストネードは積乱雲ではなく、地表付近の気流の 衝突に伴う力学的な上昇流や気流の温度差に伴う浮力による上昇流が渦の強化に寄与し て発生する。ガストネードという言葉は米国では一般に使われ、論文等(Doswell and Burgess 1993 など)でも用いられているが、一部では俗語扱いされている。日本では、 "ガストフロント(or局地前線)に伴う旋風"と言うぐらいが無難だと思われる。

(参考文献)

Doswell III, C. A., and D. W. Burgess, 1993: Tornadoes and tornadic storms: A review of conceptual models. The Tornado: Its Structure, Dynamics, Prediction, and Hazards, *Geophys. Monogr.*, **79**, Amer. Geophys. Union, 161–172.



竜巻は、局地前線に伴う竜巻と、スーパーセルと呼ばれる巨大積乱雲に伴って発生するスーパーセル竜巻の2つに分類される。前者はスーパーセル竜巻と区別して、非スーパーセル竜巻とも呼ばれる。局地前線に伴う竜巻は、海上で発生することが多く、上の写真のように、同時に複数の竜巻が同間隔で観測されることがある。藤田スケールF2以上の竜巻のほとんどはスーパーセルに伴って生み出されている。そのため、下の写真に見られるような積乱雲がネジ状に上に向かって反時計回りに回転しているなどのスーパーセルの特徴を把握しておくことが重要である。米国ではスーパーセルが観測された事例では、20~30%の割合で竜巻を発生している。逆に言えば、スーパーセルが発生したら、必ず竜巻が発生するわけではない。スーパーセルの特徴については、5-5節で詳しく説明する。

(参考文献)

Markowski, P. and Y. Richardson, 2010: Mesoscale Meteorology in Midlatitudes、Wiley, 430pp. 米国海洋大気庁NOAAの写真図書館のページ: http://www.photolib.noaa.gov/htmls/nssl0393.htm(2017年2月1日閲覧)



局地前線に伴う竜巻(非スーパセル竜巻)の発生機構について説明する。ここでは、 北東から相対的に冷たい空気、南西から暖湿な空気が流入し、局地前線が形成されてい るケースを想定する。局地前線上では2つの空気の流れによって鉛直渦が形成されるだ けでなく、左下図①のように暖湿な空気が冷たい空気の上に乗り上げて、上昇気流を作 り出し、不安定な大気状態なら局地前線上に積乱雲が発生する。

右上図②のように積乱雲が発達しながら移動し、右下図③のように特に強い鉛直渦の ある局地前線の上空に上昇気流が移動してくると、鉛直渦が引き伸ばされて竜巻が発生 する。このような局地前線は陸上から海上に向けて相対的に冷たい陸風が吹き出し、陸 に向かう暖湿な空気との間に作られることが多い。そのため、局地前線に伴う竜巻は沿 岸部で多数観測されている。



強い竜巻をしばしば発生させるスーパーセルの特徴を示す。スーパーセルの定義は、 積乱雲内に 0.01 s⁻¹以上の大きな鉛直渦度を持つ直径2~10km程度のメソサイクロンが存 在していることである。それ以外の特徴をこの後述べるが、必ず全てが備わっていなく ても、メソサイクロンの定義を満たせばスーパーセルに分類される。

気象レーダーの降水強度で確認できる水平スケールは数十kmもあり、衛星の雲画像で 確認できる上層のかなとこ雲(絹雲)まで含めると100kmを超えるものもある。寿命は2 ~4時間で、通常の積乱雲のもの(~1時間、3-2節参照)と比べると、かなり長寿命であ る。長寿命になるためには、上昇流域と下降流域が分離していることが必要で、上図の ようにスーパーセルには巨大な回転している上昇流と下降流からなる循環が卓越してい て、その条件が満たされている。上昇流はメソサイクロンによる気圧低下も寄与して、 20 m s⁻¹ 以上になることがほとんどである。そのような強い上昇流域では、大きな雨粒 (落下速度~8 m s⁻¹)でも落下してくることができず、気象レーダーでの降水強度が非 常に弱くなる。気象レーダーでの反射強度が非常に弱い領域の構造から、その領域は ヴォルト(「丸天井」の意味)と呼ばれている(下図)。ヴォルトの上空にはオーバー ハングしているエコー領域が存在し、その下部はエンブリオカーテンと呼ばれている。 エンブリオカーテンでは、強い上昇流により氷粒子は上下運動して、あられが成長して 雹が生成する。このような構造上の特徴を示すスーパーセルのことは特別に、"古典的 スーパーセル"と呼ばれ、区別されることがある。

スーパーセルは、上空ほど風が強く、時計回りに風向が変化しているときに発生しや すい。この特徴を判断する指数が、3-4節で紹介したストームに相対的なヘリシティ (SREH)である。ヴォルトが消えはじめ、下降流が強くなるとしばしばフックエコー 近傍(上図参照)に強い竜巻が発生する。竜巻の発生機構については、5-6節で説明す る。



ここから、スーパーセルの発生・発達過程を図解説する。まず、暖湿な大気下層の空 気塊が自由対流高度まで持ち上げられることで、積乱雲が発生する。もちろん1-3節の説 明にあるように、自由対流高度まで空気塊を持ち上げてくれる外部強制力が必要であ る。なお、この発生過程は通常の積乱雲と同じで、積乱雲の発生段階では前ページで示 したスーパーセルの特徴を示していない。スーパーセルが発生するときの風の場は、上 図右上に示したように、上空に向かって風向が時計回りに回転している。このように下 層と上空の風に風向差があると、下図のように大気下層に強い水平渦ができる。



下層と上空の風速差(鉛直シア)によって作られた水平渦は、図のように、積乱雲内の強い上 昇流で持ち上げられる。また、その強い上昇流で大量の雲水が上層に持ち上げられ、過冷却水 滴(0℃以下でも凍らないで、雲水のままで存在しているもの)となり、雪や雲氷に付着すること (ライミング)であられが形成される。



強い上昇流で持ち上げられた下層の水平渦は図のように立ち上がって、鉛直渦となり、回転成分をもつ強い上昇流が出来上がる。同時に、上昇流だけでなく、積乱雲自身も回転するようになる。この回転の周期を、同心円状に等角速度 Ω で運動していることを仮定して見積もってみる。中心から半径 r の場所の風速を v とすると、渦度 ω は $\omega = 2v/r$ となる。また $\Omega = v/r$ なので、 $\Omega = \omega/2$ の関係が得られる。周期 T は $T = 2\pi/\Omega$ なので、 $T = 4\pi/\omega$ となる。 ω をメソサイクロン基準となる 10^2 s⁻¹ とすると、 T は1256秒(~20分)と見積もることでき、メソサイクロンの渦度が基準よりも強くなればなるほど周期は短くなる。また雲頂を15kmとし、その高度まで平均 12.5 m s⁻¹の上昇流で達すると仮定すると20分掛かるので、雲頂までに1回転以上することになる。数ページ前に示した写真でもそのように回転している様子が伺える。



下層の水平渦が立ち上がった鉛直渦は、図のようにメソサイクロンを高度3~5km付近 に形成する。このメソサイクロンに伴う渦度が 0.01 s⁻¹以上に達すると、スーパーセルが 発生したことになる。なお、通常の積乱雲内の上昇流も値は小さいものの、鉛直渦度を 持っている。これは地表摩擦などにより、大気下層には水平渦が存在し、その渦が積乱 雲に伴う上昇流で立ち上げられるためである。

メソサイクロンの回転の効果(遠心力に対する気圧傾度力(動圧))によって、メソ サイクロンの領域で気圧低下が生じる。この気圧低下により、上向きの気圧傾度力が生 じ、上昇流がさらに強まり、30~40 m s⁻¹になることもある。この強い上昇流内では、降 水物質は落下できずに、雲内に留まり、さらに大きく成長する。参考までに終端落下速 度は、直径8mmの雨滴 8 m s⁻¹(直径8mm以上になると雨滴は分裂する)、直径5mmのあ られで 3 m s⁻¹、直径2(5)cmの雹で 16(33) m s⁻¹ である。強い上昇流域では降水物質(3~ 5cmクラスの雹は除く)は落下しないので、生成した雲水だけとなり、気象レーダーの 反射強度が非常に弱くなる領域となる。その領域はヴォルト(丸天井)と呼ばれる。 ヴォルトの上空では、あられは雲内を上下に移動しながら直径5mm以上に成長し、雹に なる。



降水物質の一部は積乱雲が回転しているので、後方に飛ばされ、強い上昇流が存在しない異なる場所で落下する。この落下によって、周囲の空気を引きずり下ろす効果(荷重の効果、3-2節参照)で下降流が形成される。



下降流内での降水の蒸発冷却の効果も加わり、地上に達した下降流はガストを伴う冷 気外出流となり、その先端にはガストフロント(5-3節参照)が形成される。このガスト フロントは、スーパーセル前方の降水域で形成される前方ガストフロント(front frank gustfront: FFG)と呼ばれる別のガストフロントと区別するために、後方ガストフロント (rear frank gustfront: RFG)と呼ばれることが多い。強い上昇流で持ち上げられた雲氷は 上空で、かなとこ雲として広がる。このかなとこ雲の広がりまで考慮すると、スーパー セルの水平スケールは100kmを超えることがある。



ガストフロントは、上昇流を作り出す大気下層の空気と出会うことで強化される。また大量の降水物質の落下により、フックエコーが形成される。



フックエコーの先端のガストフロント付近の鉛直渦がメソサイクロンに伴う強い上昇 流で引き伸ばされて竜巻が発生する。なお、今まで説明してきたスーパーセル内に作ら れるメソサイクロンは高度3~5kmに存在するので、そのメソサイクロンに伴う上昇流は 地上付近では竜巻を発生させるほど強くない。竜巻発生時には、別のメソサイクロンが より下層の高度1km付近に形成し、そのメソサイクロンに伴う上昇流が竜巻を発生させ る。そのメソサイクロンはスケールが小さいことから、マイソサイクロンと呼ばれるこ とがある。また2つのメソサイクロンを、中層のメソサイクロン、下層のメソサイクロ ンと区別することもあり、具体的には5-6節のつくば竜巻のケースで説明する。



スーパーセル竜巻は、フックエコー先端のガストフロント付近に存在する大気下層の 鉛直渦をメソサイクロンに伴う上昇流が引き伸ばして発生することについては前節で説 明した。ここでは竜巻のもとになる強い鉛直渦がどのように作られるかを、2006年9月 17日に宮崎県延岡市で発生した竜巻(以降、延岡竜巻)と2012年5月6日茨城県つくば市 で発生した竜巻(以降、つくば竜巻)を例に説明する。

延岡竜巻は藤田スケールF2(7秒平均風速:50~69 m s⁻¹)と推定され、日豊本線の特 急電車を脱線・転覆させるなどの被害を発生させた。この竜巻を生み出したスーパーセ ルは、鹿児島県の西南約200kmの東シナ海上で北北東に進んでいた台風第13号の進行方 向右側の領域で発生した。この領域では大気下層で東よりの風、上空ほど南よりの強い 風に変化していて、ストームに相対的なヘリシティ(SREH)が300 m² s⁻² 以上になって いた。F2以上の強い竜巻を生み出すスーパーセルが発生しやすいSREHの目安は300 m² s⁻² 以上なので、そのような大気状態であった。また延岡竜巻事例にも当てはまることだ が、台風の周辺で発生するスーパーセルは雲頂高度が7km程度と低い場合が多く、通常 のスーパーセルと区別して、ミニスーパーセルと呼ばれることがある。

通常のガストフロント付近の鉛直渦は、引き伸ばされても竜巻になるほどの強さでは ない。そのような渦が全て竜巻になると大変である。その鉛直渦がさらに強まらない と、竜巻になる渦になれない。延岡竜巻のケースでは数値シミュレーションの結果か ら、冷気外出流内にさらなる強い外出流であるサージが大量の降水物質の落下により作 られ、それがフックエコー先端のガストフロント付近の鉛直渦の強化に繋がり、竜巻発 生のトリガーになっていたことが考えられている。

(参考文献)

Mashiko, W., H. Niino, and T. Kato, 2009: Numerical simulation of tornadogenesis in an outer-rainband minisupercell of Typhoon Shanshan on 17 September 2006. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 4238–4260.



2012年5月6日に発生したつくば竜巻は、5-5節で紹介した古典的スーパーセルの特徴を 持った巨大積乱雲によって引き起こされた(気象庁が行った現地調査の報告は下記の参 考文献にまとめられている)。衛星雲画像で確認すると、スーパーセルの水平スケール は100km以上であった。つくば竜巻は藤田スケールF3(5秒平均風速:70~92 m s⁻¹)と 推定され、多重渦構造も確認され、右下の写真のように大きな災害をもたらした。また この事例では、30分以内の間に約20km北側で別の積乱雲によって、別の2つの竜巻が発 生した。このようにほぼ同じ時間帯の近傍で竜巻が複数観測されることは、米国だけで なく日本でもよくあることである。

(参考文献)

平成 24 年 5 月 6 日に発生した竜巻について(報告): http://www.jma.go.jp/jma/press/1206/08b/toppuhoukoku120608.pdf(2017年2月1日閲覧)



つくば竜巻をもたらしたスーパーセルが発生したとき(5月6日12時)の環境場の特徴 を、つくば竜巻の再現に成功した数値シミュレーションの結果から見てみる。スーパー セルが発生した付近の温位エマグラムとホドグラフをそれぞれ、左図と右図に示す。 950hPa気圧面(~高度500m)より下層の相当温位は329Kであり、5月の関東平野南部の 平均(~315K)よりは高いものの、飛び抜けた高値ではない(最大値~350K)。上空 を見ると、500~600hPa気圧面付近の飽和相当温位が315Kであり、上空の気温がかなり 低かったことがわかる(500hPa気圧面の気温~-18℃)。この下層の相当温位と上空の飽 和相当温位の差により、大気の不安定度は高くなり、対流有効位置エネルギー (CAPE、1-3節参照)は2000 J kg⁻¹であった。

ホドグラフ(右図)を見ると、地表付近では南風 10 m s⁻¹で、上空に向かって時計回 りに風向を変え、高度4kmでは南西風 30 m s⁻¹になっている。このプロファイルを用い て実際のスーパーセルの動き(図の赤ベクトル)からストームに相対的なヘリシティ (SREH)を計算すると、385 m² s⁻²となり、延岡竜巻同様に、F2以上の強い竜巻を生み 出すスーパーセルが発生しやすいSREHの目安(300 m² s⁻² 以上)を超えていた。 EHI=(CAPE×SREH)/160000を計算すると4.8 になり、この値も顕著な竜巻が発生する可 能性が高いことを示している。またスーパーセルの移動ベクトルは高度6kmまでの平均 風ベクトルに対して、右側に27.1度、大きさは69%であった。このことは、スーパーセ ルの移動時よく見られる平均風に対して右側に移動する特徴(right moving)が、この ケースでも明確に見られたことを示している。

(参考文献)

Mashiko, W., 2016a: A Numerical Study of the 6 May 2012 Tsukuba City Supercell Tornado. Part I: Vorticity sources of low-level and midlevel mesocyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **144**, 1069-1092.



水平分解能50mの気象庁非静力学モデルによる、つくば竜巻の再現結果を三次元的に 示したものである。地表のカラーは地上気温、灰色の部分は雲水がある領域、半透明の 緑の部分は 20 m s⁻¹以上の上昇流域、赤の部分は 0.4 s⁻¹以上の鉛直渦度のある領域で竜 巻を示している。ガストフロント付近で下層の渦が引き伸ばされ竜巻が形成されている 様子がわかる。



ガストフロント付近の鉛直渦を引き伸ばすためには、高度3~5kmに存在する中層のメ ソサイクロンに伴う上昇流では不十分で、別途より下層に別のメソサイクロンが形成す る必要がある。その下層のメソサイクロンが形成されるタイミングをつくば竜巻の数値 シミュレーションの結果から見てみる。ここで示した図は、高度1kmのメソサイクロン もしくはそれに準じた鉛直渦を中心とした半径5kmの円内での最低気圧偏差(左図)と 最大上昇流(右図)の時間-高度断面図である。

竜巻発生前の高度3~5kmに見られる最低気圧偏差は、中層のメソサイクロンに伴うもので、高度1kmより上空には20ms⁻¹以上の強い上昇流が持続的に見られる。竜巻の発生5分前頃から高度1km付近に大きな負の気圧偏差が見られるようになり、これが下層のメソサイクロンに対応するものである。このメソサイクロンの気圧低下に伴って高度1km以下で、上昇流が急激に強化され、20ms⁻¹以上の強い上昇流が竜巻発生直前には高度400m付近に達している。この強い上昇流によってガストフロント付近の鉛直渦が引き伸ばされて竜巻が発生するのだが、その鉛直渦も十分に強化されていることが必要である。すなわち、下層のメソサイクロンの形成・発達は竜巻発生の必要条件でしかない。

(参考文献)

Mashiko, W., 2016a: A Numerical Study of the 6 May 2012 Tsukuba City Supercell Tornado. Part I: Vorticity sources of low-level and midlevel mesocyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **144**, 1069-1092.



ガストフロント付近の鉛直渦の強化について考察する。竜巻になった渦の起源をみる ために、発生直後の竜巻を取り囲むように配置したリングを12分前まで遡ってみた。そ の結果、竜巻の渦はフック先端の降下する降水コア付近で主に生成されていることがわ かった(左図の暖色系の部分)。その渦が強まった要因について、フック周辺(右上図 のピンク破線の領域)での全降水物質の混合比の最大値の時間-高度断面図(右下図)を 見ると、降水コアの落下に伴って傾圧性(黒線)が増大していることがわかる。この傾 圧性の増大によって渦が強まっていた。以上から、フック先端の降水コアの落下が竜巻 発生の前兆現象である可能性が考えられる。

(参考文献)

Mashiko, W., 2016b: A Numerical Study of the 6 May 2012 Tsukuba City Supercell Tornado. Part II: Mechanisms of Tornadogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, **144**, 3077-3098.



米国(青と水色棒)と日本(赤とオレンジ棒)の竜巻発生数の2015年までの年別推移 を示す。水色とオレンジ棒は藤田スケールF2(風速 50 m s⁻¹)以上の強い竜巻の発生数 である。米国と日本とで、縦軸の値が20倍異なっている。2007年2月以降、米国では改 良藤田スケール(EF)が採用になったが、ここではEFスケールとFスケールの数値は同 等として取り扱った。日本でも、2016年4月から日本版改良藤田スケール(JEF)が採用 されることになった。なお、全ての竜巻の発生を把握することができないので、ここで 示した推移は竜巻が確認された数である。米国と日本の面積比が約25.5であり、1961年 ~2015年の竜巻発生確認数の比が約61.2(米国:54682、日本:893)なので、日本での 単位面積当たりの竜巻の発生確認頻度は米国の約0.42倍である。米国に比べて、半数程 度の頻度であり、日本での竜巻確認数は世界的にみて少ないわけではない。

発生確認数の推移は、近年増加傾向にあるように見える。しかし、米国の場合は1990 年~1997年にドップラーレーダー網の展開があり、日本の場合は2006年に宮崎県延岡市 と北海道佐呂間町でのF2~F3の竜巻が発生したために気象庁に通報される突風事例が多 くなったことで、竜巻と確認されるケースが多くなったことが背景にある。すなわち、 観測システムや人為的な要因が大きく、竜巻の発生数が近年増えているかどうかは判断 できない。ただ、F2以上の強い竜巻なら近年に限らず被害も大きいことから、そのよう な強い竜巻のほとんどは確認されていると考えられる。しかし、F2以上の強い竜巻(水 色とオレンジ棒)の発生確認数の推移は、近年増えているようには見えず、逆に減って いるようである。



日本での竜巻の月別・時刻別発生確認数を、ダウンバースト・ガストフロントとの比較も含めて、その特徴を述べる。統計には気象庁竜巻等の突風データベースを用いて、 1991年~2015年を対象とした。竜巻の数には、「竜巻またはダウンバースト」と判断された6事例を含む一方、「海上竜巻」は除外している。またダウンバースト・ガストフロントの数は、「ダウンバースト」、「ガストフロント」、「ダウンバーストまたはガストフロント」と判断された事例の総数であり、「竜巻またはダウンバースト」は含めていない。

竜巻の月別発生確認(以降、発生と略す)数(左図)を見ると、台風が日本列島に数 多く接近・上陸する9月が一番多い。これは、台風接近時にその進行方向前方右側で スーパーセルが発生しやすい大気状態が作られやすいことが大きな要因となっている。 一方ダウンバースト・ガストフロント(以降、ダウンバーストと略す)は7月に一番多 く発生し、9月は多くない。冬季を挟んで11月~5月にはダウンバーストがほとんど観測 されない一方、竜巻は1月~3月でも平均的にみて各年1回以上発生している。冬季に発 生する竜巻の多くは日本海側で発生している。

発生時刻別(右図)では、竜巻、ダウンバーストともに、昼頃から夕方にかけての日 中に多く発生している。これは日中の昇温によって、大気下層の相当温位が高くなるこ とで、対流有効位置エネルギー(CAPE)が大きくなり、強い上昇流を持つ積乱雲が発 生しやすくなるためである。ただ、ダウンバーストの夜間の発生数はかなり少ないが、 竜巻は夜間でも季節に関係なく数多く観測されている。



強い竜巻を発生させるスーパーセルは、大気下層の水平渦を積乱雲内の強い上昇流が 持ち上げることで、鉛直渦度 0.01 s⁻¹ 以上を持つメソサイクロンが積乱雲内に形成され ることで作り出される。そのためには、大気下層の鉛直シアが大きく、積乱雲内に強い 上昇流が形成される必要がある。前者はストームに相対的なヘリシティ(SREH、3-4節 参照)、後者は対流有効位置エネルギー(CAPE、1-3節参照)で診断することができ る。両者は突風を診断するための指数なので、突風関連指数と呼ばれる。自由対流高度 や浮力がなくなる高度など、積乱雲の発生・発達に関わる指数も突風関連指数として利 用されている。

スーパーセル発生の下限だとされるSREHの閾値は 150 m² s⁻²であり、その閾値以上の 条件を満たす出現頻度を右上図に示す。出現頻度はMaddox (1976)の方法を用いて、 2001年~2007年の気象庁領域解析(水平分解能:20km、4解析値/日)から算出した。北 ほど出現頻度が高くなっているのは、偏西風波動である低気圧が頻繁に通るためで、陸 地で高くなるのは地上摩擦が大きく、地表風が小さくなるためである。また、関東地方 から東側に高頻度領域が見られる。その領域でSREHが大きくなるのは、日本列島の地 形の影響を受けて大気下層で南風成分、上空で北風成分を多く持ちやすいためである。 右下図に示したCAPEは850hPa気圧面より下層で最大の相当温位を持つ空気塊を持ち上 げて算出したもので、ここでは閾値を 200 J kg⁻¹とした。閾値を低めにしたのは、冬季日 本海側での竜巻も対象にしたいためである。南ほどCAPEの閾値を超える出現頻度が高 く、これは海面水温が高く、大気下層の相当温位が高いためである。

SREHまたはCAPEが閾値を超える出現頻度分布と竜巻発生分布を比較しても、高出現 頻度域同士の対応が見られない。しかし、2つの条件をともに満たす高出現頻度域は竜 巻が数多く発生している領域とよく対応している。

(参考文献)

Maddox, R. A., 1976: An evaluation of tornado proximity wind and stability data. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 133–142.



竜巻発生を全て把握することが困難なことは既に述べたとおりであり、その発生確認 数から竜巻発生の気候変動を議論することは避けるべきである。そこで、前ページで説 明した突風関連指数である、SREHとCAPEを用いて、竜巻が発生しやすい環境場の出現 頻度の推移をみることで、竜巻発生に関する気候変動を考察してみる。SREHとCAPEの 閾値はそれぞれ 150 m² s⁻² と 200 J kg⁻¹ とし、1958年~2015年の気象庁長期再解析データ (JRA-55)から算出した。SREHはMaddox (1976) とBunkers et al. (2000)で算出した値の

最大値を採用した。

左図は期間後半(1987年~2015年)と前半(1958年~1986年)での出現頻度の差であ る。沖縄諸島を除く、日本列島のほとんどが増加傾向を示している。特に、西日本で増 加傾向が顕著で、その増加に対しては夏期(6月~8月)の寄与が大きい(図略)。竜巻 がよく発生する6地域(右上図)の年変化を右下図に示す。細線が年変化で、太線は5 年間の移動平均したもの、直線は最小二乗法で増加傾向を示したものである。九州北部 や四国で増加傾向が大きく、沖縄本島付近では減少傾向が見られる。その他の領域では 年変動はあるものの、増加傾向も減少傾向も見られない。ただどの領域でも、年変動だ けでなく、10年規模で出現頻度が大きく増減している。

(参考文献)

Maddox, R. A., 1976: An evaluation of tornado proximity wind and stability data. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 133–142. Bunkers, M. J., B. A. Klimowski, J. W. Zeitler, R. L. Thompson, and M. L.Weisman, 2000: Predicting supercell motion using a new hodograph technique. *Wea. Forecasting*, **15**, 61–79.



竜巻発生の将来変化を直接予測するためには、竜巻を再現できる数値モデルを用いる 必要がある。ただ、竜巻を再現するには少なくとも水平解像度100m以下の数値モデルを 用いる必要があり、長時間積分を行う将来予測ではそのようなモデルの利用は不可能な のが現状である。そこで、強い竜巻をもたらすスーパーセルが発生しやすい環境場の変 化をみることで、竜巻発生の可能性の変化を推測した研究を紹介する。

数値実験は、CO² 濃度が今世紀末に約2倍になる設定(A1Bシナリオと呼ばれ、右上 図の複数の数値モデルの結果では今世紀末に全球平均で約2.8℃の上昇が予想されてい る)で、水平分解能20kmの数値モデルの現在気候(1979年~2003年)と将来気候(2075 年~2099年)をそれぞれ25年間計算した。その結果を用いて、CAPE ≥ 500 J kg⁻¹ と SREH ≥ 150m² s⁻² の 2 つの条件を満たす場合の出現頻度を求めた(下図)。図の破線部 分は優位な増加が認められた領域、紫色は現在気候の出現頻度が0.1%以下かつ増加率が 3%以上の領域(現在気候では竜巻は発生しないが、将来気候では発生の可能性のある領 域)、白色は将来気候の出現頻度が0.1%以下の領域を示す。SREHはBunkers et al. (2000) の方法で算出した。

春期(3月~5月、下左図)では、日本列島全域で1.5倍以上、九州以北の多くの領域で 3倍以上の増加が推測され、北ほど増加率が大きい傾向にある。夏期(6月~8月)や秋 期(9月~11月)では、春期ほどではないものの、南西諸島を除いて、2倍前後の増加率 になっている。特に、東北や北海道では3倍以上の領域も存在する。このことから、現 在気候に比べて、将来気候では南西諸島を除いて、2~3倍の頻度で竜巻が発生する可能 性が示唆される。夏期の南西諸島の減少傾向は、前ページで示した気候変動でも見られ ており、その傾向が継続する予測になっている。 SREH≥150m² s²の出現頻度にほとん ど変化がなかったので、竜巻発生の可能性の増加要因はCAPEの増大で、海面水温が上 昇することで大気下層の相当温位が高くなったためである。海面水温の上昇は極に近い ほど大きく、そのために北ほど増加率が大きくなっている。 (参考文献)

IPCC, 2007: http://www.ipcc.ch/publications_and_data/ar4/syr/en/contents.html (2017年2月1日閲覧) Muramatsu, T., T. Kato, M. Nakazato, H. Endo, and A. Kitoh, 2016: Future Change of tornadogenesisfavorable environmental conditions in Japan estimated by a 20-km-mesh atmospheric general circulation model, *J. Meteor. Soc. Japan*, **94A**, 105-120.

Bunkers, M. J., B. A. Klimowski, J. W. Zeitler, R. L. Thompson, and M. L.Weisman, 2000: Predicting supercell motion using a new hodograph technique. *Wea. Forecasting*, **15**, 61–79.


第6章では降雪、時には大雪を引き起こす冬季のメソ対流系擾乱について説明する。 日本海上で発生する雪雲の多くは、不安定な大気状態(1-3節参照)で発生する対流雲で あり、大量の降水をもたらすものは積乱雲と呼んでも支障はない。その雪雲は日本海側 を中心に降雪をもたらすが、気圧配置によって山岳域で降る山雪と平野部で降る里雪に 分けられる。その違いについては6-1節で説明する。6-2節では、日本海上に着目して、 大陸から大気下層に寒気が流入した際の気団変質過程のメカニズムを解説する。また、 日本海上では雪雲が列状に並んだ筋状雲が見られ、その生成要因を熱対流であるベナー ル対流と比較することで説明する(6-3節)。最後に、日本海寒帯気団収束帯(JPCZ) の形成とその構造について説明する(6-4節)。



年平均最深積雪分布の平年値(1981年~2010年)を見ると、多雪域は日本海側の山岳 地域に分布している。これは、山岳風上斜面での強制上昇によって雪雲が発達して、大 量の降雪をもたらすためである。このような山岳域での降雪を山雪という。この分布図 からはわからないが、降雪域の中心が海岸平野部に見られることもある。そのような降 雪は里雪と呼ばれ、里雪時に雪雲を発達させる仕組みについては6-1節で説明する。

東北から北海道を除き、太平洋側では降雪量が少ない。冬季に、この地域に降雨や降 雪をもたらす擾乱のほとんどが南岸低気圧である。そのため、暖流(黒潮)の影響で大 気下層の気温が極端に低下することができず、上空では雪であっても、地上に落下する までに融解して降雨となり、降雪が観測されることは少ない(山岳域を除く)。ただ、 大陸から大気下層に強い寒気が流出した直後に、関東甲信地方でも南岸低気圧によって 降雪が観測されることがある。沖合が暖流ではなく、寒流(親潮)になる東北から北海 道の太平洋側では、大気下層の気温が低いので南岸低気圧による降水は降雪となり、大 雪がしばしばもたらされる。



代表的な山雪と里雪の降水分布の特徴を示す。山雪型の代表例として、2005年12月18 日~19日の降雪量分布(左図)を示す。標高の高いところに降雪のピークが見られる。 一方、里雪型の代表例として、2001年1月15日~16日の降雪量分布(右図)を示す。山 雪型と対照的に海岸部に降雪のピークがあり、標高の高いところでは降雪は少ない。以 降、この2つのケースについて、気象場の特徴を見てみることにする。



山雪と里雪の違いを地上天気図で見てみる。両ケースとも、北海道からその東側が低 気圧、大陸側が高気圧であり、典型的な冬型の気圧配置になっている。しかし、山雪型 のケース(2005年12月18日21時、左図)では、発達した低気圧の位置が日本列島に近 く、そのために日本海上での等圧線の間隔が狭くなっている。一方、里雪型のケース (2001年1月16日9時、右図)では、発達した低気圧の中心が日本列島のはるか東方海上 にあり、日本海上の等圧線間隔が山雪型に比べて、かなり広がっている。



山雪型と里雪型で、地上天気図に見られる日本海上の等圧線の間隔が異なることを述べた。等圧線の間隔が狭いほど気圧傾度力が大きくなり、それとバランスする地衡風 (北西の季節風)も強くなる。地上天気図と同時刻の地表付近の風(気象庁領域解析から作成)を見ると、山雪型のケース(左図)での風速は日本海側の沿岸部まで広い範囲で15 m s⁻¹ 以上とかなり大きくなっている。一方、里雪型のケース(右図)では日本海上の風速が山雪型の半分程度で、日本海側の沿岸部では風はかなり弱い。山岳の強制上昇による雪雲の発達に加えて、この風の強弱が降雪の降る場所を左右する。雪の落下速度は 1 m s⁻¹ 程度なので、高度2kmから落下するのに鉛直流がなければ、30分以上掛かる。その間に、風速が 15 m s⁻¹ なら水平方向に30km移動することになる。里雪型のケースでは弱風のため移動距離が短いので平野部で降雪となり、山雪型のケースでは山岳域まで強風により雪が流されてしまう。

弱風は日本海沿岸部でしばしば観測される降雪バンドの形成(Eito et al. 2005; Ohigashi and Tsuboki 2005)にも影響する。日本海には対馬暖流が存在し、日本海側の山陰〜新潟地方の沿岸部では冬季の海面水温は10℃前後とかなり高い。そのため風が弱くなると、陸上よりも海上の方が地表気温がかなり高くなり、陸風(陸上から海上に向かって吹く風)が吹きやすくなる。その陸風と季節風との収束により、降雪バンドが形成され、平野部に大雪がもたらされることがある。

(参考文献)

Eito, H., T. Kato, M. Yoshizaki, and A. Adachi, 2005: Numerical simulation of the quasi-stationary snowband observed over the southern coastal area of the Sea of Japan on 16 January 2001. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 551-576. Ohigashi, T, and K. Tsuboki, 2005: Structure and maintenance process of stationary double snowbands along the coastal region. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, .331-349



下層寒気を判断するのに用いられている850hPa気圧面の気温(気象庁領域解析から作成)から、山雪型と里雪型の違いを比較してみる。2つのケースで時期に違いがあり、山雪型のケース(左図)は12月18日、里雪型のケース(右図)は1月16日とほぼ1ヶ月異なり、その違いも加わり、里雪型の方が大陸での寒気は強くて低温になっている(広い範囲で-25℃以下)が、両ケースとも大陸から日本付近に寒気が吹き出している様子がわかる。山雪型では、寒気の広がり(図の青破線)は小さいが、寒気にともなう風は日本海上で20~30 m s⁻¹とかなり強い。一方里雪型では、寒気は広範囲におよび、日本海上の風は10 m s⁻¹程度と強くない。

-15℃の等値線(図の青太線)で見ると、山雪型のケースでは、大陸内陸部の気温が相対的に高いが、風の強い沿海州から日本海上の領域での気温が低くなっている。その結果として、両ケースとも、北陸〜新潟地方の沿岸部の気温は-10〜-15℃になっている。 参考までに、12月18日と1月16日の輪島での850hPa気圧面気温の平年値はそれぞれ-4.5℃と-6.8℃であり、2℃以上の差がある。



山雪型と里雪型の典型例とした2つのケースでは、日本海側沿岸部での大気下層の気 温に差がほとんどなかったことを示した。ここでは、雪雲の発達しやすさの診断材料と なる大気の安定度をみるために、上空の気温を比較する。図は気象庁領域解析から作成 した500hPa気圧面の気温と風である。山雪型のケース(左図)では、気圧の谷に伴う寒 気のピーク(軸)が日本列島を通過中であり、日本海上空はその後面に位置している。 一方、里雪型のケース(右図)では、寒気のピークは日本海上に存在している。これ は、305~315K等温位面上で確認できる高渦位域が日本列島上空を広く覆っているため である。500hPa気圧面の気温差を見ると、里雪型の方が北陸~新潟地方で5℃程度低く なっている。下層大気の気温に差がなかったので、里雪型の方が日本海上の大気の安定 度は低く(気温減率が大きくなり)、雪雲(積乱雲)が発達しやすい大気状態であるこ とがわかる。



日本列島の日本海側に降雪、時には大雪をもたらす雪雲が発生・発達するための環境 場が、日本海上で作られる過程について説明する。冬季日本海上での雪雲の多くは対流 雲であり、1-3節で説明した不安定な大気状態の中、発生・発達する。その大気状態を作 り出す大気下層の空気の起源は、中国大陸上から流出した乾燥・寒冷な空気である。不 安定な大気状態が作られるためには、上空の飽和相当温位 θ_e^* よりも大気下層の相当温 位 θ_e が高くなる必要がある。乾燥・寒冷な空気の θ_e は非常に低く、例えば地表付近の 気温が-20℃で相対湿度が0%に近いと、 θ_e は温位とほぼ同値でおよそ253Kである。一 方、500hPa気圧面の θ_e^* がその値になる気温を、温度エマグラムの湿潤断熱線から読み 取ると-65℃である。-65℃のような強烈な寒気に上空が覆われるようなことは考えられ ず、単に大気下層に θ_e =253Kの空気が流入しても不安定な大気状態は作り出されること はなく、対流は決して発生しない。

一級の寒気が存在するときの500hPa気圧面の気温が-40℃である場合の θ_e^* の値は、同様にエマグラムから285Kと読み取ることができる。このことから、雪雲が発生するためには θ_e =253Kの大気下層の空気は日本海上で、 θ_e が285K以上の相対的に暖湿な空気へと変質する必要がある。この変質過程は気団変質過程と呼ばれる。具体的には、対馬暖流の影響で相対的に暖かい日本海の海面から、大量の熱(顕熱)と水蒸気(潜熱)が大気側に供給されることで暖湿な空気へと変質する。

日本海上での顕熱(SH)と潜熱(LH)の大気側への輸送量をバルク法で見積もって みる。SHとLHはそれぞれ、

$$SH = C_{pd} C_T V_s (SST - T_s)$$
$$LH = L_v C_q V_s (q_{vs} - q_v)$$

のようにバルク法で記述できる。ここで、 V_s :海面付近の風速(m s⁻¹)、SST:海面水温 (°C)、 T_s :海面付近の大気の温度(°C)、 q_{vs} :海面水温における飽和水蒸気量(g kg⁻¹)、 q_v :大気の水蒸気量(g kg⁻¹)、 C_T :温度のバルク係数、 C_a :水蒸気のバルク係数、 C_{pd} :乾燥空気 における定圧比熱(1004 J K⁻¹ kg⁻¹)、 L_v : 水から水蒸気への蒸発熱(2.50x10⁶ J kg⁻¹)である。バルク係数はともに海上では0.00125程度である(近藤 1982)。このバルク法の式に、冬季日本海上の平均的な値($V_s \sim 10 \text{ m s}^{-1}$, SST - $T_s \sim 10 \circ \mathbb{C}$, $q_{vs} - q_v \sim 6 \text{ g kg}^{-1}$)を代入すると、SH ~ 125 W m⁻², LH ~ 190 W m⁻² となり、LH を1日当たりの降水量に換算する(×3600×24/ L_v)と約6.5mmの蒸発量になる。

(参考文献)

近藤純正,1982: 大気境界層の科学 - 理解と応用 -, 東京堂出版,219pp.



日本海上の熱・水蒸気輸送の季節変化を見てみる。図は1978年4月からの1年間につい て日本海を取り巻く高層気象観測データ、衛星雲データ、日本海上のブイのデータなど を用いて算出し、日本海で平均した長波放射(海から放出、黄土色)、短波放射(海が 吸収、赤色)、海面からの顕熱輸送(オレンジ色)と潜熱輸送(青色)およびそれらの 総合計(緑色)の月変化を示している。春から夏(4月~8月)にかけては大気・海洋間 の顕熱(熱)・潜熱(水蒸気)の交換量は少なく、短波放射量が卓越していて、これに より海が暖められている。秋になると(9月以降)、海から大気への潜熱の輸送量が増 大し、トータルでも海から大気への熱輸送の方が大きくなる。さらに冬季(12月~2 月)には、顕熱輸送も大きくなる。その時の顕熱輸送と潜熱輸送の値は、前ページで見 積もったものとほぼ同値になっている。また、1年間の熱輸送(緑色)を合計すると、 海から大気側に熱が輸送されていることがわかる。閉じた海なら冷却されることになる が、対馬暖流により差額分は少なくとも補充(加熱)されて、平衡状態が保たれてい る。

(参考文献)

Kato, K. and T. Asai, 1983: Seasonal variations of heat budgets in both the atmosphere and the sea in the Japan Sea area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 222–238.



大陸からの寒気吹き出し時の境界層内の気団変質を航空機で捉えた結果を紹介する。航空機 はロシアCAO(Central Aerological Observatory)のILYSHIN-18(右写真)が使用された。観測項 目は気温・湿度など基本的な物理量のほかに乱流成分の観測も行われた。2001年の冬季に3回の 観測が寒気吹き出し時にウラジオストクから日本海上のロシア領域内で実施され、高度200mの 気温の推移に示したように寒気吹き出しの強さ(寒さ)が観測毎に著しく異なった。右上図は 一番寒気吹き出しが強かった2月3日の飛行ルート(海上では4高度で観測を実施)で、筋状の雲 がルートの途上で生成されていることがわかる。

高度200mの気温および顕熱輸送の変化を見ると、寒気吹き出しが強かった事例ほど顕熱輸送が大きく、大陸から離れるほど気温の上昇が大きくなっている。バルク法での顕熱の計算式: $SH = C_{pd} C_T V_s (SST - T_s)$ からもわかるように、海面水温(SST)との差が大きいほど顕 熱が大きくなる。対象領域のSSTがほぼ0°Cだったので、気温が相対的に高かった1月29 日(温度差~5°C)の顕熱は小さく、気温が一番低かった2月3日(温度差~20°C)では 顕熱は最大で 600 W m⁻² に達した。ただ、顕熱輸送は単調ではなく変動が大きいことがわかる。

(参考文献)

Inoue, J., M. Kawashima, Y. Fujiyoshi, and M. Yoshizaki, 2005: Aircraft observations of air-mass modification upstream of the Sea of Japan during cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 189-200.



大気下層の成層の構造変化から、気団変質過程を詳しく説明する。冬季の大陸上では 放射冷却により、大気下層がかなり冷やされて、大気の安定度の指標である温位減率 (*∂θ/∂z*)は大きくなり、かなり安定な大気成層が作られる。このような安定成層した 大気が大陸から相対的に暖かい日本海上に流出すると、大量の顕熱が海から大気に輸送 され、海面付近に絶対不安定な大気状態(*∂θ/∂z* < 0)が作られる(図のIの領域)。ま た、海面付近の気温が上昇することで、海から輸送される潜熱(水蒸気)も大気中に蓄 えられるようになる。

絶対不安定な大気状態になると対流が発生して、不安定を解消することで、温位(正確には仮温位 θ_v)一定の中立成層を大気下層に作り出す(図のIIの領域)。その中立成層の領域は対流混合層と呼ばれ、4-1節で説明した水蒸気浮力によって作られるものと基本的には同じである。また、海面付近の水蒸気も対流によって上空に輸送される。ただ前ページの写真にあるように、大陸からあまり離れていない場所では、対流混合層の上端が持ち上げ凝結高度まで達していないので雲は生じない。

対流混合層(中立成層)が厚くなり、その上端が持ち上げ凝結高度に達すると雲層が 形成され、雲層内では湿潤対流が発生することで相当温位 θ_e (湿潤断熱減率)が一定の 成層が作られる(図のIIIの領域)。雲層の上端は層内の θ_e が上層の飽和相当温位と一致 する高度になり、その高度まで対流混合層が発達することになる。

(参考文献)

Nakamura, K. and T. Asai, 1985: A numerical experiment of airmass transformation processes over warmer sea. Part 2: Interaction between small-scale convections and large-scale flow. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 805-827.



気団変質過程による日本海上での大気成層の変化(水平分布)について、2006年~2015年の12月平均場(気象庁メソ解析から作成)から説明する。海面水温(左図)は対 馬暖流の影響で日本付近ほど高くなっていて、新潟県沖では15℃前後である。この相対 的に暖かい海面上に、大陸から寒気が流出すると、前ページで説明したように気団変質 が生じる。海からの顕熱と潜熱輸送により、大気下層の気温が上昇し、水蒸気量が増大 する。その結果、相当温位が高くなる。

500m高度(モデル高度500mまでは、高度500m、それ以上はモデル面高度+200m)の 相当温位分布(右下図)を見ると、大陸側では270Kだったものが、気団変質により新潟 県沖では290Kへと20K高くなっている。この上昇により、前ページで説明した対流混合 層が発達する。そして、大気の不安定度を示す下層の相当温位と上空の飽和相当温位の差が 小さくなり、雪雲が発生しているときはその差が正値になる(下層の相当温位が高くなる)。 右上図では、500m高度の相当温位と700hPa気圧面の飽和相当温位差を示している。平均場なの で、不安定な大気状態を示す正値にはなっていないものの、新潟沖付近では-5K前後であり、大 陸上(<-15K)よりも差は10K小さくなっている。このように、気団変質過程によって、日本海 上を移動する間に大気状態は不安定になり、その不安定度は強化される。



対流雲である雪雲(積乱雲)の発達高度は、1-3節で説明したように浮力がなくなる高度(LNB、平衡高度)が目安となる。実際は4-5節の説明にあるように、周囲の空気との 混合や対流有効位置エネルギー(CAPE)で生じる上昇流によるオーバーシュートの効 果も含めて、積乱雲の発達高度を考える必要がある。LNBは、積乱雲を発生させる大気 下層の空気塊の相当温位が上空の飽和相当温位の鉛直プロファイルと交差する点として 見いだすことができる。すなわち、大気下層の相当温位に加えて、上空の飽和相当温位 の鉛直プロファイルが積乱雲の発達高度に大きく影響する。

ここでは、一定の気温減率を持つ大気を考えることで、積乱雲の発達高度の目安となる *LNB* を見積もってみる。冬季の日本海上を想定し、地上(1000hPa)の気温が5℃の場合の飽和相当温位の鉛直プロファイルを左上図に示す。気温減率が5と4℃ km⁻¹の場合は、飽和相当温位は上空に向かって単調増加になっているので、絶対安定な大気状態であることがわかる。気温減率が6℃ km⁻¹の場合は、975hPa気圧面付近で飽和相当温位が最小値(θ_{e^*min})をとり、飽和している1000hPaの空気塊を持ち上げたときの最大の*LNB* (*LNB_{max}*)は950hPaとなる。この θ_{e^*min} と*LNB_{max}*の気温減率に対する変化を示したものが右上図である。

気温減率が 5.9 $\mbox{ cm}^1$ よりも小さい場合(大気状態がより安定している場合)、LNB が存在しない、絶対安定な大気状態であることがわかる。冬型の気圧配置で、北陸や新 潟地方で見られる雪雲の雲頂高度は3km程度なので、その高度まで積乱雲が発達するた めには、気温減率が 6.5 $\mbox{ cm}^1$ 程度であることが必要となる。また300hPaより高く積乱 雲が発達するためには、気温減率が 8.3 $\mbox{ cm}^1$ 以上であることが必須で、その減率は乾 燥断熱減率に近い非現実的な値である。同様に地上気温が25 $\mbox{ cm}^1$ では LNB_{max} が 3kmになる気温減率を求めると、4.2 $\mbox{ cm}^1$ となり、気温減率が 6.5 $\mbox{ cm}^1$ では LNB_{max} が150hPaになる(Kato et al. 2007参照)。これらから、雪雲の発達高度が低いのは、大 気下層の気温が低いことが原因であることがわかる。上空に逆転層(気温が上空ほど高 くなる層)があり、その高度で雪雲の発達高度が決まると説明されている教科書 があるが、その説明は間違いである。この逆転層は、雲層によって作られたもの であり、対流活動の結果として生じたものである。

2006年~2015年の12月で平均した700hPa気圧面と500m高度間の気温減率(左下 図、気象庁メソ解析から作成)を見ると、大陸では4℃km⁻¹以下と大気状態は非 常に安定しているが、日本海上で気団変質を受けた新潟県沖では6.5℃km⁻¹前後 に増大している。前述の説明から、この気温減率から想定される積乱雲の発達高 度は3kmになる。

(参考文献)

加藤輝之,2007: 雪雲の発達高度からみた2005年12月の豪雪〜環境場からみた潜在的な発達高度と 数値実験の結果から〜.気象研究ノート,216,61-70.

Kato, T., S. Hayashi, and M. Yoshizaki, 2007: Statistical study on cloud top heights of cumulonimbi thermodynamically estimated from objective analysis data during the Baiu season, *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 529–557.



日本海上での気団変質過程によって生じた絶対不安定を解消するために、対流混合層 が形成され、その上部には雲層が生じることを述べてきた。そのように可視化された雲 層は水平一様ではなく、筋状やセル状の形態をしている。これは、対流によって、空気 全部がいっせいに上昇したり下降したり出来ないので、ある部分では上昇し、その周囲 で下降する部分ができるためである。

大気に流れがない場合、セル状のパターンの対流が現れ、この対流はベナール対流と 呼ばれる。典型的なベナール対流(左図)は正六角柱になるが、条件によっては正四角 柱になり、縦横比は2~3になる。大気に流れがある場合、流れの方向に並んだ縞状のパ ターンの対流となる。この対流はロール状対流と呼ばれ、日本海上で見られる筋状雲の 成因となっている。

(参考文献)

小倉義光, 1994: お天気の科学. 森北出版, 226pp.



ベナール対流の発生条件について説明する。ベナール対流は、上下の温度差がある閾 値以上になると発生する対流であり、絶対不安定の成層条件で議論できる。ここでは簡 単のため、水平方向に無限に一様に広がる作業流体を考え、作業流体の物質常数(体膨 張率、熱伝導率、動粘性係数)は温度によらず一定とする。また左下図のように、作業 流体の上部で一様に冷却、下部で一様に加熱することにより、上下の温度差 ΔT は時間 的に変化させないと仮定する。さらに、流体内部での相変化はないものとする。



対流の性格を決定する無次元パラメータとして、プラントル(Prandtl)数とレイリー (Rayleigh)数を紹介する。プラントル数は *Pr* = *v/k* (*v*:流体の動粘性係数、*k*:流体 の熱伝導率)と定義され、*Pr* が大きいほど定常な対流セルを得やすい。プラントル数の 代表値としては、空気が0.7程度、水が7程度、シリコンオイルが10以上(100を超えるよ うなものもある)である。ベナール対流の室内実験でシリコンオイルが用いられるのは、 *Pr* が大きいためである。

レイリー数は前ページの絶対不安定成層の設定に従い、

$$Ra = \frac{g \alpha h^3 \Delta T}{k \nu} = \frac{$$
浮力(対流を起こす力)
粘性・執伝導(対流抑制力)

で定義され、分子が対流を起こす力である浮力、分母が対流を抑制する力である粘性・ 熱伝導の積になっている。ここで、*g*は重力加速度、*α*は流体の体膨張率、*h*は流体層 の厚さ、Δ*T*は上下の温度差である。*Ra*が小さいと、下端の流体が浮力で上昇し始めて も、上端に達する前に粘性や熱拡散で周囲になじんでしまって、対流は発生しない。す なわち*Ra*が小さいと、絶対不安定は熱伝導によって解消しようとする。

Ra がある閾値(Ra_c:臨界レーリー数)を超えたときに、始めて対流が発生する。理論計算では、Ra_cは1708(上端が自由端の場合は1100)となる。実際の大気の場合は、 $\alpha = 1/T \sim 1/300 \sim 0.0033 \text{ K}^{-1}$ 、 $k \sim 2.19 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ (1000hPa、20℃)、 $v \sim 1.55 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ (1000hPa、20℃)なので、h = 1 kmとすると、上端が自由端の場合 $\Delta T \sim 10^{-13}$ Kとなる。h = 1 mとしても、 $\Delta T \sim 10^{-4}$ Kである。この差は標準大気の気温減率(6.5 K km⁻¹)に比べて非常に小さいので、ほんの僅かな温度差で Ra_cを超え、大気では直ぐに対流が発生することになる。しかし、夏季に代表される日射により 地表面が過熱された地表付近や冬季日本海上での寒気吹き出し時の海面付近(高度 200~300mに達する場合もある。6.4節の帯状雲付近の大気の鉛直構造のスライドにある

観測船で観測された温位の鉛直プロファイル参照)では絶対不安定が観測される。そのような状況下でも理論計算では対流が発生して、絶対不安定は解消されるはずだが、実際の大気では v や k の値を理論計算通りに適応できない。

Ra~Ra_cのとき、定常な細胞状の対流となり、表面が固定壁の場合はロール状の対流となる。Raが大きくなると、パターンが多角形化して時間変動する対流となる。さらに大きくなると、乱流になる。

(参考文献)

Velarde, M. G., C. Normand, 1980: Convection. Sci. American, 243, 92-108.



冬季の寒気吹き出し時に見られる雲の特徴について説明する。右上図のように、寒気 が陸から相対的に暖かい海上に流出すると、気団変質過程により地表付近で絶対不安定 な大気状態が作られ、不安定を解消するために対流が発生する。その対流の上端が持ち 上げ凝結高度に達するまでは、雲がない領域となる。雲が生じた領域では、ロール状対 流である筋状雲が卓越し、その下流では開いたセル (open cell) や閉じたセル (closed cell) と呼ばれる中規模細胞状対流が存在するようになる。2016年1月25日14時のひまわ り8号の可視画像 (左下図) でも、東シナ海上でその変遷を見ることができる。この画 像からも明らかなように、中規模細胞状対流の縦横比は、ベナール対流やロール状対流 の2~3に比べてかなり大きい (約4~20)。ただ、そのような扁平な対流が生じる要因 については、非線形相互作用や雲物理過程などが考えられているが、決定的なものはな いようである。

(参考文献)

Walter, B. A., 1980: Wintertime observations of roll clouds over the Bering Sea, Mon. Wea. Rev., 108, 2006-2014.



ロール状対流の構造について説明する。右図のように2次元の鉛直シア(上空ほど強風)が 与えられると、その走向に平行なロール状の対流が形成する。上昇流域で雲が形成され、その 雲が風向に平行に雲列が並ぶことで筋状雲が作られる。またロール状対流内の空気塊は図で示 したように、らせん状に運動する。

(参考文献) 浅井富雄, 1996: ローカル気象学. 東京大学出版会, 233pp.



上下に風速差や風向差がある鉛直シア流が存在するときの、ロール状対流の特徴について紹介する(詳細な理論的考察は、浅井(1983)を参照)。2次元の鉛直シア流が存在すると、そのシアに平行なロール状対流(平行型ロール)と直交したロール状対流(直交型ロール)が発生しえる。直交型ロールは鉛直シアが強くなると対流を抑制する(直立していた対流セルの構造が、鉛直シアの影響で傾くなどして、維持できなくなる)効果が働くが、平行型ロールはその影響を受けない。このことから、平行型ロールが卓越しやすく、日本海上にみられるロール状対流である筋状雲は通常、風の流れに平行に形成される。また、高さとともに風向が変わる場合、シアベクトル(右図で示した上層と下層の風ベクトルのベクトル差)の方向に平行型ロールが卓越する。6-4節で紹介する日本海寒帯気団収束帯上の直交型筋状雲がこの平行型ロールに対応する。

(参考文献)

Asai, T., 1970: Stability of plane parallel flow with variable vertical shear and unstable stratification. J. Meteor. Soc. Japan, 48, 129-139.

Asai, T., 1972: Thermal instability of a shear flow turning the direction with height. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 525-532.

浅井冨雄, 1983: 大気対流の科学, 東京堂出版, 220pp.



日本海上で見られる大規模な降雪バンドとしては、山陰から北陸地方にしばしば大雪をもた らす日本海寒帯気団収束帯(JPCZ: Japan-Sea Polar air mass Convergence Zone)上に形成さ れる帯状雲と、北海道に大雪をもたらすことがある村松バンドがあげられる。気象衛星画像で 見られるように、前者は朝鮮半島の付け根に存在する白頭山の風下付近から日本付近にのびる 顕著な雲の帯で、後者は沿海州沖から北海道付近にのびる雲の帯である。この節では帯状雲に 着目して、その形成機構と構造について説明する。村松バンドの形成については、降雪バンド の始点の風上に存在するある特定の山岳の北東側と南西側でシホテアリニ山脈の高さ(北東側 が高い)が異なるために、日本海側に流出する空気塊の温位に差が生じる(より上空の空気塊 が下降することで、北側の温位が高くなる)ことで形成される前線が降雪バンドの形成・発達 に寄与していることがわかっている(Ohtake et al. 2008)。

(参考文献)

Ohtake, H., M. Kawashima and Y. Fujiyoshi, 2008: The Formation Mechanism of a Thick Cloud Band over the Northern Part of the Sea of Japan during Cold Air Outbreaks. J. Meteor. Soc. Japan, 87, 289-306.



2005年12月13日の衛星画像(左図)と解析雨量(右図)から、帯状雲と降水分布との 関係を見てみる。朝鮮半島の付け根を始点に若狭湾〜北陸地方にのびる顕著な雲の太い 帯(左図の赤の破線に囲まれた領域)が見られ、その帯が帯状雲である。大陸側の風上 では帯状雲の幅は数+kmであるが、日本列島付近ではその幅が200~300kmに広がって いる。帯状雲の北側と南側には北西季節風に平行なロール状対流である筋状雲が広範囲 に見られる。この筋状雲のことは季節風に平行の意味から、平行型筋状雲またはLモー ド(longitudinal mode)と呼ばれる。

帯状雲の南西端には活発な積乱雲列が存在し、その北東側の帯状雲内には北西季節風 に直交する南西〜北東方向に並んだ筋状の雲列が見られる。この筋状の雲列は季節風に 直交の意味から、直交型筋状雲またはTモード(transverse mode)と呼ばれる。解析雨量 を見ると、活発な積乱雲列が掛かった日本海沿岸付近で降水量が多くなっている。この ように、帯状雲に伴う活発な積乱雲列が掛かった日本海沿岸部でしばしば大雪が観測さ れる。



帯状雲周辺の風の流れおよび収束域を、衛星から推定された海上風から眺めてみる。 ここでは、2001年1月14日に帯状雲が観測されたケースを例として示す。なお、この ケースでの航空機・船舶観測および数値シミュレーションの結果を後述する。衛星画像 (左図)を見ると、長白山脈(白頭山)の風下を始点に、山陰東部〜北陸地方にかけて 帯状雲が確認できる。その領域の海上風(右図)を見ると、帯状雲の南西端の発達した 雲域に対応して顕著な風の収束が見られる。この収束域に向かって、異なる方向からの 空気の流れが存在していることになる。また収束域の北東側の帯状雲内では、北西季節 風と異なる風向(北東風)になっている。



JPCZの形成機構としては、その始点が朝鮮半島北部の長白山脈(白頭山)の風下部分にあるので、その山岳の影響が大きいことが考えられる。この山岳の影響も含めた、 JPCZの形成機構に対する数値実験(気象庁日本域モデル:水平分解能約40kmを利用) について紹介する。JPCZが形成する要因として、3つの下部境界条件として、

- 1. 北緯40度付近の顕著な海面水温 (SST)の南北傾度 (S)
- 2. 朝鮮半島北部の山岳による季節風のブロッキング効果(H)

3. 朝鮮半島と日本海の海陸温度差(K)

のみを設定した実験を行い、それぞれの結果は全ての条件を除去した実験(N)との差 を示す。

全条件を含んだ標準実験(C-N、上図)では、長白山脈下流部に顕著な下層収束帯で あるJPCZが再現され、その収束帯上の850hPaの気温は周囲よりも3℃高くなっている。 ほぼ同様の結果が、朝鮮半島北部の山岳だけを含んだ実験(H-N、上から3番目)でも得 られている。このことから、山岳効果(力学的な効果)がJPCZ形成の主要因であること がわかる。ただ、JPCZを挟んだ低温偏差域がH-Nには見られず、北側(青色の楕円部 分)は海面水温の南北傾度の影響(S-N、上から2番目の図)であり、南側(緑の楕円部 分)は朝鮮半島との海陸温度差(K-N、下図)による。すなわち、JPCZを挟んだ低温偏 差には海面水温と朝鮮半島による冷却効果が寄与している。前者は海面水温が低いため に気団変質過程が働きづらくなるためで、後者は陸上では気団変質過程が働かないため である。

(参考文献)

Nagata, M. M. Ikawa, S. Yoshizumi and T. Yoshida, 1986: On the formation of a convergent cloud band over the Japan Sea in winter: Numerical experiments. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 841-855.

Nagata, M., 1991: Further numerical study on the formation of the convergent cloud band over the Japan Sea in winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 419-428.



2001年1月14日のケースを例に、衛星雲画像から帯状雲の内部構造をより詳細に見て みる。帯状雲内には、南西端に発達したバンド状の対流雲列とその北東方向にのびる直 交型筋状雲(北西季節風に直交)の2種類の雲域が存在する。前者はJPCZの最も強い下 層収束領域上に形成した背の高い積雲や積乱雲であるが、後者を形成する主要な雲種に ついては次ページで示すように層状雲なのか対流雲なのか議論が分かれている。

(参考文献)

八木正允・村松照男・内山徳栄・黒川信彦, 1986: 大陸沿岸の地形の影響を受けた日本海上の '帯状収束 雲'と 'Cu-Cbライン'. 天気, 33, 453-465.



直交型筋状雲の構造とその形成機構については、①発達した対流雲列付近から北東に広がる層状雲、②平行型筋状雲と同じロール状対流雲とする2つの推測がなされている。①の推測は例えば、気象観測船によるJPCZの横断観測結果から、湿域(右上図のピンクの楕円部分)が北東方向にのびていたことに依存する。②については、直交型筋状雲の走向が水平風の鉛直シアベクトルの方向(右下図の白抜き矢印)に平行であり、理論的な解釈(6-3節参照)と一致することによる。この後、2001年1月14日のケースを対象に行われた航空機観測や数値シミュレーションの結果から、帯状雲内の構造を詳細に見てみる。

(参考文献)

Hozumi, K., and C. Magono, 1984: The cloud structure of convergent cloud bands over the Japan Sea in winter monsoon period. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 522-533.

Nagata, M., 1987: On the structure of a convergent cloud band over the Japan Sea in winter; a prediction experiment. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 871-883.

荒川正一ほか(メソ気象調査グループ),1988:冬期日本海における帯状雲のメソ構造.天気,35,237-248.

八木正允, 1985:冬期の季節風の吹き出し方向に対して,おおよそ直交する方向にロール軸をもつ大規模な 雪雲. 天気, 32, 175-465.

八木正允・村松照男・内山徳栄・黒川信彦, 1986: 大陸沿岸の地形の影響を受けた日本海上の '帯状収束 雲'と 'Cu-Cbライン'. 天気, 33, 453-465.

清水健作・坪木和久,2005:2000年12月26日に北陸沖で観測されたトランスバースモード降雪バンドの形成 過程. *気象研究ノート*,208,243-250.



2001年1月14日のケースで、航空機に搭載した気象レーダー(SPIDERレーダー)に よって観測された帯状雲付近の反射強度を上図に示す。観測は、発達したバンド状対流 雲を横切るように北東から南西方向に行われた(左下図)。発達したバンド状対流雲域 では、帯状雲内で雲頂高度がもっとも高く、一部は4kmを超えている。上部付近(上図 の白色破線の円内)には、北東方向にのびるかなとこ雲(anvil)のような雲が捉えられ ている。氷晶(雲氷)は気象レーダーで観測できないので、かなとこ状の雲域はさらに 北東方向に広がっていたことが推測される。

帯状雲内の発達したバンド状対流雲域の北東側には、直交型筋状雲域が広がっている (左下図)。この筋状雲域では、北東(NE)から南西(SW)に向かうにつれて雲頂が 高くなり、雲の幅が広くなっている。また、対流雲が高度と共に北東側に傾いている。 バンド状対流雲域の南西側に存在する平行型筋状雲も含めて、筋状雲域の雲頂は最大で 3km程度になっている。

(参考文献)

村上正隆ほか,2005: 航空機による日本海寒帯気団収束帯帯状降雪雲の内部構造観測. 気象研究ノート,208, 251-264.



2001年1月14日のケースでは、2隻の気象観測船長風丸と清風丸をそれぞれ帯状雲の 南西端と北東端(左図)に配置し、高層気象観測が実施された。温位エマグラム(中 図)を見ると、相当温位(実線と一点破線の細線がそれぞれ長風丸と清風丸による観 測)がほぼ一定となる対流混合層の高さは、発達したバンド状対流雲域に位置していた 長風丸での観測では4km、直交型筋状雲域に位置していた清風丸での観測では2kmであ る。この高度は前ページで示した航空機観測の雲頂高度とほぼ一致する。また、対流混 合層下部の温位(太線)も長風丸での観測の方が約5K高くなっており、気団変質過程に より積乱雲がより発達できる大気状態になっていることがわかる(6-2節参照)。

水平風のホドグラフ(右図)を見ると、海面付近では強さは違うものの、両観測とも北西風 であり、上空に向かうほど風速が強まるとともに南風成分が大きくなっている。高度2kmでは、 長風丸の観測では西南西風、清風丸の観測では西風になっているが、鉛直シアーベクトル(赤 と青の矢印)の方向は共に北東方向を向き、直交型筋状雲の走向とほぼ同じ方向である。

(参考文献)

吉崎正憲ほか,2001:「冬季日本海メソ対流系観測一2001(WMO-01)」の速報. 天気,48,893-903.



2001年1月14日のケースの帯状雲の再現に成功した水平分解能1kmの気象庁非静力学モ デルによる数値シミュレーションの結果から、直交型筋状雲の構造を詳細に述べる。凝 結した水物質の鉛直積算値(左図)を見ると、観測とほぼ同様の発達したバンド状対流 雲と直交型筋状雲が再現されていることがわかる。その筋状雲の構造を、高度520mの鉛 直流(右図)の分布から見てみる。南西〜北東方向にのびる顕著なライン状の1ms⁻¹以 上の上昇流(赤色)が複数並んでおり、このラインが直交型筋状雲に対応する。筋状雲 を作り出す鉛直流の構造から、筋状雲がロール状対流であり、平行型筋状雲と同じ発生 機構で形成していることがわかる。すなわち、基本場の鉛直シアベクトルの向きに筋状 雲が形成している。また、その筋状雲の風上(北東)側では波状、南西側ではセル状の 構造が卓越していることもわかる。

(参考文献)

Eito, H, M. Murakami, C. Muroi, T. Kato, S. Hayashi, H. Kuroiwa, and M. Yoshizaki, 2010: The structure and formation mechanism of transversal cloud bands associated with the Japan-Sea Polar-Airmass Convergence Zone, *J. Meteor. Soc. Japan*, **88**, 625-648.



航空機・船舶観測と数値実験から得られた帯状雲周辺の構造をまとめた概念図を示 す。

帯状雲は季節風に平行な筋状雲(平行型筋状雲、Lモード)に挟まれて位置する。海面水温が高い南西側の方が気団変質を強く受け、対流混合層下部の相当温位が高くなることで、平行型筋状雲の雲頂も高くなる。南西側の平行型筋状雲の雲頂は高度3km程度に達する。

・ 帯状雲内では、南西側に高度4km以上に発達したバンド状対流雲、その北東側に直交 型筋状雲(Tモード)が見られる。直交型筋状雲の雲頂は南側ほど高くなり、高度3km 程度に達するものもある。

 直交型筋状雲は基本的には、鉛直シアベクトルに沿ったロール状対流であり、熱的不 安定や変曲点(シア)不安定の影響(Brown 1980)を受けて形成したものである。その ために、北東側にやや傾いた構造をしている。

・発達したバンド状対流雲からはかなとこ状の雲域(雲氷や雪で構成)が北東方向に広がり、直交型筋状雲の一部を作り出している。

(参考文献)

Eito, H, M. Murakami, C. Muroi, T. Kato, S. Hayashi, H. Kuroiwa, and M. Yoshizaki, 2010: The structure and formation mechanism of transversal cloud bands associated with the Japan-Sea Polar-Airmass Convergence Zone, *J. Meteor. Soc. Japan*, **88**, 625-648.

Brown, R. A., 1980: Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer – A review, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 683-697.



ここでは、第4章での大雨の発生要因の補足資料という位置づけとして、大雨事例を 調査・研究または大雨を診断的に予測するために必要となる気象要素、および実際に観 測された集中豪雨事例の発生要因を紹介する。

4-2節では500m高度が「大雨をもたらす水蒸気場を代表する高度」であることを説明 し、暖候期の九州・四国領域では相当温位355Kが大雨の発生を診断するときの目安であ ることを述べた。ただ相当温位は海面水温の影響を強く受けて、その値は季節や領域で 大きく異なる。そこでA-1節では、4月~11月の500m高度の相当温位の平均値・最大値・ 標準偏差や1年に1度出現することが想定される値などの統計調査結果を参考資料として 示し、その資料の利用方法を解説する。

A-2節では大雨をもたらす積乱雲の発生・発達に着目し、大雨を診断的に予測するために必要となる気象要素を具体的に説明する。また、それらを組み合わせることで大雨が発生しやすい大気環境場を絞り込めることを示す。

梅雨前線帯では活発な対流活動によって周囲より安定な大気状態である一方、高度 lkm以下の大気下層に大量の水蒸気(高相当温位の空気塊)が流入することで大雨が発 生することを示した(4-3節参照)。A-3節ではその理由を、大気の安定度と大気下層の 相当温位から見積もられる積乱雲の発達高度(浮力がなくなる高度、平衡高度)に着目 して説明する。

本書の最後(A-4節)には、梅雨前線帯の構造、大雨発生を診断するために重要な気 象要素、線状降水帯発生条件に着目して、それぞれ2つの集中豪雨事例に取り上げ、そ の発生要因を説明する。また、参考文献(資料)のある集中豪雨事例を紹介する。



ここでは、500m高度の相当温位の高値の出現傾向について、月ごとに統計調査した結 果を紹介する。解析データとして、2006年~2015年の10年間の気象庁メソ解析データを 利用した。対象要素は500m高度の相当温位と水蒸気フラックス量である。ただし、モデ ル標高が300m以上の領域では、500mではなく、モデル標高+200mの高度のデータに なっている(加藤 2011)。統計調査結果として、次ページと次々ページに4~11月の各 月における、平均値、最大値、標準偏差および各格子での10・40番目に大きな値の統計 値の水平分布を示す。

TOP40(上位40番目の値)の利用法を説明する。6月を例にすると、メソ解析は1日8回 あるので、10年で2400回、TOP40は上位1.7%に対応する。1年では、おおむね上位4番目 に当たる。大雨事例は半日程度持続するので、4解析値に相当する。そのように考える と、TOP40は毎年各月で出現が期待される相当温位の最大値とみなすことができ、大雨 を判断するための目安(閾値)を見い出す際の参考として利用することができる。同様 に、TOP10(上位10番目の値)は4年に1度、各月で出現が期待される相当温位の最大値 とみなすことができる。

(参考文献)

加藤輝之, 2011: 大雨発生で着目すべき下層水蒸気場の高度. 平成22年度予報技術研修テキスト, 気象庁予報部, 71-88.



4~7月の各月における、500m高度の相当温位の平均値、最大値、標準偏差および各格 子での10・40番目に大きな値(それぞれ、TOP10、TOP40)の統計値の水平分布を示す (8~11月については次ページに示す)。なお標準偏差以外の統計値については、月に よってカラーバーの範囲が異なっている。カラーバーの最大値(赤色の領域)の値を各 図右上に示している。標準偏差以外の統計値のカラーバーの最大値と最小値の差は全て 30Kである。標準偏差のカラーバーの最大値と最小値はそれぞれ14Kと0.5Kである。

平均値では4月から7月にかけて南西諸島で約20K、北日本で約30Kの増加(逆に8月から11月にかけては減少、次ページ参照)しているが、最大値ではそれほど大きな変化は見られない。この最大値での特徴はTOP10、TOP40でも見られるが、季節によって10K以上の変動があるため、大雨の診断的予測に一定値を目安として設定することには無理がある。このことから、ここで示した統計値を参考に季節変化や地域特性およびA-4節での事例解析結果などを考慮して、大雨発生時の500m高度の相当温位の目安を設定する必要性があることがわかる。

月ごとの特徴を見ると、4月では南西諸島を除いた日本列島での平均値は310K以下と低い。最大値は関東以西の太平洋沿岸では335K程度であるが、南西諸島では暖候期の九州・四国地方の大雨時に見られる355Kが見られ、このことは南西諸島では4月でも大雨が発生していることを裏付けている。5月になっても、TOP40が関東以西の太平洋沿岸で335Kを超える程度で、それほど相当温位は高くならない。

梅雨期の6~7月になると、平均値が西ほど高く(5月比で15~30K)なっていて、この ことは太平洋高気圧の縁辺を回って、梅雨前線帯に暖湿流が流入しやすい大気状態を反 映している(4-3節参照)。梅雨前線帯に対応して、7月にかけて標準偏差の大きな領域 の北上が見られる。また梅雨前線帯の北上は6月と7月の平均値の分布でも顕著に見られ るが、6月の時点でも最大値やTOP10、TOP40は高い値を示すようになる。このことは、 梅雨前線帯の位置によって、6月でも平均値が335K程度の九州や四国では、高い相当温 位の空気塊が流入して大雨になることを示唆している。



8月になると、対馬海峡から日本海上への暖湿流の流入が顕著に見られ、この時期に 日本海側で大雨が多い事実(4-2節参照)と整合している。9月以降、梅雨期(6~7月) とは逆に東ほど値が高くなっており、これは低気圧の発達に伴って暖湿気塊が北上した 結果である。例えば、東北地方の東海上を北上した暖湿気塊が、晩秋である2007年11月 11日に24時間で200mmを超す大雨を青森県にもたらしたことがある(Hirockawa and Kato 2012)。

なお7~10月の最大値の分布(7月は前ページ参照)に見られる線状の値の高い領域は 台風によるものであり、TOP10にはこのようなものは見られないので、最大値の利用に は注意が必要である。

(参考文献)

Hirockawa, Y. and T. Kato, 2012: Kinetic Energy Budget Analysis on the Development of a Meso-β-scale Vortex Causing Heavy Rainfall, Observed over Aomori Prefecture in Northern Japan on 11 November 2007, *J. Meteor. Soc. Japan*, **90**, 905-921.


2006~2015年の4月~11月の各月における、500m高度の水蒸気フラックス量が 250 g m⁻² s⁻¹ 以上の場合の500m高度の高相当温位の領域別出現分布(棒グラフ、頻度:左軸、 対数表示、相当温位の値:図の右側のカラーバー)を示す。折れ線グラフ(右軸)は各 月全データにおける最大値(MAX)、平均値(MEAN)、上位10番・40番目の値 (TOP10・TOP40)である。各領域は左上図に示した2度 x 2度の範囲で、その範囲での 平均値で統計処理を行った。

山陰沖では、8月に顕著なピークがあり、相当温位が350K以上となるのは6月~9月の 暖候期に限られ、355K以上だと6月が除外される。このように暖湿気塊の流入が暖候期 に限定されるのは、日本海への流入口が対馬海峡しかなく、南からの暖湿気塊が流入で きる気圧配置(西日本に太平洋高気圧が張り出すケース)の現れる期間が主に梅雨末期 に限られるためである。以上から、水蒸気フラックス量が 250 g m⁻² s⁻¹ 以上である条件 も含んで、日本海側での大雨発生の目安とすべき相当温位の値として350Kを推奨する。 九州西方海上では、相当温位が355K以上の出現頻度が6月でも2%を超え、7月・8月では 10%以上になっていて、極値と平均値との差が小さいのが特徴である。暖候期の九州西 岸については基本的には大雨発生の目安として相当温位355K以上を用いればいいが、6 月・9月では上空の気温が低くなり、相当温位350K程度でも大雨になる場合があるの で、そのような値の場合でも警戒する必要がある。四国沖、東海沖については、特徴が 九州西方海上と同じであり、大雨の目安基準は同等でいいが、南よりの風向でないと日 本列島に暖湿気塊が流入しないので、500m高度の風向も考慮する必要がある。沖縄本島 付近では、5月や10月でも数は減るものの相当温位355K以上のケースがかなりある。こ の状況だと大雨が頻発しそうだが、必ずしも現状はそうではない。これは、ここで示し てきた条件が大雨発生の必要条件の1つであって、必要十分条件ではないためである。 沖縄地方での大雨発生の目安とすべき相当温位の値は355Kで問題はなさそうだが、合わ せて500m高度の収束・発散(CONV)などの他の条件の比重を大きくして考える必要が ある。



2013年7月28日の山口県と島根県での大雨では、山口県須佐で最大1時間降水量 138.5mmが観測され、3時間の積算降水量は300mmを超えた(右下図)。その時の大雨発 生域風上の海上での気象庁メソ解析の500m高度の相当温位(左上図)は358K以上に なっている。ほぼ同じ海域の500m高度の相当温位の出現頻度(右上図)を見てみると、 2012年までの過去7年における7月の最大値は358Kであり、統計期間が7年と短いことも あるが、その値を超える相当温位を持つ空気塊が流入していたことがわかる。今までの 最大値を超える、またはそれに相応するような相当温位の高い空気塊の流入が予想され ているときは大雨発生の可能性を他の要素も踏まえて判断し、警戒すべきである。

| A-2 大雨発生を診断するのに重要な気象要素 | | | | | | | | | |
|------------------------|------------------------|--------|-------------|----------------|--|--|--|--|--|
| 高度·気圧面 | 要素 | 対流への効果 | | 観測データによる確認 | | | | | |
| 500m高度 | 自由対流高度まで の距離(DLFC) | 対流発生 | 0 | ゾンデ観測 | | | | | |
| | 水蒸気フラックス量 (FLWV)・風向 | 水蒸気流入 | 0 | 地上の水蒸気量×風速 | | | | | |
| | 風の収束(CONV) | 対流発生 | 0 | 地上観測 | | | | | |
| | 相当温位(EPT) | 不安定度 | 0 | 地上の水蒸気量+温度 | | | | | |
| | 平衡高度(EL) | 対流発達 | 0 | ゾンデ観測 | | | | | |
| - | SREH | 対流組織化 | 0 | ウインドファイラ観測 | | | | | |
| 700hPa | 相対湿度 | 対流抑制 | 0 | ゾンデ観測 | | | | | |
| | 上昇流場 | 対流強化 | 0 | - | | | | | |
| 500hPa | 気温 | 不安定度 | 0 | ゾンデ観測 | | | | | |
| | 相対湿度 | 対流抑制 | 0 | 中層水蒸気画像(バンド10) | | | | | |
| 等温位面高度 | 渦位(PV) | 不安定度 | 0 | 上層水蒸気画像(バンド8) | | | | | |
| 不安定指数 | CAPE | 不安定度 | Δ | ゾンデ観測 | | | | | |
| - | 可降水量 | 水蒸気流入 | \triangle | GPS可降水量 | | | | | |

大雨発生を診断するためには、まず対流が発生しやすい不安定な大気状態と、大量の 下層水蒸気流入を確かめる必要がある。なぜなら、対流すなわち積乱雲が組織化して積 乱雲群になりやすい不安定な大気状態であるとしても、大量の水蒸気が供給されないと 大雨に至らないからである。

まず対流が発生しやすい不安定な大気状態の確認が必要で、4-2節で示した下層水蒸気 場を代表する500m高度データの自由対流高度までの距離(DLFC)をみるのが最適であ る。自由対流高度が存在することで、不安定な大気状態であることがわかり、その高度 までの距離で対流の発生しやすさが診断できる。DLFCが2km以上あると、対流が発生す るためには下層の空気塊を持ち上げる非常に大きな外部強制力が必要になるので、対流 は滅多に発生しない。それ以下のDLFCでは、対流の発生は外部強制力の強さに依存す る。高い山岳があるとその地形による強制上昇により、空気塊は容易に1km以上持ち上 げられるので、DLFCが1km程度でも山岳域では対流が発生することがある。一方、平野 部ではそのような強制力はないので、DLFCが1kmでは対流発生はあまり見られない。平 野部で対流が容易に発生するためには、DLFCが少なくとも500m程度まで低下する必要 がある。ここで示した値は目安であって、地域によって山岳の高さなどが違うので、個 別にDLFCと対流の発生について調査する必要がある。また、平野部や沿岸部では下層 風の収束が外部強制力になって対流が発生することがあるので、地上~500m高度の収束 (CONV)を確認することも必須である。

下層水蒸気流入量は500m高度の水蒸気フラックス量(FLWV)でみるのが最適である が、水蒸気フラックス量は単なる値(スカラー量)なので流入方向も合わせて、ベクト ルである水蒸気フラックスとして確認しなければならない。対流が発生しやすく、下層 水蒸気が大量に流入することがわかれば、対流の発達のしやすさを上空の低温の程度な どから確認する。具体的には、500m高度の平衡高度(EL、浮力がなくなる高度: LNB)や相当温位(EPT)、500hPaの気温の値に加えて、等温位面渦位分布が役に立 つ。本教科書では、基本的には"浮力がなくなる高度"を使っているが、気象庁 予報現業で利用されている500m高度データ(モデル地形が300m以上の領域はモ デル地形+200m)では"平衡高度"としていることに合わせて、付録の各節にお いては平衡高度を使うことにする。

ELは対流の発達高度の目安となり、EPTや500hPaの気温の平年値からの差や EPTの今までの最大値との比較が大雨発生の診断に使える。ただ、EPTや500hPa の気温は季節変化するので、少なくとも平年値や最大値は月単位で評価する必要 がある。通常EPTが高くなることで、DLFCが小さくなり、ELは高くなる。ただ し、700~800hPa付近に暖気が流入することで、その層の飽和相当温位が高くな り、より上空の気温プロファイルに関係なく、ELが3kmに達しないことがよくあ る(A-4節の事例④参照)。線状降水帯発生条件(4-6節)にELを加えたのはこの ためである。等温位面渦位分布をみることで、高渦位域の進行方向前面で大気中 層の気温低下や湿潤化が起こり、対流が発達しやすい大気状態が作られるので、 不安定性降水の発生位置を診断的に予測することができる。対流の発達には上空 の低温に加えて、上空が湿っていることおよび上昇流場であることが欠かせな い。この2点については、4-5節で詳しく説明している。

上記以外に、不安定指数である対流有効位置エネルギー(CAPE)や可降水量 およびその関連データが用いられている。CAPEの算出には、上空の水蒸気情報 は用いられておらず、上空が乾燥していた場合でも大きな値を示すことがある (4-5節に具体例を示す)。また大雨時にはCAPEの値が 1000 J kg⁻¹ に満たない ケース(Kato and Goda 2001など)が多く、大雨の診断的予測にCAPEの利用は不 向きである。可降水量分布から梅雨期における梅雨前線帯(湿舌)の位置を確認 することができ、梅雨前線帯の南縁で発生しやすい大雨の発生位置を見出すこと ができる(A-4節の事例③参照)。なお可降水量は水蒸気量の鉛直積算量である ので、山岳部で値が小さくなることに注意が必要である。

表の右端に、観測データによる確認方法を記載している。数値資料だけでなく、 実況監視でもそれに対応する観測データをできる限り用いて、予報結果と実況を 対比させることで効果的に大雨の診断的予測に繋げることができる。ひまわり8 号のバンド8と10の輝度温度はそれぞれ、250と500hPa付近の水蒸気場に感度があ り、上空の高渦位域や乾燥空気の流入の議論に利用することができる(4-4節、A-4節の事例④参照)。

(参考文献)

Kato, T. and H. Goda, 2001: Formation and maintenance processes of a stationary band-shaped heavy rainfall observed in Niigata on 4 August 1998. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 899-924.



大雨発生を診断する前提として、まず不安定な大気状態の出現頻度を把握しておくべ きである。ここでは、2009~2015年(7年間)の6~9月の期間を対象に、3時間毎にある 気象庁メソ解析から500m高度データの自由対流高度までの距離(DLFC)を用いて統計 的に調べた、不安定な大気状態の出現頻度(左図)を見てみる。既に説明したように DLFCが存在すれば、不安定な大気状態であることを意味している。南西諸島では90%以 上であり、ほぼ毎日不安定な日であることがわかる。西日本でも60%以上であり、半数 以上の日で不安定な大気状態にあるということになる。しかし、そのような頻度で降水 が観測されるわけではない。不安定=対流の発生ではなく、不安定が顕在化するために は自由対流高度まで空気塊が持ち上げられなければならないからである。そこで、不安 定が顕在化する可能性が高い大気状態として、DLFCが1000m未満に限定してみると、南 西諸島を除いて出現頻度は半分以下に抑えられている(右図)。ただ、前述のように大 雨発生を診断するにはDLFCだけでなく、他の気象要素も合わせて確認する必要があ る。次に他の要素についても見てみる。



大雨発生を診断するのに重要な気象要素でまず確認すべき要素が500m高度から自由対 流高度までの距離(DLFC)なので、DLFC<1000mを満たす時の複数要因の出現頻度か ら、追加要素に対する大雨の発生しやすい環境場の絞り込みについて考察してみる。追 加の診断要素として、ここでは500m高度の水蒸気フラックス量(FLWV)、平衡高度 (EL)、700hPaの相対湿度(RH700)と400km平均した鉛直流(W700)を取り上げ、そ れぞれの閾値を100gm⁻²s⁻¹、3000m、60%、0ms⁻¹とした。これら閾値は複数の事例解 析から想定したもので、予報現業での利用では実際の大雨との対応や地域、季節に適し た数値を設定する必要がある。

まずFLWVを条件に加えると、南西諸島を除いた陸上で出現頻度の低下が顕著で、場所によっては閾値が高すぎる可能性がある(左上図)。ELを加えても、大雨の発生しやすい環境場の絞り込みはFLWVほど大きくないことがわかる(中上図)。これはELとDLFCが高相関の関係にあるためである。RH700を追加すると、南西諸島での出現頻度の低下が顕著で、その領域での絞り込みに有効であると考えられる(右上図)。W700を利用すると、全国的に出現頻度の低下が確認でき、全国的に利用価値がありそうである(左下図)。ただ、ここでは400km平均した鉛直流を用いているので、例えば平均スケールを200kmにする、W700の閾値として1 cm s⁻¹程度までの下降流域も許容するなどの工夫の余地がある。

追加4要素を全て利用する(中下図)と、南西諸島を除いて大雨が発生しやすい環境 場をかなり絞り込めている。南西諸島など山岳の影響が小さい領域では、DLFC<1000m という基準が緩いためで、DLFC<500mと条件を厳しくした上に4要素を用いること(右 下図)で、対応可能だと考えられる。他の気象要素も利用できないことはないが、鉛直 シアーに関わる要素を除いて、ここで用いた5要素と高い相関があるものについては代 替して利用する必要がある(例えば、RH700の代わりに500hPa相対湿度を用いるな ど)。



4-3節では、西日本でみられる梅雨前線帯の特徴(左下図)を示し、風上にあたる中国 大陸上での対流活動により、日本列島上空に暖気が流入して、浮力がなくなる高度 (LNB、平衡高度)が抑えられていることを示した。ここでは、大気の安定度、大気下 層(500m高度)の相当温位、積乱雲の潜在的発達高度であるLNBに着目して、改めて梅 雨期の西日本での成層状態について説明する。なお、大気の安定度は上下の気温差だけ で決まるので、それだけでは不安定な大気状態を判断することはできない。

右図に示すように、不安定を判断するためには、上空の気温で決まる飽和相当温位の プロファイルと大気下層の相当温位の関係を見ることが必要となる。右図は1000hPaの 気温が25℃の場合(梅雨期の九州西部海上での気温に相応)で、一定の気温減率が与え られたときの最大となるLNB(LNB_{max}、1000hPaの空気塊が飽和している場合)と飽和 相当温位のプロファイルで最小値となるレベル(L $\theta_e^*_{min}$)を示している。気温減率が 3.9 ℃ km⁻¹ 以下の場合、LNB_{max}は存在せず、積乱雲が発生できない絶対安定な大気状 態であることがわかる。気温減率が 5 ℃ km⁻¹ あたりまでは大きくなるにしたがって、 LNB_{max}は急激に高くなり、5 ℃ km⁻¹ を超えると積乱雲は高高度まで発達できるように なる。次ページ以降、この気温減率 5 ℃ km⁻¹ に着目して説明する。

(参考文献)

Kato, T., S. Hayashi, and M. Yoshizaki, 2007: Statistical study on cloud top heights of cumulonimbi thermodynamically estimated from objective analysis data during the Baiu season, *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 529–557.



ここでは、梅雨期西日本での大気下層(500m高度:モデル地形が300m以上の領域は モデル地形+200m)と上空(500hPa)の気温差を示す。2006年~2016年の7月1日~15日 を解析期間として、気象庁メソ解析を用いて期間平均したものである。各図のグレーの 東西にのびた領域は、600hPaの相対湿度が55%以上で判断した梅雨前線帯が存在してい た領域を示している。

500hPaの気温(右上図)を見ると、中国華南に-3℃程度の暖域があり、その比較的暖かい領域が西日本の方へ広がっていて、九州上空では周囲よりもやや高くて -4 ~ -4.5℃になっている。500m高度の気温(右下図)を見ると、時折ある寒気の南下の影響もあり、九州の西方海上では平均値では23℃程度になっている。

500m高度と500hPaの気温から気温減率(左下図)を計算すると、西日本の梅雨前線帯 の気温減率は5℃km⁻¹を僅かに超える程度で、標準大気(気温減率:6.5℃km⁻¹)のみ ならず、1-3節で示した日本付近の大気下層の気温減率6℃km⁻¹よりもかなり小さく、 気温減率で見る限り大気状態はかなり安定していることがわかる。また東シナ海上の梅 雨前線帯の領域に着目すると、南側ほど気温減率が大きく、積乱雲がより発達できる大 気状態になっていることもわかる。これは、南北の気温差が上空では小さいが、大気下 層で大きくなっているためである。上記の特徴は平均場で見たものであり、個々の時間 での特徴については次ページに示す。



解析領域を海上も含む九州周辺(左上図)とし、積乱雲の潜在的発達高度である浮力 がなくなる高度(LNB、平衡高度)と、500m高度の相当温位(0,500m)および500mと 500hPa間の気温減率との関係を示す。解析期間は2006年~2016年の7月1日~15日とし、 解析データとして気象庁メソ解析を用いた。

θ_e500mとの関係(右下図)を見ると、10~15km、7~10km、5~6km、2~3km、2km 以下の高度に5つのLNBのピークが存在する。一番上のピークは南から流入する相当温 位の高い暖湿流の影響もあり、海上で顕著であり、7~10kmのピークは陸上で顕著で あった。また、5~6kmのピークは相当温位の低い北ほど顕著であった。2km以下のピー クは海上の層積雲に対応するもので、陸上ではその高度に対応するピークは存在しな い。θ_e500mの値に着目すると、1-3節で説明しているように、相当温位の値が大きく (小さく)なるほどLNBの高度が上がる(下がる)傾向が見られる。特に360Kを超える 相当温位の空気塊が流入するほとんどの場合で、LNBが圏界面付近の13~16kmに見積も られ、このことは上空の気温に関係なく積乱雲は発生すると高高度まで発達できること を示唆している。

500mと500hPa間の気温減率との関係(右上図)を見ると、5 \circ C km⁻¹ 前後から気温減 率が大きくなると、LNBは10kmを超えて見積もられている。LNBが16kmと一番高くな る時の気温減率は 5.3 \circ C km⁻¹ 程度であり、それほど大きな値ではなく、1-3節で示し た日本付近の大気下層の気温減率 6 \circ C km⁻¹ よりもかなり小さい。500mと500hPa間の気 温差が1°Cで、気温減率 0.2 \circ C km⁻¹ の変化にしかならないので、上下の気温差のLNBに 対する影響は小さいことが示唆される。このことを確かめるために、LNBが10km以上の 場合の θ_{e} 500mと500hPaの気温(T500)との関係(左下図)を見てみる。

T500の平均値は -4.2℃で、θ_e500mが360K以上に限ると、その平均値よりもT500はかな り高くなっている。逆に、θ_e500mが低いときはT500も平均値よりかなり低くなってい て、そのような場合は上空の寒気の影響を受けていることがわかる。同様の特徴は、 500m高度の気温とT500の関係にも多少なり見られる(左下図図中)が、0,500m ほど明確ではない。以上から、0,500mが高く、積乱雲が発達できるときは基本的 に、下層の気温が高いだけでなく、上空の気温も高くなっている。それにより、 大雨時に気温減率が極端に大きくならない(気温でみた大気の安定度が悪化しな い)ことが説明できる。



この節では、4-3節で示した西日本で見られる梅雨前線帯の特徴、A-2節で説明した大 雨発生を診断するのに重要な気象要素および4-6節で提示した線状降水帯発生条件に着目 して行った6つの集中豪雨事例の解析結果を紹介する。全て、梅雨期を含む暖候期で発 生した事例である。また、次ページにはそれ以外に、参考文献や資料が取得可能な集中 豪雨事例を紹介している。

| | 参考 | 夸又 | 【献(1 | 資料)か | ある | 集中劇 | 灵雨 | 事例 | |
|------------|------------------|------------|-----------------------|---|-----------------|------------------|------------------|--------------------|---------------------------------------|
| 発生場所 | 冠名(通称名) | 年月日 | 環境場 | 参考文献 | 発生場所 | 冠名(通称名) | 年月日 | 環境場 | 参考文献 |
| 長崎県 | 1957年諫早豪雨 | 1957.7.25 | 梅雨前線の南 側 | Osawa and Ozaki (1960) | 愛知県 | 2000年東海豪雨 | 2000.9.11- 12 | 台風周辺からの 暖湿気流入域 | 加藤 (2002), 金田ほ か (2002), 渡辺 (2002) |
| 新潟県 | 1967年羽越豪雨 | 1967.8.26- | 秋雨前線 | 篠原 (1970) | 千葉県 | 2001年佐原豪雨 | 2001.10.10 | 発達中の低気圧 | 津口・榊原 (2005) |
| 岐阜県 | 1968年飛騨川豪雨 | 1968.8.17 | 寒冷前線 | 二宮 (2011) | 福岡県 太宰府市 | 2003年福岡豪雨 | 2003.7.19 | 寒冷前線 | 松本 (2005) |
| | | 1982.7.23 | 温暖前線 | 長谷川 • 二宮 (1984) Ninomiya et al. (1984) Ogura et al. (1985) 荒生 (1986) | 熊本県 水俣市 | 2003年熊本豪雨 | 2003.7.20 | 梅雨前線の南側 | 加藤 (2005) |
| 長崎市 | 1982年長崎豪雨 | | | | 静岡県 | 2004年静岡豪雨 | 2004.6.30 | 台風周辺からの 暖湿気流入域 | 小倉・新野 (2007) |
| | | | | Nagata and Ogura (1991) | 新潟県中部 | 2004年新潟·福島 豪雨 | 2004.7.13 | 梅雨前線 | Kato and Aranami (2005) |
| 島根県西部 | 1983年島根豪雨 | 1983.7.23 | 梅雨前線 | 渡部 (1984), Watanabe and Ogura (1987) | 福井県 | 2004年福井豪雨 | 2004.7.18 | 梅雨前線 | Kato and Aranami (2005) |
| 福岡市 | - | 1983.9.6 | 寒冷前線 | 早川ほか (1989) | 東京都内 | 2005年首都圏豪雨 | 2005.9.4 | 台風周辺からの | Kawabata et al. (2011) |
| 島根県西部 | 1985年島根豪雨 | 1985.7.5-6 | 梅雨前線 | 渡部·栗原 (1988) | | | | 暖湿気流人域 | Hirookowa and Kata |
| 鹿児島市 | - | 1986.7.10 | 梅雨前線の南 個 | 早川ほか (1989) | 青森県 | 2007年青森豪雨 | 2007.11.12 | メソ低気圧 | (2012) |
| 島根県西部 | 1988年島根豪雨 | 1988.7.15 | 梅雨前線 | 渡部・平原 (1991) 浜田 (1990) | 鹿児島県南 部 | 2010年奄美豪雨 | 2010.10.20 | 停滞前線 | Tsuguti and Kato (2014) |
| 鹿児島県 | 1993年鹿児島豪雨 | 1993.8.1 | 梅雨前線 | 気象庁 (1995) Kato (1998) | 新潟県中部 | 2011年新潟·福島 豪雨 | 2011.7.28- 30 | 梅雨前線 | 気象研究所 報道発表資料 |
| 鹿児島県 | 1993年鹿児島豪雨 | 1993.8.6 | 梅雨前線 | 気象庁 (1995) 斉藤・加藤 (1996) | 熊本県 福岡県 | 2012年九州北部豪 雨 | 2013.7.11- 14 | 梅雨前線の南側 | 気象研究所 報道発表資料 |
| 鹿児島県 | 1997年出水豪雨 | 1997.7.9 | 梅雨前線の南 | 加藤 (2005) | 山口県 島根県 | 2013年山口·島根 豪雨 | 2013.7.28 | 梅雨前線の南側 | 気象研究所 報道発表資料 |
| 新潟県北部 | 1998年新潟豪雨 | 1998.8.4 | 梅雨前線 | 気象庁 (2000) Kato and Coda (2001) | 京都府北部 | 2013年近畿豪雨 | 2013.9.16 | 台風周辺からの 暖湿気流入域 | 気象研究所 報道発表資料 |
| 拆木目小如 | 1998年栃木·福島 豪雨 | 1998.8.27 | 台風周辺から の暖湿気 流入域 | 気象庁 (2000) | 東京都 伊豆大島 | 2013年伊豆大島豪 雨 | 2013.10.16 | 台風周辺からの 暖湿+局地前線 | 気象研究所 報道発表資料 |
| 加不宗北部 | | | | | 沖縄本島 | 2014年沖縄豪雨 | 2014.7.9 | 台風周辺からの 暖湿気流入域 | 気象研究所 報道発表資料 |
| 高知県 | 1998年高知豪雨 | 1998.9.24 | 秋雨前線の南 側 | 気象庁 (2000) | 広島市 | 2014年広島豪雨 | 2014.8.20 | 秋雨前線の南側 | 気象研究所 報道発表資料 |
| 福岡市 広島県 | 1999年福岡・広島 豪雨 | 1999.6.29 | 寒冷前線 | Kato (2006) | 栃木県・福島 県・宮城県 | 2015年関東·東北 豪雨 | 2015.9.9- 11 | 台風周辺からの 暖湿気流入域 | 気象研究所 報道発表資料 |

(参考文献、タイトル略)

Kato, T., 1998: J. Meteor. Soc. Japan, 76, 97-128.

Kato, T. and H. Goda, 2001: J. Meteor. Soc. Japan, 79, 899-924.

Kato, T. and K. Aranami, 2005: SOLA, 1, 1-4.

- Kato, T., 2006: J. Meteor. Soc. Japan, 84, 129-153.
- Kawabata, T., T. Kuroda, H. Seko and K. Saito, 2011: Mon. Wea. Rev., 139, 1911-1931.
- Hirockawa, Y. and T. Kato, 2012: J. Meteor. Soc. Japan, 90, 905-921.

Nagata, M. and Y. Ogura, 1991: Mon. Wea. Rev., 119, 1309-1336.

- Ninomiya, K., H. Koga, Y. Yamagishi, and Y. Tatsumi, 1984:. Meteor. Soc. Japan, 62, 273-295.
- Osawa, K. and K. Ozaki, 1960: J. Meteor. Soc. Japan, 38, 135-147.
- Ogura, Y., T. Asai and K. Doi, 1985: J. Meteor. Soc. Japan, 63, 883-900.
- Tsuguti, H. and T. Kato: 2014, J. Meteor. Soc. Japan, 92, 163-183.

Watanabe, H. and Y. Ogura, 1987: J. Atom. Sci., 44, 661-675.

- 荒生公雄, 1984: *天気*, **31**, 271-273.
- 小倉義光·新野宏,2007: *天気*,**54,**713-719,821-828.
- 加藤輝之, 2002: *天気*, **49**, 626-634.
- 加藤輝之, 2005: *気象研究ノート*, 208, 109-118.
- 加藤輝之, 2013: 気象庁技術報告, 134, 119-136.
- 金田幸恵·坪木和久·武田喬男, 2002: 天気, 49, 619-626.
- 気象研究所報道発表資料: http://www.mri-jma.go.jp/Dep/fo/fo3/press.html (2017年2月1日閲覧)
- 気象庁, 1995: *気象庁技術報告*, 116, 205pp.
- 気象庁, 2000: *気象庁技術報告*, 121, 170pp.
- 津口裕茂・榊原均,2005: 天気,52,25-39. 斉藤和雄・加藤輝之,1996: 天気,43,369-382. 篠原武次,1970: 天気,17,23-28.
- 宫洸三,2011: 天気,58,305-316.
- 長谷川隆司·二宮洸三, 1984: 天気, 31, 565-572. 渡部浩章, 1984: 天気, 31, 739-745.

- 浜田周平, 1990: 天気, **37**, 527-530. 早川誠而, 鈴木義則, 前田宏, 元田雄四郎, 1989: 天気, **36**, 121-133, 207-213.
- 松本積, 2005: 天気, **52**, 204-205. 渡部浩章・平原隆寿, 1991: 天気, **38**, 433-440.
- 渡辺真二, 2002: 天気, 49, 609-619.



事例①として、2006年7月23日の鹿児島県北部での大雨について、4-3節で示した西日本で見られる梅雨前線帯の特徴に着目し、解析した結果を紹介する。該当事例では、梅雨前線帯の南側で発生する、梅雨期でよく見られる大雨であった(4-3節参照)。ここでは、そのことを具体的に示していく。

3時間積算降水量分布(左上図)を見ると、東シナ海上から鹿児島県北部にのびる線 状降水帯が確認でき、この線状降水帯によって大雨が引き起こされた。鹿児島県北部の 紫尾山での10分間降水量の変化(左下図)によると、23日00時過ぎから降水が観測さ れ、降雨の強弱を繰り返しながら6時間ほどで200mmを超える大雨になっている。この 線状降水帯は梅雨前線の南側(右上図)で発生し、その位置は衛星雲画像(右下図)で 推定される梅雨前線帯の南縁付近に当たっている。衛星雲画像は6日平均したもので、 この事例においては数日間梅雨前線帯がほぼ同じ位置に停滞していた。大気状態に大き な変化がなかったと考えられるので、次ページ以降では、6日間の平均場から大雨の発 生環境場について見てみる。



7月18日から23日の気象庁メソ解析(1日8解析値)を用いて平均した大気状態を示 す。700hPa気圧面の相対湿度分布(左上図)を見ると、70%以上の湿った領域が中国大 陸から東シナ海を通って、日本列島に東西方向にのびていることが確認でき、この領域 が湿舌(梅雨前線帯)に対応する。梅雨前線帯の南北の幅は300kmほどであり、大雨が 発生した九州南部は前線帯の南縁付近に位置している。梅雨前線帯の南側の太平洋高気 圧勢力域では、相対湿度が50%前後と乾いている状態であり、北側の黄海上でも下降流 場となっている(図略)ことから相対湿度がかなり低くなっている。これらの領域で は、湿潤対流(積乱雲)の発達が抑制される(4-5節参照)。

高度500mの気温分布(右上図、地表面以下の領域は地表付近から6℃km⁻¹の気温減率 で校正したもの)を見ると、梅雨前線帯付近の南北の気温傾度は小さく、西日本で見ら れる梅雨前線帯の特徴を示している。その一方、東日本では気温傾度が大きくなってい ることもわかる。高度500mの比湿分布(右下図、地表面以下の領域は地表面と同値)を 見ると、梅雨前線帯の北縁付近で南北傾度が大きくなっていて、その領域まで南西~南 南西風によって、太平洋高気圧の縁を回って湿った空気が流入している様子が確認でき る。この水蒸気の流入によって梅雨前線帯での降水活動が維持されていた。

850hPa気圧面の比湿分布(左下図)を見ると、中国大陸から西よりの風によって湿った空気が流入している。この湿った空気の領域は、700hPa気圧面の相対湿度分布とよく対応している。湿舌は対流活動の結果として、上空が湿って形成されたもの(4-3節参照)なので、850hPa気圧面の水蒸気場は降水現象の結果であって、豪雨の発生要因とはならない。



梅雨前線帯の成層構造を見るために、7月18~23日の気象庁メソ解析から作成した東 経130度における南北断面図(点線で囲まれた範囲:梅雨前線帯に対応する領域、矢羽 は水平風)を示す。相対湿度の断面図(左下図)を見ると、梅雨前線帯に対応する領域 では上空まで湿っていて、対流活動により水蒸気が上空に運ばれた結果を示している。 梅雨前線帯の南側の80%以上の領域は900hPaより下層のみに見られ、4-2節で説明した水 蒸気場を代表する高度と整合している。この大気下層における水蒸気の集中は比湿の断 面図(右上図)でも確認することができる。なお、梅雨前線帯北側の大気下層でも相対 湿度が高いが、これは気温が低いためで、右上図を見ても水蒸気量が多いわけではない ことがわかる。

相当温位の断面図(右下図)でも梅雨前線帯に対応して、高相当温位域が見られ、こ れは対流活動によって大気下層の高相当温位を持った空気塊が上空に持ち上げられた結 果を示している。また、相当温位の南北傾度の大きな領域は、通常梅雨前線が解析され る梅雨前線帯の北縁に見られる。梅雨前線帯の北側では上空に向かっておおむね単調増 加しているので、大気状態は安定していることを示している(1-3節参照)。

これらは4-3節で示した西日本で見られる梅雨前線帯の特徴と整合していて、大雨が発生した場所もまさしく梅雨前線帯の南縁付近であり、西日本の梅雨期に見られる典型的な大雨であったことがわかる。



ここでは大気の安定度および飽和相当温位の鉛直プロファイルを用いて、7月18~23 日の気象庁メソ解析に見られた梅雨前線帯内で大雨が発生しやすい場所を特定する。 950hPaと500hPa間の平均気温減率分布(右上図)を見ると、700hPa気圧面の相対湿度が 70%以上の領域におおよそ対応する湿舌(梅雨前線帯)内では南側ほど気温減率が大き くなっていて、梅雨前線帯の南縁ほど積乱雲が発達しやすい大気状態であることを示し ている。実際、23日に発生した大雨は梅雨前線帯の南縁付近で発生した。

鉛直方向の気温変化をみるために、東経130度における気温減率の断面図を右下図に 示す。925hPa気圧面より下層では、梅雨前線帯の南側から北縁付近までの気温減率は非 常に大きくなっているが、その上空では 4~5 ℃ km⁻¹ とかなり安定な層が700hPa付近ま で見られる。この安定な層が積乱雲の発生・発達を抑制している。そのことを、梅雨前 線帯の南縁と北縁付近の温位エマグラム(左図)から説明する。

飽和相当温位の鉛直プロファイル(赤線)を見ると、南縁では500hPa付近に極小があ り、高度500mに相当温位360Kを持つ暖湿な空気が流入すると、浮力がなくなる高度 (平衡高度)が150hPaとなり、積乱雲が高高度まで発達できうることがわかる。一方、 北縁付近の飽和相当温位の鉛直プロファイルの変化は小さく、363Kを超えるような相当 温位を持った空気が流入しなければ、積乱雲は発生することすらできない。このよう に、飽和相当温位の鉛直プロファイルからも、梅雨前線帯の南縁付近で大雨が発生しや すいことが説明できる。



事例②として、2008年7月28日の石川県での大雨事例を紹介する。この事例でも、3時 間積算降水量分布(左上図)に見られる線状降水帯によって大雨がもたらされ、大雨域 から離れた金沢市内で河川が氾濫した。このように、頭上では大雨になっていなくて も、大雨による災害が発生した事例でもある。大雨域に観測地点がなかったが、近傍の 医王山の10分間降水量の時系列(左下図)を見ると、降水の強弱を繰り返しながら、08 時までの3時間に100mmを超える雨が観測されていた。

線状降水帯は、地上天気図(右上図)の梅雨前線付近で発生し、事例①のように西日本でよく見られる梅雨前線の南側ではなかった。この事例に限らず、北陸から新潟地方で発生する線状降水帯は梅雨前線帯付近で発生することが多い(例えば、2004年新潟・福島豪雨、2004年福井豪雨:Kato and Aranami (2005)、2011年新潟・福島豪雨:加藤(2013))。衛星雲画像(右下図)を見ると、梅雨期間中であったものの、中国大陸からの湿舌(梅雨前線帯)に対応する雲域が明確ではない。梅雨末期に見られる大雨時はこの事例のように湿舌が明確でないこともあり、そのような大気状態で大雨が発生するメカニズムについて次ページ以降で解説する。

(参考文献)

Kato, T. and K. Aranami, 2005: Formation factors of 2004 Niigata-Fukushima and Fukui heavy rainfalls and problems in the predictions using a cloud-resolving model, *SOLA*, **1**, 1-4. 加藤輝之, 2013: 新潟・福島豪雨の発生要因, *気象庁技術報告*, **134**, 119-136.



大雨が発生した日の大気状態を示す。図は7月27日9時~28日6時までの3時間毎の気象 庁メソ解析を用いた平均場である。700hPa気圧面の相対湿度分布(左上図)を見ると、 太平洋高気圧の勢力が北側に拡大しているとともに、中国大陸からの湿った領域(湿 舌)が不明瞭になっている。相対湿度が高くないので、4-5節で説明したように総観場の 上昇流が存在すると上空が低温化されることを示唆している。

高度500m(右上図、地表面以下の領域は地表付近から6℃km⁻¹の気温減率で校正した もの)を見ると、事例①では明確でなかった前線付近に、明瞭な温度の南北傾度が存在 している。これは、日本海中部でのやや北よりの風と対馬海峡から流入した暖気で作り 出されたものである。高度500mの比湿分布(右下図、地表面以下の領域は地表面と同 値)を見ると、大量の水蒸気が東シナ海上を北上し、対馬海峡から日本海上に流入し て、福井県付近に到達していることが確認できる。この経路に沿って大量に水蒸気が流 入して大雨がもたらされ、日本海側で大雨が発生する典型例である。

850hPa気圧面の比湿分布(左下図)には、500m高度のような水蒸気の流入が見られず、梅雨前線に沿うように水蒸気量の多い領域が東シナ海から日本海上にのびている。 この領域は梅雨前線付近の対流活動によって、より下層から水蒸気が持ち上げられて作られたものであり、事例①と同様に、大雨の要因となるものではない。



7月27日(27日9時~28日6時までの3時間毎の気象庁メソ解析を用いた平均場)の梅雨 前線帯の成層構造を見るために、東経130度における南北断面図(点線で囲まれた範 囲:梅雨前線帯に対応する領域)を示す。相対湿度の断面図(左下図)を見ると、梅雨 前線帯と思われる領域は狭くなり、上空の相対湿度は60%以下とかなり低下していて、 梅雨期の特徴的な大気構造が不明瞭になっている。梅雨前線帯の南側に存在する80%以 上の湿った領域は、900hPa気圧面よりも若干高くなってはいるものの、850hPa気圧面に は達していない。同様の特徴が比湿の断面図(右上図)にも見られ、900hPaより下層に 集中した大量の水蒸気が梅雨前線帯に運ばれている様子がわかる。

相当温位の断面図(右下図)でも、梅雨前線帯に対応する上空の高相当温位域が不明 瞭になっている。梅雨末期でもあり、梅雨前線帯の構造が失われ、950hPaと500hPa間の 平均気温減率が、事例①のように梅雨前線帯付近によく見られる値(5 ℃ km⁻¹ 前後) から 5.5 ℃ km⁻¹ に上昇し、大気状態がかなり不安定化していた。この不安定化のメカ ニズムについて次ページで解説する。



950hPaと500hPaの気温差が1℃大きくなると、その間の平均気温減率は約 0.2 ℃ km⁻¹ 増大する。このことから、梅雨前線帯付近によく見られる気温減率(5 ℃ km⁻¹ 前後) が 5.5 ℃ km⁻¹ に上昇するためには、下層の気温変化が小さいとすると、上空の気温が2 ~3℃低下する必要がある。このような低下が500hPa気圧面の気温(T500)で見られた かを確認してみる。左上図は気象庁メソ解析による大雨直前の28日03時とその1日前の T500である。同気圧面の風速は 15 m s⁻¹ 程度なので、空気塊は1日で約1300km移動する ことになり、石川上空の空気塊は1日前には九州の北に存在していることになる。その 領域のT500は -5 ~ -4℃であり、石川上空に達した時は -7 ~ -6℃となり、約2℃の気温 低下が見られる。この低下は4-4節から4-5節で説明している断熱冷却によるものであ る。

左上図には等値線で500hPa気圧面に近い325K温位面の高度も示している。凝結しない 限り、空気塊は等温位面上を移動することを踏まえると、石川上空に移動する間に空気 塊は300m前後上昇したことがわかる。この上昇による断熱冷却でT500が低温化した訳で ある。大気が湿っていると凝結が起こるので、断熱冷却が起こるためにはある程度乾い ている必要があり、前ページで示したように梅雨前線帯の構造が失われ、相対湿度が低 下していたことが断熱冷却を引き起こした要因の1つである。また断熱冷却が生じるに は上昇流が必要であり、本事例では気圧の谷の前面で上昇流域となっていた。

石川の風上に当たる米子での高層観測(右図)から上空の低温化を確認すると、25日から28日にかけて、500hPaより上空の気温が数℃低下している。その一方、大気下層の気温変化は小さいことも確認できる。米子での高層水蒸気量(左下図)では、大雨直前の27日には925hPa気圧面で、353K以上の相当温位が夜間にも見られ、この暖湿な空気塊が石川に流入して大雨を引き起こしたことがわかる。



事例③として、2012年7月12日に熊本県を中心に大雨が観測された九州北部豪雨について、A-2節で説明した大雨発生を診断するのに重要な気象要素に着目して、解析した結果を紹介する。12日09時までの9時間積算降水量分布(左上図)を見ると、熊本県北部から大分県南西部にわたって200mm以上の大雨になっていて、500mmを超える場所も見受けられる。この降水域は、熊本県北部で発生した複数の線状降水帯によって作り出されたものである。複数の降水システム(線状降水帯およびそれを構成していた積乱雲群、次ページ詳細)が通過する度に降雨が強まり、その降雨の変化を阿蘇乙女の10分降水量の時系列(下図)で確認することができる。

地上天気図(右上図)を見ると、朝鮮半島の南端に解析されている梅雨前線から 300kmほど南側で大雨が発生したことがわかる。事例①と同様、梅雨期の西日本でよく 見られる大雨パターンである。



降水システムの変遷を把握するために、12日01時~09時における大雨域周辺の解析雨 量分布の時間変化を見てみる。熊本県北部に大雨をもたらした降水システムは少なくと もA~Fの6つに分類することができる。そのシステムの多くは、積乱雲群で構成され た線状降水帯である(1-1節参照)。降水システムAはさらにスケールの小さい4つの降 水システム(A1~A4)に分類でき、降水システムFもより小スケールの降水システム F1とF2、F3に分類できる。阿蘇乙姫での大雨は、より小さなスケールの降水システムA1 ~A4が継続的に通過することでもたらされていたことが確認できる。同様に降水システ ムFに対しても、F1~F3が継続的に通過することで、熊本県南部を中心に大雨をもたら したことがわかる。降水システムCは上空のトラフにともなうもので、他のシステムに 比べて移動速度が速く、06~07時頃に阿蘇乙姫での降雨を強化していた。以上も踏まえ て、大雨をもたらした降水システムの特徴は次のようにまとめることができる。

・海上~海岸付近で発生した降水システムA~Fが発達しながら陸上を進んだことに よって大雨がもたらされた。

・降水システムAはA1~A4、FはF1~F3と、より小さなスケールの降水システムに分類でき、大雨をもたらした降水システムは多重スケール構造を持っていた。

・降水システムA1~A4は約20km h⁻¹で東進し、Cは約50km h⁻¹で東南東進。

・降水システムA1とA3、A4、E、F3は明瞭なバックビルディング型形成(3-3節参照) が確認できる。



7月11日21時の気象庁メソ解析から作成した500m高度データ(モデル高度が300m以上の場所はモデル高度+200m)を用いて、大雨をもたらす積乱雲が発生・発達できる大気状態だったことを確かめる。まず500m高度から自由対流高度までの距離(DLFC、左下図)を見ると、九州西岸周辺では軒並み100m前後であり、地形の影響を受けずとも、容易に積乱雲が発生できる大気状態だったことがわかる。このような状態だったので、前ページで示したように陸上ではなく、海上から沿岸付近で降水システムが発生した訳である。平衡高度(浮力がなくなる高度、右下図)は九州西岸を始め、東シナ海上から九州の広い範囲で14km以上になっていて、このことは積乱雲が高高度まで発達できることを示している。

水蒸気フラックス量分布(右上図)を見ると、400gm²s⁻¹以上の領域が熊本県の西方海上に存在し、風速20ms⁻¹以上の南西風によって大量の水蒸気が熊本県北部に流入し続けている。その流入する空気塊の相当温位は上空の気温によらず積乱雲が高高度まで発達できる360Kを超え、362Kに達している(A-3節参照)。その値は、A-1節で示した500m高度の相当温位の統計調査によると、九州西方海上の最大値(~367K)ではないものの、10年間の統計期間における上位10番以内に入る高値であった。



続いて、上空の大気状態と安定度について見てみる。各図は7月11日21時の気象庁メ ソ解析から作成したものである。500hPa気圧面の気温分布(左上図)を見ると、熊本県 北部から西方海上にかけては -3℃以上になっていて、平年値(-4.1℃)よりも高く、上 空に寒気の流入もなく、南側に比べてもかなり暖かい状態になっていることがわかる。 A-3節で示した500m高度の相当温位が高いときは上空の気温も高いという統計結果と整 合していて、上空の気温が低下することによって不安定が強化された訳ではない。左上 図には、九州の200~300km西方海上にはやや気温の低い領域が存在し、その領域は上空 のトラフに対応するものである。このトラフがおよそ6時間後に九州を通過し、それに ともなって発生したものが2ページ前に示した降水システムCである。

700hPa気圧面の相対湿度分布(右上図)を見ると、湿舌(梅雨前線帯)に対応する相 対湿度の高い領域の南縁付近で大雨が発生したことがわかる。この事例についても、西 日本で見られる梅雨前線帯の特徴(4-3節)で示した梅雨期の西日本でよく見られる大雨 パターンであった。また500hPaと950hPa間の気温減率の分布(右下図)を見ると、湿舌 の南縁ほど安定度は低くなっていて、大雨の発生域では 5.2 ℃ km⁻¹ 前後であり、梅雨 期としては積乱雲が発達しやすい大気状態(A-3節参照)になっていたことがわかる。 梅雨前線帯付近での大気下層の南北温度傾度(左下図、高度500mの気温分布)は非常に 小さく、安定度(気温減率)の分布は上空の気温分布が決めていた。



4-2節では大雨発生を議論するためには、水蒸気場を代表する高度として500mを見るのが適切であることを示した。基本的には、高度500mとそれより下層の相当温位(例えば、高度250m)の相関は高い。このことを踏まえて、高度500mの相当温位の程度を確認するのに、A-2節では地上観測の利用を推奨した。ただ、必ずしも対応しない場合があるので、その例として2012年の九州北部豪雨の事例を取り上げる。

既に示したように、7月11日21時の気象庁メソ解析から作成した500m高度(左上図) では、熊本県北部に海上から362Kの相当温位を持つ暖湿な空気塊の流入が見られる。一 方、地表付近(中上図)では、東シナ海の風上側(南西方向)の相当温位は365Kと非常 に高くなっているものの、熊本県北部に近づくにつれて相当温位は低下し、358K程度に なり、500m高度よりも4K低くなっている。この原因は黒潮(日本海流)の暖水域(~ 28℃)からはずれ、海面水温が25℃以下の領域の上空を通過したため、地表付近の空気 が冷やされたことによる。

このように地上付近の大気状態で大雨の発生を議論できない場合が他にも、下図に示す2011 年7月新潟・福島豪雨時でも見られる。500m高度を基本とすべきではあるが、地表付近のデー タを用いる場合には、上空の大気状態も十分把握する必要がある。



大気中に含まれうる水蒸気量は気温の関数であり、1℃上昇すると約7%、10℃上昇すると約2倍になる。このことからもわかるように、大気中の水蒸気は気温の高い大気下層に集中して存在している。ただ積乱雲が発生・発達するときには、大気下層の水蒸気が上空に持ち上げられるので、鉛直方向に積算した水蒸気量(可降水量 = ∫ pqdz、 p: 空気の密度、q:水蒸気の混合比)は大きくなる。よって短時間における可降水量の変化を見ることで、大雨発生の可能性を議論することができる。ここでは、積乱雲の発生・発達ではなく、梅雨前線帯の実況把握にも利用できることを示す。

梅雨前線帯は4-3節で説明したように、湿舌と呼ばれる梅雨前線付近の上空が湿った領域であり、幅200~300kmで、中国大陸から日本列島へ東西にのびた帯として認識される。梅雨前線帯は、対流活動等により上空に水蒸気が運ばれて形成されるので、水蒸気の鉛直積算量である可降水量も大きくなり、60~70mm程度になる。一方、梅雨前線帯を挟んだ、北側と南側の上空は乾燥していているので、大気下層に大量の水蒸気が存在している南側でも可降水量が極端に大きくなることはない。すなわち、可降水量の分布から梅雨前線帯を把握することが可能である。

左上図は2012年7月の九州北部豪雨時の気象庁メソ解析から作成した12日00時の可降水量分布で、右上図は同時刻のGPS(全地球測位システム)から推定された可降水量分 布である。熊本県北部での大雨は、梅雨前線帯に対応する可降水量が70mmを超える領 域の南縁付近で発生していることがわかる。また14日の事例(右下図、12時までの9時 間積算降水量分布)でも、可降水量の大きな領域が東西に帯状にのび、その南縁付近で 大雨が発生している(下図)。このように、GPS可降水量の大きな領域を見ることで、 梅雨前線帯を実況把握し、大雨の発生を議論することが可能である。



3-1節で複数の線状降水帯が重なる場合の線状降水帯による大雨事例として紹介した、 2016年6月20-21日に長崎県と熊本県で発生した大雨(左上図群)を事例④として取り上 げる。この事例では、3つの線状降水帯により大雨がもたらされ、特に線状降水帯Aに よって、20日24時前後の1時間に熊本県の甲佐で150mmの降水量が観測された(下 図)。この値は、2016年までの気象庁の全観測地点の統計では、観測歴代4位に当たる (右表)。また右表を見ると、観測歴代10位の中に、2000年以降の4つの事例が含まれ ていて、近年大雨が増えているように思われる。ただ上位5位は、本事例を除いて全て 2000年以前であり、昔から大雨は現在と同様にあったと言える。さらに、最近では10分 の降水量を使って、1時間降水量を算出していることもあり、過去よりも見かけ上、大 雨が発生しやすくなっている。



6月21日00時の気象庁メソ解析から作成した500m高度データ(モデル高度が300m以上の場所はモデル高度+200m)を用いて、大雨をもたらす積乱雲が発生・発達できる大気状態だったことを確かめる。500m高度から自由対流高度までの距離(DLFC、左下図)は、九州の西岸では100m前後であり、容易に積乱雲が発生できる大気状態であることを示している。前ページで示した線状降水帯は海上からのびており、海上で線状降水帯を構成した積乱雲群が発生したのは、この低い自由対流高度が要因である。

平衡高度(浮力がなくなる高度、右下図)は13kmと高く、オーバーシュート(4-5節 参照)を考えるとレーダーでの雲頂高度(~15km)と整合している。このようにDLFC が小さくなり、平衡高度が高くなった要因の1つは、東シナ海上を北東進してきた355K 以上の相当温位を持つ空気塊が九州西岸に流入したことである(左上図)。ただこの値 は、2012年の九州北部豪雨時(~362K)よりもかなり小さい。それにも関わらず平衡高 度が高くなった要因については次ページで説明する。

水蒸気フラックス量の分布(右上図)を見ると、積乱雲群が発生した長崎県~熊本県 沿岸海上では 500 g m² s⁻¹ 以上であり、2012年の九州北部豪雨時よりも大きくなってい る。この大量の水蒸気の流入が合わさって、1時間に150mmの大雨がもたらされたと考 えられる。またこの大きな水蒸気フラックス量は、低気圧近傍の暖域で加速された強風 (~ 25 m s⁻¹)によって作り出されていた。



大雨発生直前(20日21時)の上空の大気状態を、気象庁メソ解析による345K等温位面 渦位分布(左図)と500hPa気圧面の気温(T500)分布(右図)を用いて説明する。各図 には高度を等値線で示している。等温位面渦位分布を見ると、400kmスケールほどの高 渦位域(寒冷渦)が北西から九州に近づいていて、その前方にメソトラフが確認でき る。そのメソトラフは、500hPa気圧面の高度分布でより明瞭に見ることができる。

上空の高渦位域が近づくと、その前方の対流圏中層〜上層では水蒸気が凝結しない限 り、上昇流により断熱冷却が生じる(4-4節参照)。この断熱冷却が生じていたことは、 T500の分布で確かめることができ、大雨が発生した長崎県から熊本県では -6 ~ -5℃に なっている。この値は平年値(-5.2℃)より若干低い程度で、ほぼ平年並みである。 500m高度の相当温位が2012年の九州北部豪雨時よりもかなり低い値であったものの、 T500も九州北部豪雨時(~3℃)よりもかなり低かったために、大気の不安定度が強 まった。このように上空の気温が下がって大雨に繋がる事例は、西日本の梅雨期では少 数である。



20日21時から3時間毎のひまわり8号の中層水蒸気画像(バンド10、上図)と気象庁メ ソ解析による500hPa気圧面の相対湿度分布(下図)を用いて、大雨の終焉要因を説明す る。中層水蒸気画像は500hPa気圧面付近の水蒸気場に感度があるので、その画像の暗域 (輝度温度の高い領域)は500hPa気圧面付近が乾燥域であることを意味している。前 ページで示した上空の高渦位域(寒冷渦)にともなう暗域が、西方から九州の上空に移 動してきていて、大雨域に達した時間(21日03時)に対流活発域が消滅して、大雨が終 焉した。大雨が終焉したのは、4-5節で説明したように上空に乾燥空気が流入すると、積 乱雲の発達が著しく抑制されるためである。

この乾燥域の移動は気象庁メソ解析でも確認できるが、メソ解析の方が多少遅くなっている。数値予報の結果でも、乾燥域の移動が多少遅く、大雨もさらに1~2時間持続する予測になっていた。実際は、水蒸気画像から推測される乾燥空気の流入が正しい訳なので、実況監視には数値予報が示す乾燥空気の流入の妥当性を、中層水蒸気画像などの実況(観測データ)で評価する必要がある。



4-6節で提示した線状降水帯発生条件が線状降水帯による大雨事例でどのように時間変化したかを見てみる。まず事例⑤として、2014年7月3日の長崎での大雨の例を示す。3時間積算降水量分布(解析雨量、左図)を見ると、線状降水帯によって最大205mmの大雨が発生したことがわかる。この線状降水帯は、停滞前線(梅雨前線)につながる寒冷前線の南側の暖域内で発生していた(右図)。長浦岳の10分間降水量の時系列(下図)を見ると、8時頃までの3時間に強雨が継続し、最大1時間降水量は96mmに達している。

| 2014年7月3日長崎での大雨の実況と環境場 | | | | | | | | | | |
|------------------------|------------|------------------------|------|----------|----------|--------|---------|-------|--|--|
| 旦 | 線状 | 最大3時間 降水量 (解析雨量) | | 50 | | 500hPa | | | | |
| ー 中 時 | 本 時 降水帯 | | EPT | FLWV | DLFC | EL | SREH | 相対湿度 | | |
| 3 | | 54 | ~350 | 350 | 1000以上 | 5000 | 300~600 | 90%以上 | | |
| 4 | | 82 | 350 | 450 | 500以上 | 6000 | 500~700 | | | |
| 5 | | 89 | | | 100~500 | 12000 | 450前後 | | | |
| 6 | | 89 | | | 100~200 | 10000 | | | | |
| 7 | | 109 | | | | | ↓ ↓ | | | |
| 8 | | 185 | | I | I | 8000 | 300前後 | | | |
| 9 | | 199 | | 350 | 100~500 | 10000 | 200~300 | | | |
| 10 | | 160 | | | | - | 150~250 | | | |
| 11 | | 182 | | | | | 100~200 | | | |
| 12 | | 152 | | 300 | | 8000 | 100前後 | | | |
| 13 | | 75 | | | ↓ I | | - | | | |
| 14 | | 62 | 350 | 250 | _ | _ | 100以下 | Ļ | | |
| | | | | | | | | | | |

長崎での大雨の実況(最大3時間降水量)と、線状降水帯発生条件のストームに相対 的なヘリシティー(SREH)と500hPaの相対湿度、500m高度の水蒸気フラックス量 (FLWV)、500m高度から自由対流高度までの距離(DLFC)、平衡高度(EL、浮力が なくなる高度)に、500m高度の相当温位(EPT)の値の時間変化を示す(気象庁メソ解 析・局地解析から判断した)。線状降水帯は6時頃に発生し、12時頃に消滅した。その 期間、場所は異なるものの、200mm近い3時間降水量が継続的に記録された。線状降水 帯の発生直前に、EPTは350~355Kと高くなり、それにともなってDLFCの低下およびEL の上昇が見られる。またFLWVとSREHの値は高い状態が持続しており、500hPaのRHも 90%を超えていたことから、積乱雲が容易に発生し、線状降水帯に組織化できたと考え られる。線状降水帯が消滅した後でも、EPTおよびELが高く、DLFCが低い状態が持続 していたが、SREHの値が12時以降小さくなったことから線状降水帯を組織化すること ができなくなったと考えられる。この事例では、EPTの増大にともなうDLFCの低下が線 状降水帯の発生の原因となり、SREHの低下が終焉の原因になったと推定できる。



事例⑥として、2014年8月9日、台風第11号にともなうアウターバンドが掛かった期間 中に観測された、三重県北部での線状降水帯による大雨事例について示す。解析雨量の 積算値(左図)では最大193mmの3時間降水量が記録された。地上天気図(右図)を見 ると、台風の進行方向前面(北東側)に当たる、停滞前線の南側で線状降水帯が三重県 に停滞し、大雨が発生したことがわかる。また、三重県付近は南から暖湿流が流入しや すい場所に当たっていた。笠取山の10分間降水量の時系列(下図)を見ると、7時頃か ら雨が強まり、14時頃までは10分で5mm程度の強雨が継続した後、線状降水帯が停滞し た16時頃にかけてはさらに雨が強まっていることがわかる。

| 2014年8月9日の三重県北部での実況と環境場 | | | | | | | | | | |
|-------------------------|------|--------------|-------|----------|----------|--------------------|---------|--------|--|--|
| 日本 | 線状 | 最大3時間 略水量 | | 50 | Om高度 | ODEU | 500hPa | | | |
| 時 | 降水帯 | (解析雨量) | EPT | FLWV | DLFC | EL | OILLI | 相対湿度 | | |
| 9 | アウター | 128 | | 350 | 0~300 | 2000 _{以下} | | 90%以上 | | |
| 10 | バンド | 145 | | 400 | | | 400~800 | | | |
| 11 | 介 | 132 | | | | | 500以上 | | | |
| 12 | | 144 | | - | | ↓ | | | | |
| 13 | | 130 | | 450 | | | | | | |
| 14 | | 138 | | | | 5000 | | | | |
| 15 | | 142 | | | I | - | | | | |
| 16 | | 181 | | I | 200~500 | 8000 | Ļ | | | |
| 17 | 11 | 176 | - 🦊 - | 400 | | | 300~800 | ↓ ↓ | | |
| 18 | | 181 | 350 | | | | | 70~90% | | |
| 19 | | 131 | • | | + | | | 50~80% | | |
| 20 | | 68 | ~355 | 450 | 1000以上 | | 300~600 | 50~70% | | |
| 21 | | 69 | | - | • | Ļ | 200~600 | • | | |

線状降水帯は14時頃発生し、17時過ぎまで三重県内に停滞していた。表中の線状降水 帯欄に示した白抜き矢印は、台風のアウターバンドが紀伊半島に掛かっていた期間を示 す。線状降水帯発生条件(気象庁メソ解析・局地解析から判断した)の内、平衡高度 (EL、浮力がなくなる高度)を除く500m高度の各要素、ストームに相対的なヘリシ ティー(SREH)、500hPa相対湿度の条件は、三重県北部での線状降水帯の発生以前か ら満たされていた。しかしELは、発生直前では2000m以下と低く、積乱雲が発達できる 環境場でなかったことがわかる。ELが低かった原因は、アウターバンドの前面(東側) で700~800hPa気圧面付近に先行して暖かい空気が流入したためで、その状況はアウ ターバンドが三重県上空に差し掛かった時に解消していた。線状降水帯の消滅時期には SREHの低下が見られるが、300 m² s⁻²以上の値を維持しており、その低下が終焉の原因 だとは思われない。500m高度の要素も大雨をもたらす条件を維持し続けている一方、南 からの乾いた空気の流入がみられ、500hPa相対湿度は50%近くまで低下している。この 乾燥空気の流入が、この事例での線状降水帯の終焉の原因になったと考えられる。

著者略歴

加藤輝之(かとう・てるゆき)

- 1964年 京都府京都市に生まれる
- 1987年 気象大学校卒業、気象庁海上気象課、気象庁 気象研究所研究官・同主任研究官、気象庁数 値予報課数値予報モデル開発推進官、気象庁 気象研究所予報研究部第3研究室長、 気象庁観測課観測システム運用室長を経て、
- 現在 気象庁気象大学校教頭 博士(理学)(東京大学)
- 専 門 大気力学、メソ気象学、集中豪雨

平成29年3月31日 令和2年3月31日改訂

発行者 **気 象 庁**

〒100-8122東京都千代田区大手町1-3-4



・フックエコー の先端の ガストフロント 付近の渦が
メソサイクロン の 強い上昇気流 で引き伸ばされて
竜巻が発生